Les anneaux de Saturne revisités par les images de la sonde spatiale Cassini : Evolution dynamique de l'anneau F et étude photométrique des anneaux principaux

Estelle Déau

▶ **To cite this version:**

Estelle Déau. Les anneaux de Saturne revisités par les images de la sonde spatiale Cassini : Evolution dynamique de l'anneau F et étude photométrique des anneaux principaux. Astrophysique [astro-ph]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2007. Français. NNT : . tel-00255723

HAL Id: tel-00255723

https://theses.hal.science/tel-00255723v1

Submitted on 13 Feb 2008

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.

École doctorale d'Astronomie et d'Astrophysique d'Île-de-France

Les anneaux de Saturne revisités par les images de la sonde spatiale Cassini :

Évolution dynamique de l'anneau F et Étude photométrique des anneaux principaux

Thèse de doctorat

présentée par Estelle DÉAU

pour obtenir le grade de

Docteur ès Sciences de l'Université Paris 7 Denis Diderot
Spécialité : Astrophysique et méthodes associées

soutenue au CEA Saclay le 3 décembre 2007 à 16h30 devant le jury composé de

Président du jury	Pr. Marcello FULCHIGNONI	Université Paris 7 /LESIA
Directeur de thèse	Pr. André BRAHIC	Université Paris 7 /AIM
Rapporteurs	Pr. Philippe MASSON	Université d'Orsay
	Dr. Hans SCHOLL	Observatoire de la Côte d'Azur /CNRS
Examinateur	Pr. Joseph BURNS	Cornell University

Remerciements

*A*dolescente, lorsque j'ai commencé à me passionner pour l'Astrophysique, je rêvais de pouvoir un jour comprendre une partie du monde qui m'entourait. Je me rendais à la *Librairie Antillaise* de Fort-de-France pour acheter la revue Ciel *&* Espace, et dépensais 48 francs dans mon argent de poche pour en apprendre un peu plus. J'y trouvais les *interviews* de Michel Cassé, André Brahic, Hubert Reeves, Jean-Pierre Lebreton qui me transportaient au-delà de ma petite île. Leurs travaux me paraissaient aussi inaccessibles que les étoiles que j'observais dans le ciel tropical de Martinique.

*D*ix ans plus tard, me voilà au Service d'Astrophysique du CEA : j'ai réalisé mon rêve, petit à petit sans m'en rendre compte ! Pour cela je voudrais remercier en premier lieu les deux personnes qui ont cru en moi et qui m'ont permis d'accéder au monde de la recherche : Messieurs Marcello Fulchignoni et André Brahic, mes deux premiers professeurs d'Astrophysique.
*T*out d'abord, Marcello, je me souviens d'être venue vous voir, fébrile, à la fin d'un des *cours d'astro* de la Maîtrise de Sciences Physiques et de vous avoir demandé si vous pensiez qu'il était possible que je fasse un DESS en Astrophysique. Vous m'avez répondu que je pouvais même faire un DEA (maintenant M2), que la sélection était dure et que si je voulais vraiment poursuivre dans cette voie, il fallait m'accrocher ! Je vous remercie de m'avoir encouragée, de m'avoir donné ma chance et par la suite de m'avoir accueillie (« à l'italienne » !) dans votre équipe du LESIA au 1 mètre de Meudon lors du stage de fin d'année. C'est un honneur pour moi que vous ayez accepté d'être le président du jury de ma thèse.
*E*t maintenant André : comment vous remercier ? Ce fut un choc (dont je mis à chaque fois plusieurs semaines à me remettre) quand je vous ai rencontré pour la première fois, puis lorsque je vous ai eu en tant que professeur d'Astrophysique et ensuite quand vous avez accepté d'être mon directeur de thèse. En effet, je n'aurais jamais imaginé, il y a quelques années, avoir comme directeur de thèse celui dont les propos me passionnaient à la télé. Je n'aurais pas non plus pensé qu'un directeur de thèse aussi bon pédagogue, attentif, drôle, imaginatif, charismatique, rassurant, à l'enthousiasme et au dynamisme communicatifs, patriarche, exigeant, disponible, vif et dominant son sujet puisse exister : *le Seigneur des anneaux* en personne ! En vrai *sage de la tribu* AIM, vous m'avez chaleureusement accueillie dans l'équipe et vous m'avez très souvent conseillée tant scientifiquement que personnellement et professionnellement. Je vous remercie pour les orientations que vous avez données à ma thèse et vos fins conseils pour la touche finale du manuscrit. J'ai beaucoup apprécié la liberté et la confiance que vous m'avez donné et qui m'ont permis d'acquérir l'autonomie, l'assurance et l'esprit critique indispensables à tout bon chercheur. Merci d'avoir fait de mon doctorat trois années de bonheur ! Je souhaite maintenant qu'il y en ait beaucoup d'autres.

*P*ourtant, cette thèse n'existerait pas sans Isabelle Grenier, Directrice du DEA Astrophysique et Méthodes Associées. Sans toi, je n'aurais jamais eu le courage de demander à André d'être mon directeur de thèse. Je te remercie pour la rapidité et le professionalisme avec lesquels tu m'as aidée à monter mon dossier de la région, un soir de 13 juillet... Enfin, merci Isabelle pour ton œil critique et pour l'autre (!) qui est très synthétique, j'apprends toujours énormément grâce à toi.

*J*e remercie la Région Martinique pour l'inoubliable rencontre qui avait été organisée avec les lycéens en 2006 et pour son soutien financier. Avec cette bourse doctorale, j'ai pu découvrir un riche environnement de recherche en Astrophysique, où le taux de convivialité, de professionnalisme et de compétences au mètre carré (selon moi le plus élevé de France) fut une source de motivation supplémentaire.

*I*l me faut chaleureusement remercier Sébastien Charnoz qui a encadré ma thèse. Comme un grand frère, tu m'as initiée aux anneaux de Saturne, aux *fits* (à l'œil !), et à diverses méthodes de programmation. J'ai tant appris grâce à ta persévérance, ton expérience, ta rigueur scientifique : cette thèse reflète indéniablement les qualités de chercheur que tu m'as transmises. Je voudrais également te remercier pour tout le soutien dont tu as fait preuve durant mes trois années de thèse. Tu m'as gaiement supportée pendant la période de la rédaction et je t'en suis vraiment reconnaissante ! Je remercie Cécile Ferrari pour avoir remis le puzzle en ordre lorsque je finalisais le manuscrit ! Un petit coucou à Sébastien Rodriguez (le deuxième Seb de l'équipe !), j'espère que nous pourrons démarrer avec Seb c la synergie anneaux-satellites et qu'elle conduira à de nombreux articles sur les « écosystèmes » de Saturne !

*F*irst of my collaborators, I would like to thank Luke Dones for his zest for life and his outstanding

scientific expertise. The opposition effect article that we wrote together were not the same without your contribution ! Thank you for your constructive advices on the data processing and the physics acting behind the opposition effect. I also thank Carolyn Porco, the Team Leader of the ISS instrument on board CASSINI, that allowed me to join the CASSINI imaging team and for her encouragement during my first team meeting at Caltech. I hope to continue working on ISS data for a long time ! I also thank Jeff Cuzzi for giving me so warmly welcomed at the JPL *Plenary Science Group*. Thank you for the discussion we had on the regional effects in the rings. I hope you will enjoy the figure 7.3 ! I thank Jo Burns for accepting to join the jury of my PhD. It's a great honnor to have the Vice Provost of Physical Sciences & Engineering of the Cornell University and a « *fine* expert in *faint* rings » in my jury.

C'est très sincèrement que je remercie Tristan Baumberger, qui a été mon professeur de Thermodynamique statistique en Maîtrise et qui m'a fait une lettre de recommandation pour que je puisse entrer au M2 de l'Observatoire de Meudon. Je le remercie également des enseignements qu'il a pu me prodiguer durant ma troisième année de thèse. Grâce à lui, j'ai beaucoup appris sur les conditions de travail de certains chercheurs et sur la nature humaine !

Que de belles rencontres durant ces trois années de thèse ! Je voudrais remercier Monsieur l'Académicien Pierre Léna qui m'a invitée au festival de Meursault les étoiles. Ce festival a été pour moi une bouffée d'oxygène pendant la période de rédaction de ce manuscrit. Merci à tous les intervenants du CNES, de l'Observatoire de Meudon et de l'Observatoire de Marseille de m'avoir pris sous leur aile. Je remercie également M. et Mme Pons pour leur gentillesse, leur accueil chaleureux et pour leur festival très réussi par le choix des intervenants. Je leur souhaite qu'il y ait encore beaucoup d'éditions de Meursault les étoiles ! Je remercie Zylvie Zago pour la confiance qu'elle m'a accordée pour les cours et TD d'Electromagnétisme de l'ESIEA et qu'elle a renouvellée l'année suivante. Ces expériences d'enseignement m'ont beaucoup apporté dans mes deuxième et troisième années de thèse. Je remercie vivement mes rapporteurs Philippe Masson, Doyen de l'UFR de Physique de l'Université d'Orsay et Hans Scholl, Directeur de recherche à l'Observatoire de Nice d'avoir accepté de lire ce manuscrit, malgré son volume repoussant de prime abord ! Merci à Philippe Masson d'avoir lu avec intérêt cette thèse et d'avoir remarqué le référence de M. Pignouf, que j'avais glissé pour m'assurer de l'assiduité de mes futurs lecteurs !
Merci à toutes les personnes que j'oublie et qui ont contribué de près ou de loin à l'aboutissement de cette thèse, par une discussion anodine ou bien par un séminaire qui, par associations d'idées, m'a insufflé des idées nouvelles pour mon travail.

Un petit coucou aux docs, post-docs et ingénieurs du Service d'Astrophysique et du centre que j'ai pu croiser, et avec certains desquels j'ai partagé les repas de midi à notre restaurant n°3 préféré : Judicaël, David, Yann (le Chef du *gâteau-béton* !), Cédric, Sandrine P. (miss *citron & pamplemousse*, stp passe aux ramequins avec 48 petits flans portugais !), *papa*-Florian, Pascal L., *papa*-Matthias (plus pratique et rapide que Google lui-même) ; Pierre, Vincent M., Edouard (merci pour ta patience avec saphpcolp3 !), Cyrille (projets contre projets) ; Savita (qui nous a tous tranmis sa flamme pour la Salsa), Médéric (l'ami des machines, merci pour les débogages de mes machines Unix), Alain (qui a su pimenter « à la bretonne » nos discussions de midi), Joël (monsieur *poire*), Pierrick (mentalement et physiologiquement dépendant du *chocolat-banane* et photographe officiel des yeux de Fabio !), Véra et Sylvie (vous verrez, on en rira un jour !), *papa*-Nicolas, Daniel (amateur de hoquet et de salsa) ; Fabio (bravo pour l'édit de Saclay, à quand une démo *réussie* de capoera ? !), Yohan (l'Homme aux cheveux noirs qui murmurait à l'oreille des rousses), *maman*-Sandrine, Clément (qui peut toujours placer un développement du deuxième ordre dans une discussion), Ana, Lorène (merci pour ton bon *kawa*, sacrée Grand-Mère !) ; Benoît (l'ami des raisins), Vincent D. (à quand ta 6^e pendaison de crémaillère ?...), Federico, Krys (monsieur *pain au fromage*), Ivan ; Julien (allias *Julio el seductor*, fais gaffe c'est incompatible avec ta passion pour l'OL !) et Kévin à qui je souhaite beaucoup de réussite avec Joshua Colwell.
Je remercie tout particulièrement Judicaël pour sa connaissance pointue des *widgets* (et d'IDL tout court), jamais mes programmes n'auraient été aussi agréables à utiliser et performants sans les *trucs & astuces* que tu m'as appris. Merci pour ta disponibilité et pour le merveilleux outil APIS que tu nous as laissé. Encore un an en Islande et tu seras docteur ! Je remercie également David et Cédric, mes co-bureaux respectifs, qui ont su animer de leur présence les pièces 159 et 75. Grâce à eux, je connais maintenant l'intime définition des termes *naze* et *beauf* (hi hi hi !). Merci aussi à Yann, Fabio et Yohan pour l'inventivité dont ils ont fait preuve afin de mettre en place les *poz'*, petits déj' et soirées A&A.

Mes plus profonds remerciements vont aux deux personnes qui ont toujours été avec moi (même à 8 000 km de distance) et qui m'ont toujours dit que rien n'était inaccessible avec de la volonté et du travail. Papa, Maman : je n'aurais jamais été aussi déterminée sans vous. Je vous remercie pour votre soutien affectif constant et pour l'intérêt que vous avez toujours porté à mes études.
Enfin, un grand merci à ma sœur Tatiana avec qui je partage des moments inoubliables depuis que nous avons commencé nos études à Poitiers, poursuivies par nos thèses respectives à Paris. Toutes ces années ensemble nous ont rapprochées d'une façon que je n'aurais pas imaginée, et dont je suis fière aujourd'hui. Je me suis véritablement reposée sur toi pendant ma thèse et également pendant toutes les années la précédant et je t'en remercie infiniment.

Je dédie ce travail à mes machines.

`sappcharnoz2`, on a vraiment bien bossé ensemble mais
t'es une vraie raclure de m'avoir lâchée
trois mois avant la fin de ma thèse.

`cfw2_estelle`, finir sous les roues d'une voiture,
ce n'est pas si mal !

`sappcq180`, t'es plus performante sous XP Pro 64 bits,
tant pis pour ton *chipset* !

`sappcm129`, j'espère que tu me préfères à la (vraie) souris !.

Résumé

Dans le Système Solaire, les anneaux planétaires représentent une fabuleuse opportunité d'étudier à portée de main une majorité de phénomènes ayant lieu dans les disques fins. Que ce soient les disques galactiques, les disques circumstellaires ou les disques d'accrétion, on retrouve à tous les *redshifts* et à toutes les échelles de l'Univers des disques. Les disques planétaires sont très variés : parmi les anneaux joviens, on trouve un halo de poussières fines et diffuses ; les anneaux d'Uranus sont très compacts, en forme de cordes confinées radialement et le système d'anneaux de Neptune est constitué d'arcs stables azimutalement.
Cependant mon intérêt s'est porté sur Saturne qui possède le système d'anneaux le plus complexe et le plus étendu connu à ce jour : 484 000 km et une extension verticale qui augmente avec la distance à Saturne (typiquement moins de 1 à 10 000 km). De part l'intérêt que suscite une telle organisation de matière et ajoutez à cela ses nombreux satellites (plus d'une quarantaine dont 8 dits majeurs car faisant plusieurs centaines de kilomètres) est née la mission d'exploration CASSINI, censée permettre le développement et l'affinement de modèles mis en place au moment des survols des sondes interplanétaires VOYAGER. La mission CASSINI a débuté de manière effective après l'insertion orbitale du 1er juillet 2004 ; la séparation et le largage de la sonde HUYGENS se produisirent plus tard, le 14 janvier 2005.
L'objet de cette thèse a consisté à revisiter deux sujets non résolus de longue date dans le comportement photométrique et dynamique des anneaux de Saturne.
Dans une première partie, je me intéressée au problème de l'accrétion de matière dans la limite de Roche avec l'étude de l'anneau F. Cet anneau, depuis sa découverte en 1979 par Pioneer 11, a suscité les théories dynamiques les plus diverses pour expliquer sa structure multi-radiale complexe et sa structure azimutale variable.
J'ai montré que la structure multi-radiale de cet anneau pouvait être comprise par l'existence d'une spirale qui s'enroule autour d'une région centrale, brillante, excentrique et inclinée : le cœur. La durée de vie de cette spirale n'est pas la même que le cœur, suggérant que les processus qui créent la spirale sont périodiques.
J'ai de plus montré que la structure du cœur est stable à grande échelle sur près d'un an, mais est très instable sur une plus courte échelle spatiale et temporelle, ce qui s'explique par des interactions multiples avec le satellite Prométhée et des satellites éphémères. Il est probable que ces satellites aient été arrachés au cœur et ré-interagissent avec lui. Des observations supplémentaires sont nécessaires pour affiner cette théorie.
Dans une seconde partie, j'ai étudié la photométrie des anneaux de Saturne c'est-à-dire à la manière dont les particules des anneaux réfléchissent la lumière solaire.
Je me suis intéressée d'une part à l'effet d'opposition, une surbrillance observée dans les anneaux principaux pour la première fois en 1878 par Müller, et qui depuis a été vainement expliqué par des théories d'optique géométrique (notamment par le biais de la théorie du masquage des ombres). L'utilisation de modèles préexistants couplant l'optique géométrique et l'optique quantique (grâce à la théorie de la rétro-diffusion cohérente qui a valu à Philip Anderson le Prix Nobel de Physique en 1977) a permis de comprendre une partie de l'effet d'opposition observé dans les anneaux de Saturne. J'ai pu démontrer que cinq hypothèses généralement admises sur le masquage des ombres et la rétro-diffusion cohérente sont inexactes. Mon étude plus fine de la surbrillance dans les anneaux provoquée par la rétro-diffusion cohérente a également montré que la prise en compte de la nature vectorielle de la lumière est nécessaire pour comprendre ce phénomène quantique.
D'autre part, j'ai étudié le comportement photométrique global des anneaux de Saturne en obtenant pour la première fois les courbes de phase multi-longueur d'onde et allant de 0^o à 180^o d'angle de phase (l'angle entre le Soleil, les anneaux et l'observateur). J'ai montré que les anneaux possèdent un panel d'albédo et d'anisotropie plus large que celui de tous les objets planétaires réunis. Ceci s'explique par des distributions de taille, des compositions et des facteurs de remplissage très variables, que j'ai pu déterminer grâce aux modèles photométriques et qui sont en accord avec les simulations dynamiques et les calculs analytiques hydrodynamiques.

Mots-clefs : Saturne, anneaux planétaires, dynamique, photométrie, régolite

Abstract

In the Solar system, the planetary rings represent a fantastic opportunity of studying a majority of phenomena taking place in the thin discs. One can find discs at all *redshifts* and on all scales of the Universe. Planetary discs are very different : among the jovian rings, one finds a halo of fine and diffuse dust ; the rings of Uranus are very compact, like radially confined strings and the system of rings of Neptune consists of azimuthally stable arcs. However our interest goes on Saturn which has the most complex and widest system of rings known to date : 484 000 km and a vertical extension which increases with the distance to Saturn (typically less than 1 km to 10 000 km). The interest of such a matter organization around Saturn plus its many moons (more than one forty including 8 of a size of several hundreds kilometers) gave birth to the exploration mission CASSINI, supposed to allow the development and the refinement of models set up at the flybies of the two interplanetary probes VOYAGER. The CASSINI Mission began its nominal tour on january, 15^{th} 2005 after the orbital insertion the 1^{st} july 2004 and the dropping of HUYGENS probe on january, 14^{th} 2005 on Titan's surface. The purpose of this thesis consists to revisite two subjects unsolved of long date in the photometric and dynamic behaviours of the Saturn's rings.

In a first part, we try to solve the problem of accretion of matter within the Roche limit by studying the F ring. This ring, since its discovery in 1979 by Pioneer 11, is involved in a most various dynamic theories to explain its complex multi-radial structure and its variable azimuthal structure.
We showed that the multi-radial structure of this ring can be understood by the existence of a spiral which is rolled up around a central area, bright, eccentric and inclined : the core. The lifespan of this spiral is not the same one as the core, suggesting that the processes which create the spiral are periodic. Moreover, we showed that the structure of the core is roughly stable on a scale of one year, but is very unstable on a shorter spatial and temporal scales, which is explained by multiple interactions with the satellite Prometheus and the ephemeris satellites. May be that these satellites came from the core and re-interact with him. Additional observations are necessary to refine this theory.

In a second part, we were interested in photometry of the Saturn's rings i.e. to the way that the ring particles reflect sunlight.
We were interested on the one hand in the opposition effect, an intense brightness observed in the main rings for the first time in 1878 by Müller at zero phase angle (the angle between the Sun, the rings and the observer), and which since was vainly explained by geometric optics theories (in particular by the means of the theory of shadow hiding). The use of models combining geometric optics and quantum optics (thanks to the theory of the coherent backscattering which allow to Philip Anderson to receive the Physics Nobel Prize in 1977) made it possible to understand a part of the opposition effect observed in the Saturn's rings. We show that five generally assertions on the shadow hiding and the coherent backscattering used by the community are false. Our study of the opposition surge caused by the coherent backscattering also showed than the taking into account of vectorial nature of light is necessary to understand this quantum phenomenon.
In addition, we studied the overall photometric behaviour of the Saturn's rings by obtaining for the first time the full phase curves, going from 0^{o} to 180^{o} of phase angle, at several optical wavelengths. We showed that the rings have the widest range of albedo and anisotropy of all planetary objects joined together. This could be explained by size distributions, compositions and very different filling factors, which we determined thanks to some photometric models and which are in agreement with dynamic simulations and hydrodynamic analytical computations.

Key-words : Planetary rings, Saturn, dynamics, opposition effect, photometry, regolith

Je ne connais aucune application pratique
des anneaux de Saturne [...]
mais quand on regarde les anneaux
d'un point de vue purement scientifique
on ne peut pas rester l'esprit au repos.

James C. Maxwell, 1856

Introduction

1. Présentation du sujet

L'arrivée de la mission Cassini en juillet 2004 dans le système de Saturne offre l'opportunité **unique** de pouvoir étudier le système de Saturne.
En particulier, l'observation des anneaux de Saturne avec le système d'imagerie ISS n'a jamais été aussi conséquente qu'avec Cassini, en termes de :

- **résolution spatiale**, les images offrent des prises de vue à champ large ou étroit avec une taille de pixel générale de 40 km.pixel^{-1}, et certaines peuvent atteindre une résolution de 1 km.pixel^{-1} ;
- **sensibilité**, avec des temps d'exposition très faibles et l'utilisation du téléobjectif, les images peuvent distinguer du bruit les régions les plus ténues et les plus sombres ;
- **variété de la géométrie d'observation**, en particulier Cassini a pu obtenir pour la première fois une couverture complète des angles de phase [1] de 0 à 180° alors que Voyager ne couvrait que très ponctuellement la gamme 10-160° et que les observations terrestres obtiennent la gamme 0-6°.
- **suivi temporel**, Cassini a pu suivre pendant plusieurs dizaines d'heures certains anneaux, qui sont connus pour être dynamiquement instables. Le suivi de ces mêmes structures sur une échelle temporelle plus longue (la durée de la mission, de 4 à 8 ans), permettra de mieux comprendre la stabilité et l'évolution des processus dynamiques intervenant dans les anneaux.

Sur ces quatre points, les images Cassini sont bien meilleures [2] que les images des sondes interplanétaires Pioneer 11, Voyager 1 et 2 (voir la figure 1).

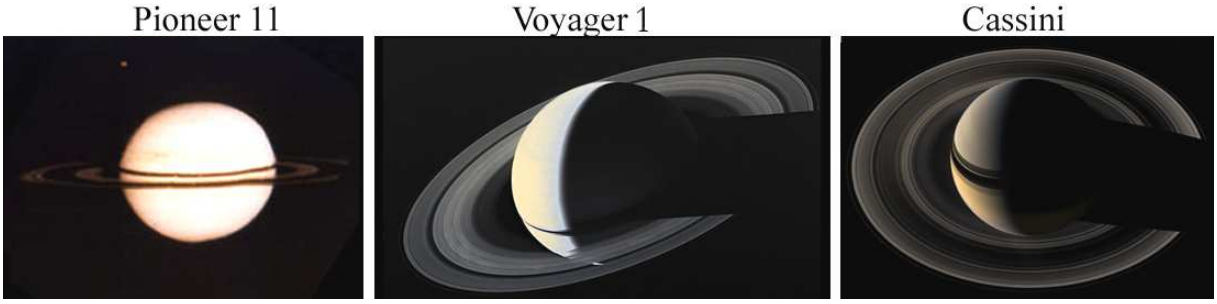


Figure 1 – Saturne visitée par les sondes interplanétaires Pioneer 11 le 1er septembre 1979, Voyager 1 le 16 novembre 1980 (ci-contre) et Voyager 2 en août 1981, enfin par l'orbiteur Cassini le 9 mai 2007 (il s'agit d'une mosaïque de 45 images prises en filtres rouge, vert et bleu). Cassini est donc la quatrième sonde à revister Saturne.

[1] L'angle de phase α est l'angle entre l'observateur, la surface de l'objet et la source d'illumination, en degrés. Dans le cas des observations de Cassini, il s'agit de l'angle Cassini-anneaux-Soleil et dans le cas des observations terrestres, il s'agit de l'angle Terre-anneaux-Soleil.

[2] Il faut préciser que Cassini est la première de ces quatres sondes à bénéficier de la technologie des CCD (Coupled Charged Device), Pioneer 11 utilise un photopolarimètre imageur et les sondes Voyager 1 et 2 utilisent la technologie des vidicon (sulfure de Sélénium). Et de façon plus générale, l'ensemble des instruments de l'orbiteur possède des caractéristiques techniques supérieures aux sondes interplanétaires Pioneer et Voyager. La mission Cassini couvre en effet 10^{10} en longueur d'onde ($0{,}01\mu\text{m}<\lambda<0{,}1\text{m}$) et en énergie ($0{,}001\text{eV}<E<10^4\text{keV}$).

Les anneaux de Saturne, bien qu'étudiés depuis Galilée se révèlent être un merveilleux laboratoire de physique et de nombreux phénomènes ne sont toujours pas compris, laissant de nombreux problèmes ouverts dans plusieurs domaines de la physique moderne. Parmi ceux-ci, j'ai décidé d'en étudier deux :
– **L'anneau F**
– **La photométrie et l'effet d'opposition**

Dans une première partie, je me suis intéressée à l'anneau F qui se trouve juste après les anneaux visibles depuis la Terre et qui clôture en quelques sortes le système des anneaux principaux de Saturne.

La décision d'étudier le comportement de cet anneau est motivée par le fait qu'il se trouve à **la limite de Roche**[3] et que sa structure grumelée, variable en temps et en azimut, n'est que peu comprise depuis les observations des sondes Voyager. Nous avons cherché à :
– ① comprendre la structure d'ensemble de l'anneau F et en déduire son comportement dynamique.
Pour cela, il a fallu utiliser les images par un biais innovant. Lorsque l'anneau F est capturé en entier, grâce à une vue polaire, sa faible extension radiale ne permet pas de le distinguer et de le caractériser avec une résolution suffisante.
J'ai donc mis au point une technique de reconstitution sur 360° d'un anneau, basée sur un modèle orbital et une extraction de la brillance de l'anneau dans l'image, se faisant dans le plan de l'anneau, si celui-ci est incliné.

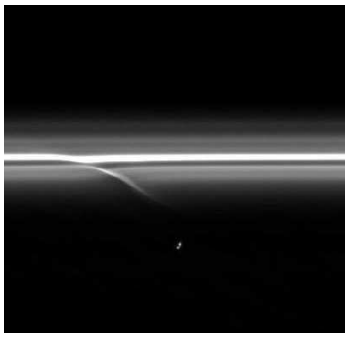


Figure 2 – L'anneau F et le satellite Prométhée observés par Cassini le 23 novembre 2006.

Dans une deuxième partie, je me suis attachée particulièrement à caractériser l'effet d'opposition et le comportement diffusif global des anneaux de Saturne. Depuis le XIX$^{\text{è}}$ siècle, les anneaux sont connus pour augmenter en brillance à mesure que l'angle de phase se rapproche de zéro et arrive à l'opposition.

Cassini a pourtant imagé pour la première fois cette surbrillance et l'a résolue en une tache, dont le diamètre et l'intensité varient en fonction des anneaux et des régions individuelles de chaque anneau. L'observation directe de la surbrillance, impossible depuis la Terre, offre une résolution angulaire jamais atteinte et permet de **contraindre plus précisément la nature des particules**.
Avec ces observations à haute résolution spatiale et angulaire, nous avons taché de répondre aux questions suivantes :
– ② la surbrillance est-elle la même dans chaque région individuelle des anneaux ? Qu'en est-il pour le comportement diffusif global des anneaux ? Le fait que nous nous pouvons nous poser ces questions est justifié par la haute résolution des observations de la brillance des anneaux sous toutes les géométries d'illumination ;
– ③ les modèles existants sont-ils suffisants pour comprendre les variations de brillance observées ? Ici également, il n'est pas évident que les modèles utilisés par la communauté photométrique soient adaptés dans la mesure où ils n'ont jamais été confrontés à des données couvrant la gamme complète des angles de phase ;
– ④ peut-on obtenir des tendances physiques concernant les particules des anneaux de Saturne ? Bien que la diversité des anneaux soit connue de longue date, est-il possible de quantifier cette diversité avec des modèles ?

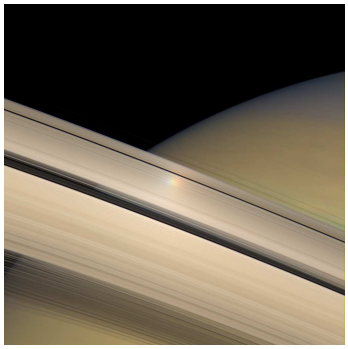


Figure 3 – L'effet d'opposition se caractérise par la surbrillance observée dans les anneaux. Image ISS en couleurs[5] prise le 12 juin 2007.

[3] La limite de Roche est la distance théorique en dessous de laquelle un gros satellite commencerait à se disloquer sous l'action des forces de marée dû au corps primaire.

[5] La décomposition de la surbrillance en rouge vert et bleu est due au fait que la surbrillance n'est au même endroit dans les images prises dans le filtre rouge, vert et bleu.

J'ai donc axé le document de thèse comme suit.
Concernant la présente **introduction**, il est suggéré au lecteur « pressé » de commencer sa lecture à partir de la première partie, page 31. Le lecteur « curieux » est en revanche invité à s'attarder sur une présentation générale des anneaux de Saturne et une étude bibliographique plus ciblée quant à la problématique de notre thèse (page 5), qui constituent la seconde partie de cette introduction.

Dans le **chapitre 1**, sont présentés les caméras ISS qui constituent l'un des systèmes d'imagerie à bord de Cassini les plus aboutis de sa génération. Cet instrument a fourni la matière première indispensable à l'élaboration de ma thèse.

Le **chapitre 2** détaille les différentes techniques de traitement d'images que j'ai dû développer pour pouvoir répondre aux deux problèmes scientifiques posés. Ce traitement d'images, de part la sensibilité des images et la richesse des informations contenues en leur sein, est bien plus complexe que celui utilisé pour les images Voyager[4].

Dans le **chapitre 3**, les images Cassini ont été utilisées avec des techniques de traitement d'images les plus sophistiquées et les plus adaptées à la géométrie complexe de l'anneau F. Ceci m'a permis d'étudier l'anneau F et son environnement proche tout en m'intéressant à sa partie centrale qui est marquée, tant au niveau de sa brillance que de son excursion radiale, par les traces d'interactions encore méconnues et incomprises avec des satellites proches.

Le **chapitre 4** décrit la confrontation de mes résultats avec les précédentes études, afin de les valider et souligner leur impact dans la compréhension globale des phénomènes ayant lieu dans les annelets fins.

Le **chapitre 5** présente l'ensemble des observations Cassini qui, pour la première fois, couvrent toutes les géométries d'observation et permettent l'utilisation des modèles photométriques du plus simple au plus complexe. Ici également j'ai opté pour une technique innovante d'extraction des données, permettant d'identifier chaque courbe de phase en fonction de sa position radiale, sa profondeur optique et du type d'anneau. C'est avec une approche simpliste et naïve qu'a été caractérisée la morphologie du pic d'opposition afin de déterminer le comportement général de l'effet d'opposition en fonction de la profondeur optique.

Dans le **chapitre 6**, j'ai interprété ces tendances morphologiques. Puis, pour confirmer ces tendances qualitatives, un ensemble de 4 modèles analytiques préexistants a été utilisé sur des courbes de phase multi-longueur d'onde, ce qui m'a permis de quantifier le comportement des anneaux à l'égard de l'effet d'opposition.

Le **chapitre 7** détaille toutes les quantités physiques extraites des modèles, et dérivant sur comportement à l'égard de la photométrie générale (albédo, anisotropie, rugosité etc...).

Enfin, dans le **chapitre 8**, est effectuée une discussion autour des implications des contraintes obtenues sur la photométrie et l'effet d'opposition ainsi que des perspectives qu'offre la compréhension de ces phénomènes dans l'étude des surfaces planétaires.

[4] J'ai également revisté les anneaux principaux de Saturne à la lumière des images Cassini (annexe D) pour tenter de répondre à la question préliminaire suivante : **Les anneaux de Saturne ont-ils changé en 20 ans (entre les missions Voyager et Cassini) ?**

2. Les anneaux de Saturne : de Galilée au XXI^{e} siècle

Les disques dans l'Univers

De nombreux objets dans l'Univers, bien que très différents quant à leur nature et à leurs dimensions, se présentent sous forme d'un disque plat autour d'un corps ou d'un renflement central.

Les étoiles se forment à partir d'un nuage de gaz et de poussières (**disque protostellaire**) dont la partie centrale s'effondre sur elle-même. Puis, à l'intérieur de la nébuleuse résiduelle, la matière se condense éventuellement en un disque qui va donner naissance aux planètes et que l'on appelle **disque protoplanétaire**, dans le cas du Soleil on parle de la nébuleuse protosolaire.
Un disque de gaz et de poussières autour d'une jeune étoile va se dissiper en quelques millions d'années en majorité à cause de l'activité de l'étoile (c'est le « vent stellaire » qui se charge de dissiper le disque initial en environ 10 millions d'années maximum) et en partie à cause de la formation des planètes (surtout si elles sont géantes). Cependant les disques protoplanétaires les plus vieux peuvent atteindre 25 millions d'années. C'est le télescope spatial Spitzer [5] qui a récemment découvert un épais disque circumstellaire âgé de 25 millions d'années entourant deux étoiles naines rouges (type spectral M), situé à environ 350 années-lumières. Il se peut alors que ce disque ne pourra pas former de planètes (ce processus aurait dû dans ce cas commencer bien plus tôt), dans ce cas, on peut alors parler de **disque circumstellaire**, bien que la limite entre les disques protoplanétaires et circumstellaires soit mince puisque les conditions permettant la formation de planètes, même lorsqu'il y a un disque de matière disponible, sont peu comprises. Lorsque de la matière tombe sur la proto-étoile, les disques protoplanétaires sont classés comme disques d'accrétion.

Les **disques d'accrétion** sont caractérisés par la chute de matière sur l'objet central. Les disques d'accrétion les plus spectaculaires sont ceux des noyaux actifs de galaxies. Alors que la matière tombe en spiralant sur le trou noir central, le gradient de vitesse angulaire de rotation provoque un échauffement visqueux intense permettant une émission X au niveau de l'horizon des événements. Souvent, dans les systèmes binaires comportant un trou noir, les observations montrent de la matière arrachée de l'étoile compagnon pour former le disque d'accrétion (voir le tableau 1 où est faite une illustration de la formation de jets au sein d'un microquasar composé d'un trou noir et d'une étoile, cette dernière voit son gaz arraché et aspiré vers le trou noir de 1,4 $M_{\odot}$. En s'approchant le gaz engendre un disque d'accrétion qui fournit la matière dont est composé le jet). Les plus gros et voraces trous noirs connus sont ceux présents au cœur des quasars, dont le disque émet plus intensément qu'une galaxie entière.

[5] Les observations du télescope spatial Spitzer réalisées par une équipe dirigée par George Rieke (Univ. d'Arizona) ont montré que les jeunes étoiles, vieilles d'environ un million d'années, ont de vastes disques de poussières, tandis que les étoiles relativement plus vieilles, entre 10 et 100 millions d'années, n'en ont pas. La théorie avancée par Rieke consiste à penser que les disques de poussières entourant les jeunes étoiles continuent à former des planètes, alors que dans les systèmes plus vieux, ces disques ont été dissipés après que les planètes se sont formées. Pour expliquer que certaines étoiles plus vieilles sont entourées d'importants disques de poussière. La théorie avancée est que les vieux disques sont les débris formés à partir des violentes collisions entre plusieurs planètes rocheuses en formation.

A plus grande échelle que les disques d'accrétion, nous trouvons les **disques galactiques**. Contrairement aux autres disques, les disques galactiques représentent une région des galaxies à disque, telles que les galaxies spirales ou les galaxies lenticulaires. Le disque galactique est le plan dans lequel se trouvent les spirales, les bras et les disques des galaxies à disque. Les galaxies à disque ont tendance à contenir plus de gaz et de poussières et à avoir des étoiles plus jeunes que les bulbes galactiques ou que les halos galactiques. La vitesse orbitale des étoiles du disque de la plupart des galaxies à disque n'est pas cohérente avec la masse calculée pour la galaxie.
La classification morphologique des galaxies s'effectue en partie grâce à la présence de bras spiraux et de la proéminence du bulbe galactique par rapport aux bras spiraux.

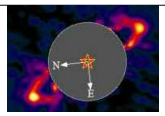
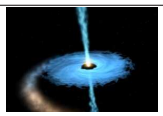
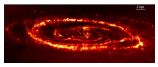
Type de disque	Disque planétaire ([8])	Disque protoplanétaire ([9]) protostellaire ([10])	Disque d'accrétion ([11])	Disque galactique ([12])
Exemple	Anneaux de Saturne	 Disque circumstellaire autour de HR4796A	 Microquasar GRS 1915+105	 Galaxie d'Andromède
Dimensions	10^4-10^6 km	10^{10} km	10^3-10^9 km	10^{16}-10^{18} km
Taille d'agitation	10^{-2} km	10^8 km	10 km	10^{18} km
Rapport d'aspect H/r ([7])	10^{-6}	0,1-0,5	0,1	10^{-4}-10^{-2}
Vitesse de rotation	20 km.s^{-1}	5 km.s^{-1}	>20-100 km.s^{-1}	10-200 km.s^{-1}
Masse du disque	2.10^{-11} $M_\odot$	10^{-3}-10^{-1} $M_\odot$	<1,4 $M_\odot$	10^6-10^{13} $M_\odot$

Tableau 1 – Quelques comparaisons entre les anneaux de Saturne et les disques dans l'Univers

Les phénomènes complexes ayant lieu au sein des **disques planétaires** et en particulier dans les anneaux n'ont pas encore tous été élucidés. Leur compréhension est non seulement liée à l'évolution des mathématiques et de la physique mais aussi à celle du matériel d'exploration spatiale. Par exemple, les anneaux de Saturne ont pu être découverts grâce à l'évolution des lunettes au XVII$^{\text{è}}$ siècle.
De plus, ces phénomènes sont très répandus dans l'Univers mais ils se déroulent loin de nous, parce qu'ils ont eu lieu soit dans le passé (nébuleuse protosolaire), soit à très grande distance (galaxies spirales). Il est donc plus facile de les étudier dans les disques planétaires du Système Solaire.
Les anneaux de Saturne constituent donc **le système en forme de disque le plus proche de nous** [13] et devraient nous révéler d'importantes informations sur la dynamique de systèmes aplatis beaucoup moins accessibles (en temps et en distance) tels que les galaxies spirales, les disques d'accrétion autour des trous noirs ou des étoiles à neutrons, ou encore la nébuleuse protosolaire juste avant la formation des planètes. Mais cela n'est rendu possible que grâce à l'exploration spatiale où les sondes sont au plus près des anneaux. Les anneaux de Saturne permettent donc, à l'instar de ce que pensait Maxwell, un va-et-vient entre la théorie et les observations, ce qui en fait un laboratoire de Physique grandeur nature aux conditions extrêmes.

[7] Le rapport Hauteur/Rayon pour un disque isotherme en équilibre hydrostatique vertical (ou disque α) suit généralement la loi $H/r \propto r^{-1/8}$. Pour les disques galactiques, un calcul analytique basique de dynamique des fluides founit la limite inférieure de 10^{-4}, qui peut être considérée pour la répartition verticale du gaz [Dubois, 2005]. Toutefois des valeurs plus grandes du rapport d'aspect peuvent être trouvées par les observations de galaxies et par le calcul du H/r pour les étoiles, qui, du fait de leur distribution de vitesse aléatoire ont tendance à augmenter le rapport d'aspect et à fournir la limite supérieure, [Dubois, 2005].

[8] Ces valeurs sont discutées dans la thèse. La masse des anneaux a été estimée par Esposito et al., [1983] grossièrement à la masse du satellite Mimas (M=3,8.10^{19} kg). Rappel : 1 $M_\odot$=1,98.10^{30} kg.

[9] Ces valeurs sont extraites de [Baruteau, 2005] et s'appliquent aux disques protoplanétaires. Les dimensions sont de 200 U.A. et la taille d'agitation est donnée par le rayon de Hill de Jupiter, qui vaut grossièrement 0,5 U.A. (rappel : 1 U.A.=1,50.10^8 km).

[10] Ces valeurs sont données pour un disque autour d'une étoile massive, d'après Commerçon [2007]

[11] Ces valeurs sont extraites de [Chaty, 2007]. La vitesse de rotation keplerienne du disque de GRS 1915+105 est de 24 km.s^{-1} [Chaty, 2007] et pour le disque de SI +61303 est de 113 km.s^{-1} d'après Casares et al. [2005], mais les vitesses relatives au trou noir sont bien relativistes (la vitesse de rotation de GRS 1915+105 est de 0,92 c et la vitesse du jet est de l'ordre de 0,26 c). La taille caractéristique d'agitation d'un disque d'accrétion est donnée par la longueur des tourbillons turbulents, qui sont de l'ordre de l'épaisseur du disque, toutefois j'ai choisi la taille de l'horizon des événements d'un microquasar.

[12] Ces valeurs sont extraites de [Dubois, 2005] : les dimensions sont de 10-200 kpc et la taille caractéristique est de 100 kpc (rappel : 1 parsec=3,26 *a.l.*=3,1.10^{13} km). Pour une galaxie spirale typique d'un rayon de 15 kpc, la période de rotation est de 10^8 ans et la vitesse circulaire est de 200 km.s^{-1}.

[13] Si l'on excepte les anneaux de Jupiter, encore mal connus et sont beaucoup moins riches

Les anneaux de Saturne : un des plus vieux sujets non résolus de l'Astrophysique

Il est plus que remarquable de voir que la planète Saturne fait partie des « recherches » des astronomes depuis le XVIIe siècle. Cela en fait le sujet astronomique le plus ancien, la formation du Système Solaire n'étant développée qu'à partir de 1644 avec la théorie cartésienne des tourbillons. Aussi, chaque contribution importante à la connaissance du système de Saturne est jonchée d'hypothèses fausses, tant ce sujet est complexe. Le XVIIe siècle marque un tournant dans l'histoire du système de Saturne : cinq satellites ont été observés et l'**identification** d'un anneau autour de la planète y est faite.

Le début des observations (sérieuses) de Saturne a commencé avec **Galilée** car après sa découverte de quatre satellites autour de Jupiter, il était admis que le ciel réservait en plus de tous ses mystères beaucoup de nouvelles découvertes. En 1609-1610, Galilée fait la **découverte** d'une forme étrange autour de Saturne, il en déduit qu'il s'agit de deux *compagnons* ou *appendices*, nommés plus tard « croissants » car ces objets n'ont pas une forme sphérique comme les satellites qu'il a découvert autour de Jupiter.
La contribution de Galilée à Saturne est donc pour le moins mineure mais c'est son impact qui fut majeur. Quarante ans après que Galilée eut vu les « croissants » de Saturne pour la première fois, leur nature était encore toujours une énigme. Il n'existait pas encore de lunette capable de montrer directement les anneaux : l'image observée était le résultat de la convolution de l'image de Saturne et des anneaux par la fonction d'étalement de point (PSF) de la lunette.
Or à cette époque, les lunettes étaient achromatiques ce qui devait correspondre à une PSF assimilable à une gaussienne très large ajoutée à du bruit hétérogène. Les plus grandes lunettes ne permettaient que de distinguer avec beaucoup de difficultés quelque chose de vague dont la forme semblait changer : les « croissants ».

Durant l'hiver 1655-1656, **Christiaan Huygens** trouva la solution de l'énigme que la planète Saturne offrait aux astronomes par la diversité de ses aspects. Il conclut qu'il s'agissait d'un anneau autour de Saturne. Dans la description de la découverte, Huygens fait une large place à un **argument théorique** qui l'avait convaincu que l'hypothèse de l'anneau était plausible. Celui-ci est lié à sa première découverte concernant le satellite Titan, premier satellite découvert autour de Saturne. Il constata que ce satellite tournait autour de la planète en 16 jours et qu'il se mouvait dans le plan où se trouvaient les curieux appendices.
Aussi, la rotation différentielle indiquait (grâce à la théorie des tourbillons de **René Descartes**) que le temps de révolution est moindre près du centre que sur la face extérieure. Cela signifiait que pour Saturne le temps de révolution de sa matière devait être de l'ordre d'un à deux jours.
Cependant, le point le plus important de l'argument de Huygens était qu'en observant les *appendices*, aucune variation d'un à deux jours n'était observée. Huygens en conclut que ces appendices devaient être groupés en symétrie cylindrique autour de Saturne car ce seul cas pourrait leur permettre de tourner circulairement autour de la planète tout en paraissant invariables pour l'observateur. Or un objet à symétrie cylindrique ressemblant à ceux qui sont observés ne pouvait être rien d'autre qu'un anneau. Voici l'argument qui, en plus de ses propres observations a donné tant de confiance à Huygens en l'hypothèse de l'anneau. Et c'est un argument typiquement huyguenien : simple, mais inattendu et audacieux, et conduisant à des conséquences impressionnantes. Il n'y a pas de doute sur le fait que l'œuvre de Huygens : prolifique, mélangeant mécanique, mathématiques et astronomie (si ce n'est cosmogonie) est l'archétype de celle des plus grands savants de tous les temps. Mais comme tout génie, il avait quelques idées baroques.
Tout d'abord, il imagina son anneau fait en une seule pièce et de surcroît d'une épaisseur impensable aujourd'hui : 5 000 km soit selon lui une épaisseur quarante fois inférieure au rayon maximal de l'anneau, épaisseur qui était déjà énorme à l'époque.

Figure 4 – Face de la médaille des cinq premiers satellites saturniens découverts sous le règne du Roi Louis XIV

Autre idée baroque, il imagine que Titan, le satellite qu'il a découvert, est le seul satellite de Saturne, il obtient ainsi une progression qui met à égalité le nombre des planètes avec celui des satellites. **Jean-Dominique Cassini** lui donna tort sur ces deux points : il découvre la divison qui porte son nom prouvant que l'anneau n'est pas d'un seul tenant et fait la découverte de quatre satellites autour de Saturne. Ces trouvailles n'ont d'ailleurs pas amélioré les relations plus que tendues entre les deux savants qui se connaissaient et rivalisaient à l'Académie Royale des Sciences de Louis XIV et de Colbert.

Près d'un siècle plus tard et toujours dans le but de s'attirer des complaisances royales, **Pierre Simon de Laplace** s'intéressa au Système de Saturne dans l'un des cinq tomes qu'il consacra à la mécanique céleste et au Système Solaire. Il évalue la distance de Saturne au Soleil et démontre qu'un anneau rigide serait instable du fait de la rotation différentielle qui impose à la région de l'anneau plus proche de Saturne de tourner plus vite que la région extérieure. Il suppose alors que l'anneau est un ensemble d'anneaux minces et concentriques.

En 1848, les travaux d'**Edouard Albert Roche** insistèrent sur l'influence des forces de marées dans la dynamique des systèmes planétaires. Une de ses applications au système de Saturne était d'en expliquer l'origine des anneaux qu'il pensa être le fruit de la destruction d'un satellite ou d'une comète par les forces de marées. Quelques années plus tard, **James Clerk Maxwell** fait la **démonstration théorique** de la nature particulaire des anneaux. James Edouard Keeler, en obtient la preuve observationnelle en calculant les vitesses radiales pour l'anneau A et B par décalage Fizeau-Doppler. Cette découverte lui vaudra d'avoir une lacune dans les anneaux qui porte son nom. Au début du XX$^{\text{è}}$ siècle, **Henri Poincaré** introduit la notion de collisions entre les particules des anneaux, ce n'est qu'en 1976 que leur rôle est démontré grâce aux simulations numériques en dynamique d'André Brahic et aux calculs analytiques en hydrodynamique de Peter Goldreich.

Figure 5 – Quelques grandes figures de la Physique ayant travaillé sur les anneaux de Saturne

Une nouvelle ère s'ouvre alors pour l'étude des anneaux de Saturne, elle est marquée par de nombreuses avancées tant dans le domaine théorique (simulations numériques) qu'observationnel (observations spatiales et occultations d'étoile), qui permettra une meilleure compréhension du système.

Présentation des anneaux de Saturne

La présence des anneaux est le résultat de l'effet de marée dû à l'attraction différentielle de la planète. Dans un anneau qui serait situé loin de la planète, les collisions amèneraient les particules à s'accréter et l'anneau formerait très rapidement un satellite. Si l'anneau est à proximité de la planète, la différence entre les forces d'attraction de la planète sur deux particules proches est supérieure à l'attraction gravitationnelle mutuelle entre les deux particules, ce qui empêche l'accrétion des particules. La distance à laquelle ces deux effets s'annulent, s'appelle la limite de Roche. Un anneau n'est stable qu'à l'intérieur de cette limite. Le système d´anneaux de Saturne et des autres planètes géantes se trouvent à l´intérieur de la limite de Roche. Le plus externe dans le système d'anneaux principaux de Saturne (composé des anneaux D, C, B, A et de la Division de Cassini) est l'anneau F, il est situé juste à l'extérieur de la limite de Roche et présente des accumulations de matière qui pourraient représenter un état intermédiaire entre un anneau et un satellite.
Les anneaux, qui paraissent si homogènes depuis la Terre, sont en fait le système d'anneaux le plus spectaculaire et le plus complexe connu à ce jour. Il s'étend sur 400 000 km (et environ 70 000 km pour les anneaux principaux) et possède des propriétés physiques et chimiques différentes et encore mal comprises. Nommés dans l'ordre de leur découverte, les anneaux ne sont pas désignés en fonction de leur distance relative à Saturne. En partant de la planète, on voit les anneaux D, C, B, la Division de Cassini, puis les anneaux A, F, G et enfin E. Chaque anneau principal est divisé par une ou plusieurs lacunes (en anglais *gap* [6]), il ne s'agit pas d'un espace vide mais d'une région où la profondeur optique chute à 10% de la valeur à l'extérieur.

Anneau	Bord interne (km)	Largeur (km)
D	66 970	7 758
Lacune de Guérin		
C	74 510	17 465
Lacune de Titan	77 840	140
Lacune de Maxwell	87 500	270
B	92 000	25 580
Division de Cassini	117 500	4 700
Lacune de Huygens	117 500	403
A	122 200	14 600
Lacune de Encke	133 570	325
Lacune de Keeler	136 530	35
F	140 210	1 000
G	165 800	8 000
E	180 000	302 000

Tableau 2 – Caractéristiques principales des anneaux de Saturne

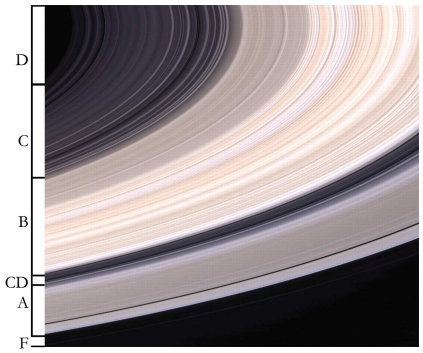


Figure 6 – Image composite ISS des anneaux principaux de Saturne en couleurs naturelles.

Les anneaux A et B sont connus depuis le XVIIè siècle, ils sont séparés par la division de Cassini. L'anneau A possède même deux lacunes en son sein, d'où l'utilité d'évoquer des systèmes d'anneaux tant il est difficile de séparer précisément chaque anneau. Lorsque l'on se rapproche de la planète, après l'anneau B se trouve l'anneau C, plus étroit et enfin l'anneau D le plus transparent et le plus proche de la planète. Entre l'anneau A et l'anneau F se trouvent des satellites : ce qui marque le passage quasi continu des anneaux en satellites, matérialisé par la limite de Roche. A l'extérieur des anneaux principaux se trouvent les anneaux G et E qui terminent le système d'anneaux de Saturne à 480 000 km de distance soit près de quatre rayons saturniens.
Les anneaux principaux arborent une diversité de structures et de couleurs aux variations rapides et complexes. L'anneau C présente en effet une couleur violacée, la Division de Cassini également très sombre est dominée par le bleu, tandis que l'anneau B affiche un rose crémeux, enfin l'anneau A passe du marron à l'orangé selon l'illumination par le Soleil. Ces couleurs reflètent en majorité des variations de

[6] L'Union Astronomique Internationale a pourtant décidé en 2000 de renommer tous les lacunes (*gap*) en division (aussi division en anglais), sauf pour la lacune de Huygens car selon eux, une lacune est une subdivision d'une division. Il semble cette fois, et contrairement à son habitude, que l'UAI ait décidé de privilégier l'aspect astronomique à l'aspect physique : les lacunes sont des régions qui sont très certainement ouvertes par des annelunes ; la Division de Cassini est un anneau à part entière qui pour des raisons historiques à gardé le nom de division. La seule lacune de l'anneau D, nommée lacune de Guérin, en hommage à l'astronome français, ne semble pas être une région particulièrement distincte des parties externes de l'anneau D (voir figure 8.12 page 214) : cette lacune tient plus de l'hommage que de la réalité.

composition et de tailles de particules (voir chapitre 7), mais sont avant tout des propriétés intrinsèques qui fournissent à chaque anneau son identité.

Les anneaux de Saturne sont un laboratoire de Physique

Interactions matière/rayonnement

Une interaction matière/rayonnement conduit à une déviation de la trajectoire (avec ou sans transfert d'énergie) de la lumière du même côté du corps d'où elle est venue. Elle peut être décomposée en différents types : réflexion, réfraction, diffusion, dispersion, interférences et absorption. Tous ces phénomènes ont lieu dans les anneaux de Saturne qui sont le siège des combinaisons complexes d'interactions matière/rayonnement.

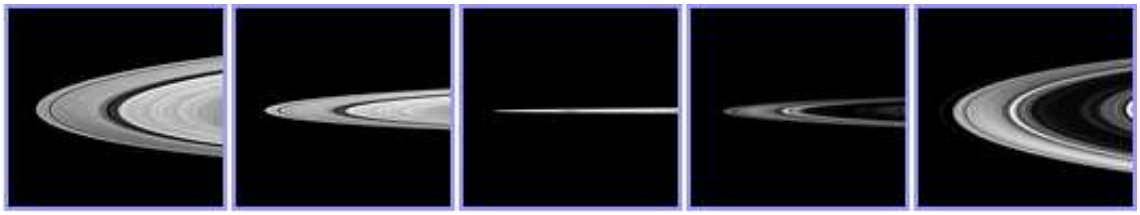


Figure 7 – La réflexion diffuse (vers la gauche) et la transmission diffuse (vers la droite) de la lumière solaire par les anneaux de Saturne sont des combinaisons complexes d'interactions matière/rayonnement.

L'interaction matière/rayonnement peut être décrite, à un niveau macroscopique, comme purement ondulatoire. La théorie ondulatoire repose presque exclusivement sur des notions de géométrie vectorielle qui ne font pas intervenir d'énergie. Or la lumière peut interagir avec la matière avec un transfert d'énergie. Le meilleur exemple est la vision où la lumière devient un influx nerveux.
Il est alors nécessaire de définir la lumière comme étant, non plus un rayonnement d'onde, mais un flux de photons dont la masse est proportionnelle à leur fréquence et inversement proportionnelle au carré de leur vitesse. Chaque photon porte en lui une quantité d'énergie proportionnelle à la fréquence du rayonnement. Mais le photon n'est pas non plus un corpuscule de volume fini oscillant le long de sa ligne de propagation, il est plutôt une entité abstraite qui permet d'appliquer les lois de la physique classique là où les équations d'onde n'expliquent plus le comportement de la lumière.
Pour comprendre tous les phénomènes, il y a une dualité onde-corpuscule que seule la physique quantique est capable d'expliquer. Un phénomène de physique quantique applicable au laboratoire de physique que sont les anneaux de Saturne est l'effet d'opposition.
En termes imagés, le transport de l'énergie dans un tel milieu peut se comparer au déplacement aléatoire d'une fourmi venant buter sur les défauts du milieu (pour les puristes, le mouvement brownien). Pourtant, cette description néglige un aspect essentiel : l'existence d'interférences dans ces phénomènes ondulatoires.
Sous certaines conditions, ces effets d'interférences bloquent complètement la diffusion et piègent l'énergie dans le milieu diffusant. Philip W. Anderson, Prix Nobel de Physique en 1977, fut le premier à comprendre le rôle essentiel du désordre et dégagea le **concept de localisation forte**, en étudiant les propriétés de transport électronique dans les métaux désordonnés. La rétro-diffusion cohérente, signature d'interférences en diffusion multiple, a été observée avec des photons dans des milieux aussi divers que le lait, des nuages d'atomes froids et les anneaux de Saturne. Elle se manifeste par une surintensité de la lumière diffusée dans la direction de diffusion vers l'arrière.
La diffusion d'ondes en milieu aléatoire trouve aujourd'hui de nombreuses applications. La diffusion multiple concerne le domaine du biomédical (imagerie, diagnostic et soins). La compréhension des caractéristiques de la propagation d'une onde dans les tissus biologiques devrait en permettre l'analyse (par exemple le diagnostic du cancer à un stade précoce) ou encore la mise en place de soins par des techniques non invasives.

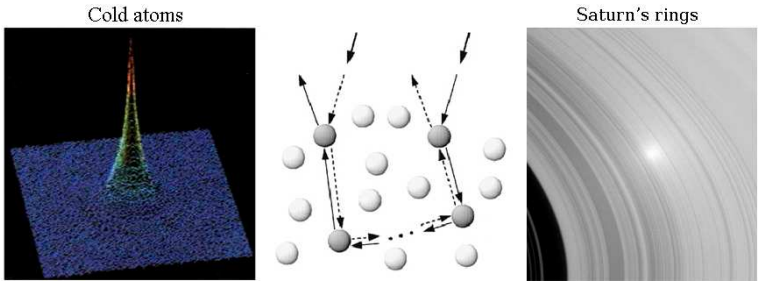


Figure 8 – Pic de rétrodiffusion cohérente à l'opposition observé dans les atomes froids (Labeyrie et al. 1999), Effet d'opposition dans les anneaux de Saturne (Image Cassini). Au centre, le modèle de rétrodiffusion susceptible d'expliquer la surintensité observée (Mishchenko & Liu, 2007).

Interactions matière/champ magnétique/environnement

Une grande variété de processus physiques influencent les structures et l'échelle temporelle des anneaux planétaires. Des poussières circumplanétaires de taille inférieure à 1 mm avec un grand rapport surface/masse et une charge électrique ont un mouvement affecté par un nombre de forces non gravitationnelles, principalement les effets de radiation et les interactions entre le champ magnétique planétaire et le plasma environnant [Goldreich & Tremaine, 1982].
Les particules de glace peuvent se sublimer rapidement dans les champs de radiation environnants ou bien disparaître à cause du flux de masse [Dennefeld, 1974]. Les micrométéorites interplanétaires qui ont des vitesses élevées à cause de la gravité des planètes peuvent être brisées ou éjectées par des particules de plasma magnétosphérique. Les durées de vie de ces processus d'érosion ne sont pas bien contraintes mais doivent sûrement être courtes, de l'ordre de $\top_e \sim 10^3$ ans pour les particules micrométriques proches de Saturne. Les preuves de ces processus d'érosion sont par contre certaines, car fournies par l'observation d'une atmosphère d'Hydrogène neutre s'étendent de 0,5 à 1 $R_\saturn$ au delà des anneaux de Saturne.
Le bombardement météoritique est suspecté d'éroder le matériel des anneaux. Le transport balistique est intrinsèquement lié au bombardement météoritique. Les ejecta produits par des impacts à grande vitesse sont caractérisés par des vitesses plus petites que celles des particules orbitant dans les anneaux. Se déplaçant alors sur des orbites à faible inclinaison et excentricité, une bonne partie de ces ejecta rentre en collisions avec le matériel des anneaux en quelques périodes orbitales. Le gain ou perte de masse est alors fonction de la profondeur optique de la région impactée. C'est ainsi que le transport balistique est responsable de structures au niveau de frontières entre deux régions de profondeurs optiques différentes. Des simulations numériques du transport balistique effectuées par [Durisen et al., 1996] ont par ailleurs reproduit les observations de structures en forme de rampes aux frontières entre l'anneau B et l'anneau C et entre l'anneau A et la division de Cassini, fournissant de ce fait l'explication la plus plausible à la présence de telles structures au niveau d'un changement brutal de profondeur optique.
Même si le flux de micrométéorites érode les anneaux, ceux-ci seront réapprovisionnés en matériaux par collisions avec les satellites proches (voir plus loin le paragraphe interactions anneaux et satellites).

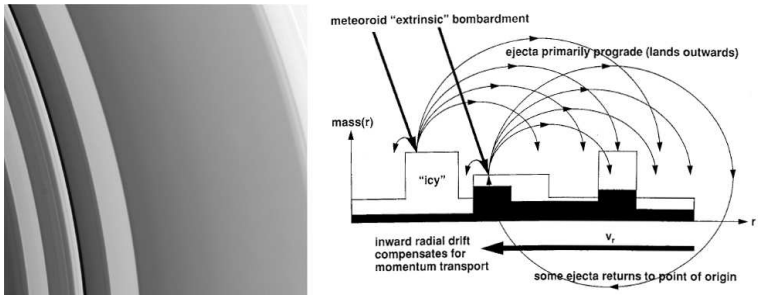


Figure 9 – A gauche – Image Cassini N1504585764 de la partie externe de l'anneau C avec deux plateaux entourant l'annelet 1,495 $R_\saturn$ ainsi que la structure visible à droite de l'image nommée « rampe » ou structure C 1,51 $R_\saturn$ voir (Marouf *et al.*, 1986). – A droite – Procédé de transport balistique par pollution météoritique. Les divers plateaux représentent la distribution radiale de la densité de masse ; les régions sombres représentent la fraction non-composée de glace d'eau (Cuzzi & Estrada, 1998).

Propriétés physico-chimiques connues des particules des anneaux

Composition des particules

La variation de brillance des particules sur tout le spectre électromagnétique observable apporte une information cruciale sur la composition des anneaux, car le rayonnement réémis a été absorbé et est intrinsèquement lié à la composition de la particule, via l'indice imaginaire de réfraction ; le rayonnement diffusé, pur effet d'atténuation de l'onde, est quant à lui défini via l'indice réel de réfraction (voir la figure 10).
La capacité d'un matériau à absorber le rayonnement incident est donc caractérisée par l'indice de réfraction imaginaire et les variations brutales de ce dernier trahissent l'absorption. Si le matériau qui absorbe le rayonnement est considéré comme un diélectrique, l'absorption n'est alors possible que pour les fréquences propres de résonance du matériau et se caractérisera par une bande forte dans le spectre d'émission du matériau : on est alors dans le régime radiatif. Si au contraire, le matériau se comporte comme un conducteur, l'absorption se fait en dissipant de l'énergie par effet Joule : c'est le régime conductif.

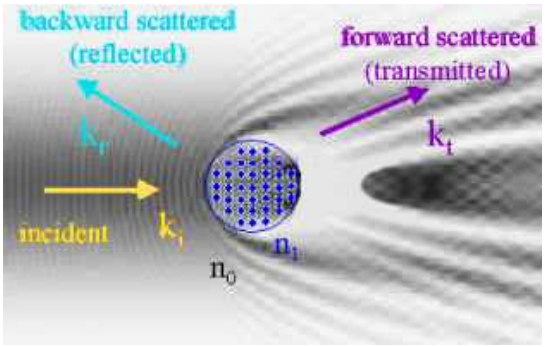


Figure 10 – La diffusion et l'absorption.
Le rôle de chaque partie de l'indice de réfraction complexe ($m=n_r+\imath\, n_i$) est lié à la diffusion et à l'absorption des ondes. La partie réelle n_r est responsable de la diffusion conduisant au plissement de l'onde. La partie imaginaire (notée ici et seulement ici k – en fait ce k fait référence au coefficient d'atténuation $k=\frac{\omega_\lambda n_i}{c}$) est responsable de l'absorption de l'onde par le milieu de la particule. La valeur de la partie imaginaire est liée à la proportion de diffusion vers l'avant. (ω_λ est la phase de l'onde)

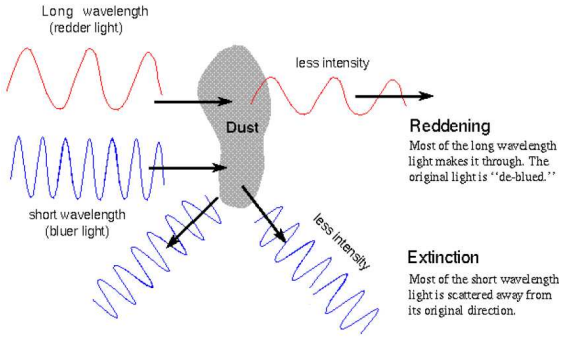


Figure 11 – L'extinction et le rougissement.
Quand un faisceau lumineux rencontre une particule, il perd une partie de son énergie. Il y a atténuation du faisceau. Ce phénomène, appelé extinction, est dû à la fois à la diffusion et à l'absorption. L'absorption signifie que l'énergie lumineuse est transformée en une autre forme d'énergie (énergie calorifique par exemple). La diffusion concerne l'énergie redistribuée dans les différentes directions de l'espace en différentes proportions.

Un **accès indirect** à la composition des anneaux est l'étude du rougissement (voir la figure 11) de la lumière diffusée dans le visible. [Smith *et al.*, 1981, 1982], en étudiant l'albédo spectral des anneaux avec VOYAGER ont montré que les anneaux sont plus rouges que les satellites galiléens. En d'autres termes, le spectre est plus dur pour les courtes longueurs d'onde du visible. Pour reproduire ce durcissement avec des spectres synthétiques, les modèles exigent quelques pourcents d'impuretés finement mélangées à la glace d'eau [Poulet & Cuzzi, 2002]. D'après cette étude, les candidats les plus acceptables étant les sulfures de Fer (la jarosite, de formule $KFe_3(SO_4)_2(OH)_6$) et les composés organiques (*tholins* [7]) ; les minéraux (Olivine, Pyroxène, Hématite, Goethite) ont un comportement soit trop raide, soit trop plat.
L'**accès le plus direct** à la composition est bien évidemment la détection des bandes spectrales caractéritiques de ces contaminants dans le spectre d'émission des anneaux.
Bien avant les missions VOYAGER, les observations spectroscopiques infrarouges ont permis de montrer que les anneaux sont constitués à près de 90% de glace d'eau pure, car les spectres d'émission infrarouge montrent des variations brutales d'émissivité à 1,5 et 2,0 μm qui sont les longueurs d'onde de deux bandes fortes d'absorption de la glace d'eau dans l'InfraRouge [Pilcher *et al.*, 1970 ; Puetter & Russell,

[7] Le *tholin* est un résidu solide, baptisé par l'exobiologiste américain Carl Sagan, qui est formé par l'action polymérisante des rayons ultraviolets sur des composés organiques. Ses constantes optiques ont été déterminées par Khare et al. [1984].

1977 ; Clark & McCord, 1980 ; Epstein *et al.*, 1984]. Cependant aucune autre signature spectrale n'a été identifiée dans les spectres, en particulier aucune signature spectrale des silicates à 9,7 et 18 μm [Lynch et al., 2000]. Il se peut en fait qu'il ne soit pas possible de sonder les couches les plus profondes des grosses particules des anneaux (que l'on pense faites d'un noyau de silicates) aux longueurs d'onde caractéristiques des silicates. Un petit calcul permet de s'en apercevoir.
L'épaisseur de peau définit la profondeur que doit traverser :
– soit l'onde électromagnétique dans le diélectrique (dans le cas de la radiation)
– soit la variation de température due au flux de radiation (conduction)
pour être atténuée de e fois sa valeur initiale.
Dans le premier cas, l'épaisseur de peau électrique s'écrit en fonction de l'indice $n_{\rm i}$ de réfraction imaginaire [8] :

$$\delta_{\rm E}(\lambda) = \frac{\lambda}{4\pi n_{\rm i}} \tag{1}$$

Dans le second cas, l'épaisseur de peau thermique dépend de l'apparition de la source de chaleur quand la particule tourne sur elle-même (*spin*) à la vitesse ω, elle vaut :

$$\delta_{\rm T\omega}(\lambda) \sim \frac{\Gamma}{\rho\ C_p(\lambda)}\sqrt{\frac{2}{\omega}} \tag{2}$$

où κ est la conductivité thermique, $\rho \approx 918$ kg.m^{-3} est la masse volumique de la glace d'eau, C_p est la capacité calorifique à pression constante et ω est la vitesse angulaire de rotation de la particule. Un dernier cas se présente, toujours dans le cas conductif, l'épaisseur de peau thermique peut dépendre de l'apparition de la source de chaleur quand la particule tourne autour de Saturne à la vitesse $\Omega = \frac{2\pi}{T(R_\hbar)}$:

$$\delta_{\rm T\Omega}(\lambda) \sim \frac{\Gamma}{\rho\ C_p(\lambda)}\sqrt{2\Omega} \tag{3}$$

Il faut alors connaître les propriétés thermiques des anneaux pour pouvoir donner un ordre de grandeur intéressant. Le spectromètre infrarouge CIRS a obtenu des profils radiaux thermiques des anneaux principaux qui ont montré des variations de température de l'ordre de 12, 5 et 15 K, respectivement dans les anneaux A, B et C ; indiquant que les particules peuvent tourner sur elles-mêmes moins d'une fois par orbite à plusieurs fois par orbite ($\omega \sim 0.1 - 10\ \Omega$), [Ferrari & Leyrat, 2006]. Leyrat [2005] et Ferrari et al. [2005] en ont déduit les caractéristiques suivantes :

Anneau	Γ (J.m^{-2}.K^{-1}.s$^{-1/2}$)	$T(R_{\rm min} - R_{\rm max})$ (heures)	Ω ($\times 10^{-4}$rad.s^{-1})	$\omega \sim 0.1 - 10\ \Omega$ ($\times 10^{-4}$rad.s^{-1})
C	6,0 ± 4,0	5,61 - 7,93	2,9 - 3,1	0,3 - 31,1
B	3,5 ± 1,2	7,93 -11,41	1,5 - 2,9	0,2 - 29,4
A	4,4 ± 2,0	11,93 -13,82	1,3 - 1,5	0,1 - 14,6

Tableau 3 – Principales propriétés thermiques des anneaux A, B et C.

Enfin, la capacité calorifique $C_p(\lambda)$ dépend de la température de brillance, d'après [Klinger, 1981] :

$$C_p(\lambda) = 7,49 \cdot T_B(\lambda) + 90 \tag{4}$$

En utilisant les températures de brillances dérivées par des mesures dans l'infrarouge depuis le sol [Cuzzi et al. 1984] et avec la sonde Cassini, via l'instrument CIRS [Spilker et al. 2005], j'ai pu calculer les épaisseurs de peau $\delta_{\rm T\omega}$, $\delta_{\rm T\Omega}$ et les comparer à l'épaisseur de peau $\delta_{\rm E}$ de la glace d'eau :

[8] L'indice de réfraction de la glace d'eau est obtenue à partir des mesures en laboratoire de Warren (1984) entre 10^{-2} and $10^{5}\mu$m à T=60 K. Il est possible de prendre des valeurs plus proches de la température de brillance des anneaux de Saturne (20< T <80K). Poulet et al. (2002) recommandent les valeurs de Grundy & Schmitt (1998) entre 1.0 et 2.7 μm (T =80 K) et celles de Hudgins *et al.* (1993) au-delà de 2.7 μm(T =100 K). Quoi qu'il en soit, la variation de l'indice de réfraction en fonction de la température et du caractère amorphe ou cristallin sont peu significatives (Warren 1984).

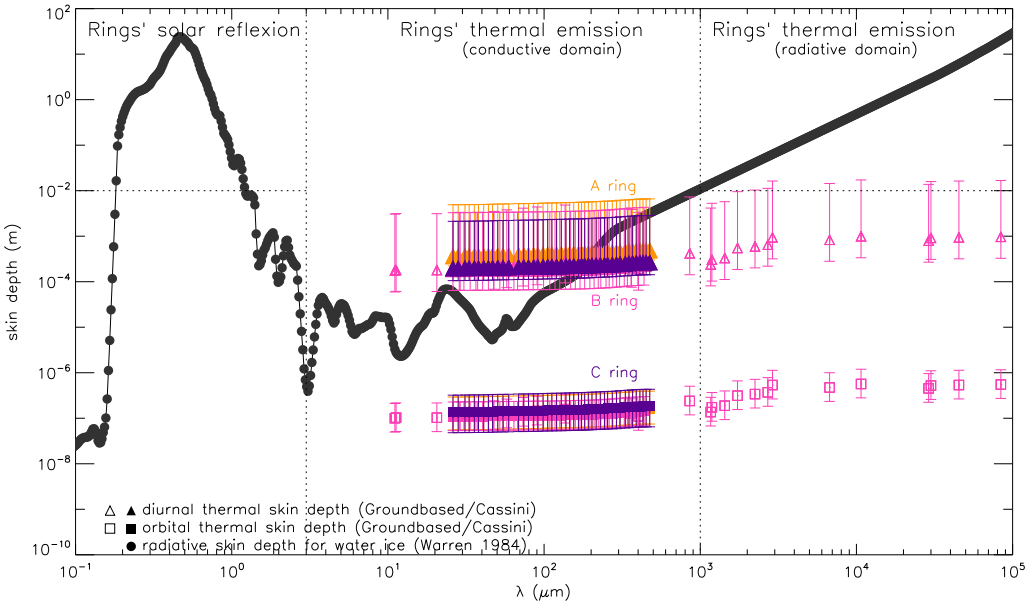


Figure 12 – Epaisseurs de peau radiative (δ_{E}), thermique avec rotation diurne ($\delta_{\mathrm{T}\omega}$) et thermique avec rotation orbitale ($\delta_{\mathrm{T}\Omega}$) en fonction de la longueur d'onde.

A partir de cette figure 12, on remarque aisément qu'il y a 3 régimes pour la pénétration d'ondes lumineuses dans le matériau des anneaux :

❶ dans l'ultraviolet, le visible et l'infrarouge proche ($0{,}1\mu\mathrm{m}<\lambda<3\mu\mathrm{m}$), nous sommes dans le domaine de **diffusion de la lumière solaire par les anneaux**, l'épaisseur de peau radiative δ_{E} peut atteindre 100 mètres indiquant que les couches les plus profondes des particules peuvent être sondées. Cependant, ces couches n'émettent pas à ces longueurs d'onde et le seul moyen d'y avoir accès se fait par le biais du rougissement du spectre de 0,1 à 3 μm (nous y reviendrons au chapitre 7). La spectroscopie à bande large (ISS de Voyager) s'est déjà révélée particulièrement utile dans cette gamme de longueurs d'onde, voir [Cuzzi & Estrada, 1998].

❷ dans l'infrarouge moyen et lointain ($7\mu\mathrm{m}<\lambda<1000\mu\mathrm{m}$), nous sommes dans **l'émission thermique des anneaux**. Assez naïvement on peut s'attendre à trouver les signatures spectrales des composants principaux des anneaux. Cependant, l'épaisseur de peau radiative δ_{E} nous indique que l'onde ne pénètre que jusqu'à 1 mm, ce qui siginifie que seules les couches les plus superficielles sont sondées.

La détection de la glace d'eau quasi-pure indique donc que les anneaux sont recouverts de glace d'eau mais ne donne aucune autre information sur les couches les plus profondes. D'ailleurs, la non-détection de silicates semble triviale si on considère que les anneaux sont constitués d'un petit cœur rocheux recouvert d'une couche épaisse de givre.

Par conséquent, dans ce domaine de longueurs d'onde, la glace d'eau se révèle être une bonne représentation du comportement émissif des particules. Aussi l'épaisseur de peau thermique due au spin $\delta_{\mathrm{T}\omega}$ est supérieure à l'épaisseur de peau radiative δ_{E}, cela signifie que le transport des ondes s'éffectue majoritairement par transmission de chaleur par contact entre particules (domaine de conduction).

❸ dans le millimétrique et le centimétrique ($1\ \mathrm{mm}<\lambda<0{,}1$ m), c'est **l'émission thermique radiative** qui domine ($\delta_{\mathrm{E}}>\delta_{\mathrm{T}\omega}$). Cependant, peu de bandes fortes de molécules sont détectables à ces λ. De plus, les instruments spatiaux ne couvrent pas un tel domaine, CIRS n'observe pas au-delà de 1000 μm et RSS n'observe qu'à λ= 9 400, 36 000 et 130 000 μm. Les données continues existantes sont prises par les télescopes radio au sol.

Distributions de taille

Il existe plusieurs façons de caractériser une distribution de taille de particules. Il y a tout d'abord la distribution de taille uniforme :

$$n(r) = \begin{cases} 1 & \text{quand } r = \mathrm{r_{eff}} \equiv \frac{\int \pi r^3 n(r)\ \mathrm{d}r}{\int \pi r^2 n(r)\ \mathrm{d}r} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}$$

Une telle distribution fut utilisée dans les anneaux de Saturne par Cuzzi *et al.* [1984] mais sa simplicité binaire fournit seulement des ordres de grandeur. La **distribution de taille en loi de puissance** est généralement utilisée pour obtenir le nombre de particules de taille comprise dans l'intervalle $(r, r+\delta r)$:

$$n(r) \propto r^{-q} \tag{5}$$

La valeur de q de la distribution de taille définit la répartition de la masse :
q $\leq$4 : la masse totale des particules réside dans les plus petites particules.
3 $\leq$ q $<$ 4 : la masse totale des particules avec des tailles plus petites qu'une taille de coupure est finie. Le cas $q \approx 3$ est la valeur généralement trouvée pour les astéroïdes.
2 $\leq$ q $<$ 3 : la masse totale est déterminée par les plus grandes tailles. La masse par gamme de taille accroît avec l'augmentation de la taille des particules. Les petites particules sont insignifiantes pour la répartition de masse.

La distribution de taille Gamma standard de Hansen & Hovenier [1974] utilisée pour caractériser la diffusion d'un ensemble de particules est donnée par la relation (voir aussi [Mishchenko, 1993]) :

$$n(r) \propto r^{\frac{(1-3\sigma_{\mathrm{eff}})}{\sigma_{\mathrm{eff}}}} \exp\left[-\frac{r}{r_{\mathrm{eff}} \cdot \sigma_{\mathrm{eff}}}\right] \tag{6}$$

où $n(r)\ \mathrm{d}r$ est le nombre de particules par unité d'aire ayant un rayon entre r et $r+\mathrm{d}r$; r_{eff} est le rayon effectif de la particule et $\sigma_{\mathrm{eff}} \equiv \frac{\int (r-\mathrm{r_{eff}})\pi r^3 n(r)\ \mathrm{d}r}{\int \pi r^2 n(r)\ \mathrm{d}r}$ est la variance effective.
La taille des particules des anneaux peut être obtenue à partir d'observations multi-longueurs d'onde où leur **limite supérieure** est établie par le fait que les particules ne peuvent pas bien réfléchir les ondes dès que leur taille est comparable à la longueur d'onde observée, elle est donc aisément obtenue par la plus basse température de brillance en radio [Marouf *et al.*, 1982,1983 ; Zebker *et al.*, 1983, 1985], et suit typiquement une loi de puissance. Les opacités des occultations radio RSS de Voyager aux longueurs d'onde de 3,6 et 13 centimètres ont été employées pour déterminer l'indice de loi de puissance, dans l'intervalle de dimension particulaire compris entre 0,1 cm et 1,2 m. Les observations RSS étant insensibles au rayon $\mathrm{r_{min}}$, Zebker *et al.* [1985] ont supposé une valeur minimale de 1 cm, tout aussi valable que 10 cm (voir chapitre 7).

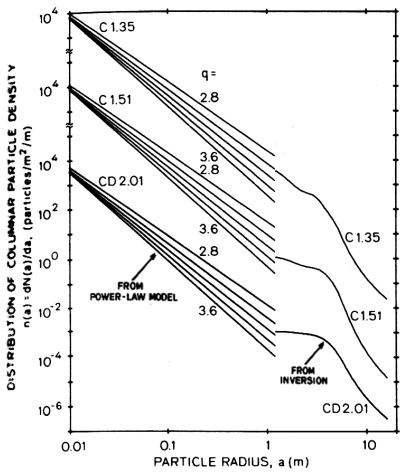


Figure 13 – (Marouf *et al.*, 1983)

Région	$\mathrm{r_{eff}}$ (m) PPS	$\mathrm{r_{eff}}$ (m) RSS	$\mathrm{r_{min}}$ (cm)	$\mathrm{r_{max}}$ (m)	q
Anneau C					
C 1.35	1,4	0,84	1	4,5	3,11
C 1.51	2,3	1,22	1	2,4-5,3	3,05
Division de Cassini					
CD 2.01	3,9	2,44	1	7,5	2,79
Anneau A					
A 2.10	11,6	1,55	1	5,0	2,70
A 2.12	-	-	1	5,4	2,74
A 2.14	11,9	1,65	1	6,3	2,75
A 2.19	11,2	1,82	1	11,2	2,93
A 2.24	9,6	1,32	1	8,9	3,03

Tableau 4 – Tableau de la distribution en taille des particules (Zebker *et al.*, 1985). Le rayon effectif provient de (Showalter & Nicholson, 1990)

Showalter & Nicholson [1990] ont montré qu'il était également possible d'obtenir une distribution de taille avec le profil de profondeur optique du PPS (n'yant qu'une longueur d'onde). En effet, le photopolarimètre dans sa conception a obtenu la résolution la plus élevée des observations de Voyager, mais seulement dans des plages radiales d'environ 100 mètres (voir figure 14). L'information est donc saccadée par du bruit, contrairement au profil RSS qui est continu sur toute la longueur des anneaux. En utilisant un traitement statistique, Showalter & Nicholson ont montré comment ces statistiques, liées à la distribution angulaire du signal diffracté, peuvent être liées à la distribution de taille des particules : l'acuité du lobe vers l'avant est donnée par les plus grosses particules, alors que la largeur et l'amplitude globales du signal diffusé reflètent l'abondance des plus petites, des particules de la taille du centimètre.

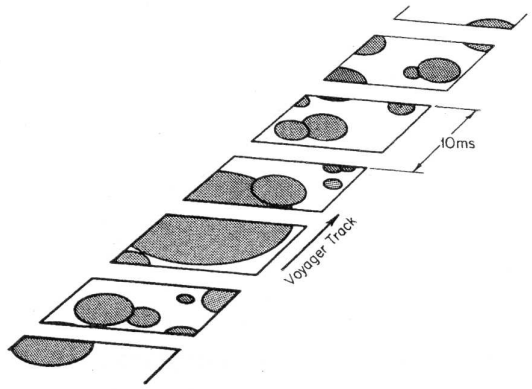


Figure 14 – (Showalter & Nicholson, 1990)

Une expression pour le bruit excessif dans le balayage dû aux grosses particules a été obtenue. En effet, imaginons une grosse particule, elle peut être capturée sur deux images du photopolarimètre, mais entre les deux, le signal sera vide et va contribuer à un bruit instrinsèque à la mesure. Le signal observé, ainsi débruité, peut être ensuite employé pour contraindre la borne supérieure de la distribution de taille.
Showalter & Nicholson [1990] ont montré que la Division de Cassini et l'anneau C ont la plus petite proportion de grosses particules, alors que l'anneau A en a la plus grande. Pour la première fois par les mesures, on a pu montrer que l'anneau A avait de plus grosses particules que l'anneau B.

French &Nicholson [2000] ont dérivé des distributions de taille de particules en loi de puissance pour chacune des régions principales des anneaux, en combinant l'occultation stellaire du 3 juillet 1989 de l'étoile 28 Sagitari faite aux observatoires de Lick (λ=0,9μm), de McDonald (λ=2,1μm) et de Palomar (λ=3,9μm) et les données de l'occultation de δ Scorpi par PPS/VOYAGER (λ=0,264μm), avec une méthode proche de la théorie du transfert radiatif utilisée par Zebker *et al.* [1985].
Pour les observations de 28-Sgr, r_{min} affecte fortement la quantité de lumière diffusée, les limites sur les coupures inférieures de la taille ont pu être fixées. French &Nicholson [2000] ont estimé que les résultats obtenus pour r_{min} et r_{max} sont fiables à un facteur 2 ou 3 pour tous les anneaux étudiés sauf la Division de Cassini, pour laquelle les résultats sont beaucoup moins sûrs.

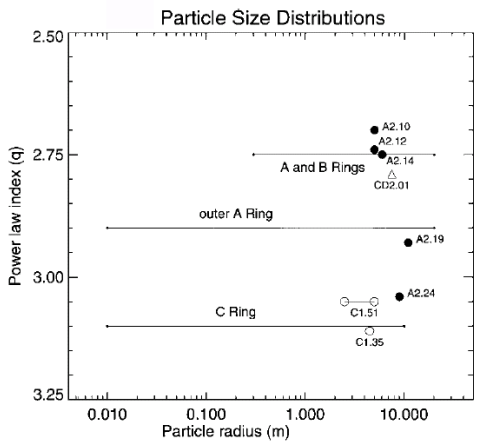


Figure 15 – (French & Nicholson, 1990)

Anneau	r_{eff} (m) δ Sco	r_{eff} (m) 28-Sgr	r_{min} (cm)	r_{max} (m)	q
C	1,2 → 2,8	2,3	1	10	3,1
B	5,7 → 8,8	8,3	30	20	2,75
CD	1,1 → 4,5	7,0	0,1	20	2,75
A int.	11,2 → 12,2	8,3	30	20	2,75
A ext.	9,0 → 10,7	6,0	1	20	2,9
F cœur	2,0	–	0,01	10	3,5
F *strands*	2,0	–	0,0003	0,001	4,6

Tableau 5 – Tableau de la distribution en taille des particules (French & Nicholson, 2000) obtenues à partir des données d'occultations stellaires de δ Sco et 28-Sgr. Les valeurs pour l'anneau F sont issues de (Showalter, 1992) et proviennent pour le cœur des données d'imagerie de VOYAGER et des données d'occultation radio VOYAGER pour les strands. Le rayon effectif est tiré de (Showalter & Nicholson, 1990)

Il est possible de donner des ordres de grandeur de la distribution de taille des grains avec les données d'imagerie. Poulet *et al.* [2002] ont par exemple employé le rapport des amplitudes de l'effet d'opposition aux longueurs d'onde 0,555 μm et 0,336 μm pour estimer la distribution de taille des grains. Pour décrire cette distribution de taille de grains, ils ont utilisé une distribution de loi de puissance par unité de surface avec q l'indice de la loi et d, la taille d'un diffuseur élémentaire dans la théorie de [Shkuratov *et*

al., 1999], qui peut être assimilé au rayon effectif des grains. Avec ce modèle, il est possible de modéliser la dépendance de A en fonction du rapport d/λ comme fonction linéaire : $A(d/\lambda) \sim -a \cdot (d/\lambda) + b$ avec a et b positifs. La taille d s'étend entre $x_{\min}\lambda$ et $x_{\max}\lambda$, où les coefficients $x_{\min}$ et $x_{\max}$ sont égaux à 0,1 et à 20 respectivement. Le tableau 6 donne les valeurs des coefficients a et b pour chaque valeur L/λ et chaque anneau. Pour $q > 3$, l'amplitude de l'effet d'opposition devrait être proportionnelle à :

$$A(\lambda) \sim \int_{x_{\min}\lambda}^{x_{\max}\lambda} \pi d^2 d^{-q} \left(-a\frac{d}{\lambda} + b\right) \mathrm{d}d \tag{7}$$

$$A(\lambda) \sim \lambda^{3-q} \left(-\frac{a\pi}{(4-q)} \cdot (x_{\max}^{4-q} - x_{\min}^{4-q}) + \frac{b\pi}{(3-q)} \cdot (x_{\max}^{3-q} - x_{\min}^{3-q})\right) \tag{8}$$

C'est la première fois qu'une distribution de taille a été obtenue avec des images (voir chapitre 7).

Anneau	$A(\lambda)$		a	b	q
	336nm	555nm	(cm)	(m)	
C	1.72	1.62	0,011	1,44	3,02
B	1.77	1.50	0,010	1,44	3,20
Div. Cass.	1.65	1.45	0,016	1,43	3,05
A	1.80	1.55	0,013	1,43	3,05

Tableau 6 – Tableau de la distribution en taille des particules (Poulet *et al.*, 2002). Les distributions de taille de particules sont déterminées à partir de la variation de l'amplitude en fonction de la longueur d'onde (ici on remarque que $A(\lambda)$ diminue quand la longueur d'onde augmente).

Le spectromètre imageur VIMS à bord de Cassini devrait permettre d'obtenir des distributions de taille à partir de l'ajustement des spectres, soit dans les bandes spectrales de la glace d'eau [Brown *et al.*, 2006], soit par des méthodes plus simples de modélisation photométrique à partir de l'abédo géométrique, [Filacchione *et al.*, 2007]. Cependant de tels modèles donnent accès aux particules qui ont interagi avec la lumière, et dans le visible les tailles sont de l'ordre du micromètre [Pollack *et al.*, 1973], [Clark *&* Mc Cord, 1980], [Poulet *&* Cuzzi, 2002]. Ceci pourrait constituer la **limite inférieure** à la taille des particules dans les anneaux.

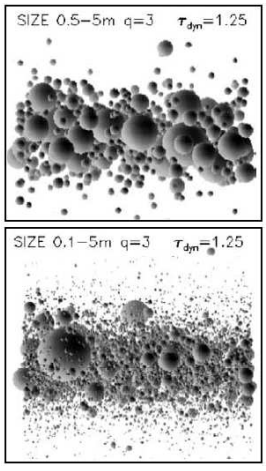


Figure 16 – Simulations dynamiques N-corps [Salo *&* Karjalainen, 2003]

Une des applications majeures à la détermination de la distribution de taille des particules est leur utilisation dans les simulations dynamiques. En effet, les simulations dynamiques utilisent les distributions de taille déduites des observations pour tenter de mieux reproduire la réalité. [Salo *et al.*, 2003, 2004] ont par exemple utilisé une distribution de taille en loi de puissance (voir équation (5)), avec $q = 3$ et $r_{\min} < r < r_{\min}$ tels que $r_{\max}/r_{\min}$=10 et $r_{\max}$=4,25 m. Cependant, une telle distribution fournit la même densité de surface qu'un modèle de particules identiques. Ceci est dû au fait que cette distribution est considérablement plus étroite que la distribution de taille déduite des occultations radio de VOYAGER [Zebker *et al.*, 1985], avec $r_{\max}/r_{\min}$=500 et $r_{\min}$=1 cm.
Cependant, la gamme de taille observée est relativement dépendante du modèle : [French *&* Nicholson 2000] ont déduit une gamme telle que $r_{\max}/r_{\min}$=70 et $r_{\min}$=30 cm, basée sur la quantité de lumière diffractée vers l'avant estimée à partir de la comparaison des occultations au sol et de VOYAGER (cf. tableau 5). Une telle distribution tronquée permet donc de simuler les effets qualitatifs d'une distribution de taille, tout en restant en-deçà du nombre maximal de particules exigé par les simulations.

Finalement, un lien très étroit entre distribution de taille et distribution spatiale des particules peut être établi. Il conduit naturellement à s'interroger sur la répartition spatiale des particules dans les anneaux.

Extension verticale des particules

Une énigme connue de longue date dans l'étude des anneaux de Saturne est la question de l'épaisseur d'anneaux et de leur structure verticale. Les observations photométriques faites quand la Terre croise le plan des anneaux fournissent les épaisseurs globales de 1,0 à 1,5 kilomètre [Brahic & Sicardy, 1981 ; Nicholson et al., 1996], mais ce bord résiduel sur la brillance est maintenant connu pour être dominé par l'anneau F [Nicholson et al., 1996 ; Poulet et al., 2000]. Une occultation stellaire observée par le photopolarimètre de Voyager 2 a fourni une limite supérieure de 200 m sur l'épaisseur locale à proximités de plusieurs bords nets dans les anneaux A, B, et C [Lane et al., 1982].
Le ralentissement X_r des ondes de densité et de courbure excitées dans les anneaux par des résonances avec des satellites (figures D.2 et D.3 page 320) permet de contraindre la viscosité dynamique ν et la densité surfacique σ des anneaux à l'endroit r_0 où a démarré la résonance :

$$\frac{\Delta\tau}{\tau_{\rm n}} \propto (r-r_0)\cdot\exp\left[-\left(\frac{r-r_0}{X_r}\right)^3\right] \tag{9}$$

$$\nu = \frac{9}{7\kappa X_r^3}\left(\frac{r_0}{D}\right)^{1/2}\cdot(2\pi G\sigma)^{3/2} \tag{10}$$

voir [Esposito et al., 1983 ; Pignouf et al., 2007]. De ce fait, l'extension verticale de la couche peut être déterminée en supposant que l'épaisseur résulte des vitesses de dispersion déterminée par la viscosité dynamique ν :

$$H = \frac{c}{\Omega} = \sqrt{\frac{2\pi\nu}{\Omega}\left(\frac{1+\tau^2}{\tau}\right)} \tag{11}$$

C'est un des biais indirects les plus simples pour déterminer l'extension verticale des anneaux (voir [Esposito et al., 1983] et [Pignouf *et al.*, 2007] pour une revue). Cependant, il n'est pas certain que l'épaisseur des anneaux soit liée à l'amplitude verticale provoquée par des ondes de densité et de courbure dans les régions très étroites. Du fait de l'incertitude sur la vitesse de dispersion (qui correspond à la limite supérieure), il est généralement admis que ces ondes contribuent à la **limite supérieure** à l'épaisseur des anneaux. De plus, un consensus entre les différentes méthodes n'a pas été encore effectué, les résultats étant très dépendants du modèle utilisé.
L'épaisseur verticale de l'**anneau C** est très réduite, environ 1 à 5 mètres [Rosen, 1989]. On peut alors s'attendre à une quasi-monocouche faite de particules de la taille du mètre pour cet anneau, qui est la population effective de diffusion ou d'émission obéissant à une distribution de taille $n(r) = r^{-3}$, avec des rayons minimum et maximum de quelques centimètres à quelques dizaines de mètres, d'après [Marouf *et al.*, 1983], [French & Nicholson, 2000]. Aucune dérivation semblable n'existe pour l'**anneau B** car ses parties les plus épaisses n'ont pas pu être sondées correctement par les occultations lors des survols des VOYAGER. L'onde de densité excitée par la résonance 2 :1 avec Janus permet d'obtenir une extension verticale de 10 mètres, [Esposito *et al.*, 1983]. Cependant, il y a une observation fiable qui permet de contraindre la répartition verticale des particules dans cet anneau : les *spokes*.

Figure 17 – Extension verticale liée aux *spokes* de l'anneau B (McGhee et al., 2004).

En effet, dans les régions externes de l'anneau B où elles sont observées, les modèles prédisent une structure en multi-couche où les plus fines particules sont réparties en surface (figure 17). Un modèle monocouche ou muticouche de particules identiques est donc à rejeter définitivement pour l'anneau B.

Avec les observations en Infra-Rouge, il serait possible de donner une limite supérieure à l'épaisseur de l'anneau B car celui-ci montre très peu de contraste thermique entre le côté éclairé et le côté non éclairé, probablement parce que l'onde de chaleur ne peut le traverser dans toute son épaisseur. Un travail reste à faire avec le spectromètre CIRS dans ce sens. Quant à l'**anneau A**, il est sans doute épais de quelques dizaines de mètres de particules réparties en multi-couche également. Ceci dérive des simulations dynamiques à N-corps qui, en tenant compte de l'auto-gravité des particules et des collisions, parviennent à une telle structure [Salo, 1992 ; Richardson, 1994].
L'épaisseur des anneaux est si petite que même à haute résolution spatiale, les instruments de Cassini ne peuvent pas la résoudre de façon directe. L'analyse des données bistatiques de diffusion des expériences d'occultation radio de Voyager 1 a mené à la conclusion que l'anneau C peut être efficacement une monocouche, alors que les particules de la taille du mètre dans l'anneau A sont confinées à une couche d'approximativement 3 particules (Zebker et al., 1985). Zebker & Tyler [1984] ont invoqué une épaisseur de moins des 10 m dans l'anneau C et 50 m dans l'anneau A.

La disposition verticale des particules dans une mono ou multi-couche peut être sondée indirectement, grâce aux différents phénomènes qui en dépendent *a priori* :
① le masquage des ombres (par exemple le modèle de Kawata & Irvine [1974], voir le chapitre 7),
② la dépendance de la température de brillance des anneaux avec l'altitude solaire,
③ la lumière diffusée en fonction de l'élévation de l'observateur (effet '*tilt*').

Etat de surface des particules

Dans les simulations dynamiques évoquées précédemment, le changement de la vitesse d'impact est déterminé à partir du coefficient normal de restitution $\epsilon_{\rm n}$, décrivant le rapport de la composante normale de vitesse post-collisionelle (ou vitesse de rebond) sur la vitesse pré-collisionelle (vitesse d'impact) dans la direction joignant le centre des particules, lui-même déterminé à partir d'expériences de laboratoire (voir [Higa et al.,1998] pour une revue) :

$$\epsilon_{\rm n} \approx \begin{cases} 0,82.v_i^{-0,047} & \text{si} \quad v_i \lesssim 1 \text{ cm.s}^{-1} \\ 0,88 & \text{si} \quad 1 \text{ cm.s}^{-1} \lesssim v_i \lesssim v_c \\ \left(\frac{v_i}{180}\right)^{-\log\frac{v_i}{180}} & \text{si} \quad v_c \lesssim v_i \end{cases}$$

où v_i est la vitesse relative du corps impactant et v_c est la vitesse critique de [Bridges et al., 1984] ($v_B = 0,0077$ cm.s^{-1}). Le coefficient normal de restitution $\epsilon_{\rm n}$ détermine de façon quantitative l'issue d'une collision, donc l'état de surface des particules impactantes et impactées : si $\epsilon_{\rm n}$=1, les vitesses sont égales et le choc est élastique (sans perte d'énergie cinétique), si $\epsilon_{\rm n}$<1, alors une partie de la vitesse d'impact a été transférée à la particule impactée sous forme d'énergie et la collision est inélastique. $\epsilon_{\rm n}$ peut également être considéré comme la vitesse critique pour laquelle la déformation des particules devient cassante (au-delà du régime plastique, voir [Higa *et al.*, 1995]).
La structure des particules contraint donc partiellement l'issue de collisions entre particules. Des expériences de laboratoire (voir la figure 18) ont été entreprises pour explorer la probabilité de accrétion (collage) de sphères glacées en fonction de la vitesse d'impact, de la structure surfacique et du nombre de collisions [Bridges *et al.*, 1984, 1996], [Hatzes *et al.*, 1988, 1991], [Higa *et al.*, 1995, 1998].
Goldreich & Tremaine [1978] ont également étudié le coefficient de restitution, mais avec une approche de dynamique des fluides. Les anneaux sont alors considérés comme un système dilué (avec un facteur de remplissage $D \ll 1$). Les résultats de leur simulations montrent que le coefficient de restitution peut être approximé à une fonction dépendant de la profondeur optique τ :

$$(1-\epsilon_{\rm n}^2)(1-\tau^2) \simeq 0,627 \qquad (12)$$

où 0,627 correspond au coefficient de restitution critique $\epsilon_{\rm c}$ qui marque la transition entre un système aplati et un système tri-dimensionnel. Comment pourtant concilier les valeurs du coefficient de restitution qui dépendent de la profondeur optique avec celles dépendant de la vitesse d'impact ? D'après

Higa et al. [1995], il ne peut y avoir de collisions élastiques dans les anneaux car celles-ci conduiraient à des collisions aux vitesses d'impact élevées sur des surfaces lisses et privées de fissures, ce qui semble improbable d'après les travaux de Goldreich & Tremaine [1978]. Pourtant, la figure 18 montre que le coefficient de restitution dépend de :

– la **profondeur optique**. D'après Goldreich & Tremaine [1978], ϵ_n augmente avec τ selon la relation (12), voir aussi la figure 18. En particulier à faible profondeur optique ($\tau<1$) le coefficient de restitution conduit principalement à des collisions inélastiques : $0{,}1<\epsilon_n<0{,}8$ (toutefois le problème n'est pas totalement tranché à faible τ du fait que la valeur critique $\epsilon_c \sim 0{,}6$ peut être considérée comme une limite supérieure). Puis dès que $\tau>1$, ϵ_n tend asymptotiquement vers 1 ;

– la **vitesse d'impact**. La situation est un peu plus complexe car elle dépend également de l'**état de surface des particules**. D'après la figure 18, les expériences de Bridges et al. [1984] montrent qu'une particule lisse avec des vitesses d'impact v_i comprises entre 0,01 et 1 cm.s^{-1} subira des collisions systématiquement élastiques où $0{,}8<\epsilon_n<1$. Si la surface est finement givrée, aux mêmes gammes de vitesse d'impact, le coefficient de restitution diminue substantiellement $0{,}2<\epsilon_n<0{,}9$ d'après Dilley [1993]. Enfin si la surface est fortement givrée (remplie de fissures et de craquelures), les collisions seront en majorité inélastiques, avec $0{,}3<\epsilon_n<0{,}7$ pour des vitesses d'impact v_i comprises entre 0,1 et 1 cm.s^{-1}, [Hatzes et al., 1988].

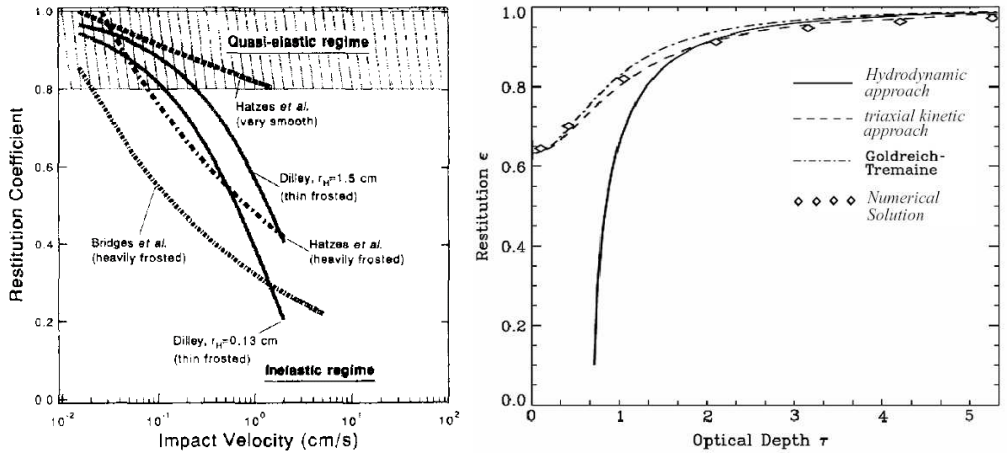


Figure 18 – Dépendance du coefficient de restitution avec la vitesse d'impact (Higa *et al.*, 1995) par des expériences de laboratoires et avec la profondeur optique (Schmidt *et al.*, 1999) en utilisant les modèles hydrodynamiques et simulations dynamiques (la relation $\epsilon - \tau$ en traits pleins reflète une approche hydrodynamique classique ; la relation $\epsilon - \tau$ en traits pointillés équivaut à une approche cinétique triaxiale ; les points tiretés se réfèrent à la formule (12) de Goldreich & Tremaine ; les diamants correspondent aux simulations N-corps où la vitesse de dispersion moyenne est de l'ordre de $c \sim 25\Omega_k d$ ($\Omega_k=\sqrt{GM/r^3}=1{,}5\cdot10^{-4}$ s^{-1} et d=1 m)).

En d'autres termes, la vitesse d'impact et la profondeur optiques semblent founir des résultats similaires si ces deux grandeurs sont **anti-correlées**. En effet, ϵ_n augmente avec τ d'après les simulations hydrodynamiques et décroît avec la vitesse d'impact v_i, d'après les expériences en laboratoire. Par conséquent, les vitesses de dispersion sont faibles à forte profondeur optique. Ce qu'il y a d'étonnement fort dans cette corrélation, c'est la saturation du coefficient de restitution pour des profondeurs optiques $\tau>1$. En effet, dès que le régime optiquement épais est atteint, le coefficient de restitution est proche de 0,8 puis tend vers 1. Ce même comportement est observé pour les expériences en laboratoire, où $\epsilon_n>0{,}8$ dans le cas de surfaces très lisses. On remarque également que même à des vitesses d'impact élevées pour les anneaux de Saturne (la limite supérieure de la vitesse de dispersion étant 1 cm.s^{-1} d'après Goldreich & Tremaine [1978]), les surfaces lisses subissent des collisions élastiques.

Il y a donc d'une part anti-corrélation entre les vitesses de dispersion et la forte profondeur optique, et d'autre part saturation du coefficient de restitution, autant pour les profondeurs optiques $\tau>1$ que pour les particules aux surfaces très lisses et ce, quelque soit la vitesse d'impact.

Je reviendrai plus en détail sur les origines et les implications de cette loi dans les chapitres 6 et 7.

Observations multi-longueurs d'onde

En terme d'observations, les données radar, d'imagerie hyperspectrale et d'émission thermique fournissent des indices sur l'état de surface des anneaux. Mais seulement des ordres de grandeur sur la rugosité ou la porosité peuvent être obtenus.

En réflectivité Radar, [Ostro *et al.*, 1980, 1982] ont montré que les anneaux sont très réfléchissants, bien plus que des diffuseurs isotropes et des réflecteurs parfaits de lumière. Leur forte rugosité est trahie par une forte rétro-diffusion comme dans le visible, indiquant que la rugosité de la surface est plus grande que la longueur d'onde Radar (12,6 cm). Nicholson *et al.* [2005] ont obtenu des images Doppler des anneaux basées sur les observations radar faites à Arecibo entre 1999 et 2003, à une longueur d'onde de 12,6 cm et aux angles d'ouverture de $20{,}1^o < |B| < 26{,}7^o$. Ils ont trouvé que la section efficace moyenne radar de l'anneau A est 77% celle de l'anneau B, alors qu'une limite supérieure de 3% est donnée pour l'anneau C et 9% pour celle de la Division de Cassini. La section efficace moyenne des anneaux A et B, normalisée par leur surface projetée, diminue quand les anneaux sont ouverts. Une explication possible implique une ségrégation verticale de taille dans les anneaux, par laquelle les observations à de plus grands angles d'élévation sondent plus profondément les anneaux et voient préférentiellement les plus grandes particules moins réfléchissantes et/ou plus rugueuses concentrées près du plan des anneaux.

Les modèles de spectroscopie en réflectance diffuse des anneaux indiquent que des particules sont couvertes de régolite de grains de quelques dizaines de microns [Pollack *et al.*, 1973 ; Clark *&* Mc Cord, 1980 ; Poulet *&* Cuzzi, 2002]. Une petite fraction des grains de régolite pourrait être de la taille d'un millimètre [Poulet *&* Cuzzi, 2002]. Des études plus récentes sur l'effet d'opposition dans le visible suggèrent la présence des grains micrométriques [Mishchenko *&* Dlugach, 1992 ; Mishchenko, 1993 ; Poulet *et al.*, 2002].

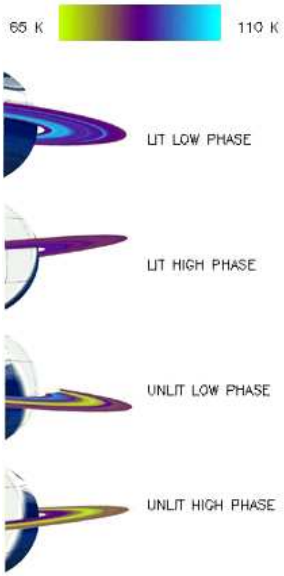


Figure 19 – Températures de brillance des anneaux déduites de CIRS. [Spilker *et al.*, 2005].

Les observations dans l'infrarouge thermique des particules des anneaux (domaine d'émission), aussi bien le refroidissement dans l'ombre de la planète que le rechauffement une fois qu'elles sont à nouveau exposées à la lumière du Soleil, fournissent également des indices précieux sur les propriétés surfaciques et sub-surfaciques des particules (les températures plus chaudes sont de 110 K et les plus fraîches de 65 K, voir la figure 19).
Pendant le régime thermique transitoire d'une particule en rotation autour de Saturne, la température de surface change tandis que l'onde thermique se propage dans la particule. Le taux de changement de température de surface observé dépend de l'inertie thermique Γ du milieu, qui dépend lui-même principalement de la conductivité thermique κ et de l'état de surface (ou porosité) :

$$\Gamma = (1 - P)\sqrt{\kappa\ \rho\ C_p} \tag{13}$$

avec P la porosité, ρ la masse volumique et C_p la capacité calorifique à pression constante. Un matériel fortement compact aura une grande conductivité thermique effective comparé à un régolite à hautement poreux ou recouvert de fissures, qui empêcheront la propagation de la chaleur en profondeur. Ferrari *et al.* [2003] ont modélisé les courbes de température effective pour les anneaux B et C et ont quantitativement estimé l'inertie thermique Γ à $3{,}5 \pm 1{,}2$ et $6{,}3 \pm 3{,}0$ J.m^{-2}.K^{-1}.s$^{-1/2}$ respectivement, en supposant des particules sphériques homogènes et un transport d'énergie uniquement par conduction (voir la figure 12).

Le mouvement des particules des anneaux plus grandes qu'environ 1 mm est insensible aux effets non gravitationnels, à cette échelle seules les perturbations gravitationnelles dues aux satellites massifs ou proches sont prises en compte.

Propriétés dynamiques connues des anneaux de Saturne

Effet des collisions

Les anneaux planétaires partagent deux caractéristiques comprises très tôt par Maxwell en 1857 :

❶ une minceur et une concentration significative dans le plan équatorial de la planète

❷ une extension radiale proche de la limite de Roche (que nous définirons plus loin)

Ces caractéristiques permettent de définir un ensemble de propriétés communes à tous les systèmes d'anneaux connus. En effet, tout système d'anneaux, que ceux-ci soient épais ou excentriques, tend rapidement à s'aplatir en un disque fin équatorial [Brahic, 1977].

C'est l'aplatissement de la planète qui provoque la précession des particules des anneaux dans des plans orbitaux à un taux dépendant de leur distance radiale. Ce mouvement permet aux particules de rentrer en collision, leur vitesse relative est donc réduite, en particulier la vitesse verticale.
Comme les collisions conservent le moment angulaire, mais leur inélasticité dissipe l'énergie, le mouvement tri-dimensionnel des particules est rapidement et très efficacement converti en mouvement équatorial. La preuve la plus flagrante est Saturne dont l'épaisseur du système d'anneaux ne représente que 10^{-6} de sa largeur [Nicholson et al., 1996].
Il est possible de vérifier quantitativement cette conclusion en estimant la fréquence de collisions entre les particules d'un anneau. En supposant que les particules ont une section efficace S, une densité volumique n, la profondeur optique normale d'un anneau d'épaisseur H est :

$$\tau \simeq nSH \tag{14}$$

Si on définit la fréquence de collisions du système $\nu_c \simeq nSv$ en fonction de la composante verticale de la vitesse relative

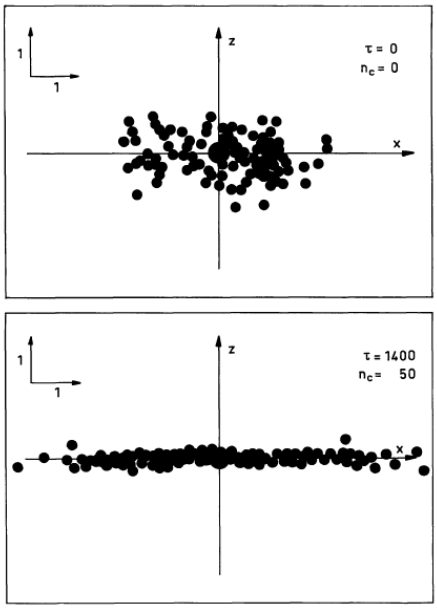


Figure 20 – (Brahic, 1977)

$$\Delta V \simeq \Omega H \tag{15}$$

où Ω est le mouvement principal, on trouve alors que la fréquence de collisions vaut :

$$\nu_c \simeq \Omega\tau \tag{16}$$

Pour une profondeur optique proche de l'unité, les particules rentrent peu en collision en une révolution. Un anneau peut donc s'installer dans le plan équatorial d'une planète en un temps $\top_c$ de l'ordre de $1/\nu_c \simeq (\Omega\tau)^{-1}$, soit d'après [Brahic, 1977] 20 collisions par particules i.e. $\top_c$ ∼quelques semaines pour les anneaux de Saturne, voir la figure 20.

L'aplatissement du disque n'implique pas que la couche produite soit parfaitement fine. A cause des faibles vitesses des collisions induites par des petites excentricités et inclinaisons, du gradient des vitesses kepleriennes combinés à la taille finie des particules, la dispersion gravitationnelle intervient aussi entre les corps de plus de 10 mètres. Ainsi, la vitesse relative devient aléatoire et produit un anneau de quelques particules d'épaisseur. On estime cette vitesse de quelques $\mathrm{mm.s^{-1}}$ au $\mathrm{cm.s^{-1}}$ à partir de l'atténuation des ondes spirales de densité produites par le champ gravitationnel des satellites proches. Ces collisions ont aussi une conséquence importante qui est l'extension radiale irréversible de l'anneau. Dans un disque keplerien, une collision diminue statistiquement la vitesse des particules qui se dirigent vers l'intérieur du disque. Comme le moment cinétique croît avec la distance et il doit être conservé, la chute de matière vers l'intérieur est contrebalancée par le transfert de moment cinétique aux particules

venant de l'extérieur, ce qui les éloigne de la planète [Stewart et al., 1974]. Les vitesses aléatoires agissent donc comme une viscosité dynamique effective répondant à l'expression :

$$\eta \approx \nu_c \ell_c^2 \tag{17}$$

où ℓ_c est le libre parcours moyen. Avec ces considérations, un anneau peut être modelisé comme un fluide visqueux. Le temps caractéristique de la diffusion $\top_d \approx (\delta R)^2/\eta$ est le temps de la marche au hasard pour une particule qui franchit un disque d'extension radiale δR.
Un calcul plus quantitatif a été réalisé par Goldreich & Tremaine [1978] en utilisant la viscosité cinématique ν qui dépend typiquement du temps d'étalement du disque par diffusion $\top_d \simeq \Re\mathrm{e}/\Omega$ où $\Re\mathrm{e}$ est le nombre de Reynolds. En explicitant le nombre de Reynolds en fonction de la distance d'étalement δR de la vitesse de dispersion et de la profondeur optique, il vient :

$$\top_d \simeq \frac{(\delta R)^2 \Omega}{c^2 \tau} \cdot (1 + \tau^2) \tag{18}$$

Ce temps d'étalement est néanmoins très long sur de grandes distances. Par exemple, si nous supposions que les anneaux A et B seraient dus à l'étalement d'un matériel disposé au niveau de l'anneau C, en prenant une vitesse de dispersion typique des anneaux de 0,2 cm.s^{-1}, une profondeur optique $\tau = 1$ et une distance δR=5.10^3 km (soit la distance entre le bord externe de l'anneau C et le bord externe de l'anneau A), on trouve un temps d'étalement $\top_d$ ∼5.10^9 ans, ce qui est globalement l'âge du Système Solaire. Par conséquent, si les anneaux A, B et C sont contemporains, le temps d'étalement est très faible par rapport à la distance parcourue.
Ainsi, l'extension d'un anneau se produit à des temps plus courts que l'âge du Système Solaire, ce qui est en accord avec la tendance actuelle d'anneaux jeunes. Cependant il existe plusieurs exceptions à cette norme de minceur verticale : les anneaux G et E de Saturne.

Interactions anneaux/satellites

Comme il a été précédemment exposé, un système tri-dimensionnel de particules a tendance, sous l'effet des collisions, à s'aplatir rapidement en un disque fin (figure 20). La conservation du moment cinétique exige également que le disque s'étale radialement [Brahic, 1977]. Même en considérant des accrétions limitées en deçà de la limite de Roche, on s'attend à ce que les anneaux forment un disque majoritairement homogène et à bords doux. Cependant, les anneaux ne sont pas isolés : ils intéragissent avec les satellites, tantôt lointains et massifs, tantôt proches et petits.
Les principaux effets visibles des anneaux : ondulations hors du plan, lacunes et frontières, sont dus aux **résonances**. Les résonances se produisent quand certains arguments de la fonction de perturbation sont stationnaires, ce qui permet l'accumulation de l'effet sur une longue durée. Les particules en résonance avec un satellite verront leur orbite se vérrouiller et une commensurabilité (relation de proportionnalité) va s'installer entre le mouvement du satellite perturbateur et la particule.
Les interactions entre anneaux et **satellites proches** sont typiquement caractérisées par un transfert de moment angulaire (quantité de mouvement). La plus grande partie du moment angulaire est transférée vers l'extérieur et la majorité de la masse vers l'intérieur. Ce résultat est général pour tous les systèmes astrophysiques dissipatifs en forme de disque. Comme un disque qui s'étale à tendance à se positionner sur des orbites circulaires presque kepleriennes pour minimiser son état d'énergie pour un total de moment angulaire, ce total est tel que l'anneau concentre le matériel radialement : on parle alors de **confinement gravitationnel** (voir la figure 21). De façon analogue, le transfert résonant d'énergie depuis un satellite interne vers un satellite plus lointain libère de l'énergie par un phénomène de réchauffement dû aux effets de marées.

Le confinement gravitationnel permettrait certainement des avancées technologiques importantes dans le domaine de nanosciences. Dans le cas des anneaux de Saturne, un modèle de confinement assuré par la gravitation a été développé pour expliquer les anneaux étroits confinés par deux satellites (voir Goldreich & Tremaine 1979). Il pourrait étre appliqué pour confiner des flux de plasmas chauds ou froids,

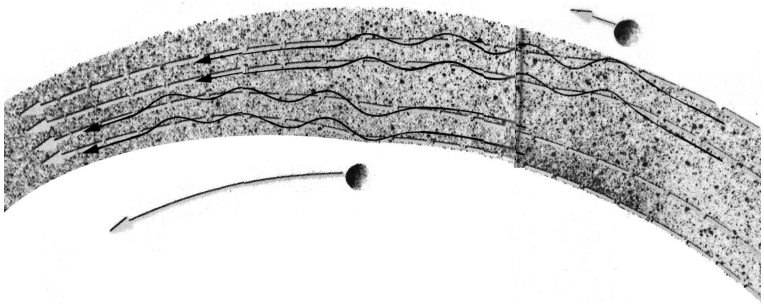


Figure 21 – Représentation schématique de la théorie du confinement gravitationnel de Goldreich & Tremaine (1979).

qui pour le moment sont difficilement confinés par d'autres moyens. Par exemple, dans le confinement envisagé pour ITER [9], c'est à l'aide de champs magnétiques intenses que le plasma sera piégé dans une zone torique. Ces importants champs magnétiques (5,3 Teslas) demandent eux-mêmes une importante alimentation électrique et une technologie complexe (les aimants supraconducteurs refroidis à près de –270°C).

Une autre interaction anneaux/satellites est le **bombardement de fines particules** des anneaux diffus sur la surface des satellites. Il y a en effet plusieurs exemples de satellites baignant dans un environnement poussiéreux, que ce soit dans le système d'anneaux de Jupiter (Amalthée et Thébée et l'anneau principal) que dans celui de Saturne (Atlas, Janus, Epiméthée et Prométhée entre l'anneau A et l'anneau F).
Le modèle de [Burns *et al.*, 1999] a modélisé des anneaux de débris provenant des ejecta des satellites joviens Amalthée et Thébée. Le gain de masse des anneaux provoqué par des impacts sur un satellite vaut alors :

$$\frac{dMa}{dt} = f_i Y_e Y_i \pi R^2 \tag{19}$$

avec f_i la densité de flux de masse des corps impactants à hypervélocité,
Y_e, la fraction d'ejecta s'échappant du satellite, vaut $Y_e \approx (v_{\min}/v_e)^{9/4}$,
Y_i, le rapport de la masse ejectée sur la masse impactante, est de l'ordre de 10 v_i^2,
et R est le rayon du satellite.
Avec plusieurs approximations, on montre que la variation de masse des anneaux est proportionnelle au rayon du satellite cible à une certaine puissance. Tout d'abord, $v_{\min}$ est la vitesse minimale à laquelle les ejecta sont projetés et v_e, la vitesse d'évasion vaut $v_e \propto R \sim 10 - 100$ m.s^{-1} pour un satellite isolé et de taille comparable aux satellites ancrés des anneaux. Par conséquent $Y_e \approx R^{-9/4}$ et :

$$\frac{dMa}{dt} \propto R^2 \quad \text{pour} \quad v_e < v_{\min} \tag{20}$$

$$\frac{dMa}{dt} \propto R^{-1/4} \quad \text{pour} \quad v_e > v_{\min} \tag{21}$$

Ces équations montrent que même un petit satellite de quelques kilomètres peut être une source de particules pour un anneau. Les plus petits sont particulièrement généreux à cause de leur faible force de cohésion. Le cas optimal est celui d'un satellite de 2 g.cm^{-3} de densité, de 5 à 10 km de rayon pour lequel $v_e \approx v_{\min}$.
Ce modèle pourrait être adapté aux satellites les plus internes, qui possèdent tous des anneaux très diffus sur leur orbite (Prométhée voir la figure 22 ci-dessous, Epiméthée, Janus, Atlas et Pallène)

[9] ITER est un programme de recherche international soutenu par la France (via le CEA) et l'Union Européenne, les Etats-Unis, la Chine, la Fédération de Russie, le Japon et la Corée du Sud. Il vise à mettre au point un prototype expérimental de réacteur à fusion nucléaire destiné à mettre au point une nouvelle source d'énergie à partir de la technologie des plasmas chauds. Pour que la réaction puisse se réaliser et produire de l'énergie, il faut des conditions très spécifiques. En effet, la fusion de deux noyaux ne se réalise que s'ils se rapprochent suffisamment l'un de l'autre. Or, ceux-ci sont chargés électriquement et se repoussent par conséquent fortement. Pour vaincre cette répulsion, le mélange deutérium/tritium doit être porté à très haute température et suffisamment dense. Une température supérieure à 100 millions de degrés est ainsi nécessaire pour que le plasma devienne fonctionnel. A de telles températures, se pose le problème du confinement : aucun récipient matériel ne peut contenir un plasma aussi chaud.

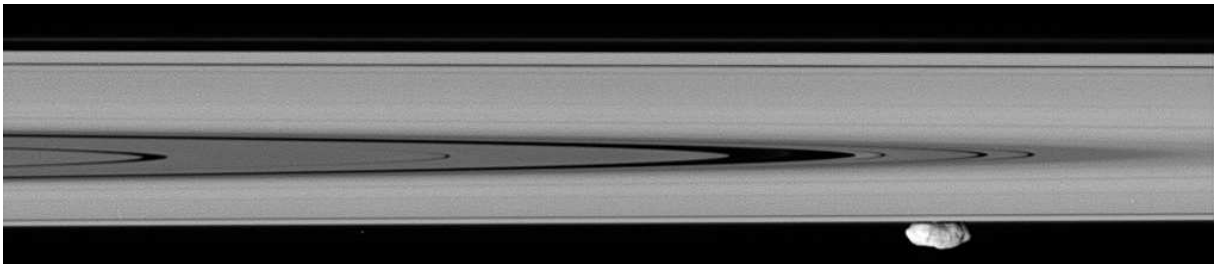


Figure 22 – Le satellite Prométhée, pourrait être une source de matériel pour l'anneau F. (Image PIA08192)

La limite de Roche

La limite de Roche est un concept général en Astrophysique, que l'on rencontre aussi bien en planétologie, en physique stellaire qu'en physique des galaxies. Deux corps pesants, étendus et proches se déforment mutuellement en raison de leur attraction gravitationnelle. La limite de Roche est l'endroit où les forces de marées engendrées par le corps principal deviennent supérieures aux forces de cohésion du corps secondaire, dont la seule force de cohésion interne est sa propre gravité.
Lorsque le demi-grand axe d'un gros satellite diminue, il est de plus en plus allongé radialement du fait de l'attraction différentielle exercée par le corps primaire. La limite de Roche représente la distance théorique en dessous de laquelle un gros satellite commencerait à se disloquer sous l'action des forces de marées causées par le corps primaire autour duquel il orbite, ces forces dépassant la cohésion interne du satellite.

Ce concept général permet de comprendre pourquoi des petits satellites dans les anneaux peuvent résister aux forces de marée. La limite classique de Roche, est à strictement parler la limite en dessous de laquelle il n'y a plus d'équilibre hydrostatique, donc la destruction d'un satellite fluide est possible. Cependant, cette limite a souvent été interprétée comme la limite en dessous de laquelle il n'y a plus d'accrétion possible. Cependant, un traitement plus précis de la physique de l'accrétion, [Canup & Esposito, 1995], montre que les contraintes sur l'accrétion sont un peu moins fortes que ne le disent les formules classiques d'Edouard Roche, et qu'il est possible d'avoir une accrétion substantielle à l'intérieur du rayon de marée classique puisque la limite de Roche rigide dans son expression classique, est précisément localisée à 135 000 km. Or on sait que cette région n'est pas vide : à environ 137 700 km se trouve le satellite Atlas (∼40 km de diamètre), plus loin à 139 350 km, le satellite Prométhée (∼100 km de diamètre) et à 141 700 km le satellite Pandore (∼80 km de diamètre). Quelques anneaux très diffus et étalés reflètent les débrits de poussières des satellites (anneaux G, E etc). Il s'agit donc bien du royaume des satellites. Pourtant, un anneau brillant et étroit est présent, défiant les petits satellites : l'anneau F.

L'anneau F, découvert de manière indirecte par la sonde Pioneer 11 [Gehrels et al., 1980], a été imagé pour la première fois par les sondes Voyager 1 et 2.

Des structures brillantes **temporaires** appelées « grumeaux » et « arcs » [Smith et al., 1981 ; Kolvoord et al., 1990 ; Ferrari, 1992] ainsi que des structures filamentaires secondaires (appelées « strands », [Murray et al., 1997] et « torsades », [Smith et al., 1981]) ont été observées dans l'environnement proche de l'anneau F. Toutes ces **structures tant radiales qu'azimutales** semblent être la signature d'une activité de cet anneau avec ses satellites dits « bergers » qui sont Pandore et Prométhée. Cependant, peu de ces structures ont été identifiées en tant que tel et **l'activité dynamique de l'anneau F n'est toujours pas comprise**.

Je reviendrai dans le chapitre 3 sur la caractérisation de la grande activité dynamique de l'anneau F.

Sommaire

Résumé v
Abstract vii

Introduction **1**

I L'imagerie spatiale : sélection, réduction et traitement **31**

1 Les images ISS **33**
1.1 Présentation de l'instrument ISS 33
1.2 Acquisition, acheminement et stockage des images 39
1.3 Sélection des images 40

2 Réduction des images ISS **45**
2.1 Pré-traitement 45
2.2 Traitement d'images 47

II Dynamique **57**

3 L'anneau F **59**
3.1 Historique de l'anneau F : le modèle « standard » 60
3.2 Problématique 69
3.3 La spirale de l'anneau F 70

4 Discussion et Perspectives **89**
4.1 Synthèse des résultats obtenus 89
4.2 Travaux en cours et futurs 96

III Photométrie **111**

5 Les observations Cassini **113**
5.1 Caractérisation de l'effet d'opposition 113
5.2 Caractérisation de la brillance à tous les angles de phase 138
5.3 Problématique 141

6 L'effet d'opposition **143**
6.1 Rétrospective de la modélisation de l'effet d'opposition 143
6.2 Utilisation des courbes de phase de 0 à 25° 148
6.3 Utilisation des courbes de phase de 0 à 180° 155
6.4 Tendances morphologiques et physiques 156

7 Contraintes sur la nature physique des particules **165**
7.1 Albédo ϖ_0 de diffusion simple 166
7.2 Rougissement, extinction et composition 172
7.3 Paramètre d'anisotropie g de diffusion simple 175
7.4 Rugosités macroscopiques 180
7.5 Distributions de taille 186
7.6 Facteurs de remplissage 191
7.7 Extension verticale 196

8 Discussion et Perspectives **201**
8.1 Synthèse des résultats obtenus . . . 202
8.2 Apports et limitations des modèles photométriques . . . 218
8.3 Perspectives . . . 222

Conclusion **233**

Bibliographie **235**

Annexes **251**

A Communications & Articles **251**

B Outils de navigation **299**
B.1 La navigation . . . 300
B.2 L'autonavigation . . . 306
B.3 La renavigation . . . 307

C Calibration photométrique **309**
C.1 Filtres en lumière non polarisée . . . 309
C.2 Filtres en lumière polarisée . . . 313

D Interactions dynamiques entre anneaux et satellites **317**
D.1 Présentation des satellites de Saturne . . . 317
D.2 Les résonances anneau-satellite . . . 319
D.3 Confinements des anneaux par des annelunes . . . 326
D.4 Des annelunes dans les anneaux principaux ? . . . 329
D.5 Méthodes de caractérisation connexes . . . 332

E Éléments de photométrie **339**
E.1 Observations spécifiques à une étude photométrique . . . 339
E.2 Théorie du transfert de rayonnement . . . 342
E.3 État de l'art de la modélisation photométrique . . . 350

F Effet d'opposition : Comparaison des anneaux de Saturne avec d'autres objets du Système Solaire **367**
F.1 Fonctions de phase des anneaux et satellites des planètes géantes . . . 368
F.2 Extrapolations d'une courbe de phase incomplète . . . 370
F.3 Rôle de la taille angulaire finie du Soleil . . . 372
F.4 Interprétation . . . 374
F.5 Conclusions . . . 383

G Ajustements photométriques **385**
G.1 Valeurs pour les courbes de phase de 0-25° en filtres clairs . . . 385
G.2 Valeurs pour les courbes de phase de 0-25° en filtres couleurs . . . 394
G.3 Valeurs pour les courbes de phase de 0-180° en filtres clairs . . . 400
G.4 Valeurs pour les courbes de phase de 0-180° en filtres couleurs . . . 408

Tables **420**
Liste des abréviations . . . 420
Liste des tableaux . . . 423
Table des figures . . . 424
Table des matières . . . 434

Data can be such a problem sometimes!
That is why we say 'reduce' the data ...
if we 'reduce' it to nothing,
all the problems disappear.

Luke Dones

Première partie

L'imagerie spatiale : sélection, réduction et traitement

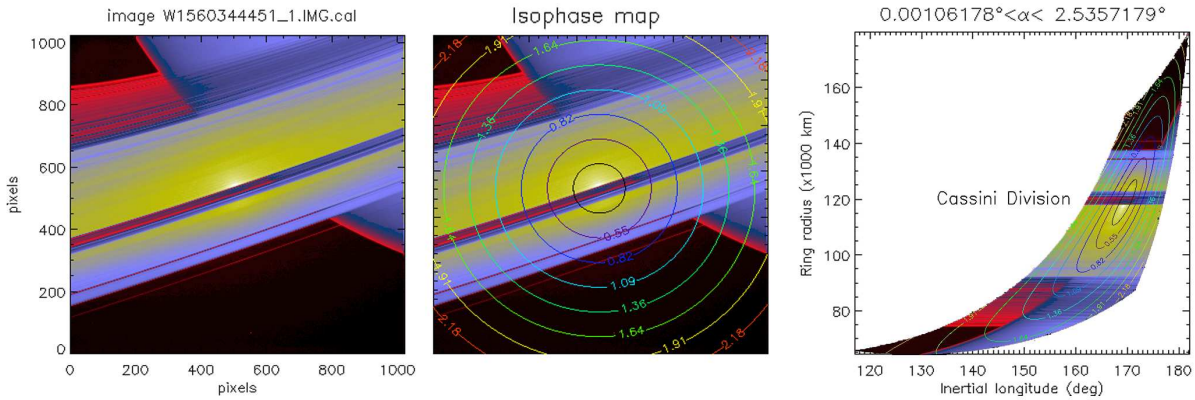


Image Cassini en fausses couleurs de Saturne et de ses anneaux principaux illustrant la méthode de navigation des images (W1560344451). La table des couleurs est utilisée pour montrer la dynamique des pixels (ici l'image est codée sur 256^2=4096 niveaux d'intensité). La géométrie d'observation est indiquée avec l'angle de phase α qui correspond à l'angle entre le Soleil, les anneaux et Cassini (les lignes représentent les angles de phase de même valeur ou *isophase*). Ensuite l'image est projetée dans le plan de Laplace de Saturne.

Chapitre 1

Les images ISS

1.1 Présentation de l'instrument ISS

1.1.1 Les sytèmes d'imagerie à bord de Cassini

Les images dont fait l'objet cette thèse sont issues de l'instrument **ISS** (Imaging Science Subsystem) qui fait partie de la palette de télédectection optique à bord de Cassini. D'autres instruments tels que **UVIS** (UltraViolet Imaging Spectrograph), **VIMS** (Visual & Infrared Mapping Spectrometer) et **CIRS** (Composite InfraRed Spectrometer) sont également présents et permettent également d'obtenir des images.

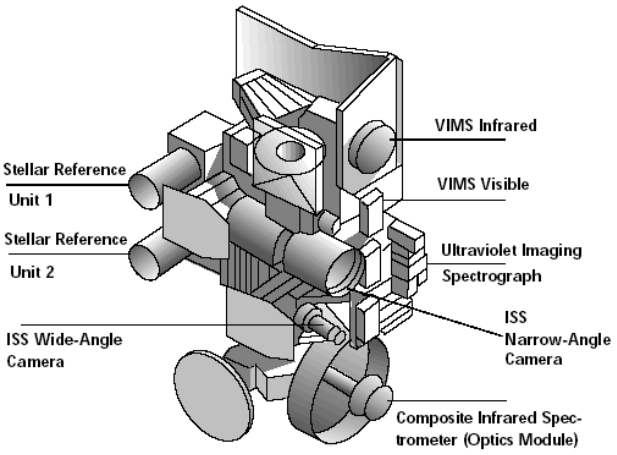


Figure 1.1 – Schéma simplifié de la palette de télédétection optique à bord de Cassini

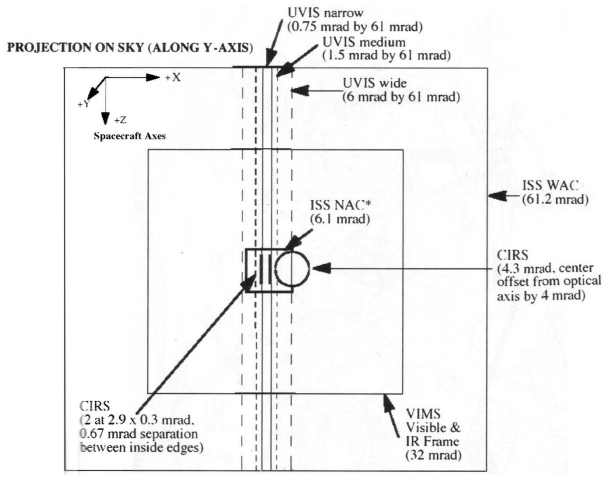


Figure 1.2 – Comparaison des champs de vue pour les instruments de la palette de télédétection optique

Les occultations stellaires (avec **VIMS** et **UVIS**) et radio (avec **RSS**, Radio Science Sub-system) sont au nombre d'une douzaine pour la durée nominale de la mission et fournissent des profils d'absorption de la lumière par la partie ombragée des anneaux. Ce signal monodimensionnel peut être transformé en image synthétique en dupliquant le signal sur la direction azimutale. **VIMS** et **UVIS** fournissent des informations sur la distribution de taille des petites particules de poussière ($\approx \mu$m) grâce à la détection d'une auréole de diffraction détectable dans le signal de l'occulation d'étoile. Cette signature de la diffraction est sensible à la dimension particulaire des poussières.
Les données sur les plus grosses particules sont obtenues à partir des occultations radio de **RSS** (aux

longueurs d'ondes spécifiques 1, 4 et 14 cm) ainsi que les données d'imagerie **ISS** (instrument doté d'une matrice CCD de 1024 × 1024 sensibles dans le domaine 200-1050 μm) et celles du spectromètre **VIMS** (figure 1.3).
L'instrument **VIMS** peut également mettre en évidence la diversité chimique des anneaux grâce à sa très fine sensibilité spectrale. Cet instrument utilise deux spectromètres à réseaux couplés à un télescope. Le premier sensible aux radiations visibles (0,35–1,07 mm) est équipé d'une matrice CCD (384 × 288 pixels). Le second sensible aux radiations infrarouges (0,85–5,1 mm) et équipé d'un télescope utilisant une barrette de 256 pixels.
Enfin, l'instrument **CIRS** est un spectromètre infrarouge à Transformée de Fourier composé de deux interféromètres. Il opère dans les domaines de l'infrarouge lointain (14,5-1000 μm) et moyen (de 6,7-17,5μm). Avec les spectres d'émission dans le domaine d'émission thermique des particules des anneaux, des profils de température et des images synthétiques peuvent être réalisés avec les 3 barrettes de 10 pixels (voir figure1.4).

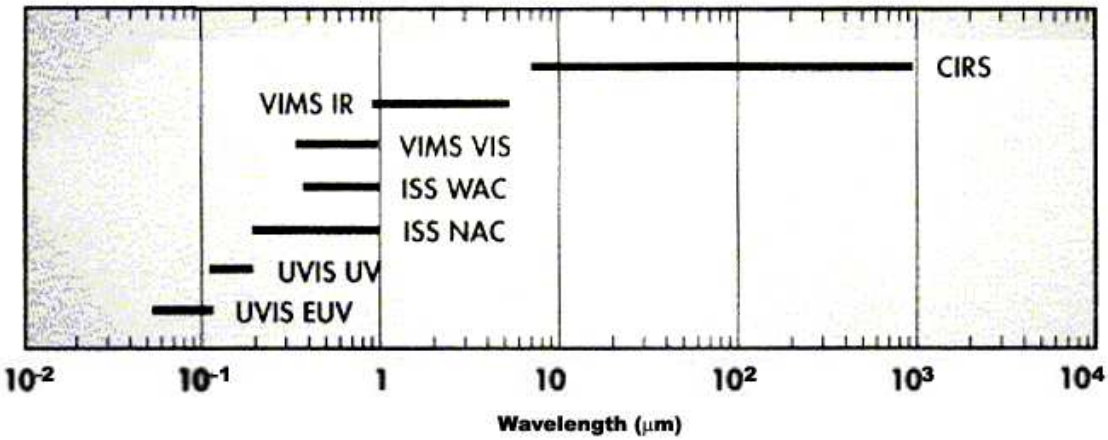


Figure 1.3 – Couverture spectrale des instruments de la palette de télédétection optique (UVIS, VIMS, ISS et CIRS) de la sonde Cassini

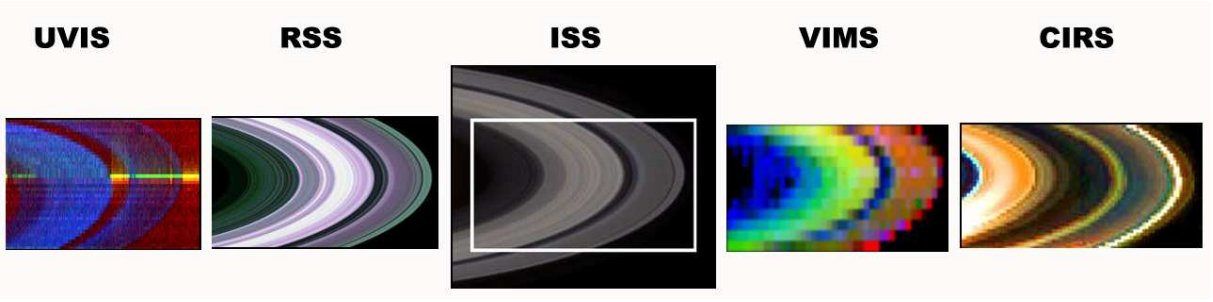


Figure 1.4 – Exemple d'images des anneaux de Saturne prises par les instruments UVIS (PIA08036, avril 2006), RSS (PIA07873, mai 2005), ISS (PIA06077, juin 2004), VIMS (PIA06349, juillet 2004) et CIRS (PIA01940, octobre 2006)

1.1.2 Les caméras NAC et WAC

L'instrument ISS, en tant que sous-sytème, est géré par un *Team Leader* (Carolyn Porco) qui est formellement chargé de programmer les observations, veiller au bon fonctionnement de l'instrument et fournir les outils nécessaires pour le traitement scientique des données. La *Team Leader* peut être suppléée par 12 *Team Members*, dont Luke Dones, Jo Burns, Carl Murray et André Brahic qui font partie de la communauté des anneaux planétaires. En effet, comme nous le verrons plus loin, les images ISS ne s'adressent pas uniquement à la communauté « anneaux » et de nombreuses images (une bonne moitié si ce n'est les trois quarts) n'ont pas pour cible les anneaux de Saturne.

Principales caractéristiques techniques

L'instrument ISS (Imaging Science Subsystem) de la sonde CASSINI a été spécialement conçu pour l'exploration du système saturnien.
Il reprend dans les avantages le fonctionnement d'ISS sur les sondes VOYAGER, mis à part que le système de détection est passé du Vidicon au CCD (Charged Coupled Device). Ses grandes capacités de prises de vues et ses nombreux filtres spectraux permettent de remplir de multiples objectifs scientifiques.

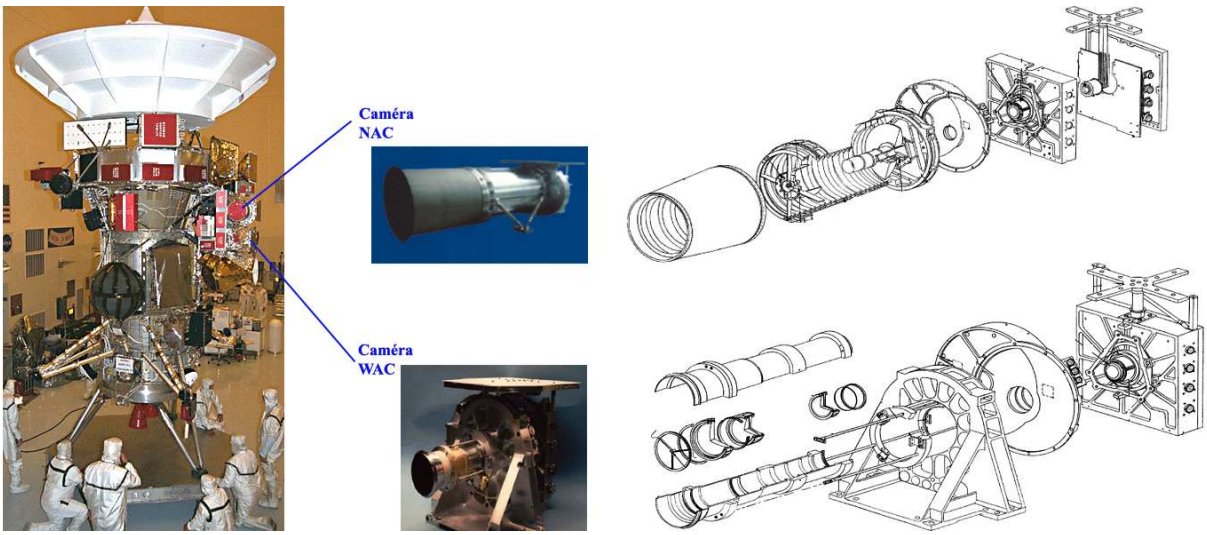


Figure 1.5 – Images réelles des caméras NAC et WAC (au centre) pendant l'intégration en juillet 1997 soit avant l'assemblage avec la sonde Huygens (à gauche). Vue éclatée des caméras (à droite).

Le système ISS se compose de deux caméras. La caméra télé-objectif (NAC pour Narrow Angle Camera) est construite à partir d'un télescope ayant une distance focale de 2 000 mm, celle-ci est destinée à faire des images à très haute résolution. La taille d'un pixel est de 6,0 microradians, la NAC couvre un champ de 0,35°×0,35°.

La caméra à grand champ (WAC pour Wide Angle Camera) est un réfracteur avec une longueur focale de 200 mm. Elle a été conçue pour prendre des images avec un large champ de vue, ce qui est très utile pour connaître l'environnement de la sonde et affiner l'astrométrie, à savoir la position de la sonde par rapport à Saturne, aux satellites et aux anneaux. La WAC possède une résolution angulaire de 60 microradians par pixel et un champ de 3,5°×3,5°.

Acronyme	type de télescope	dimensions L×ℓ×H (cm)	distance focale (mm)	Largeur PSF	domaine de λ (nm)	Nb filtres
[NAC]	réflecteur	95×40×33	2002,70±0,07	1,3 pixels	200−1050	12×2
[WAC]	refracteur	55×35×33	200,77±0,02	1,8 pixels	380−1050	9×2

Tableau 1.1 – Principales caractéristiques des caméras NAC et WAC de l'instrument ISS de Cassini

Le temps d'exposition est contrôlé par le même système que sur GALILEO et VOYAGER : l'exposition la plus courte est 5 ms et la plus longue est 20 minutes. ISS peut donc capturer un large type d'objet du plus sombre au plus lumineux.
Au coeur de chaque caméra se trouve un détecteur CCD constitué d'une matrice de 1024×1024 pixels. Le CCD a été traité spécialement pour une meilleure réponse dans l'ultraviolet et possède un radiateur permettant de le refroidir à 180 K pour réduire le bruit (*dark* ou courrant d'obscurité, voir §2.1.2).

Systèmes de filtres

Les caméras NAC et WAC sont capables de mettre en place deux filtres à chaque capture d'image grâce à un mécanisme de deux roues pour chaque caméra qui permet d'intercaler une série de filtres. La caméra à champ large (WAC) est ainsi pourvue de deux roues supportant chacune 9 filtres (soit un total de 18), alors que la caméra à longue focale (NAC) possède deux roues pourvues chacune de 12 filtres (soit un total de 24). La longueur d'onde centrale et la longueur d'onde effective (à laquelle le filtre possède la plus grande efficacité) des principaux filtres utilisés dans cette thèse sont reportées dans le tableau 1.2. L'équipe d'imagerie a délibérément reproduit 63% des filtres de la NAC dans la WAC. Ceux-ci incluent donc 7 filtres à bande large du bleu au proche-IR, à 2 filtres verticaux pour le sondage du méthane atmosphérique et de 2 de filtres de continuum, un filtre `HAL` est conçu pour l'observation des raies H-α et les éclairs dans les couches atmosphériques de la planète, enfin 2 filtres `CLEAR`.

Le filtre `CLEAR` est une fente dans chaque roue à filtre, puisqu'on considére que le déplacement d'une roue à filtre est plus susceptible de se produire dans la position initiale. Typiquement un filtre `CLEAR` dans une roue est combiné avec un filtre de couleur dans l'autre roue, bien que des combinaisons de deux filtres `CLEAR` puissent également être employées. Cependant, le système optique disponible sur Voyager a été employé pour la WAC (pour réduire le coût de la mission), des difficultés avaient été rencontrées en réalisant un foyer étroit dans le proche-IR (pour lequel les détecteurs en vidicon de Voyager n'étaient pas sensibles). La solution était de placer tous les filtres proche-IR sur une roue et un filtre `CLEAR` spécial et mince sur l'autre roue. En raison de cette décision, et parce que le WAC manque de filtres UV, le seul filtre passe-bande dans la WAC est IR1-IR2. Bien que les deux caméras soient capables de voir dans le proche-IR à $\sim$ 1.0 micron, la WAC est 9 fois plus rapide pour une exposition donnée que la NAC et est par conséquent mieux équipée dans cette région spectrale pour l'acquisition des images à bande large de couleur où l'efficacité quantique des CCD (voir figure 1.6) et le flux solaire diminuent.

Fonctionnement des caméras

L'acquisition des images peut être accomplie de plusieurs manières : des images de la NAC et de la WAC peuvent être acquises séparément, ou la NAC et la WAC peuvent être employées ensemble dans le mode simultané, appelé le `BOTSIM`.
L'événement entier d'acquisition d'une image, ou événement encadrant, exige une durée totale appelée temps encadrant décomposé en deux étapes : le cycle de préparation et le cycle d'affichage. Le cycle de préparation est employé pour changer l'état d'ISS, qui fait un pas sur les roues à filtres, exécute des opérations de réchauffage et d'autres fonctions exigées pour se préparer à une exposition des CCD. Il inclut également le temps d'exposition. Dans un délai de 5 millisecondes après la fin de l'événement, l'obturateur est ouvert pour la durée commandée. L'image est étiquetée avec le temps de fermeture de l'obturateur.
Pendant un `BOTSIM`, le cycle de préparation est rallongé pour inclure la préparation de la NAC et la WAC. La NAC est préparée d'abord ; ensuite c'est au tour de la WAC afin d'éviter le mouvement simultané des 4 roues à filtres. Si les temps d'exposition de la NAC et de la WAC sont différents, l'exposition commencera avec un mode décalé de sorte que les obturateurs de la NAC et de la WAC se referment simultanément.

Les images ISS peuvent enfin être acquises simultanément avec les autres instruments de télédection optiques (UVIS, VIMS, RSS et CIRS) pour superposer le résultat obtenu avec la zone pointée correspondante. Une des tâches d'ISS est d'ailleurs de réaliser des mesures communes avec ces instruments.

Filtre		Domaine	λ_{cen}(nm)		λ_{eff}(nm)		Description
Roue 1	Roue 2		NAC	WAC	NAC	WAC	
CL1	CL2	UV à IR	611	635	651	634	sans filtre sur les roues 1 et 2
CL1	UV1	UV	258	-	264	-	aérosols
CL1	UV2	UV	298	-	306	-	couleur, aérosols
CL1	UV3	UV	338	-	343	-	couleur, aérosols, polarisation
CL1	VIO	UV	-	420	-	420	couleur
CL1	BL2	bleu	440	-	441	-	couleur, polarisation
BL1	CL2	bleu	451	-	455	-	couleur, polarisation
CL1	BL1	bleu	-	460	-	463	couleur, polarisation
CL1	GRN	vert	568	567	569	568	couleur
CL1	RED	rouge	-	649	-	647	couleur
RED	CL2	rouge	650	-	648	-	couleur
CL1	IR1	proche IR	752	742	750	740	couleur
IR2	CL2	proche IR	862	853	861	852	couleur
CL1	IR3	proche IR	930	-	928	-	couleur
IR3	CL2	proche IR	-	918	-	917	couleur
IR4	CL2	proche IR	1002	1001	1001	1000	couleur
IR5	CL2	proche IR	-	1028	-	1027	couleur
P*	CL2	visible	617	-	633	-	visible polarisation 0 ,60 ou 120
IRP0	CL2	IR	746	-	738	-	IR polarisation 0
IRP0	IR1	IR	753	-	750	-	IR polarisation 0
CL1	IRP0	IR	-	705	-	705	IR polarisation 0
CL1	IRP90	IR	-	705	-	705	IR polarisation 90
P*	UV3	UV	341	-	341	-	couleur, polarisation 0 ,60 ou 120
P*	BL2	bleu	440	-	440	-	couleur, polarisation 0 ,60 ou 120
P*	GRN	vert	569	-	569	-	couleur, polarisation 0 ,60 ou 120
P*	IR1	proche IR	740	-	740	-	couleur, polarisation 0 ,60 ou 120

Tableau 1.2 – Caractéristiques des principaux filtres dont les images ont été utilisées durant cette thèse.

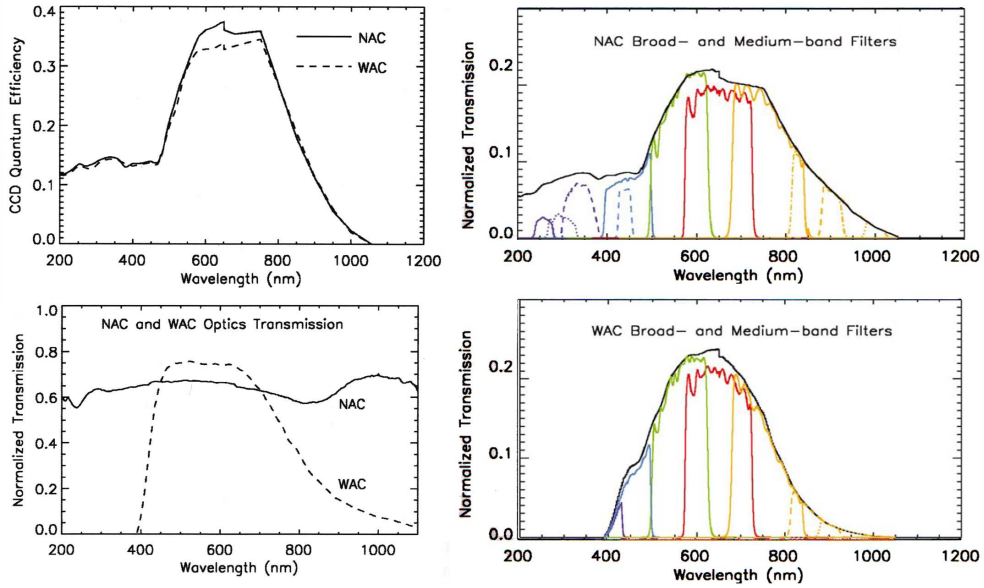


Figure 1.6 – Caractéristiques spectrales des CCD et filtres de ISS. L'efficacité quantique des CCD est similaire pour la NAC et la WAC (en haut à gauche) alors que la transmission du banc optique varie significativement en fonction de la longueur d'onde pour la NAC et la WAC (en bas à gauche). En effet la transmission de la NAC est quasiment constante de 200 à 1000 nm (en trait plein) alors que la transmission de la WAC, qui utilise la même technologie que Voyager est nulle dans l'ultraviolet et mauvaise dans l'infrarouge. La fonction de transmission résultante pour les principaux filtres de la NAC(en haut à droite) est donc moyenne dans l'ultraviolet et le bleu (filtres UV1, UV2, UV3 et BL1, BL2), bonne dans le visible (filtres GRN, RED et IR1), et faible dans l'infrarouge (filtres IR2, IR3, IR4). Concernant la fonction de transmission des filtres de la WAC (en bas à droite), elle est faible dans l'ultraviolet (filtre VIO) et l'infrarouge (filtres IR2, IR3, IR4 et IR5) mais bonne dans le visible (filtres BLGRN, RED et IR1).

Fonction d'étalement du point

La fonction d'étalement du point (ou PSF en anglais pour *Point Spreading Fonction*) décrit l'image non ponctuelle d'un objet strictement ponctuel. C'est la dénomination de la fonction d'appareil ou fonction de transfert dans le cas particulier de la formation d'une image. L'image d'un point est élargie par la diffraction, les défauts géométriques, et d'éventuelles anamorphoses introduites par la chaîne d'acheminement du signal.

Pour réduire le coût de la mission, la caractérisation de l'instrument ISS n'a pas été réalisée par les ingénieurs du JPL mais a été laissée au Team Leader de l'instrument. Ainsi, toutes les caractéristiques techniques d'ISS (PSF, calibration des filtres etc) sont effectuées en vol.
Les PSF ont été créées en utilisant des images de capture d'étoiles en approche de Saturne et pendant la mission. Pour beaucoup de combinaisons de filtres, il a été remarqué que la PSF change à travers la plaque de CCD. Comme il n'y a pas assez d'images disponibles pour des analyses séparées, la PSF a été caractérisée seulement par combinaison de filtres (figures 1.7 et 1.8).

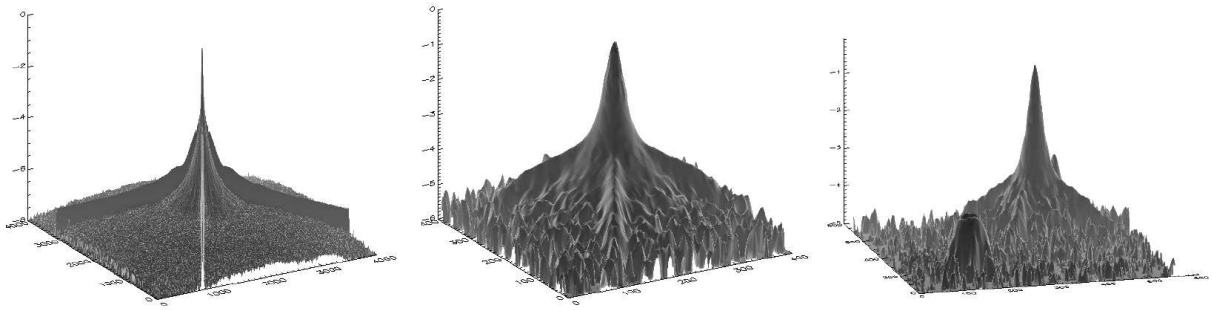


Figure 1.7 – Fonctions d'étalement du point pour les combinaisons de filtres (CL1/CL2) à gauche, (CL1/BL2) au centre et (BL1/GRN) à droite de la NAC, communication privée d'Emma Birath (2006)

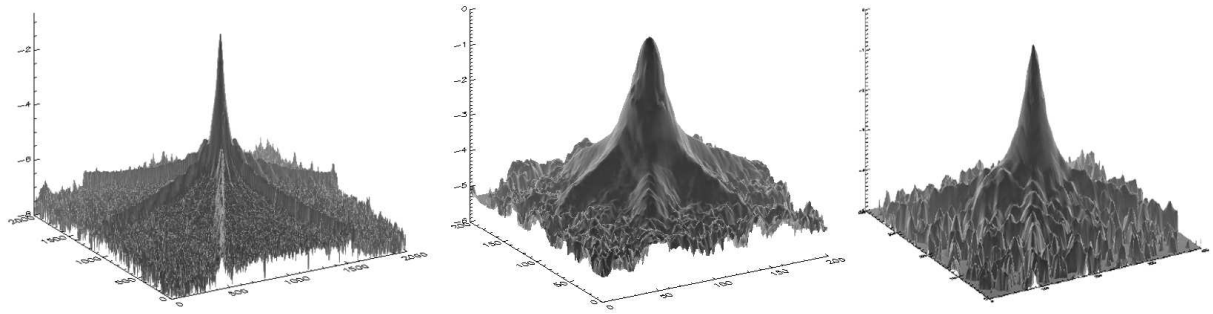


Figure 1.8 – Fonctions d'étalement du point pour les combinaisons de filtres (CL1/CL2) à gauche, (CL1/GRN) au centre et (CL1/MT1) à droite de la WAC, communication privée d'Emma Birath (2006)

Une partie des PSF est bruitée en raison du manque d'images disponibles pour l'analyse (on remarque par exemple un étrange blob pour la PSF en (`BL1/GRN`) de la NAC, figure 1.7c qui pourrait être dû à des réflections internes parasites).
Comme la PSF change à travers le CCD, la PSF peut ou peut ne pas être une bonne représentation de la plaque entière de CCD. Donc il sera admis dans la suite et notamment dans le chapitre 2 que la valeur moyenne est de 1,3 pixels pour la NAC et de 1,8 pixels pour la WAC, tous filtres confondus.

1.2 Acquisition, acheminement et stockage des images

Cassini communique avec la Terre par son sous-système d'antennes radio (instrument RSS), se composant d'une antenne à haut–gain (HGA) et deux antennes à faible–gain (LGA). La fonction primordiale de l'antenne à haut–gain est de maintenir la communication avec la Terre, mais elle est également employée pour des expériences scientifiques (voir aussi le chapitre 5 page341).

Cassini communique avec la Terre en deux temps (*two–way communication*), autrement dit pour chaque action préalablement programmée, la sonde envoi un rappel de l'ordre qui doit être suivi par une confirmation de cet ordre depuis la Terre. Durant l'arrivée de Cassini dans le système de Saturne, la durée du rappel d'ordre était de 85 minutes. Finalement, il faut près de 2 heures et dix minutes pour que la sonde effectue chacune de ces manœuvres de communication. L'information est transmise dans la bande X des micro–ondes à un taux maximal de 166 kb.s^{-1}.
Pour la transmission des données, un microprocesseur supervise le formatage et le paquetage des données en même temps qu'il contrôle l'acquisition des données des instruments. Certaines transmissions de données vers la Terre, en particulier lorsque la sonde se meut pendant l'acquision, sont stockées sur un disque dur de 16 Go. En effet c'est la sonde qui se tourne, les instruments étant fixes. Lorsque les instruments sont dirigés vers la cible à étudier et que l'antenne haut-gain pointe naturellement vers la Terre, la transmission des données en temps réel est possible, sinon elle peut se faire avec les deux antennes à faible–gain lorsque l'antenne haut–gain ne peut pas pointer vers la Terre. Si les instruments se trouvent du même côté que l'antenne haut–gain, et que celleci est dirigée vers la cible et non la Terre, les données sont enregistrées et transmises ultérieurement par paquets vers la Terre.

Bien le format du fichier image soit le même entre les missions Voyager et Cassini (le VICAR [1]), la nomenclature relative aux images ISS de Cassini est différente de celle utilisée par Voyager (Flight Data Subsystem ou FDS). Une image ISS quelconque de Cassini aura la nomenclature du type :

```
N1460984762_1.IMG
```

La première lettre N indique la caméra qui a capturé l'image : la NAC (sinon W indique la WAC). Ensuite, les quatre premiers chiffres sont relatifs à la séquence à laquelle l'image appartient (ici la séquence 1460), la série de six chiffres qui suit est le numéro d'identification de l'image [2]. Enfin, le dernier chiffre, après le *underscore* peut aller de 1 à 6 et correspond à la version de l'image : il s'agit d'un indicateur croissant de qualité dans le cas où l'image aurait été dégradée durant son transport par le *downlink* (voir § 2.1.1 page 45). En effet, l'acquisition des images ISS, se faisant par les cycles de préparation et d'affichage (lecture du CCD), est choisie à l'avance. Le cycle de préparation est complètement déterminé et parfaitement choisi, de sorte que peu d'images reflètent les défauts des caméras que l'on peut corriger par chauffage, ou temps d'exposition.
Par contre le temps d'affichage requis pour la lecture entière de l'image ne peut pas être parfaitement déterminé à l'avance. En effet, le temps d'affichage dépend de la quantité de données étant lues, et du taux de collecte de CCD c'est-à-dire le taux d'affichage de la ligne du CCD. Si le volume de données dans l'image est sous-estimé et le temps exigé d'affichage excède le temps de commande de lecture, la caméra cessera de lire l'image et des lignes seront perdues. C'est ainsi que Cassini configure la version de l'image (chiffre après le underscore). De même, si un ensemble d'images est trop volumineux, la sonde n'aura pas le temps de lire toutes les images qu'elle a capturées et plusieurs images peuvent être ainsi définitivement perdues.

[1] Les données d'imagerie, dès les premières missions planétaires qui ont renvoyé des images (par exemple, Mariner 9, Viking Orbiter et Lander et Voyager) ont été traitées au Jet Propulsion Laboratory (JPL) dans les années 1970 et 1980. À cette époque, la quasi-totalité des formats de données actuellement utilisés (dont le célèbre FITS) n'existait pas. Toutes les images de ces premières missions ont été traités à l'aide d'un ensemble de programmes de traitement de l'image connue sous le nom de VICAR (de l'acronmye anglais Video image access and retrieval). VICAR inclut un fichier d'en-tête (généralement format texte ASCII), contenant les métadonnées et les données d'images stockées ligne par ligne dans les différents registres de données binaires.

[2] Les dix chiffres réunis correspondent au temps SCLK auquel l'obturateur se ferme (SCLK ou Spacecraft CLocK fait référence au temps de l'horloge interne de Cassini regroupé dans des fichiers nommés kernels, voir l'annexe B page 299).

Les images brutes sont stockées par *séquence* qui représente le résultat d'un certain nombre d'ordres sur les prises de vues. Dans une séquence, on trouvera donc tous les fichiers images d'extension `.IMG` mais également des fichiers `.LBL`. Il s'agit de labels qui fournissent toutes les informations de l'image. Y sont annotés la caméra, le filtre, le temps de pose, la date en temps SCLK et UTC etc.

Les images sont étiquetées par un nom qui est proche d'une série temporelle. Cependant cette série ne siginifie pas en particulier un type d'observation : par exemple dans la séquence 1493, on pourra trouver des images à haute résolution de l'anneau F mais aussi des images à grand angle de phase des anneaux principaux. Les séquences d'observations sont donc l'information cruciale à laquelle est rattachée une image. On peut trouver des séquences d'observations telles que :
– `ISS_008RI_OPHASE001_VIMS` où `008` correspond à l'orbite, `OPHASE` à l'angle de phase, `RI` indique la cible visée pour l'observation (ici rings pour anneaux, mais on peut trouver `SAT`, `TI`, `RH` pour Saturne, Titan et Rhéa respectivement) signifie qu'il s'agit d'une observation avec un très faible angle de phase, enfin `VIMS` indique que l'observation a été commandée par VIMS et que ISS assiste VIMS pour cette observation (`PRIME` signifie que ISS a l'exclusivité de l'observation).
– Il existe bien d'autres mots clés pour les séquences d'observation : `SATSRCHBP` pour la recherche de satellites, `REGAURORA` pour l'observation des anneaux E et G (ces images ont un temps d'exposition assez long et utilisent l'anneau F et le bord de l'anneau A commes références astrométriques), `AZSCNHIPH` pour un scan azimutal de l'anneau F à grand angle de phase etc.

Il a été vu précédemment que les données transférées par Cassini vers la Terre sont empacquettées en groupe. Des *pipe-plines* préalablement établis assurent l'enregistrement des données dans l'archive ISIS, qui est utilisée par les *Team members* de l'équipe d'imagerie.
L'équipe AIM possède sa propre archive ISS. La banque d'images se trouvant sur la baie raid Pandore (`home/tera/arkcassi/ISS/`) et est réactualisée en permanence à partir de l'archive ISIS grâce à un programme (Open SSH et Java) de Judicaël Décriem, qui est bouclé sur une semaine et vérifie chaque séquence en partant de la plus récente à la plus ancienne.

1.3 Sélection des images

L'instrument ISS envoie à la Terre une moyenne de 2 700 images par mois. Parmi ces images, se trouvent des images de navigation (images des satellites de Saturne sur un fond de ciel labellées `OPNAV`) celles-ci étant employées pour garder l'orbiteur sur une trajectoire correcte (§2.1.1). Par conséquent, il y a une bonne partie des images qui n'est pas exploitable scientifiquement (elles sont labellées `CALIBRATION, ENGINEERING, SUPPORT` ou `OPNAV`). Dans l'autre partie, il y a les prises de vues pour les satellites, le globe de Saturne et les anneaux (labellées `SCIENCE`). Il faut donc faire une sélection sur les images ISS : j'ai opté pour deux types de sélection. La première est une sélection naturelle qui s'effectue grâce à un suivi systématique des images qui arrivent jour après jour (§1.3.1). La seconde, est une recherche plus ponctuelle d'images spectifiques correspondant à une thématique scientifique (§1.3.2).

1.3.1 Configuration de la sonde

Connaître la configuration de la sonde permet de déterminer l'ordre d'étude des images, et par la suite de planifier le traitement d'images. Le voyage nominal de Cassini autour de Saturne a commencé le 1er juillet 2004 et s'achève le 1er juillet 2008, il couvre donc plus que la durée de la présente thèse. Il peut être découpé en 6 segments aux objectifs scientifiques distincts.
Le premier segment (du 01/07/2005 au 15/02/2005, en noir sur la figure 1.9) correspondait à l'arrivée des deux sondes à leur objectif. Il y eut premièrement l'insertion en orbite saturnienne de Cassini-Huygens le 1er juillet 2004, la phase la plus délicate de la mission où l'orbiteur devait freiner afin d'être capturé par Saturne. Puis le largage et l'atterrissage de Huygens le 14 janvier 2005 qui au terme de

deux heures de descente brûlante dans l'atmosphère de Titan se ponctua par un *splash*. Ces événements ont déterminé le succès des deux missions par leur bon déroulement.
Le segment 2 (du 15/02/2005 au 07/09/2005, en orange sur la figure 1.9) a été conçu pour observer des occultations de divers objets célestes (Terre, Soleil, étoiles) par les anneaux. En fait, ce segment correspondait à la période où les anneaux sont ouverts, autrement dit ceux–ci sont vus avec un maximum de luminosité depuis la Terre. Ces observations pourront donc permettre une comparaison entre les observations terrestres et celles faites *in-situ*. De telles études permettent de comprendre la nature du matériel présent dans les anneaux.
Le segment 3 (du 07/09/2005 au 22/07/2006, en vert sur la figure 1.9) a permis de capturer des données dans une bande large de la magnétosphère de Saturne et en particulier une région unique appelée *magnetotail*. Il s'agit d'une région faisant face au Soleil où la magnétosphère de la planète est figée par le vent solaire. Cette phase de suivi s'étale sur dix mois et quelques douze orbites.
Le quatrième segment est appelé Phase de Transfert à 180° (en bleu sur la figure 1.9). En fait, Cassini survole Titan un certain nombre de fois sur son chemin autour de Saturne. En décalant le survol de Titan avec le bras *outbound*, l'orientation de l'orbiteur est renversée 180 degrés dans le référentiel héliocentrique. Ce processus se produit en plusieurs orbites cassiniennes et dure une année (du 22/07/2006 au 30/06/2007), soit 21 pétales quasipolaires pour que Cassini revienne dans le plan équatorial.
Le segment 5 ne dure qu'un mois (du 22/07/2006 au 30/06/2007, en jaune sur la figure 1.9) et a permis le survol proche de Titan, Rhéa et Thétys en seulement deux orbites.
Le dernier segment de la mission nominale permettra d'étudier Saturne aux inclinaisons élevées durant 25 orbites cassiniennes du 31 août 2007 jusqu'à la fin de la mission, le 1er juillet 2008 (en rouge sur la figure 1.9). Les régions polaires de Saturne présentent des angles vues préférentiels pour étudier les anneaux et la magnétosphère de Saturne. Le degré élevé de l'inclinaision tient compte également des occultations de radio (terrestres), solaires, et stellaires de Saturne, de Titan, et du système d'anneaux qui sont utilisées pour mieux comprendre la nature du matériau de Saturne, Titan et des anneaux.

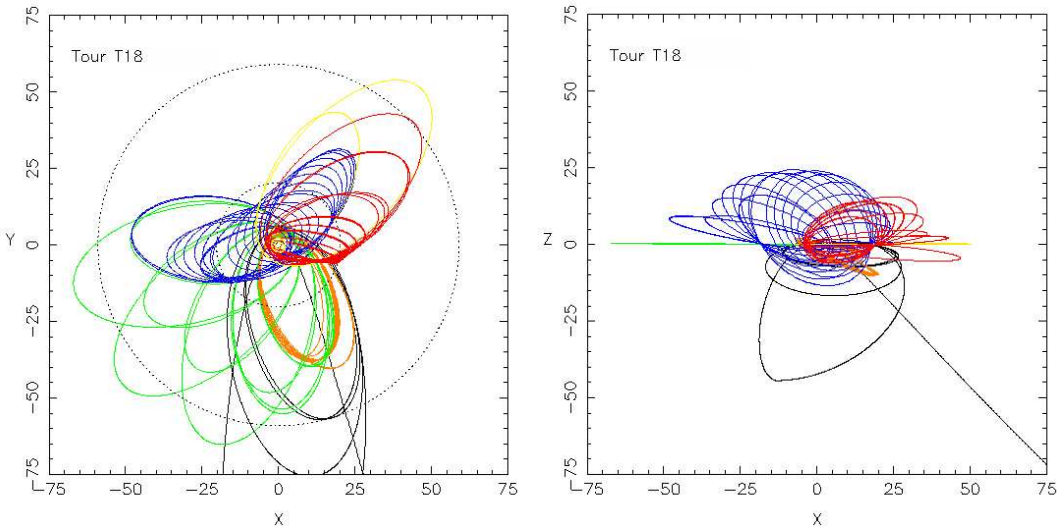


Figure 1.9 – Les trajectoires de Cassini durant la mission nominale, l'unité est en $R_\flat$.

Dans la perspective de la thèse, l'arrêt de la sélection de nouvelles d'images s'est situé en août 2007 (puisqu'il faut bien soutenir un jour !), entre la phase de transfert à 180° où l'orbiteur définissait ses orbites quasi-polaires et le dernier segment à orbites hautement inclinées. Ce segment devrait être l'un des plus prolifiques en terme de qualité d'images ISS car il permettra d'obtenir des vues polaires des anneaux. Ces derniers seront vus tels qu'ils sont réellement, ainsi les anneaux et annelets excentriques devraient être décelés avec une meilleure précision. Il faut savoir également que la résolution des images du Sg6 sera nettement meilleure que celle des images obtenues lors du segment 4. En effet l'altitude de l'orbiteur lorsqu'il sera pile au-dessus de Saturne devrait être beaucoup plus grande dans le dernier cas : 25 $R_\flat$ contre 5 $R_\flat$.

Le meilleur des images ISS reste donc à venir...

1.3.2 Bases de données

Afin de sélectionner les meilleures images en fonction de la thématique souhaitée (un anneau en particulier ou une géométrie d'observation précise), il est nécessaire pour cela de constituer des listes d'images. La base de données `CICLOPS` développée sous l'impulsion de la *Team Leader* Carolyn Porco, permet des restrictions très pointues grâce à la réalisation d'une requête sur près de 120 critères, dont les plus pertinents sont :

- `Image Mid Time` Le temps d'observation donne le temps UTC1 auquel la géométrie d'observation donnée se produit. Des temps sont indiqués par défaut dans le format PDS, de la forme "yyyy-dddThh :mm :ss.sss" où le jour va de 1 à 365(+1 selon les années).
- `Instrument_ID` permet de choisir entre les images prises par la NAC ou la WAC.
- `Shutter_mode_ID` précise le mode de fonctionnement des caméra (`NACONY`, `WACONLY`, `BOTSIM`).
- `Filter_Wheel_1` et `Filter_Wheel_2` indique la combinaison de filtres utilisés (tableau 1.2)
- `Target Pixel Scale` est la taille en kilomètre d'un pixel sur l'image
- `Primary Impact Parameter` (Closest approach distance of aimpoint ray to primary center).
- `Rings_Flag` Détecte dans l'image un anneau (pré-sélectionné dans `Ring_Name`).
- `Ring_Name` Liste d'anneaux de D à E (!) contenus dans l'image (si `Rings_Flag` est activé).
- `Target Name` Liste déroulante avec le nom des satellites, du corps primaire et des anneaux.
- `Excursion` Il est possible de choisir entre l'excursion T18-5 originale et l'excursion révisée S2-c22 dans lesquelles les deux premières orbites ont été changées pour tenir compte de la livraison révisée de sonde Huygens. Le dernier est utilisé par défaut mais l'ancien est donné pour la compatibilité post-SOI.
- `Orbite` Les numéros d'orbite sont 0, A, B, C, 3, 4... et ainsi de suite dans l'excursion révisée. Ceci étant dû au fait que les deux orbites dans l'excursion originale ont été changées en trois dans l'excursion révisée (à cause du problème Fizeau-Doppler avec Huygens). Avec cette nomenclature, les nombres suivants d'orbite sont inchangés.
- `Ring_Sub-Spacecraft_Latitude` La latitude sub-Cassini est la latitude en degrés sur la planète directement sous l'orbiteur. Elle peut s'étendre de -90° à 90°. Elle est grossièrement équivalente à l'angle d'ouverture des anneaux. Elle est négative pour des vues du côté Sud des anneaux et positive pour des vues du côté Nord.
- `Ring_plane_AIMPOINT_emission_angle` Angle d'émission ϵ mesuré à partir de la normale au plan des anneaux (figure 1.10).
- `Ring_plane_AIMPOINT_incidence_angle` Angle d'incidence ϵ mesuré à partir de la normale au plan des anneaux (figure 1.10)
- `Ring_plane_AIMPOINT_radial_scale` Taille d'un pixel projeté radialement dans le plan des anneaux (en km).
- `Ring_plane_AIMPOINT_longitudinal_scale` Taille d'un pixel projeté azimutalement dans le plan des anneaux (en km).
- `Ring_plane_AIMPOINT_phase_angle` L'angle de phase α est l'angle Cassini-anneaux-Soleil, en degrés. La référence pour les anneaux se situe dans le plan (de Laplace) des anneaux. L'angle de phase peut s'étendre de 0° à 180° (voir la figure 1.10).
- `Orbervation ID` Le nom de l'observation à laquelle cette image appartient.

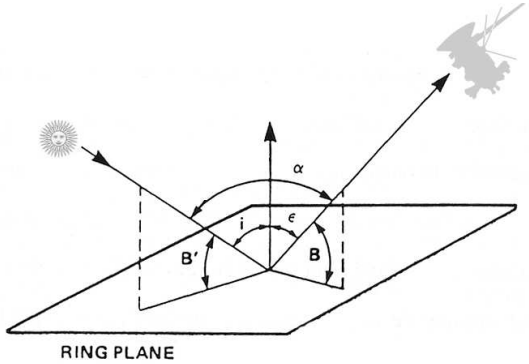


Figure 1.10 – Paramètres géométriques spécifiques aux observations de Cassini : i est l'angle d'incidence, ϵ est l'angle d'émission, α est l'angle de phase. B et B' sont les angles d'élévation de l'observateur et du Soleil. La normale au plan des anneaux (plan de Laplace) est indiquée par une flèche. Adapté de (Cuzzi *et al.*, 1984).

1.3.3 L'ensemble d'images utilisées durant cette thèse

Loin de moi l'idée de présenter une par une les images que j'ai utilisées pendant la thèse, ce serait trop long et trop ennuyeux. Sur le poste de travail utilisé pendant ces presque trois années, près de 22 000 images ont été téléchargées. J'ai même été contrainte de changer d'ordinateur pour avoir accès à une plus grande capacité de mémoire vive et stockage.

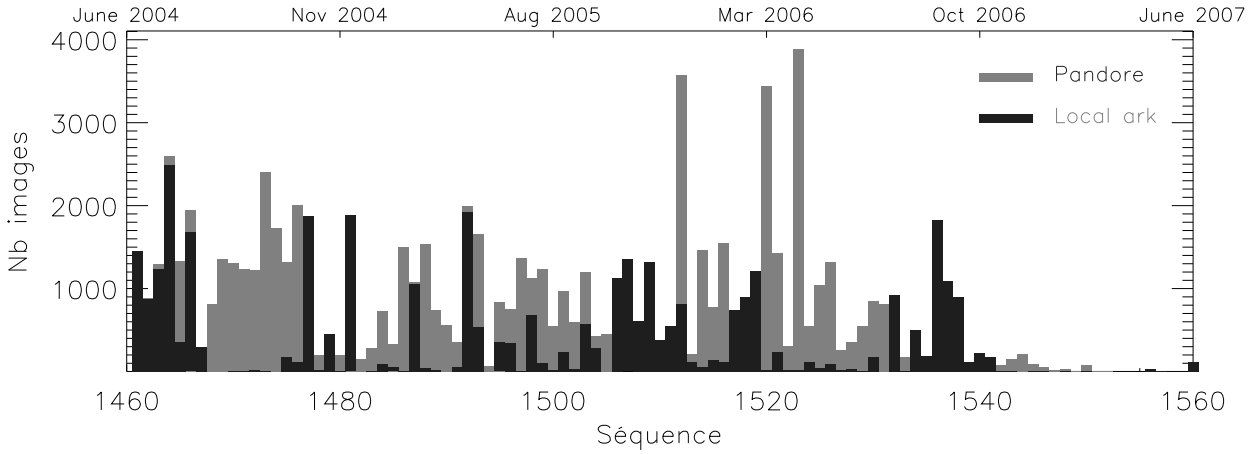


Figure 1.11 – Images disponibles sur l'arhive Pandore et sur l'archive personnelle de la machine sappcm129.

Durant la thèse, j'ai suivi l'arrivée des nouvelles images. Au §1.3.1, il est précisé que la sonde était dans le plan des anneaux pendant presque toute l'année 2006. Ce fut en effet une année prolifique pour les satellites mais désespérement pauvre pour les anneaux, qui, sur toutes les images étaient vus par la tranche.
Heureusement, je disposais des images du deuxième semestre 2004 et celles de l'année 2005 pour travailler. Il a fallu ensuite attendre la fin de l'année 2006 pour obtenir à nouveau des images des anneaux, en particulier les plus saisissantes de l'anneau F (séquence `1538`) et quelques unes très intéressantes de l'effet d'opposition (séquence `1543`).
Enfin, il faut savoir que toutes les images téléchargées n'ont pas été retenues dans le traitement d'images final, dont les résultats sont présentés dans cette thèse. Certaines images sont en effet redondantes, ou surexposées ou le temps d'exposition n'est pas suffisant et aurait pu biaiser le résultat. Mais globalement, les images ISS de Cassini sont de bonne qualité avec très peu d'images inexploitables dues à un défaut de l'instrument ou à la trajectoire (effet de bougé ou *streaming*).

Chapitre 2

Réduction des images ISS

2.1 Pré-traitement

2.1.1 Navigation astrométrique

Les relais Terre-Cassini

Les relais *uplink* et *downlink* travaillent ensemble pour résoudre tous les problèmes liés à la position de l'orbiteur et à la maintenance de sa trajectoire. Le relai *uplink* (relai Terre → Cassini) utilise des émetteurs radio puissants tandis que le *downlink* (relai Cassini → Terre) emploie des récepteurs sensibles, tous deux sont situés au DSN (Deep Space Network). Cassini-Huygens peut être pisté uniquement parce qu'il transporte un émetteur radio qui envoie des signaux vers la Terre (c'est aussi vrai pour tout autre sonde spatiale interplanétaire). L'émetteur à bord de Cassini est lié au récepteur radio, de sorte qu'ils peuvent tous deux travailler ensemble à chaque fois que cela est nécessaire. Les deux types principaux d'acheminement de données employés avec Cassini sont le *ranging* et l'effet Doppler. En utilisant ces deux types de données, les ingénieurs du DSN peuvent exactement suivre la position de l'orbiteur Cassini.

Le *ranging* détermine la distance entre la Terre et Cassini et inversement en plaçant des signaux codés appelés *ranging tones* sur l'*uplink* radio et en enregistrant le temps exact qu'ils mettent pour parcourir la distance Terre-Cassini-Terre. Quand Cassini reçoit les signaux, il les met sur le *downlink*, et lorqu'ils reviennent vers la Terre, le temps exact est encore noté. Typiquement, comme l'ordinateur sait quand il a envoyé les tonalités et quand elles sont revenues et étant donné la vitesse des signaux connue (vitesse de la lumière), la distance aller-retour peut alors être calculée. Mais il y a d'autres facteurs à considérer, par exemple le temps mis par les tonalités pour passer de la partie réceptrice à la partie émettrice, à l'intérieur des circuits électroniques de Cassini. Ce retard est calculé à partir d'essais pré-lancement. Le temps qu'ont pris les *ranging tones* pour traverser le câble à partir de l'ordinateur dans le DSN puis sortir par l'antenne radio du télescope avant de quitter la Terre est aussi considéré. Enfin, il faut prendre en compte la distance à laquelle la Terre s'est déplacée pendant que les impulsions s'éloignaient de Cassini.

Le *ranging* et l'effet Fizeau-Doppler sont les moyens les plus communs de suivre une sonde spatiale, cependant il existe un troisième type de données [1] qui est utilisé depuis que Cassini est en orbite autour

[1] Chacun des trois de ces types de données que Cassini emploie est sujet à une durée de transport de l'information d'environ trois heures à travers la distance entre la Terre et Saturne.

de Saturne. La navigation (pour les puristes, la navigation optique) implique que Cassini ait capturé des images des satellites de Saturne et des étoiles de fond de ciel évidentes. Ces images arrivent par le *downlink* comme étant des données télémétriques et une fois reçues, elles sont étudiées par le DSN pour une analyse plus précise de la trajectoire de l'orbiteur qui est disponible en utilisant l'effet Fizeau-Doppler. En utilisant ces données d'*opnav*, les instructions peuvent alors être envoyées via le relai *uplink* à Cassini sous forme d'ordre pour des observations à buts scientifiques, ou pour modifier légèrement une direction pour diriger les instruments. Naturellement, pour faire cela ils doivent savoir où ces objets vont être au moment de l'observation. Les positions prévues de Saturne, de ses anneaux, ses satellites et ainsi de suite, sont des éphémérides stockées dans des fichiers d'extension `.spk`.
Les ingénieurs du DSN fournissent les prévisions nécessaires pour planifier la manière et la date auxquelles Cassini pourra faire les observations et également des informations pour que l'orbiteur soit de temps en temps commandé afin de faire des petits ajustements dans sa trajectoire (manoeuvres de correction de trajectoire, voir figure B.4) et s'assureront que Cassini sera exactement où il doit le moment venu. Pour cela, ils tiennent compte des éphémérides et des données de trajectoire de Cassini dans leurs procédés de planification en utilisant des programmes basés sur des procédures de navigation.

Les repères pour la navigation

Il a été précisé précédemment que la position de l'orbiteur est connue à tout moment dans l'espace et cela, grâce aux images prises par la NAC et la WAC de ISS. Une des applications majeures de cette particularité au traitement d'images est la navigation d'images : il s'agit d'une série de procédures destinées à fournir la géométrie de l'observation. Pour chaque pixel de l'image, on connaîtra la distance à Saturne, soit la position dans le repère saturno-centrique.
Avant d'obtenir la position dans le système de coordonnées de Saturne, il faut déjà que les images soient bien positionnées par rapport à leur référentiel de départ. On dispose pour cela de systèmes de référence : le B1950 et le J2000 [2]. Naturellement, les coordonnées des objets célestes dans le système de référence B1950 et J2000 diffèrent de quelques arcminutes. Pour les images Voyager, le système de coordonnées utilisé était le B1950, pour Cassini on utilise le système J2000.

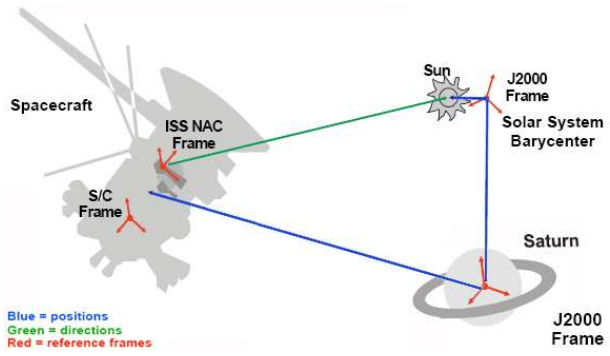


Figure 2.1 – Systèmes de références utilisés pour la navigation astrométrique

Pour passer du système de coordonnées en pixels de la caméra (NAC ou WAC) à celui de la planète, il suffit d'appliquer la matrice de changement de repère en tout point de l'image, qui est donnée par cette opération :

$$M_0 = M_e^t C \tag{2.1}$$

Avec M_0 la matrice de passage du système de coordonnées de la camera vers celui de Saturne, M_e est la matrice de passage du système de coordonnées de Saturne vers celui des objets célestes, et C est la matrice de passage du système de coordonnées de la camera vers celui des objets célestes.
Cette opération est gérée par un ensemble de procédures mis au point par NAIF (une branche de la NASA), et se nomme SPICE (voir Annexe B page 299).

[2] Les systèmes de coordonnées célestes équatoriaux B1950 et J2000 sont définis par l'orientation moyenne de l'équateur et de l'écliptique de la Terre pour le début de l'année 1950 et 2000 respectivement (Le J2000 correspond exactement au jour 2 451 545 du calendrier julien (basé sur 365,25 jours), soit le 1er janvier 2000 à 12h00 UT). L'orientation supposée de la Terre à ces deux dates tient plus de la définition que du réel, puisque l'orientation moyenne n'inclut pas des mouvements à courts termes de l'axe de la rotation de la Terre (nutation et effets plus légers). Le système B1950 est rattaché au ciel par des coordonnées d'étoiles dans le catalogue FK4, le J2000 est attaché au FK5. Puisque les catalogues d'étoiles tendent à être pondérés avec les étoiles voisines, ils sont sujets aux mouvements stellaires appropriés et à l'hypothèse que les mouvements de beaucoup d'étoiles feront une moyenne. Depuis que le catalogue FK4 a été édité, des excentrages et les taux de dérive ont été déterminés pour ses positions stellaires moyennes au niveau de quelques centièmes d'arcseconde. Mais en règle générale, les corrections apportées sont non significatives.

2.1.2 Calibration photométrique et observables

Les données sont dans un format brut qui doit être transformé pour avoir un sens physique. L'intensité de chaque pixel des images ISS est codée sur un octet appelé Data Number. La calibration [3] photométrique consiste à transformer cette valeur en albédo géométrique (ou I/F), rapport du flux réfléchi au flux incident, c'est-à-dire en un nombre compris entre 0 et 1. Cette opération est gérée par un ensemble de procédures appelée CISSCAL pour *Cassini ISS CALibration* (voir l'annexe C page 309 pour les détails).

Par analogie avec ce qui est fait pour les occultations, on définit la largeur équivalente qui est donnée par la relation suivante :

$$E = \mu L(1 - e^{-\frac{\tau}{\mu}}) \tag{2.2}$$

Cette donnée s'exprime généralement en kilomètres. On comprend bien que la largeur équivalente est dépendante de la direction d'illumination et de la largeur de l'anneau considéré (L).
Dans un modèle à plusieurs couches de particules (multi-couche) adapté à une occultation, l'extinction de l'étoile dépend de la profondeur optique de la région des anneaux observée. Celle-ci est proportionnelle à la section efficace des particules par unité de surface, intégrée sur l'épaisseur locale des anneaux. Si le nombre total de particules est constant sur la largeur des anneaux alors la profondeur optique en L est telle que τL est indépendante de μ et de L : elle définit la **profondeur équivalente** W des anneaux qui s'exprime alors : $W = \int_L \tau(r)\ \mathrm{d}R = \tau L$ où R est la distance radiale à partir du centre de Saturne mesurée dans le plan des anneaux.
Ainsi, quand $\frac{\tau}{\mu} \gg 1$, $e^{-\frac{\tau}{\mu}} \to 0$, alors la largeur équivalente décrite en (2.2) devient $E \sim \tau L$.
E est liée à la transmission moyenne des anneaux sur L alors que τL exprime la profondeur optique moyenne sur cette même largeur. Ces quantités sont aisément mesurables à partir des images (et même à partir des occultations). La **largeur équivalente** E des anneaux estimée à partir des images est :

$$\boxed{E = \int_L \frac{I}{F}(R)\ \mathrm{d}R} \tag{2.3}$$

2.2 Traitement d'images

Les images ISS sont généralement traitées avec un logiciel sous IDL car celui-ci permet une gestion simple et rapide des données sous forme de tableaux. Il existe plusieurs logiciels développés et utilisés par la communauté internationale.
`CASVU` est conçu spécifiquement pour l'analyse de données d'image d'ISS. Il fonctionne sous IDL et le logiciel de Virual Machine d'IDL. Il est disponible gratuitement pour tout membre de l'équipe d'imagerie ressortissant des Etats-Unis d'Amérique.
Les images ISS sont compatibles avec le logiciel créé pour le spectromètre imageur de Galileo (ISIS) qui est disponible par le site Web de l'USGS.
Un autre outil d'analyse de données, `CAVIAR`, est en développement chez nos collègues anglais du Queen Mary Institute. Il utilise aussi IDL et fonctionnera sous le logiciel Virtual Machine d'IDL. Son étude permet l'analyse des données d'ISS et bientôt celles de VIMS.

Dans l'équipe, nous utilisons `CIA` et `APIS`, qui utilisent le langage IDL et Java, avec des liens vers SPICE. Ces deux logiciels à interface graphique et multi-fenétrage (`widget`) ont été développés par Sébastien Charnoz et Judicaël Decriem. L'ensemble des procédures que j'ai développé dans cette thèse, et détaillé ci-après, est intégré dans `CIA`.

[3] J'utilise l'anglicisme, bien qu'il serait plus judicieux d'employer le terme d'étalonnage.

2.2.1 Méthodes d'extraction de profils de brillance

Profil radial

La méthode la plus simple pour caractériser un anneau est le profil radial. Cela consiste à réaliser une coupe de l'anneau à une longitude donnée. Pour ce faire on clique sur un point de l'image et en sortie, on obtient un profil de l'intensité en fonction du rayon. Derrière ce clic, on appelle la procédure `EXTRACT_RADIAL_PROFILE` qui réalise une interpolation de l'image suivant un segment de droite passant par le centre de Saturne et centrée sur le pixel du clic. C'est justement l'occasion de présenter deux programmes très utilisés lors de passage du repère de l'image (en pixel) au repère inertiel de Saturne :

– Avec l'appel de la procédure `BF_TO_PIX`, on peut déterminer la position d'un pixel dans l'image à partir d'un point dans le repère inertiel saturnien. On calcule pour cela la position de Cassini dans le repère inertiel que l'on soustrait à la position du point, puis on utilise les matrices de rotations pour tourner les axes et convertir le point en pixel.
– `PIX_TO_R_LONG_RINGPLANE` permet d'effectuer l'opération inverse, à savoir passer d'un pixel de l'image à la position en (R,θ) dans le repère de Saturne. Pour cela, il faut d'abord passer dans le repère à trois dimensions de Saturne avec la procédure `PIX_TO_XYZ_RINGPLANE`. Elle calcule le vecteur unitaire centré sur Cassini et dirigé sur le pixel qui est ensuite converti dans le repère de Saturne. Pour trouver un point appartenant tant au vecteur unitaire qu'au plan des anneaux : on résoud $z = 0$. On obtient alors les coordonnées (x, y, z=0) qui sont facilement converties dans un repère polaire (R, θ).

L'extraction radiale met en évidence la variation de brillance d'un anneau en fonction de sa distance à Saturne.

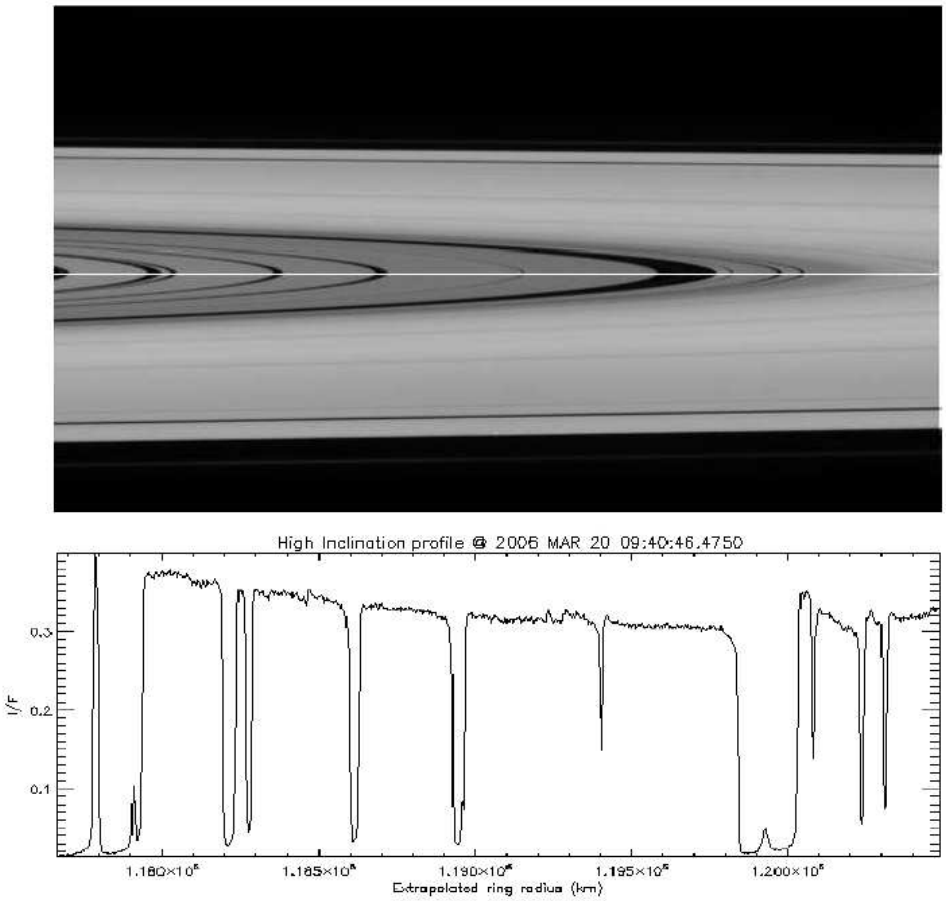


Figure 2.2 – Profil radial de la Division de Cassini, réalisé sur l'image de la série N1521540830.

Profil azimutal

Extraction azimutale radiale L'extraction azimutale radiale repose sur le même principe qu'une extraction radiale, on calcule la brillance E(θ) de l'anneau à une longitude donnée :

$$E(\theta) = \int_r \frac{I}{F}(r, \theta)dr \tag{2.4}$$

La différence étant la sommation des rayons pour chaque longitude de l'image. C'est ce que l'on appelle l'extraction d'un profil longitudinal de brillance, une méthode utilisée depuis les images Voyager [Ferrari, 1992 ; Showalter, 2004]. Pour chaque longitude donnée, on intègre radialement la brillance de l'anneau entre une distance R_1 et R_2 :

$$E(\theta) = \int_{R_1}^{R_2} \frac{I}{F}(r, \theta)dr \tag{2.5}$$

C'est la procédure `EXTRACT_LONG_PROFILE` qui se charge d'effectuer cette opération, moyennant qu'on lui fournisse le tableau des rayons et des longitudes de l'ellipse passant par le centre de l'anneau à étudier. La procédure entière consiste dans un premier temps soit à :
– cliquer dans l'image sur les points semblant passer par le centre de la structure à étudier à l'aide de `EXTRACT_PROF_ADD_POINTS` et `EXTRACT_PROF_REMOVE_POINTS` pour les enlever,
– définir une ellipse à rayon constant, où ce dernier est défini à l'aide de `CHOOSE_FIXED_R_ON_SCREEN` si l'on veut entrer une valeur de rayon à partir de l'image ou `CHANGE_RADIUS_WIDGET` si l'on veut entrer une valeur manuellement.

Puis on définit une ellipse passant par un maximum de ces points, grâce à la procédure `FIT_ELLIPSE_BUTTON`. Pour que le chemin d'extraction s'affiche sur l'image, il faut exécuter deux procédures qui permettent pour l'une de calculer le chemin d'extraction, à savoir la liste des rayons centrés sur le coeur moyennant une largeur : il s'agit de `CALC_PATH_LONG_PROFILE` et pour l'autre `DISPLAY_LONG_PATH`, de l'afficher sur l'image. Après ceci, on peut enfin extraire le profil en lançant `EXTRACT_LONG_PROF_ACTION_BUTTON`.

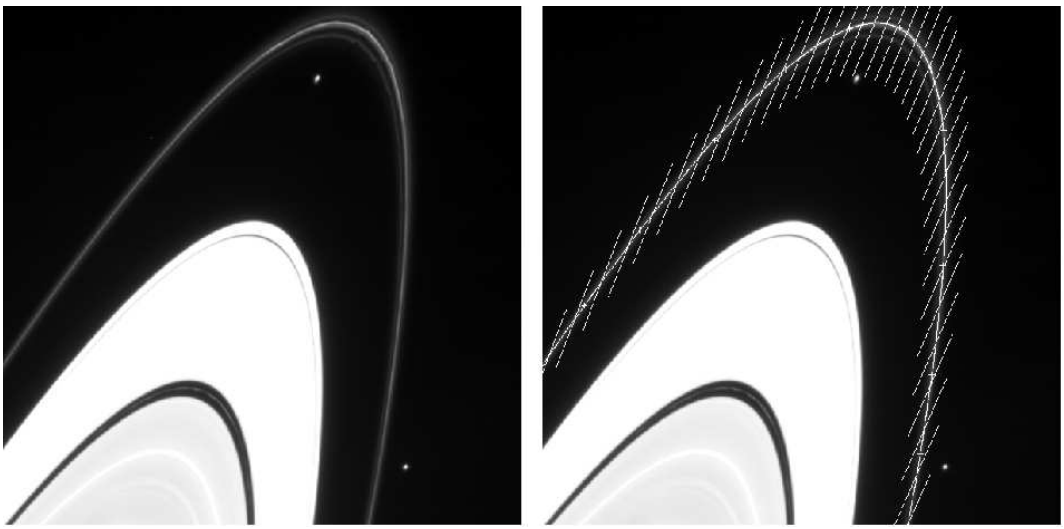


Figure 2.3 – Extraction d'un profil azimutal de l'anneau F, réalisé sur l'image Cassini.

Cette procédure calcule l'intensité de tous les pixels passant par un segment de droite passant virtuellement par le centre de Saturne et par un point de l'ellipse à une longitude donnée. Les extrémités sont les rayons min et max, à savoir le rayon passant par le point central de l'ellipse auquel soit on retranche, soit on ajoute la demi-largeur du chemin défini l'écran par `DEFINE_WIDTH_BUTTON`.
Le résultat est un profil de brillance en fonction de la longitude, mais intégré sur une plage de rayons. L'information contenue dans un tel profil est la mise en évidence de surbrillances pour des anneaux non homogènes en azimut.

Extraction azimutale ortho-radiale Avec le modèle d'extraction radiale, un problème se posait pour les anneaux inclinés et/ou excentriques. Le principe de cette méthode est d'extraire la brillance de l'anneau le long d'un chemin passant par le centre de Saturne et perpendiculaire dans le repère inertiel à une ellipse prédéfinie de l'anneau. C'est la procédure `EXTRACT_ORTHO_LONG_PROFILE` qui réalise l'extraction, elle gère toute l'extraction depuis le chargement du modèle d'anneau, l'affichage du chemin pour l'extraction jusqu'à l'affichage du profil extrait. C'est un véritable gain de temps d'utiliser cette procédure, en un clic sur le bouton et elle effectue :

❶ Chargement du modèle d'anneau. La procédure calcule la gamme de longitude appartenant à l'image, mais j'ai rajouté l'extraction dans un intervalle inférieur de longitude qui peut être rentré manuellement. A la fin de cette étape, l'ellipse est calculée dans la gamme de longitude de l'image et apparaît sur l'image. Dès lors tous les calculs se font dans le repère inertiel de Saturne,

❷ Calcul de la pente de la tangente via une méthode analytique,

❸ Calcul de la pente de la tangente via une méthode numérique,

❹ Comparaison des deux méthodes, bien que le choix de la méthode se fasse avant le lancement de la procédure, avec `CHOOSE_COMPUTING_TANGENT_TYPE`. Je fais la procédure calculer l'angle moyen entre les deux vecteurs tangents, puis l'angle moyen entre le vecteur tangent de chaque méthode avec le vecteur rayon. Pour le premier angle une valeur attendue se doit d'être infime puisque les deux méthodes sont censées se valoir ; le second angle doit tendre vers 90°,

❺ Calcul du vecteur orthogonal à la tangente de l'ellipse, on effectue pour cela deux produits vectoriels : le vecteur issu du premier produit vectoriel passe par le centre de Saturne et le pixel tangent et le second, le vecteur ortho-radial, est le résultat du produit vectoriel entre le vecteur tangent et le premier vecteur. Je m'assure de la justesse de ce calcul en évaluant l'angle moyen entre le vecteur orthogonal et le vecteur rayon qui met en évidence la pertinence de cette méthode ortho-radiale, si l'angle est nul, la méthode ortho-radiale équivaut à la méthode radiale. On peut d'ores et déjà affirmer que ce n'est pas le cas,

❻ Calcul et affichage du chemin nécessaire à l'extraction,

❼ Extraction du profil avec la méthode habituelle : interpolation de l'intensité des pixels passant sur le segment de la droite ortho-radiale,

❽ Reconstruction du profil, il est corrigé de l'intégration géométrique,

❾ Filtrage du profil, il est lissé par la PSF de la caméra (voir §1.1.2),

❿ Affichage du profil.

De cette façon, il est plus sûr d'extraire correctement l'information, même pour un anneau excentrique et incliné. C'est la routine la plus complexe que j'ai eu à programmer.
Un exemple de profil et d'image extraits par la méthode ortho-radiale est présenté dans les figure 2.4 et D.24.

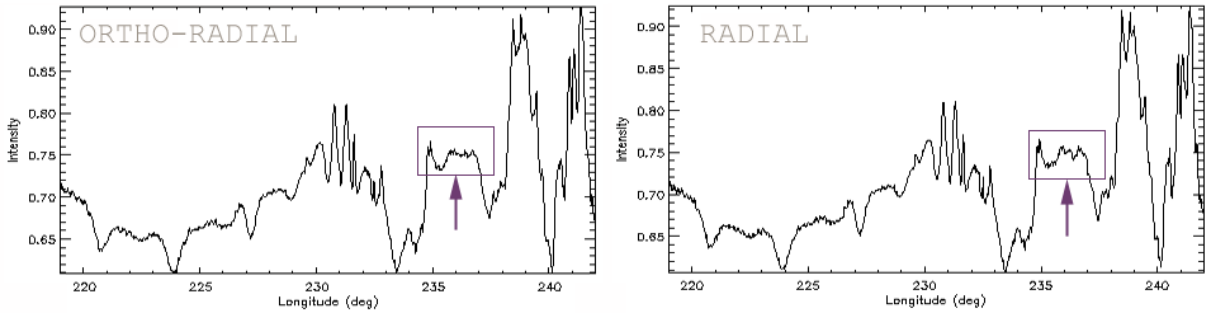


Figure 2.4 – Profil azimutal ortho-radial et radial de l'image N1492087389 réalisé sur une demi-largeur de 500 km centrée sur le chemin prédéfini par le modèle orbital d'anneau centré sur 140 220 km

2.2.2 Suivi temporel de structures azimutales

Construction des longitudes précessées

Dans les images naviguées, chaque pixel désigne un point identifié aussi bien temporellement que spatialement dans un repère saturno-centrique.
Durant la première moitié de la mission, Cassini a principalement capturé des séquences d'images où les anneaux défilent devant la caméra. Ce défilement peut durer jusqu'à plusieurs heures permettant ainsi un révolution complète des structures autour de Saturne. Ce que j'ai voulu faire avec ces images est la reconstitution à 360 degrés de l'anneau observé, c'est-à-dire que l'on considère les variations temporelles inférieures à une période de révolution et l'on suppose qu'une image prise à un moment donné et à une longitude inertielle donnée correspond à une longitude précessée à une époque de référence.
Lorsque l'on procède à une extraction azimutale sur 360 dégrés, chaque pixel est précessé à une époque de référence, c'est-à-dire qu'il est ramené de façon artificielle à une longitude à laquelle il se trouverait à une époque donnée. Le mouvement moyen de l'anneau étant calculé à partir du rayon (où suivant une orbite définie), la procédure `EXTRACT_IMAGE_ORTHO_PROFILE_BATCH` extrait ortho-radialement les profils puis les fait précesser à une époque de référence, le 1 er juillet 2004 à 18h00 UTC. Voici le détail de la méthode utilisée pour faire précesser les pixels d'une image dans nos algorithmes : tout d'abord, il faut calculer n^2 et κ^2 selon les expressions :

$$n^2 = \frac{GM_\flat}{r^3}\left[1 + \frac{3}{2}J_2\left(\frac{R_\flat}{r}\right)^2 - \frac{15}{8}J_4\left(\frac{R_\flat}{r}\right)^4 + \frac{35}{16}J_6\left(\frac{R_\flat}{r}\right)^6 + ...\right] \tag{2.6}$$

Si la planète est une sphère parfaite (ce qui n'est vraiment pas le cas de Saturne !) on a $\mu = 2n - \kappa$, mais si la planète est aplatie par rapport à son axe de rotation[4] alors $\mu^2 = 2n^2 - \kappa^2$. Voici les paramètres de Saturne :

$R_\flat$ (km)	60 330
$GM_\flat$ ($km^3.s^{-2}$)	37 931 272
$g_\flat$ ($m.s^{-2}$)	8,96
$\rho_\flat$ ($kg.m^{-3}$)	687,3
J_2	$16\ 298.10^{-6}$
J_4	-915.10^{-6}
J_6	103.10^{-6}

Tableau 2.1 – Paramètres physiques de Saturne tirés de [Campell & Anderson, 1989]

On peut alors calculer le mouvement moyen, dont le terme dominant est le suivant :

$$\mu \cong GM_\flat\left[1 + \frac{3}{2}.J_2\left(\frac{R_\flat}{r}\right)^2 - \frac{15}{8}.J_4\left(\frac{R_\flat}{r}\right)^4\right]^{1/2} \tag{2.7}$$

D'où le mouvement moyen en degré par seconde : $n(\text{deg.s}^{-1}) = \frac{180}{\pi}.\sqrt{\frac{\mu}{r^3}}$
Si on veut le mouvement moyen en degré par jour, on utilise la relation suivante :

$$\boxed{n(\text{deg.j}^{-1}) = \frac{180}{\pi}24.3600.\sqrt{\frac{\mu}{r^3}}} \tag{2.8}$$

[4]Saturne est une sphère gazeuse en rotation rapide : il en résulte naturellement un aplatissement qu'il est possible de calculer en tenant compte de la rotation différentielle de Saturne due au fait que les couches internes ne tournent pas à la même vitesse. L'aplatissement de Saturne se définit comme le rapport de la différence du rayon équatorial R_{eq} et polaire R_{pol}. Le potentiel externe de Saturne à une distance radiale r>R_{eq} depuis le centre du Saturne est développé sur la base des polynômes de Legendre. Les coefficients correspondants, J_n (n pair de par la symétrie axiale), sont appelés moments gravitationnels.

Un autre aspect des longitudes précessées est de pouvoir calculer *a priori* ou *a posteriori* le déplacement de structures azimutales :

❶ on peut calculer le déplacement azimutal des structures d'un annelet par rapport à un mouvement nominal moyen d'ensemble. Il faut alors corriger chaque image du fait que la structure a bougé, on les ramène donc à une position artificielle qui peut soit être la même pour toutes les images (si la structure a un mouvement moyen fixe) ou soit être légèrement différente, on observe alors une erreur dans la superposition des images qui correspond au fait que la structure a mouvement moyen variable. Cette procédure est particulièrement bien adaptée pour la création de mosaïques d'images.
Toute la puissance de cette procédure est qu'elle calcule le déplacement de tous les pixels de l'image à partir du modèle orbital. En général, le rayon utilisé est celui du modèle d'anneau, c'est-à-dire le meilleur rayon ajustant la structure. On précesse donc toute l'image à la vitesse de la structure, ainsi s'il y a des structures qui ont des mouvements moyens variables, elles seront décalées ce qui se verra immédiatement dans la mosaïque.

❷ l'autre méthode consiste à calculer le mouvement moyen de la structure à partir du décalage de sa position en longitude inertielle par rapport à sa position dans une image de référence et du temps s'écoulant à partir de cette première image (voir le détail au §D.5.1 page 332).

Création de mosaïques à 360 degrés de longitude précessée

J'ai tout d'abord utilisé la première méthode citée dans le paragraphe précédent pour créer des mosaïques. Le principe consiste à recréer une vision globale d'un anneau sur toute sa circonférence en le voyant défiler dans une fenêtre de longitudes inertielles. On peut l'assimiler à un train que l'on observe par une fenêtre : en capturant les images suffisamment rapidement, on pourrait reconsituer les wagons du train les uns à la suite des autres sur toute la longueur du train. Cette idée repose également sur le fait que l'anneau n'est pas été modifié entre le début du défilement et la fin du défilement.
En précessant les images à une époque de référence, chaque structure est donc décalée artificiellement par rapport à la structure qui la précédait temporellement.
Que la fenêtre d'observation soit fixe (figure 2.5) ou mobile (figure 2.6), j'ai pu obtenir des mosaïques fiables où les mêmes structures dans plusieurs images différentes se superposaient indiscernablement à la même position. Cela signifie en outre que le modèle orbital utilisé est correct.

2.2.3 Méthode d'extraction de courbes de phase

Les courbes de phase représentent la brillance d'un objet en fonction de l'angle sous lequel il est illuminé et observé (l'angle de phase α).
Dans une image, l'angle de phase varie de plusieurs degrés de ce fait, une méthode simple pour construire des courbes de phase consiste à extraire la brillance d'un anneau en même temps que son angle de phase dans une image. Pour cela, l'image est projettée dans le plan (Rayon, Longitude) et l'extraction se fait à rayon constant, sur une ligne (voir la figure 2.7) [5]. Une méthode de recalage a été ajoutée dans le cas où la structure est mal extraite.
Pour obtenir une courbe de phase complète, sur tous les angles de phase, on extrait au même rayon la brillance et les angles de phase dans des images couvrant le plus de géométries d'illumination possibles (figure 2.8).

[5] Par conséquent, ce qui est obtenu dans l'absolu, c'est un profil azimutal, cependant, la quasi totalité des structures choisies pour l'étude photométrique n'ont pas de variations azimutales de brillance.

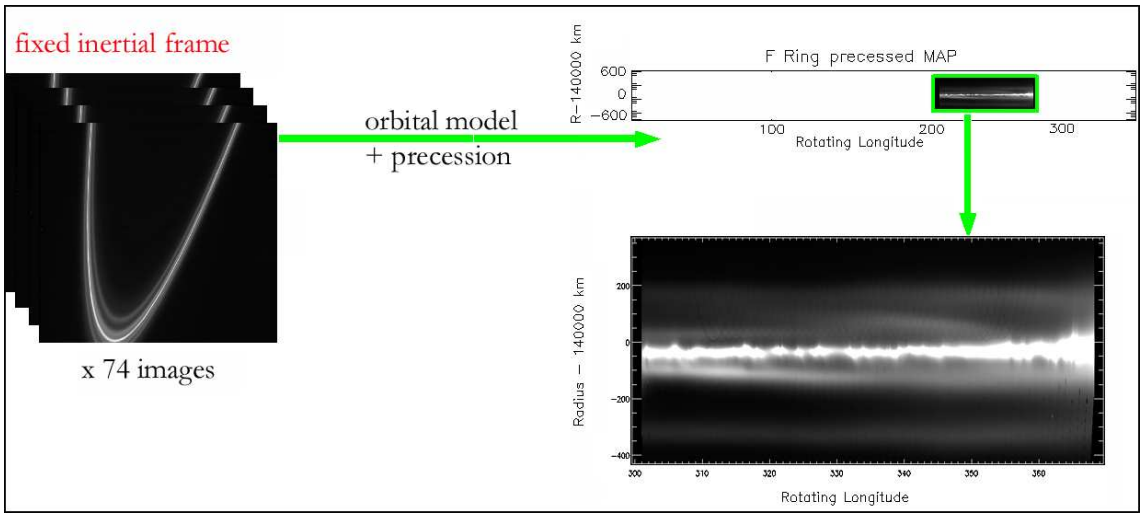


Figure 2.5 – Création de mosaïque à 360 degrés de longitude précessée dans une fenêtre fixe de longitudes inertielles.

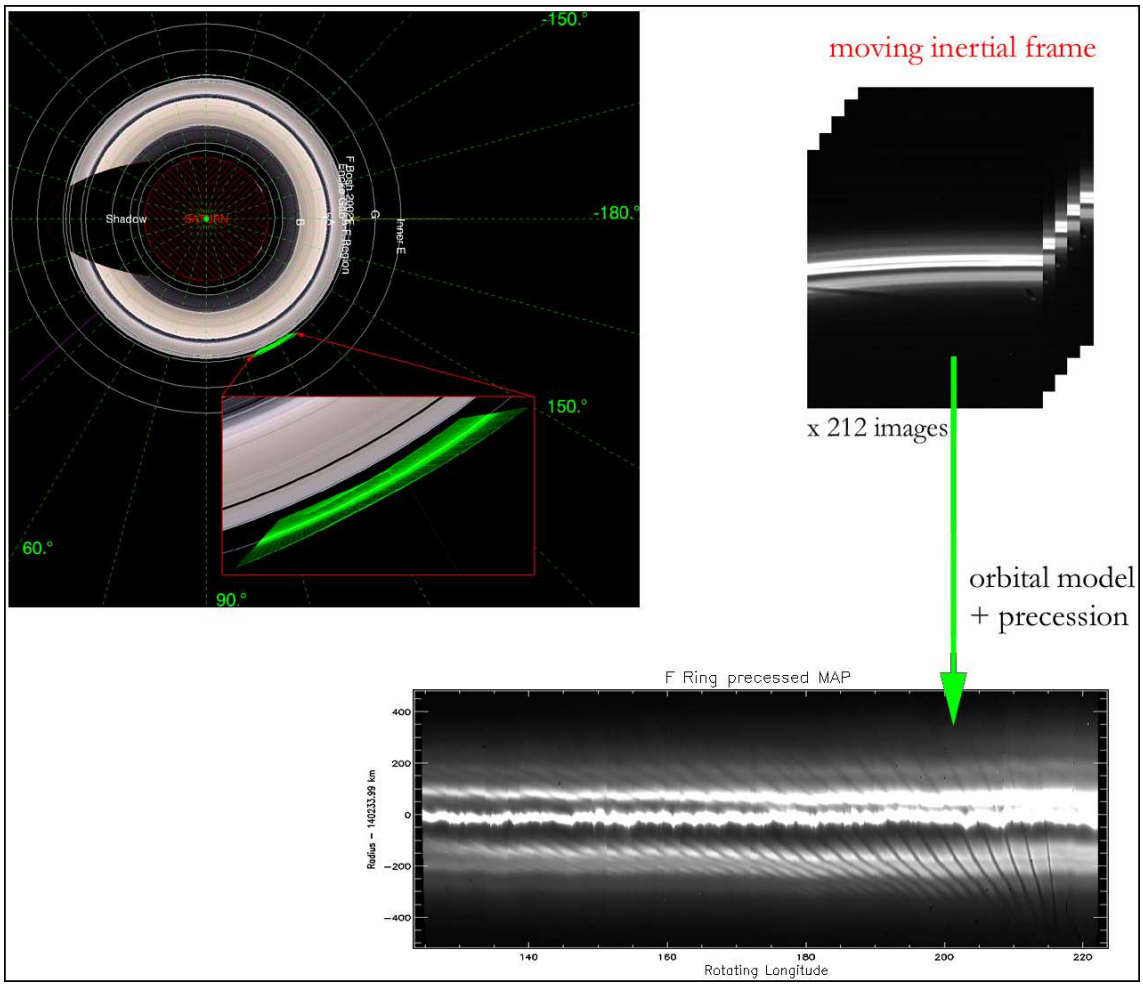


Figure 2.6 – Création de mosaïque à 360 degrés de longitude précessée dans une fenêtre mobile de longitudes inertielles.

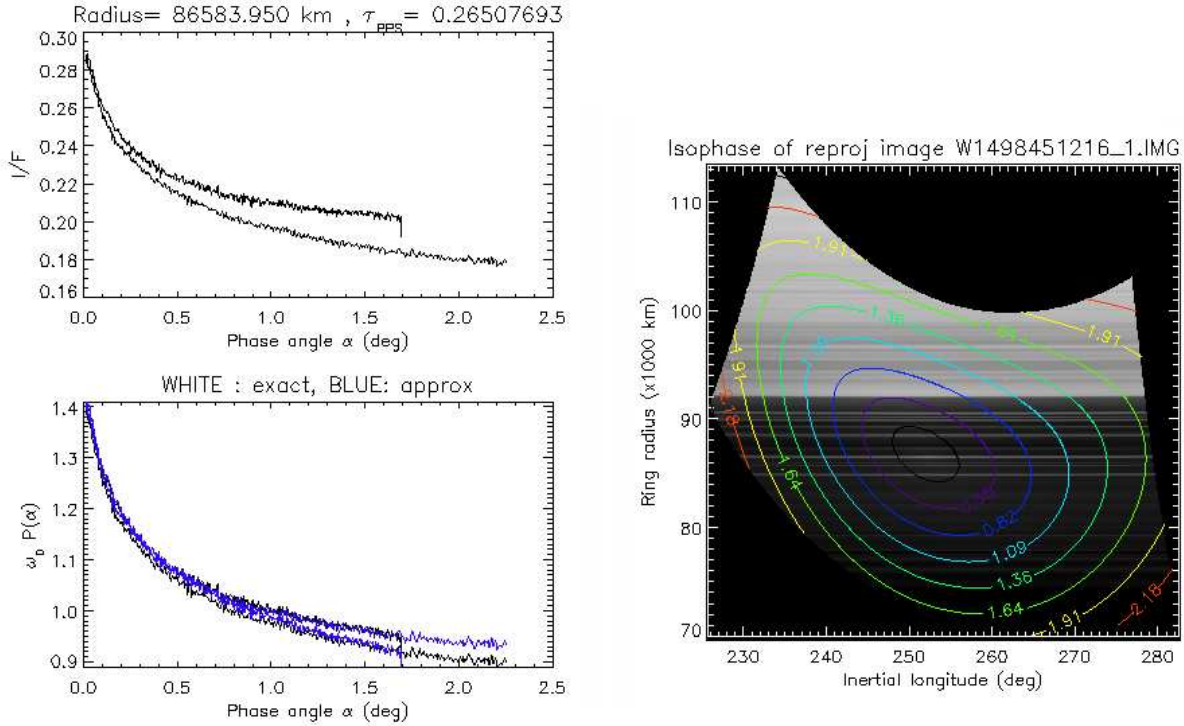


Figure 2.7 – Obtention d'une courbe de phase dans une image à partir de l'extraction de la brillance dans une image reprojettée dans le plan (R, θ) des anneaux.

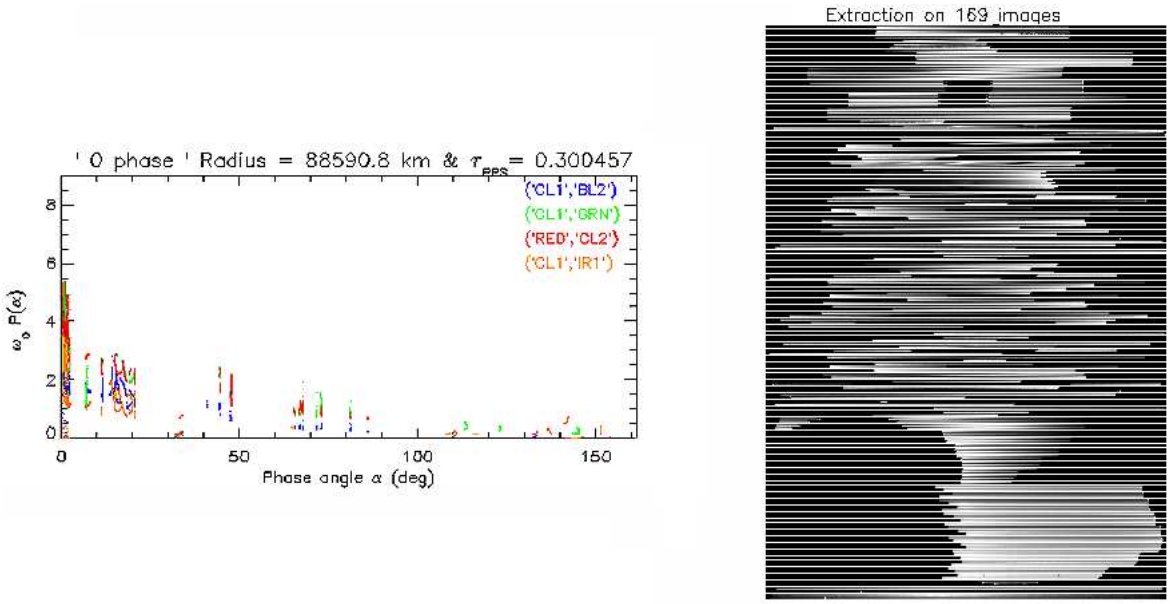


Figure 2.8 – Obtention d'une courbe de phase complète à partir de l'extraction de la brillance dans plusieurs images. Les images à droite correspondent à la portion de l'image projettée où a été extraite la brillance et les paramètres géométriques.

Dans le royaume de Saturne, il y a
des mouvements réglés par des lois
que nous sommes incapables d'expliquer.

James C. Maxwell, 1856

Deuxième partie

Dynamique

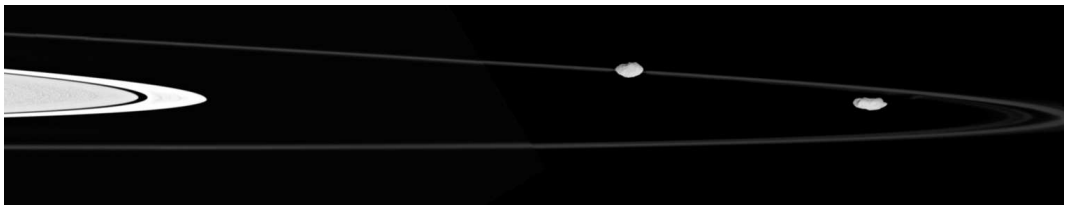


Image composite du bord de l'anneau A et de l'anneau F accompagné de ses satellites gardiens Pandore et Prométhée (N1509276378).

Chapitre 3

L'anneau F

« Un anneau pour les gouverner tous,
un anneau pour les trouver,
un anneau pour les amener tous et les lier [...] »

John Ronald Reuel Tolkien
Le seigneur des anneaux

Sommaire

3.1 Historique de l'anneau F : le modèle « standard » 60
3.1.1 Les satellites gardiens de l'anneau F 60
Pandore et Prométhée : un système de confinement chaotique 60
Échelles de temps du système 61
3.1.2 Étendue radiale : les torsades et les filaments 62
Les torsades 62
Les filaments (*strands*) 64
3.1.3 Étendue azimutale : les arcs et les grumeaux 66
Les arcs 66
Les grumeaux (*clumps*) 67
Les satellites éphémères 68
3.2 Problématique 69
3.3 La spirale de l'anneau F 70
3.3.1 Découverte de la spirale et publication dans la revue *Science* 70
Retour sur la découverte et synthèse des premières observations 70
Synergie imagerie et simulation numérique 72
Scénario de la création de la spirale 73
Résultats des simulations numériques et confrontation avec les observations de 2004 et 2005 74
Publication dans la revue *Science* 76
Limitations du modèle de Charnoz et al. (2005) 81
3.3.2 Suivi temporel de l'anneau F durant la mission nominale 82
Présentation des observations 82
Variations temporelles du cœur 85
Variations temporelles de la spirale 85
3.3.3 Comparaisons Voyager-Cassini 86
3.3.4 Vers un modèle unifié de la géométrie de l'anneau F ? 87

3.1 Historique de l'anneau F : le modèle « standard »

3.1.1 Les satellites gardiens de l'anneau F

Pandore et Prométhée : un système de confinement chaotique

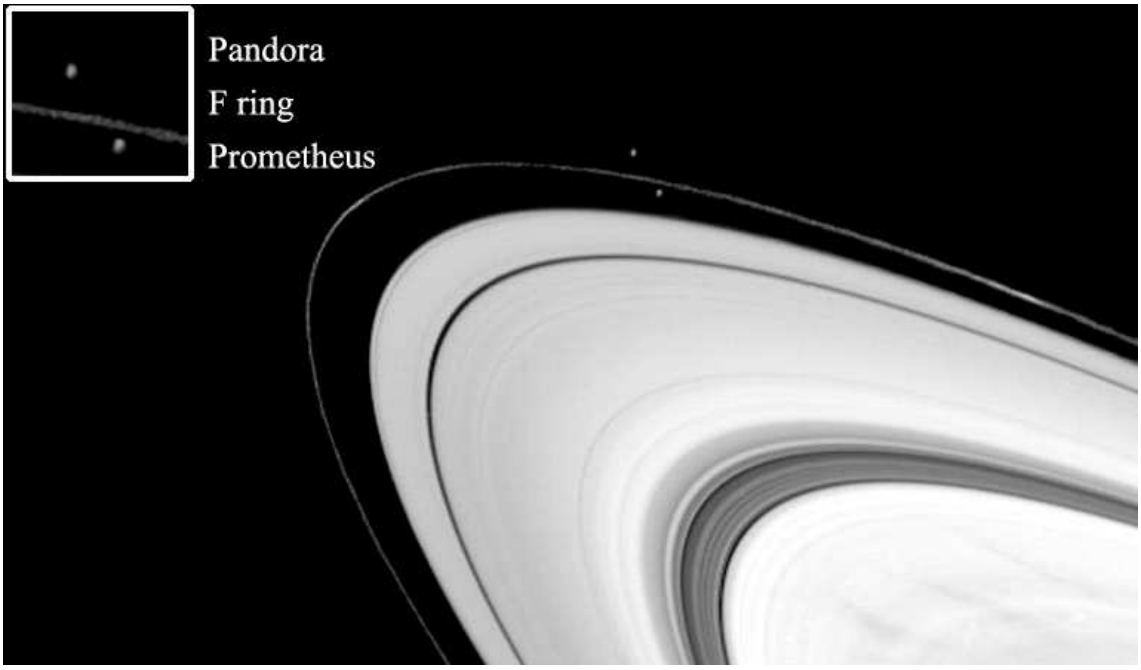


Figure 3.1 – Pandore et Prométhée avec l'anneau F vus par Voyager 1

Lorsque les satellites Pandore et Prométhée ont été observés pour la première fois de part et d'autre de l'anneau F par VOYAGER 1, cette découverte fut tout d'abord interprétée comme étant la preuve de la théorie de confinement par deux satellites bergers, mise en place par Goldreich *&* Tremaine [1979] pour expliquer le confinement des anneaux fins d'Uranus.
Cependant, Showalter *&* Burns [1982] ont montré que cette théorie ne pouvait être validée dans les détails par les observations, car l'anneau F était plus proche de Prométhée que de Pandore, la moins massive des deux lunes ; alors que le modèle prédisait que l'anneau devait se trouver au lieu d'équilibre entre les couples de forces antagonistes.
Bien que le confinement gravitationnel de l'anneau F par Pandore et Prométhée ne soit pas validé au second ordre par le modèle de Goldreich *&* Tremaine [1979], il n'existe pas à ce jour d'autre explication valable du confinement radial de l'anneau F.

Synnott *et al.* [1981,1983] ont modélisé les orbites des deux satellites sous forme d'ellipses précessantes. Les données d'imagerie de Voyager ont permis la détermination des mouvements moyens alors que les données sur le champ de gravité du système de Saturne ont conduit au calcul des taux de précession. Les occultations et images terrestres à très basse résolution radiale ont également permis de définir un modèle orbital pour l'anneau F (tableau 4.1) [Bosh *et al.*,1996,2002].

	a (km)	e	i (°)	Ω (°)	$\tilde{\omega}$ (°)
Prométhée	139 380,0	0,0023	0,0056	266,0754	63,2935
[Bosh, 2002] n°3	140 223,7	0,00254	0,0065	16,1	24,1
Pandore	141 710,0	0,0042	0,0522	329,9818	50,4554

Tableau 3.1 – Modèle orbital de l'anneau F (a, e, i, Ω, $\tilde{\omega}$ sont définis page 318).

Lors du passage de la Terre et du Soleil dans le plan des anneaux de Saturne (en 1995 et 1996), c'est avec stupéfaction qu'il a été remarqué que la longitude de Prométhée retardait d'environ 20° par rapport à celle des éphémérides déduites des observations Voyager (voir [Bosh & Rivkin, 1996]).
MacGhee [2000] remarqua ensuite que la longitude de Pandore avançait de la même quantité par rapport aux éphémérides de Voyager. Alors que la plus totale confusion régnait, French et al. [2003] ont montré que les écarts en longitude orbitale de Pandore et Prométhée entre 1994 et 2000, étaient de l'ordre de $+0{,}44°.an^{-1}$ et $-0{,}71°.an^{-1}$ respectivement.

Goldreich & Rappaport [2003] ont finalement expliqué que les anti-corrélations des mouvements moyens de Pandore et Prométhée proviennent d'une interaction chaotique entre les deux satellites, caractérisée par l'exposant caractéristique de Lyapunov maximal [1] de 0,3 an^{-1}.

Échelles de temps du système

Pour effectuer les comparaisons pertinentes entre les différentes images, il faut absolument mettre en relation les observations et les échelles de temps du système. En résumé, chaque échelle de temps dans le système {Prométhée+Anneau F+Pandore} conduit à une observation précise (voir tableau 3.2).

Les particules constituant l'anneau F ont une **période orbitale** de 15h environ (celle de Prométhée étant de 14,6 h et celle de Pandore de 15,1 h).
Toutefois, ce n'est pas là la seule période du système. En effet, on peut définir une **période synodique** comme le temps au bout duquel une particule qui serait face à Prométhée le verrait repasser face à elle. Cette période est de l'ordre de 3 mois et correspond à 140 orbites environ. Ce phénomène ne découle en réalité que de la différence de vitesse entre deux points situés à une distance de Saturne différente. Ainsi, la période synodique correspond sensiblement au temps au bout duquel une particule interne prend un tour d'avance sur une particule externe.
A ceci, on peut rajouter un phénomène d'ordre séculaire faisant intervenir les précessions des orbites dues à l'aplatissement de Saturne (moments J_2 et J_4). Cette nouvelle période sera le temps entre deux passages de l'apo-Saturne de Prométhée à la longitude du péri-Saturne de l'anneau (apochrone et périchrone pour les puristes). La **période de précession** est de l'ordre de 19 ans.

Temps	Désignation	Durée	Nb orbites	Type d'observation
court	Période orbitale F	14,7 heures	1	Cassini
	Période synodique	3 mois	146	Voyager 1 Vs Voyager 2
moyen	Temps de Lyapunov	6,2 ans	3 623	Observations ou occultations de 1995, 1996 et 2000
long	Période de précession	19 ans	11 104	Cassini Vs Voyager
	Période orbitale ♄	29 ans	16 498	?

Tableau 3.2 – Echelles de temps du sytème et observations permettant de les mettre en évidence ou t'en tirer profit.

[1] Les orbites chaotiques sont intrinsèquement sensibles aux conditions initiales. L'exposant de Lyapunov permet la mesure du taux de divergence de deux trajectoires proches d'un système dynamique. Si deux orbites sont séparées dans l'espace des phases d'une distance d_0 à l'instant t_0, on peut définir d comme étant la distance entre les deux trajectoires à l'instant t. L'orbite est alors chaotique si d et d_0 s'expriment ainsi : $d = d_0 e^{\gamma(t-t_0)}$ où γ est l'exposant caractéristique de Lyapunov maximal ($\gamma>0$). Le temps de Lyapunov vaut donc γ^{-1} : c'est le temps nécessaire pour que la séparation entre deux trajectoires augmente de e.

3.1.2 Étendue radiale : les torsades et les filaments

Les torsades

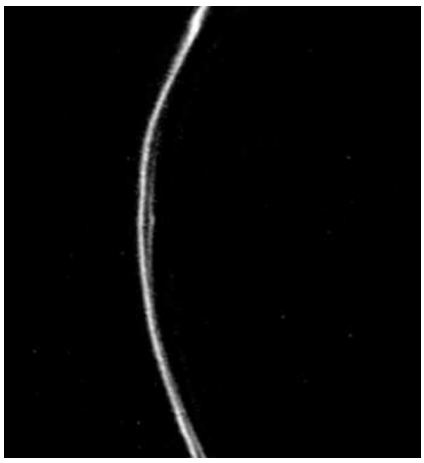


Figure 3.2 – Les torsades de Voyager 1

A l'époque où l'anneau F venait juste d'être découvert, une structure inédite en torsade a été observée. La structure torsadée telle qu'elle apparaît nettement sur deux images à haute résolution radiale de VOYAGER 1 (`FDS 34930.44` ci-contre et `FDS 34930.48`) et peut-être sur une seule image de VOYAGER 2 montre deux filaments de matière assez proches semblant s'entrelacer à plusieurs reprises. Les particularités des torsades sont :
– une structure grumelée des deux filaments de matière,
– une surbrillance des deux filaments au lieu de l'interconnexion.
Cependant, après avoir suscité de nombreuses théories tentant vainement de l'expliquer, les torsades ont été marginalisées, car elles restent largement inexpliquées.

Dermott [1981] a tout d'abord proposé un modèle où seul l'effet d'un **satellite extérieur** à l'orbite de l'anneau F, par des résonances [2] de premier ordre, pourrait produire des boucles d'égale distance qui seraient en corotation avec le satellite. Le modèle de Dermott est basé en partie sur le modèle de confinement d'un anneau étroit par deux satellites de Goldreich *&* Tremaine [1979], cependant ces boucles ne sont pas très ressemblantes aux torsades observées [3].

Synnott et al. [1983] ont suggéré que les torsades de l'anneau F se formaient très près des conjonctions des deux satellites. Cette déduction découle des paramètres orbitaux de l'anneau F, de Pandore et de Prométhée qu'ils avaient calculé, et qui ont été très discutés par Showalter [2004].
Lissauer *&* Peale [1986] ont ensuite proposé deux modèles pour expliquer la structure tressée. Cependant, la forme de ladite structure a été réétudiée. Il ne s'agit plus des torsades détaillées dans [Smith *et al.*, 1981], mais des boucles de [Dermott, 1981] montrant deux filaments qui fusionnent puis se dédoublent avec une tendance quasi-périodique. Le premier modèle suggère que l'anneau F serait constitué de particules environnant dans des orbites à fer à cheval autour d'un hypothétique **satellite ancré dans l'anneau**. En fait, ce satellite n'est pas sur la même orbite que les particules qui sont simulées, la distance les séparant étant de 12 km. Le second modèle revendique un seul satellite berger qui perturberait l'anneau F et qui, dans des conditions orbitales initiales adéquates, créerait les torsades. Il s'agirait dans cette simulation du **satellite intérieur** Prométhée, l'effet de Pandore n'ayant pas été pris en compte.
Cependant, aucun de ces modèles ne prend en compte la brillance et la largeur relative de chaque brin de la torsade. En effet, dans les trois modèles, les deux brins qui sont considérés (alors qu'il y en a au

[2] Les résonances sont définies en détail dans l'annexe D page 317.

[3] Il se trouve que la faiblesse du modèle de [Goldreich *&* Tremaine, 1979] repose sur le fait que la compétition des forces de marées induites par deux satellites gardiens s'annule à l'endroit où se situerait l'anneau. Or on sait que l'anneau F est plus proche de Prométhée que de Pandore. D'après Showalter *&* Burns [1982], ce serait une raison suffisante pour rejeter totalement l'explication de la nature de l'anneau F par le mécanisme de confinement de Goldreich *&* Tremaine [1979]. Cependant un tel mécanisme semble pouvoir expliquer des effets à court-terme visibles (*kinks* et *clumps*). Pour Dermott [1981] la résonance n'a pas besoin d'être au milieu de l'anneau, ceci conviendrait particulièrement aux *strands* de brillance différente. La vitesse angulaire variant inversement avec la distance à Saturne, les particules de l'anneau en avant du satellite extérieur et celles en retard sur le satellite intérieur sont sur des orbites excentriques forcées. Comme ces forces gravitationelles agissent seulement au moment de la plus proche rencontre, toutes les particules se déplaçant initialement sur des orbites circulaires doivent suivre un chemin identique après la plus proche rencontre. L'amplitude de cette onde créée est donc $A = eR$ (e est l'excentricité et R la distance à Saturne) et en supposant que les forces de marées des deux satellites sont égales alors les amplitudes des ondes induites seraient égales. D'où : $A \simeq 54 \cdot \left(\frac{m/M_\flat}{9.10^{-9}}\right)\left(\frac{1}{x}\right)^2$ km où x est la distance entre le satellite et l'anneau. En calculant la largeur d'une boucle : $W = 2,96R(m/M_\flat)^{1/2}$, et comme $W > 2A$ on obtient la condition de résonance $n/n' > 1/2$ signifiant que la formation de la boucle est moins probable si le satellite perturbant est distant, plus de 5 000 km serait improbable tout comme moins de 1 700 km.

moins un de plus en général) ont la même largeur alors que toutes les images VOYAGER montrent le contraire.

Lewis & Stewart [2005] offrent une explication alternative au maintien de l'anneau F contre sa propagation radiale. Ce modèle permettrait d'expliquer la structure en forme de torsades en se basant sur le fait que les collisions entre particules font migrer des particules vers de forts gradients d'excentricité. Ceci peut en effet se produire pour deux raisons :

– les forts gradients d'excentricité et les phases orbitales fortement corrélées dans un anneau perturbé par un satellite provoquent un terme principal dans l'évolution de la densité qui est proportionnel à la dérivée seconde de l'excentricité en fonction du demi grand-axe ;
– puisque la grande majorité des collisions entre particules se produit aux crêtes des ondes cinématiques du satellite où la densité des particules est plus grande, l'inversion locale de cisaillement dans ces crêtes affaiblit la diffusion collisionelle vers des plus faibles gradients de densité comme le prévoit la théorie conventionnelle d'accrétion d'un disque.

L'évolution résultante de l'anneau F possèderait alors deux phases : Dans la première phase, les **particules migrent vers des résonances de Lindblad** où les excentricités forcées ont des maxima locaux. Pendant la deuxième phase, les annelets étroits excentriques formés aux résonances de Lindblad **entrent en collision avec les annelets voisins** plus proches et fusionnent pour former un plus petit nombre d'annelets qui ne sont généralement pas situés aux résonances de Lindblad.

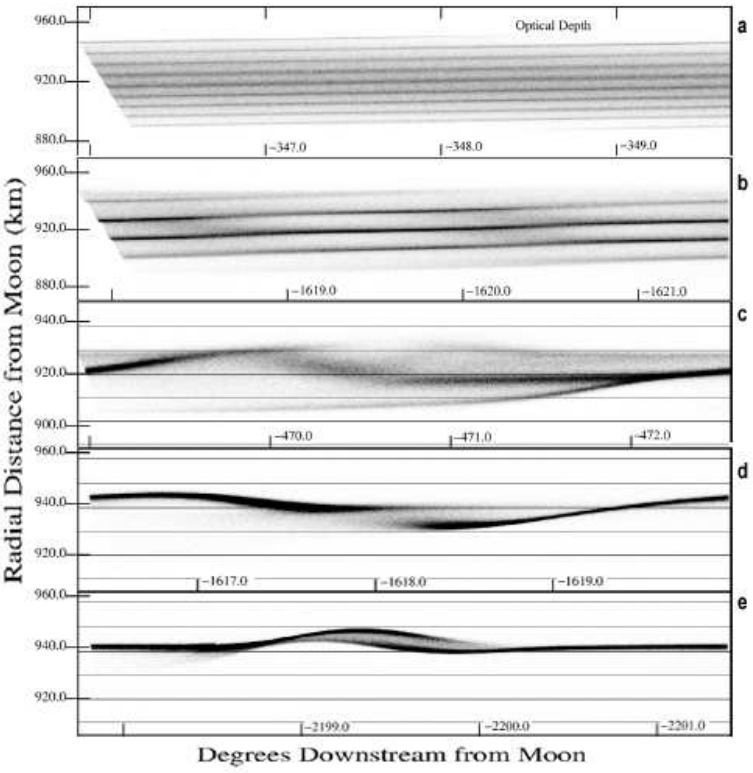


Figure 3.3 – Simulations numériques de Lewis & Stewart (2005) tentant de reproduire la structure torsadée de l'anneau F. La figure (a) montre la fin de la première période synodique dans une simulation avec une large distribution de particules. La figure (b) montre l'état de la simulation après approximativement 5 périodes synodiques. On remarque que les annelets commencent à fusionner. Dans la figure (c) un état intermédiaire et instable dans la simulation est présenté. Les lignes horizontales dans cette figure et les suivantes sont les positions des résonances $m : m+1$ de Lindblad. La figure (d) montre la simulation pendant la 6ème période synodique. La majeure partie du matériel s'est effondrée dans un anneau presque complet entre deux résonances. Enfin, la figure (e) montre la simulation peu de temps après le temps représenté en figure (d), au début de la 7ème période synodique. Le cisaillement a déplacé une partie du matériel de sorte qu'il recouvre azimutalement. Ceci produit une structure proche d'une forme torsadée. Les conditions initiales de chaque figure diffèrent légèrement les unes des autres, voir (Lewis & Stewart, 2005)

Le modèle de Lewis & Stewart [2005] offre donc une torsade où deux filaments s'enroulent. Cependant, ce modèle se base sur des résonances avec un satellite hypothétique placé judicieusement à une distance où l'on sait pertinemment qu'il n'y en a pas. De plus, dans les images, il y a généralement un troisième voire un quatrième filament de matière. Les modèles concurrents aux torsades se basent justement sur ces observations où tous les filaments sont pris en compte sans distinction morphologique : les *strands*.

Les filaments (*strands*)

C'est avec la combinaison à haute résolution des images de VOYAGER 1 et VOYAGER 2 que la structure de l'anneau F s'est révélée variable. Pour VOYAGER 1, on dispose d'une série de huit images[4] de l'anneau F prises le 12 novembre 1980. Sur ces images, l'anneau F semblait posséder des torsades, en d'autres termes une structure tressée ou torsadée et l'anneau n'arborait que trois *strands*. Le filament interne, d'après l'étude de Smith *et al.* [1981], était séparé des deux filaments externes, qui semblaient se replier et se mélanger à certains endroits. Mais la surprise fut de taille lorsque neuf mois plus tard, la sonde VOYAGER 2 montra des structures radiales totalement différentes.
Les images prises le 26 août 1981 par VOYAGER 2 de l'anneau F sont au nombre de trente-six[5]. Smith *et al.* [1982] remarquèrent cette fois, qu'il y avait non plus trois mais quatre *strands*. De plus, ils ne retrouvèrent plus la structure tressée, les *strands* ne semblaient plus s'entrelacer, ni même se frôler. Le nombre de *strands* sembla aussi variable sur les images, passant de quatre à trois selon la position azimutale dans le repère inertiel de Saturne.

Showalter et al. [1992] ont développé un modèle d'anneau F, qui est actuellement le plus accepté par la communauté. Basé sur une analyse photométrique des profils radiaux de température (instrument IRIS de VOYAGER) et d'occultation (instrument PPS de VOYAGER, [Lane *et al.*, 1982]), ce modèle invoque deux types de particules dans l'anneau F. Dans une première catégorie, les plus grosses (taille $\sim$ cm) constituent le **cœur** de l'anneau F, la *strand* centrale possédant une **brillance supérieure** aux autres *strands* tandis que dans la seconde catégorie, une enveloppe plus large constituée de particules de la taille du μm s'étendrait autour du cœur, comprenant alors les trois autres *strands*.

Avec les images VOYAGER, Murray *et al.* [1997] ont proposé un modèle dynamique basé sur l'étude de la position radiale des *strands*. L'anneau a été découpé radialement en quatre régions, réduites aux filaments visibles sur les images. En faisant croître la distance à Saturne, on observe les *strands* α, β, γ (la plus brillante, soit le cœur) et δ, visibles sur la figure 3.4.

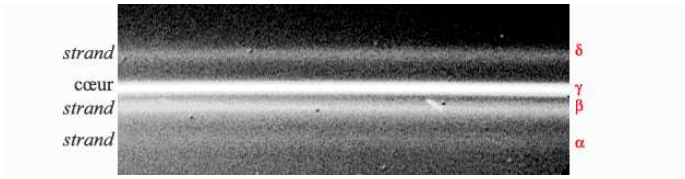


Figure 3.4 – Image Voyager 2 de l'anneau F redressée (l'abscisse est la longitude et l'ordonnée, la distance à Saturne).

Cependant, sur certaines images de VOYAGER 1 (`FDS 34940.01`, `FDS 34940.04`, `FDS 34940.11`, `FDS 34940.18`), la strand α est manquante, tandis que sur d'autres (`FDS 34930.44`, `FDS 34930.48`), c'est la strand δ qui a disparu. Cela n'a pourtant pas arrêté [Murray *et al.*, 1997] qui vont considérer les *strands* comme des objets concentriques, et qui parviennent ainsi à extraire les paramètres orbitaux de chaque *strand*.

Pour comparaison, les modèles orbitaux à partir des données terrestres d'imagerie et d'occultation semblent être basés sur le cœur dans la mesure où l'anneau F, à basse résolution radiale, est vu comme un objet unique relativement brillant. Et bien évidemment, les modèles orbitaux dérivés par les données espace et sol ne fournissent pas les mêmes solutions. Charnoz *et al.* [2001] ont proposé comme alternative une restructuration radiale de l'anneau F entre 1981 et 1995 pour expliquer la diminution de la valeur de son demi-grand axe. Cette restructuration serait due au passage de Prométhée dans l'environnement

[4] Il s'agit de 5 images à champ étroit, avec un temps de pose allant de 0,72 à 3,84 secondes pour une résolution moyenne de 5 km par pixel et un angle de phase d'environ 50 ° et 3 images à large angle de vue prises avec une pose de 1,44 seconde. La géométrie de l'observation est de 70 ° pour l'angle de phase et de 17 km par pixel pour la résolution radiale.

[5] Soit 29 images à champ étroit, le temps de pose est majoritairement inférieur à la seconde et l'angle de phase est compris entre 10 et 30 °, sauf quatre images ayant un angle de phase de 50 et 90 °. La résolution radiale est de l'ordre de 15 km par pixel en moyenne. A ces 29 images, viennent s'ajouter 7 images à champ large capturées avec un temps de pose de 7 secondes pour celles où les *strands* sont bien visibles. La résolution radiale de ces images va de 3 à 7 km par pixel pour un angle de phase compris globalement entre 90 et 140 °.

proche de l'anneau F. Cette explication requiert qu'entre 1981 et 1995, il y eut une interaction forte entre l'anneau et son satellite berger, ce qui pourrait être le cas : en 1990, d'après les modèles orbitaux dérivés par Giuliatti-Winter *et al.* [2000], le périchrone du cœur de l'anneau F toucherait l'apochrone de Prométhée tous les 19 ans : il s'agit de l'**interaction maximale** de Prométhée avec l'anneau F [6]. Cette interaction a été simulée numériquement par Murray *&* Giuliatti-Winter *et al.* [1996] et montre que le cœur et les *strands* internes pourraient être localement déchirés par Prométhée (figure 3.5 à gauche).

Il se trouve que Prométhée est responsable de structures dans l'anneau F clairement visibles dans les images CASSINI. Le modèle de Murray *et al.* [2005] voudrait que Prométhée entre en collision avec l'anneau F périodiquement et lui arrache un pan de matière toutes les 15 heures. Du fait des orbites des deux objets, Prométhée ne penètre pas dans le cœur mais plutôt dans les *strands* internes. Cela suffirait à reproduire les structures en formes de draperies observées récemment par CASSINI (voir figure 3.5 à droite).

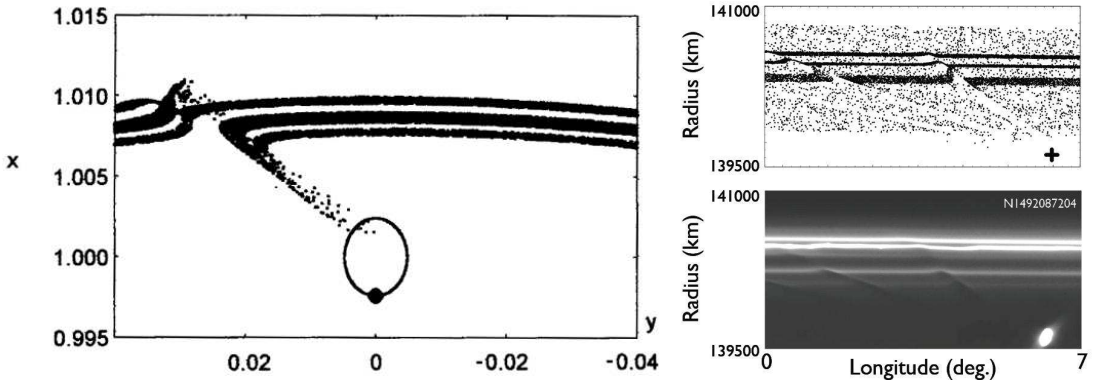


Figure 3.5 – A gauche – Capture de la simulation de (Giuliatti-Winter *et al.*, 2000) montrant Prométhée sortant de l'anneau F, une demi-période orbitale après la plus proche rencontre. Un pont de matière semble s'être créé après cet événement. A droite – Simulations de (Murray et al., 2005) sur l'intéraction de Prométhée avec l'anneau F. Il s'agit pratiquement des mêmes simulations que celles de (Giuliatti-Winter *et al.*, 2000) moyennant quelques améliorations et bien sûr, la comparaison il y a peu de temps avec les images CASSINI. Globalement, le code numérique de Murray n'a pas subi trop de modifications, au niveau de la modélisation des *strands*, on passe de trois au lieu de quatre, mais l'idée de l'interaction maximale est la même.

A partir de ces observations, de nombreux modèles ont été construits pour tenter de reproduire la structure radiale vue par les sondes VOYAGER. A l'heure actuelle, seule la structure à **quatre *strands* concentriques** a été modélisée, aucun modèle numérique ne prend en compte ;
– la variation du nombre de *strands* détectée par VOYAGER 2 ;
– la structure torsadée vue par VOYAGER 1 ;
– l'excentricité et l'inclinaison observées à basse résolution de l'anneau F depuis la Terre.
J'y reviendrai au § 3.3.
Plusieurs questions se posent également sur la nature du cœur de l'anneau F, est-ce un annelet brillant ou un ensemble compact de petits objets ? Murray *et al.* [1997] préconisent que les espaces entre le cœur et les autres *strands* seraient des lacunes créées par des satellites de 4 à 5 km, en admettant des distances de séparation entre 20 et 30 km et une densité de 1 200 kg.m^{-3} (voir les équations (D.10) page 329). Selon le modèle de Showalter et al. [1992], le cœur pourrait être assimilé à un petit satellite d'un rayon variant entre 15 et 70 km et dont le rôle serait de contrer l'étalement de l'anneau F induit par des effets dissipatifs, tels que l'effet Poynting-Robertson et les collisions entre particules. Enfin, Cuzzi *&* Burns [1988] ont montré que la diminution substantielle du flux d'électrons magnétosphériques observée par Pioneer 11 au niveau de l'anneau F sur une bande de 2 000 km de large pourrait s'expliquer par un écrantage dû à une population de petites lunes kilométriques.

Ce ne sont donc pas les modèles qui manquent pour expliquer la forme multi-radiale de l'anneau F !

[6] Du fait de la précession que subissent les orbites de l'anneau F et de Prométhée définies par Murray et al. (1997), la plus proche rencontre a lieu lorsque le périchrone de l'anneau F touche l'apochrone de Prométhée. La prochaine rencontre serait prévue pour le 1er décembre 2009.

3.1.3 Étendue azimutale : les arcs et les grumeaux

Les arcs

Les arcs de l'anneau F ont été étudiés avec la dynamique [Poulet et al., 2000ab] et avec la photométrie [Ferrari, 1992]. Ces deux méthodes reposent sur un suivi qualitatif, quantitatif et temporel des structures. L'analyse des arcs de matière effectuée par Ferrari [1992] fournit les caractéristiques physiques d'un arc typique (saturnien, uranien ou neptunien) :

❶ bords abrupts où la densité peut doubler en 90 km de longitude

❷ contraste de brillance important entre le fond de l'anneau et l'arc (avec un facteur multiplicatif pouvant aller de 3 à 6)

❸ étendue azimutale de 4 000 ± 2 000 km

Dans le cadre de l'anneau F, les profils obtenus à partir de VOYAGER 1 par Ferrari [1992] couvrent 90 % de la circonférence de l'anneau (figure 3.6) pour des angles de phase allant de 122 à 156 °. La couverture des profils des images de VOYAGER 2 est de 70 %, les angles de phase vont de 9 à 51 °. La résolution maximale de ces images est de 4 km par pixel.

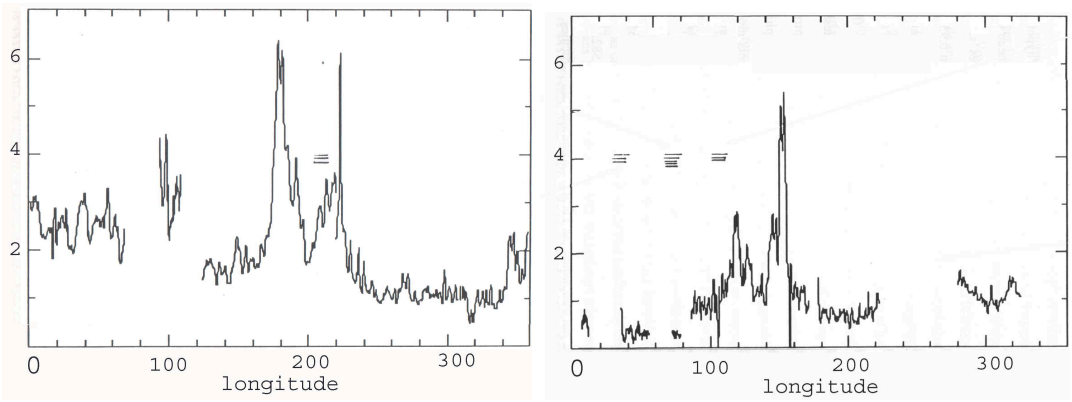


Figure 3.6 – A gauche – Profil de l'anneau F sur des images de VOYAGER 1 (FDS 3500442, 3497423, 3496240, 34944808). Les profils sont précessés au 25 août 1981 à 0h00 avec un mouvement moyen de 581,77 °.jour^{-1}. – A droite – Profil de l'anneau F sur des images de VOYAGER 2 (FDS 4380550, 4393227, 4397801, 4397805, 4399903, 4399002). Les profils sont précessés au 25 août 1981 à 0h00 avec un mouvement moyen de 582,01 °.jour^{-1}. Toutes les surbrillances correspondent à des structures visibles, détectées dans d'autres profils. Pour les deux profils, le nombre de traits indique le nombre de composantes multi-radiales détectées.

De cette étude, est ressorti que certaines structures azimutales faisaient entre 0,3 à 15 ou 20 degrés de large (soit une distance en kilomètres [7] entre 700 et 50 000 km), que ce soit en lumière réfléchie ou transmise. Aussi, Cécile Ferrari a montré que l'angle de phase ne modifiait pas sensiblement [8] les largeurs équivalentes des profils de VOYAGER 1 et 2.
Une légère différence a été faite entre les arcs et les grumeaux ou *clumps*, d'un point de vue morphologique. Ces derniers sont caractérisés, d'après [Ferrari, 1992], par :

❶ la présence de sous-structures contrastées ou grumeaux, qui sont de 40 à 100 % plus brillants que l'arc ;

❷ les grumeaux ont une étendue azimutale de 300 à 500 km ;

❸ l'écartement entre deux *clumps* successifs peut aller de 500 à 1 700 km.

Ces résultats ont été obtenus avec les données d'imagerie VOYAGER sur les structures azimutales des anneaux de Saturne, Uranus et Neptune. Dans le cas de l'anneau F, une étude a également été analysée [Showalter, 2004]. Après une présentation des résultats dans le paragraphe qui suit, seront exposées les mesures dans lesquelles ces deux résultats sont comparables.

[7] 1 degré de longitude=2 447,4 km pour un anneau circulaire de rayon R=140 223,7 km

[8] Cette information, sera rediscutée par la suite. Les images de Voyager 2 utilisées dans les profils avaient des angles de phase entre 10 et 50° et les images de Voyager 1, des angles de phase compris entre 120 et 150°.

Les grumeaux (*clumps*)

Showalter [2004] s'est intéressé également aux grumeaux (de l'anglais *clumps*), mais un peu plus tardivement. Au départ, il a débuté son étude de l'anneau F avec des simulations numériques, et a montré que l'effet sur des temps courts de deux satellites gardiens de part et d'autre d'un anneau excentrique confiné pouvait influencer la structure azimutale de ce dernier. Puis, en se chargeant de la base de données du PDS (Planetary Data Node), il a pu réunir toutes les images des sondes VOYAGER et réaliser une étude similaire à celle de Kolvoord [1990] et Ferrari [1992] où la couverture de l'anneau F avant et après la plus proche rencontre pour les sondes VOYAGER 1 et 2 est complète (voir la figure 3.7). On note que les profils sont cohérents avec ceux de [Ferrari, 1992] (figure 3.6).

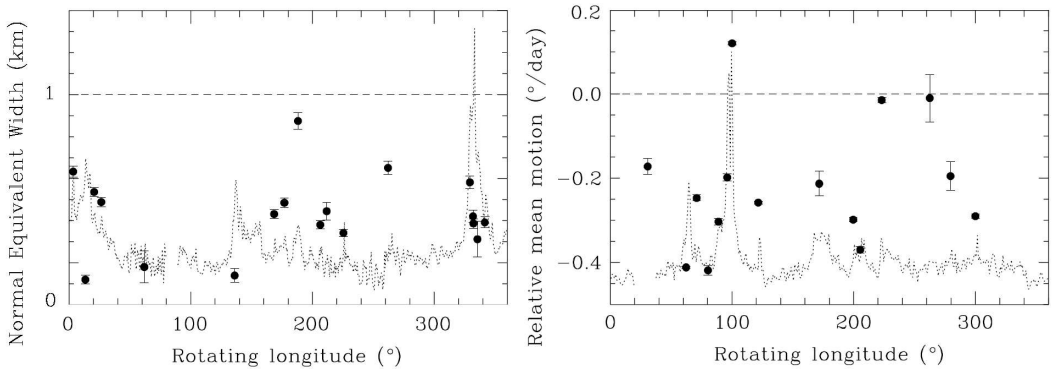


Figure 3.7 – A gauche – Mouvements moyens calculés par Showalter (2004) des 19 clumps en fonction de leur longitude précessée à l'époque de la rencontre la plus proche de VOYAGER 1 avec Saturne. – A droite – Mouvements moyens calculés par Showalter (2004) des 15 clumps en fonction de leur longitude précessée à l'époque de la rencontre la plus proche de VOYAGER 2 avec Saturne. Les barres d'erreur représentent une déviation standard de ± 1. Les profils ont été rajoutés pour aider au repérage de chaque *clump*.

Pour cette étude, 1 500 images de l'anneau F des sondes VOYAGER 1 et 2 ont été utilisées. Elles ont été classées en quatre séries principales d'images [9] les images de VOYAGER 1 et 2 avant et après la plus proche rencontre.

Le mouvement moyen propre de 19 *clumps* de VOYAGER 1 et de 15 clumps de VOYAGER 2 sont alors calculés. La longitude d'un *clump* est déterminée en réalisant un ajustement gaussien du pic de brillance, la valeur maximale de ce pic donne la position de l'objet dans le repère inertiel, elle est ensuite précessée à la valeur nominale. Puis un ajustement linéaire des longitudes précessées est réalisé en fonction de la date par rapport à l'époque de référence ainsi pour chaque structure un mouvement moyen propre est obtenu, comme indiqué sur la figure 3.7.
Au bout de neuf mois (intervalle de temps entre les survols de Saturne par les sondes VOYAGER 1 et 2), aucun *clump* de VOYAGER 1 n'a semblé persité, dans le sens où aucun n'était reconnaissable sur les profils de VOYAGER 2. La comparaison des profils de brillance à ces deux époques montre qu'il y a 14 *clumps* dans le profil réalisé à partir des images de VOYAGER 1 avant la plus proche rencontre contre 17 après. Pour les images de VOYAGER 2, 12 *clumps* sont identifiés avant la plus proche rencontre alors qu'il y en a trois de plus après. D'où l'idée de structures éphémères.

Certains grumeaux très brillants voire les plus brillants ne sont également pas durables. Le *clump* 2A est par exemple le plus changeant des *clumps* observés en terme de brillance (figure 3.8). Un autre *clump* très brillant nommé 2C' détecté dans les images de VOYAGER 2 a une variabilité morphologique et orbitale

[9] La série V1I correspond à 253 images à 15 ° d'angle de phase et en majorité des images montrant l'anneau F sur une seule anse. Ces images apportent une couverture en longitude précessée de 260 °. La série V1O correspond aux images de VOYAGER 1 après la plus proche rencontre de la sonde avec Saturne (fixée au 12 novembre 1980 à 23h46min et 33s UTC). Elle contient 546 images à 120 ° d'angle de phase. Un quart des images dont une résolution qualifiée de *fine* par l'auteur et un autre quart possède une basse résolution. Pour les images de VOYAGER 2, 334 images composent la série V2I, avant la plus proche rencontre selon la nomenclature et fixée au 26 août 1981 à 3h24min et 8s UTC, l'angle de phase est globalement de 8 ° et la couverture azimutale de l'anneau est continue sur deux périodes orbitales et demi. Enfin, la série V2O possède 201 images prises par VOYAGER 2 après la plus proche rencontre avec un angle de phase de 95 °. La moitié couvrent 40 ° en azimut à résolution *fine* (résolution radiale de l'image FDS43843.32 : 64,75 km.pixel^{-1} et 137,65 km.pixel^{-1} pour la résolution azimutale).

intrigante. Tout d'abord, son mouvement moyen n'est associé clairement à aucune des quatres *strands* définies par [Murray *et al.*, 1997]. De plus, il possède une morphologie étrange, à savoir un double pic de brillance qui laisserait supposer qu'il s'agirait d'un seul et même *clump* dédoublé, que Showalter a appelé 2C/2C'. En précessant à cette longitude sur les images de VOYAGER 1, aucune structure de ce type n'a été observée. Cependant sur les images de VOYAGER 2, en plus de noter que son mouvement moyen est largement supérieur au mouvement moyen nominal, il semble se dédoubler de plus en plus sur des images successives, puis pourrait être associé à la formation de plusieurs autres *clumps* sur des échelles de temps plus longues.

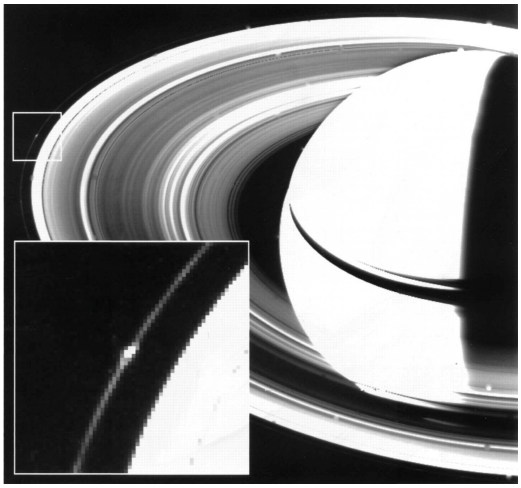


Figure 3.8 – Image FDS44095.44 prise par VOYAGER 2. On voit sur la gauche l'anneau F fortement sous-lumineux à cause de la surexposition de Saturne et des anneaux principaux. En bas, un grossissement d'une région de l'anneau F sur le *clump* 2A, tiré de (Showalter, 2004).

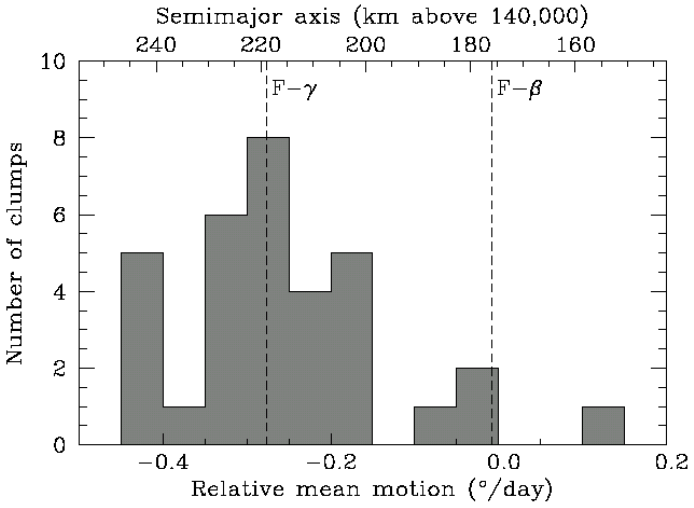


Figure 3.9 – Variation de la vitesse relative des *clumps* par rapport au mouvement moyen nominal de 582,27 °.jour^{-1}. Une grande majorité des grumeaux ont un mouvement moyen comparable à celui de la *strand* γ ou cœur, tiré de (Showalter, 2004).

Le modèle des *clumps* de Showalter [2004] démontre, malgré lui, la présence de **corps éphémères** (étalés en azimut sur quelques degrés, soit plus de 3000 km) dans l'anneau F puisque tous les *clumps* n'ont pas été identifiés entre le survol de VOYAGER 1 et celui de VOYAGER 2 et qu'ils ne sont pas systématiquement présents dans toutes les images d'un même survol. Avec Cassini, des corps encore plus petits (de quelques km) visibles sur les images à haute résolution ont été découverts entre le cœur et les *strands* (S/2004 S3, S/2004 S3*, S/2004 S4 et S/2004 S6, voir [Porco *et al.*, 2005]), et ces petits objets semblent eux aussi montrer quelques caractéristiques éphémères.

Les satellites éphémères

Une synthèse des détections des satellites de l'anneau F est en cours dans l'équipe d'imagerie de Cassini, voir [Spitale *et al.*, 2006], dont l'enjeu est de savoir si ces détections correspondent à de nouveaux objets ou bien d'objets déjà découverts, en particulier les satellites S/2004 S3, S/2004 S3*, S/2004 S4 et S/2004 S6 qui ont été perdus de vue en quelque sorte depuis leur découverte pendant l'été 2004.

Peut-on dater ces satellites « éphémères » et remonter à leur durée de vie ou bien à la durée du cycle où ils réapparaîtraient sous une forme similaire ? C'est dans ce but que cette campagne de détection de satellites éphémères a été menée.

Les résultats fournissent pour chaque candidat supposé correspondre à un satellite éphémère anciennement découvert, les paramètres orbitaux de l'ellipse. Les résultats sont en fait soit des intégrations, soit des modélisations d'ellipse. Ce qui a pu se dégager de façon certaine sur ces détections, réalisées conjoin-

tement par Carl Murray, Joe Spitale, Mike Evans et Nick Cooper, c'est qu'il n'y a pour le moment aucun candidat à **S3***. **Ce satellite a donc disparu depuis sa découverte**. Pour les autres candidats à S3, S4 et S6, les résultats ne semblent pas convergents. Le satellite **S3** possède trois candidats potentiels, qui sont C8, C10 et C11 (voir la figure 3.10). Ces petits grumeaux sont observés de part et d'autre du coeur de l'anneau F. Il se pourrait que C10 soit la solution la plus acceptable pour le satellite éphémère S3. Le clump C8 serait selon le résultat des intégrations de Spitale le meilleur candidat pour le satellite éphémère **S4**, alors que les résultats de Nick Cooper et Mike Evans tendent plus vers le clump C10, dejà seul candidat valable pour S3. Enfin pour le satellite éphémère S6, le clump C11 possède les résidus d'ajustement orbitaux les moins élevés, d'où un lien probable avec **S6**...

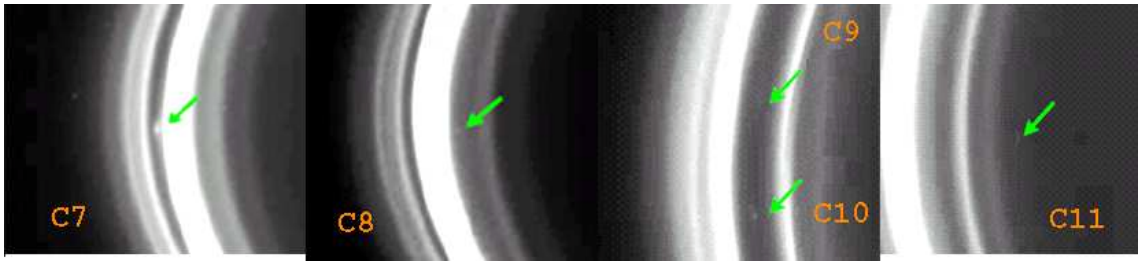


Figure 3.10 – Mosaïque des détections de satellites éphémères par l'équipe de Carl Murray (communication privée).

Spitale *&* Murray ont trouvé, avec les observations d'avril 2005 que S3, S4 et S6 pourraient être le même objet. Autre possibilité, S3 et S4 n'existent plus et S6 pourrait être présent mais sous une autre forme... La solution finale qui a été gardée par Spitale et al. [2006], et réalisée sur un ensemble plus large d'images, est que les satellites S3 et S4 correspondent aux mêmes objets nommés maintenant **S3/S4/C12/C22** et que S6 correspond à un ensemble de satellites éphémères nommé **S6/C11/C13/C20/C21**.

Une seconde étude porte sur des temps caractéristiques plus courts, à savoir de l'ordre de la semaine. En effectuant un suivi des *clumps* entre les séquences d'images `1492` et `1493`, espacées de 20 jours, soit presque 32 rotations de l'anneau F, Carl Murray a présenté le résultat de comparaisons entre la famille DOY103 des *clumps* de la séquence `1492` (avril 2005) et la famille DOY121 des *clumps* de la séquence `1493` (mai 2005). Avec la même méthode de minimisation, il semble qu'un petit grumeau nommé 103-Q-B ait été retrouvé dans la séquence postérieure (et correspondrait au grumeau 121-Q-A) et deux autres (121-Q-C ou de 121-Q-D) sont des candidats à la succession d'un petit grumeau nommé 103-Q-C.

Jusqu'à la fin de la mission, le suivi des satellites éphémères va continuer, pourtant, **si les indentifications de ces objets échouent à 20 jours d'intervalle, il semble difficile de faire mieux en terme de comparaison d'observations**.
Une conclusion s'impose donc, à savoir que le matériel de l'anneau F se régénère. Il semble intéressant d'étudier l'anneau F de façon méthodique.

3.2 Problématique

J'ai donc décidé d'étudier l'anneau F en me focalisant principalement sur les *strands*, et en tentant de comprendre pourquoi et comment varie le nombre de *strands* en fonction de la longitude. Pour ceci, j'ai opté pour une méthode simple qui consiste à observer avec Cassini l'anneau F défiler dans une fenêtre de longitude inertielle, puis à reconstituer les segments en une mosaïque à 360°. Cette méthode [10] repose intrinsèquement sur la staticité des objets contenus dans l'anneau F entre le début du défilement et la fin du défilement. Elle est singulièrement différente à celle des profils précessés de Ferrari [1992] et Showalter [2004] (figures 3.6 et 3.7 page 66) car d'une part l'intensité n'est pas intégrée radialement et d'autre part, les images utilisées pour une seule mosaïque sont proche temporellement (<15 h). Ce qui est obtenu, ce sont donc des **mosaïques à « 360 dégrés » de longitude précessée**.

[10] voir le paragraphe 2.2.2 page 52

3.3 La spirale de l'anneau F

3.3.1 Découverte de la spirale et publication dans la revue *Science*

Retour sur la découverte et synthèse des premières observations

La découverte de la spirale s'est produite deux mois avant que je ne commence la thèse ici présentée. C'est Sébastien Charnoz qui a observé pour la première fois cette forme inhabituelle grâce à la mosaïque des images de novembre 2004 (série `ISS_00ARI_SPKMOVPER001_PRIME`, figure 3.12), avec son stagiaire Guillaume Bacques.
Dans cette mosaïque, on reconnait le cœur : le filament brillant horizontal au centre de la mosaïque, et des filaments (*strands*) qui sont les structures filaires plus diffuses de part et d'autre du cœur. La mosaïque montre surtout que le cœur apparaît comme une courbe globalement horizontale. De ce fait, le cœur se reconnecte sur lui-même à 360° et peut être considéré comme un anneau fermé. Les *strands* ne sont pas des structures fermées à 360° et semblent posséder un gradient radial. C'est ce gradient qui permet la **reconnexion des différentes *strands* en un seul et même objet : d'où l'idée de la spirale**.

Cependant la basse résolution de cette carte ne permet pas une caractérisation globale de la structure : c'est ce qui a fait au départ que mon opinion concernant la nature spirale de l'anneau F était réservée, contrairement à l'enthousiasme des découvreurs de la spirale. De plus, une mosaïque partielle à très haute résolution (en octobre 2004) ne semblait pas démontrer la présence de la spirale, voir la figure 3.11. Cette série d'images a clairement montré la **complexité de la spirale** lorsqu'elle est mieux résolue dans les images. En effet, dans ces images, plusieurs *strands* avec différents gradients radiaux sont observées, mais la couverture en azimut ($\sim 70^o$) ne permet pas d'observer précisément [11] la connexion du cœur avec une *strand* inférieure, qui semble se produire vers 290° dans la figure 3.11.
Pour pleinement me convaincre de cette nouvelle structure inédite dans l'anneau F et dans les anneaux de Saturne, j'ai décidé de poursuivre l'étude de l'anneau F à très haute résolution spatiale.

Une série d'images à haute résolution radiale de l'anneau F (janvier 2005) s'est ajoutée aux observations d'octobre et novembre 2004, et de nouvelles mosaïques ont pu être réalisées (figure 3.13).
J'ai également mené une étude sur des secteurs différents de longitudes inertielles au même moment, d'une part pour s'assurer de la **présence de la spirale au même moment à deux positions inertielles diamétralement opposées** par rapport à Saturne et d'autre part pour s'assurer que la structure spirale n'était pas un artéfact dû à la construction de la mosaïque. La séquence d'images datée de janvier 2005 a permis cette étude car elle a pu suivre l'anneau F à très haute résolution sur deux anses, en même temps et sur une durée relativement courte[12]. Du fait que les images sont prises à différents moments sur les deux anses, est obtenue une pseudo couverture à 360 degrés (figure 3.13).
Les images prises du côté de l'anse éclairée par le soleil (liste `F_Ring_1484_4l`, voir le tableau 3.3 page 83) montrent que le cœur est très proche d'une *strand* intérieure (à 30° de longitude précessée sur la figure 3.13), puis quelques minutes plus tard, la *strand* adjacente semble de plus en plus se rapprocher (à 90° sur la figure 3.13), enfin sur les dernières images du côté éclairé la *strand* la plus proche (à 160° sur la figure 3.13), est maintenant extérieure et frôle le cœur. Du coté sombre des anneaux (liste `F_Ring_1484_4s`), le cœur apparaît tout d'abord aux côtés d'une *strand* intérieure (à 230° sur la figure 3.13) qui semble se rapprocher de plus en plus dans les images qui suivent (à 300° sur la figure 3.13).
L'explication qui permet de comprendre comment et pourquoi la *strand* la plus proche du cœur est

[11] Toutefois, la mosaïque de la figure 3.11 montre clairement que les images se superposent presque parfaitement ce qui est dû tant au modèle orbital choisi (il s'agit du modèle orbital de Bosh et al. (2002), j'y reviendrai au § 3.3.2 page 82). qu'à la navigation des images qui doit être d'une précision d'un pixel environ.
[12] C'est avec cette série qu'il a été remarqué que l'orbite de l'anneau F possédait une excentricité suffisament grande pour être implémentée dans mes codes de traitement d'images.

passée successivement sur les images du côté éclairé des anneaux de l'intérieur vers l'extérieur est que cette *strand* a traversé le cœur [13]. De ce fait, les *strands* sont suffisamment inclinées par rapport au cœur pour pouvoir le traverser, cela converge également vers l'idée d'une spirale qui possède un gradient radial.

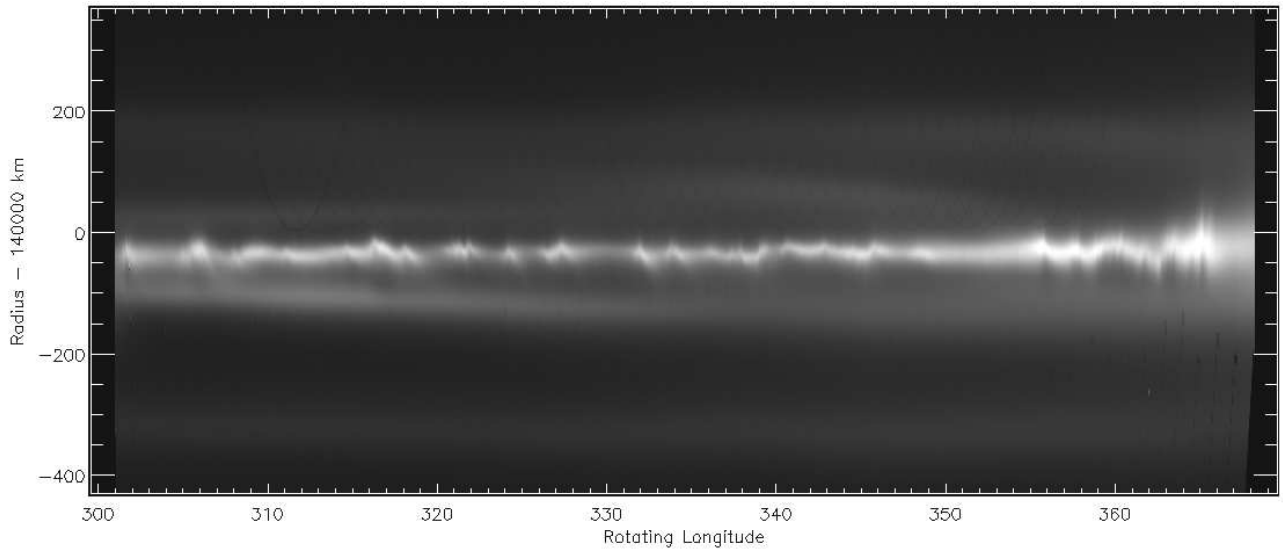


Figure 3.11 – Mosaïque d'octobre 2004 ne permettant pas une couverture azimutale entière. La mosaïque est précessée à l'époque de référence du 1er juillet 2004 à 12h00, avec un mouvement moyen centré sur 140 200 km.

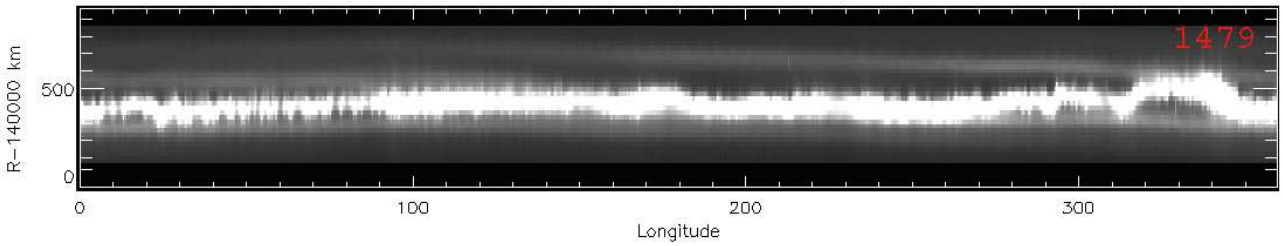


Figure 3.12 – Mise en évidence de la structure spirale sur la première carte à 360 degrés. La mosaïque est précessée à l'époque de référence du 1er juillet 2004 à 12h00, avec un mouvement moyen centré sur 140 200 km.

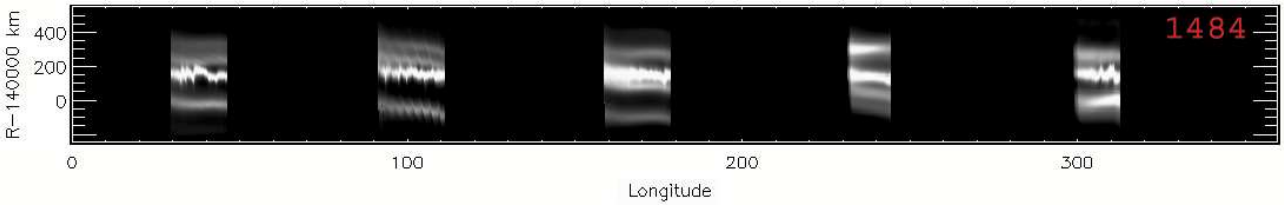


Figure 3.13 – Mosaïque de janvier 2005 ne permettant pas une couverture azimuthale entière. La mosaïque est précessée à l'époque de référence du 1er juillet 2004 à 12h00, avec un mouvement moyen centré sur 140 200 km.

Par conséquent, que ce soit sur une fenêtre de longitude inertielle où l'anneau défile ou sur plusieurs fenêtres où l'anneau est observé simultanément, **tout conduit à la spirale, soit par observation directe, soit par déduction**.
Dès lors, il sera fait référence aux *strands* pour les **éléments constitutifs de la spirale** et du cœur comme un objet à part, que je ne considère plus comme une *strand* dans la mesure où il ne fait pas partie de la spirale.

[13] On peut également considérer une connection entre une *strand* extérieure puis intérieure sans avoir à invoquer de traversée du cœur. Mais même ces connexions imposent aux *strands* d'être inclinées radialement par rapport au cœur.

Synergie imagerie et simulation numérique

A partir des images ponctuelles de l'anneau F prises à haute résolution spatiale, d'autres structures que la spirale semblent être particulières d'une interaction avec Prométhée. Certaines de ces structures peuvent être interprétées comme des éjections de ponts de matière, et d'autres comme des trous au sein de l'anneau. D'après Murray et al. [2004] ces trous coïncident avec la zone de l'anneau dans laquelle Prométhée a pénétré.
Chaque passage de Prométhée dans l'anneau va générer à la fois l'extraction d'un filament de matière et la formation d'un trou dans l'anneau ; soit finalement un trou toutes les 15 heures environ, soit un intervalle de 3° entre deux interactions consécutives (voir la figure 3.14).

Sébastien Charnoz et Kévin Baillié ont donc tenté de reproduire cette structure à l'aide de simulations numériques semblables à celles de Giuliatti-Winter *et al.* [2000] et Murray *et al.* [2004], figure 3.15.

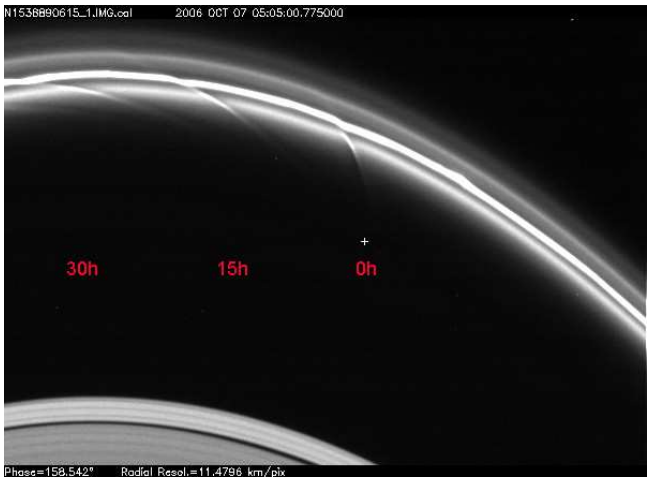


Figure 3.14 – Image N1538890615 (07 octobre 2006) montrant l'anneau F et trois interactions avec Prométhée, étalées sur 30 heures.

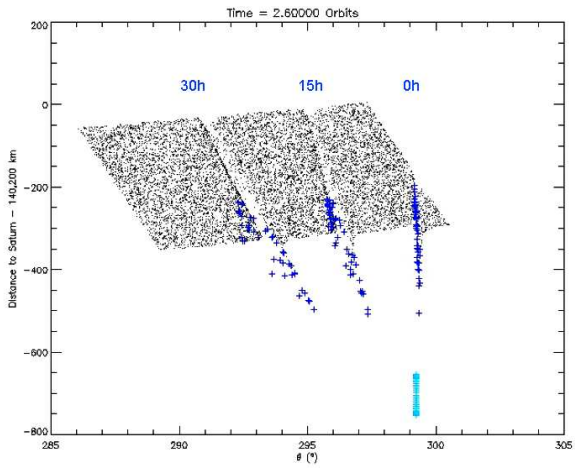


Figure 3.15 – Simulations numériques tentant de reproduire les observations avec un satellite simulant Prométhée (même masse et dimensions). Tiré de (Baillié, 2005)

Le mouvement des particules qui vont passer à moins de 2,1 R_{Roche} de Prométhée (les particules croiseuses) a été simulé et suivi. Les particules croiseuses sont représentées en indigo, les particules du cœur de l'anneau en noir et Prométhée est en bleu.
Les trajectoires de ces particules vont être significativement perturbées. Elles se retrouvent expulsées de leurs positions initiales. La figure 3.15 montre la formation de filaments de matière éjectés hors du cœur tel qu'il est simulé [14]. Ces éjectas semblent naturellement dirigés vers Prométhée.
En outre la figure 3.15 permet d'estimer la valeur de l'ouverture angulaire du trou à 700 km environ. La mesure des structures correspondantes sur les images Cassini fournit une mesure de 840 km.
Si les images Cassini montrent bien des structures telles que des trous et des filaments de matière après un passage de Prométhée, elles montrent également que ces structures ne sont pas visibles en permanence sur la totalité de l'anneau. En effet, comme le montre la figure 3.14, les derniers trous creusés par le satellite sont visibles, mais pas ceux qu'il a pu créer lors de son passage précédant, 3 mois plus tôt.
Une synergie sur l'anneau F a pu s'installer tant au niveau des observations, avec les mosaïques que j'ai fourni, qu'au niveau des simulations numériques, avec les interactions anneau/satellite de Charnoz & Baillié.

[14] Dans les simulations de Baillié & Charnoz, le cœur est produit sur 1/32 de sa circonférence, soit une largeur azimutale de 600 km et une extension radiale de 40 km

Scénario de la création de la spirale

La spirale de l'anneau F est une nouvelle catégorie d'anneaux, **sans équivalent connu dans le Système Solaire**. En effet, la spirale ne s'apparente pas aux ondes spirales de densité induites par les résonances avec les satellites. Ceci s'explique en particulier parce que la spirale tourne à la même vitesse que le cœur [15] et que celui-ci n'est pas en résonance particulière avec un satellite [16].

Comme il a été exposé dans l'annexe D page 317, l'anneau F se trouve à une convergence de résonances très fortes non associées à des structures. Et une convergence de résonances conduit généralement à l'effacement de la prépondérance du régime des résonances.
En effet, les résonances créées dans un disque par un satellite se resserrent à mesure que l'on s'approche de son orbite. Comme la majorité des résonances sont dues aux satellites proches, toutes ces résonances sont très proches. A une distance critique, l'espacement radial entre deux résonances successives devient égal à la largeur naturelle de chaque résonance. A l'intérieur de cette distance critique, les résonances se chevauchent, créant une zone continue de transfert du matériau de l'anneau, qui tend à l'écarter de l'orbite du satellite. La largeur de cette zone de transfert et son « degré de dégagement » dépendent de la masse du satellite et de la densité du matériau dans l'anneau. Plus la masse du satellite est importante, plus la zone est large, mais plus la densité de particules est élevée, plus les collisions se produisent.

Par conséquent, avec une certaine densité, on peut admettre que le comportement des particules de l'anneau F est gouverné par les collisions, malgré la présence des résonances.

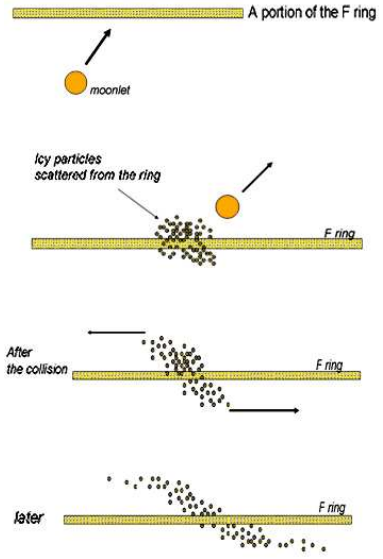


Figure 3.16 – Scénario de formation de la spirale de l'anneau F, en 4 étapes.

Charnoz & Baillié ont testé un scénario simple qui pourrait créer la spirale. Si pour une quelconque raison du matériau est expulsé du cœur, alors, par un simple effet de rotation différentielle, la partie la plus interne orbitera plus rapidement, et la partie la plus externe orbitera plus lentement, en conséquence le matériau s'organisera spontanément comme une spirale à un bras. Cependant, il faut trouver un mécanisme capable d'éjecter du matériau sur une distance radiale d'environ 300 km. Un **mécanisme de déflection gravitationnelle** avec un satellite (figure 3.16) a donc été imaginé :

❶ Imaginons un petit satellite s'approchant de l'anneau. Il suffirait que ce satellite et l'anneau aient des orbites suffisamment excentriques pour permettre un tel rapprochement ;

❷ Le satellite traverse le cœur de l'anneau et disperse des particules de l'anneau ;

❸ Ensuite les particules ejectées hors de l'anneau se dispersent. Celles au dessus de l'anneau suivent le satellite, celles en dessous partent en sens inverse (rotation différentielle) ;

❹ A cause de ce mouvement particulier, les particules finissent par former une spirale autour de Saturne.

En conséquence le matériau s'organisera spontanément comme une spirale à 1 bras, et tournant à la vitesse orbitale locale.

[15] Une preuve que la spirale et le cœur tournent à la même vitesse keplerienne est que l'interaction de la spirale avec le cœur se trouve à la même longitude précessée avec le modèle orbital du cœur (à environ ∼100° sur la figure 3.21 page 84). De plus, si la spirale était statique, on ne devrait pas observer de gradient radial en l'observant dans une fenêtre fixe de longitudes inertielles.

[16] D'après le calcul des résonances d'Esposito et al. (1983), aucune des résonances calculées ne se trouve exactement au demi-grand axe de l'anneau F. De plus, le fait que celui-ci est significativement excentrique et incliné est une preuve claire qu'il n'est pas en résonance avec un satellite puisque les résonances ont comme caractéristiques premières de circulariser les orbites et de diminuer l'excentrcité.

Résultats des simulations numériques et confrontation avec les observations de 2004 et 2005

Le modèle qui a été simulé numériquement par Charnoz & Baillié repose sur la rotation différentielle des particules arrachées au cœur durant l'interaction maximale entre Prométhée et l'anneau F. Le fait de se placer volontairement dans le cas d'une interaction maximale (mais rare) est nécessaire pour idéaliser le mécanisme et maximiser ses effets.
L'approche numérique consiste à suivre l'interaction entre les satellites Prométhée et Pandore et 10 000 particules réparties aléatoirement dans un arc de couronne représentant un 1/32ème du cœur de l'anneau F (soit une largeur azimutale de 600 km et une extension radiale de 40 km). Les particules ont initialement des orbites excentriques, tout comme les satellites.
Charnoz & Baillié se sont intéressés aux mouvements indépendants de ces particules, de masse nulle, soumises à l'influence gravitationnelle de 3 corps massifs : Saturne et deux perturbateurs moins massifs Prométhée et Pandore. Les particules sont supposées ne perturber ni le mouvement des corps massifs ni celui des autres particules. Sans les satellites bergers, les particules décriraient des orbites képlériennes, solutions du problème classique à 2 corps (particules + Saturne).
Pour chaque particule, les équations différentielles de mouvement sont résolues dans un référentiel lié au centre de Saturne, non galiléen à l'aide du code dynamique `BUL` [Charnoz, 2000]. Ce type de code évolue par pas de temps fixé dt qui se décompose en deux étapes : la première consiste à calculer les positions et vitesses des particules à t+dt avec un intégrateur Bulirsch-Stoer d'ordre 13, et la seconde à détecter les collisions se produisant et à les réintégrer au système pour le pas de temps suivant.
Les simulations de Charnoz & Baillié montrent clairement Prométhée pénétrant dans l'anneau F et creusant un trou de la largeur de son diamètre (∼100 km, [Renner *et al.*, 2005]). Certaines particules s'éloignent en créant un filament que Prométhée va recouper. Il y a alors **trois groupes de particules qui vont suivre des évolutions différentes**. L'étalement cinématique de ces groupes entre la première et la deuxième interaction avec Prométhée va voir l'apparition de ce que l'on pourra qualifier plus tard, en tenant compte des particules sur la largeur entière de l'anneau, d'une *strand* supérieure (*upper strand*), d'une *strand* inférieure (*lower strand*) et d'une troisième *strand* (*loop strand*), issue du second passage de Prométhée. Il apparaît que les particules formant la strand supérieure ont vu leur demi grand-axe augmenter tandis que celles de la strand inférieure ont vu le leur décroître.
A chaque nouvelle orbite, se crée une interaction entre Prométhée et le cœur, ce qui est assez gênant d'un point de vue observationnel. En effet, pour le moment, aucune interaction maximale n'a été observée entre Prométhée et le cœur, puisqu'elle est censée se produire tous les dix-neuf ans. On pourrait, sans attendre le résultat de cette simulation dire que Prométhée n'interagit qu'une seule fois. En faisant justement les simulations en l'absence de nouvelles interactions avec les satellites, on obtient un enchaînement infini de petites spirales.

Le résultat du scénario de la formation des structures en forme de spirale par déflection gravitationnelle est le suivant : tout d'abord, ce sont **les nouvelles interactions avec Prométhée qui vont limiter la structure spirale à un unique bras apparent**. Puis les particules s'étalent sur 360° au bout de 180 périodes orbitales environ, et l'apparition d'une structure qui ne se referme pas sur elle-même est observée. La structure finale montre plusieurs bras de matière, et non une répartition uniforme en longitude, **évoluant en spirale unique au bout de 400 orbites**.

Charnoz & Baillié ont ensuite simulé les conditions des observations de Cassini pour examiner et comparer les résultats de simulations avec mes mosaïques. Trois fenêtres d'observations ont été définies dans le repère inertiel de Saturne (chacune s'étendant sur 30° de longitude) pour reproduire les conditions d'observation de novembre 2004 (séquence `1479`), avril 2005 (séquence `1492`), et mai 2005 (séquence `1493`).
Un bon accord qualitatif a été trouvé pour les mosaïques de novembre et avril (figures 3.17 et 3.18), tandis que l'accord pour la mosaïque de mai (figure 3.19) est **plus mitigé**, car dans cette mosaïque la spirale semble plus étroitement enroulée que dans la simulation, peut-être en raison de sa grande simplicité.

Un aspect intéressant de ces observations synthétiques est qu'elles montrent comment **la spirale peut apparaître différemment dès qu'elle est observée à différentes longitudes** : en raison de sa structure longitudinale et radiale complexe, la spirale peut apparaître avec des nombres variables de *strands* positionnée différemment radialement selon la longitude de l'observation.

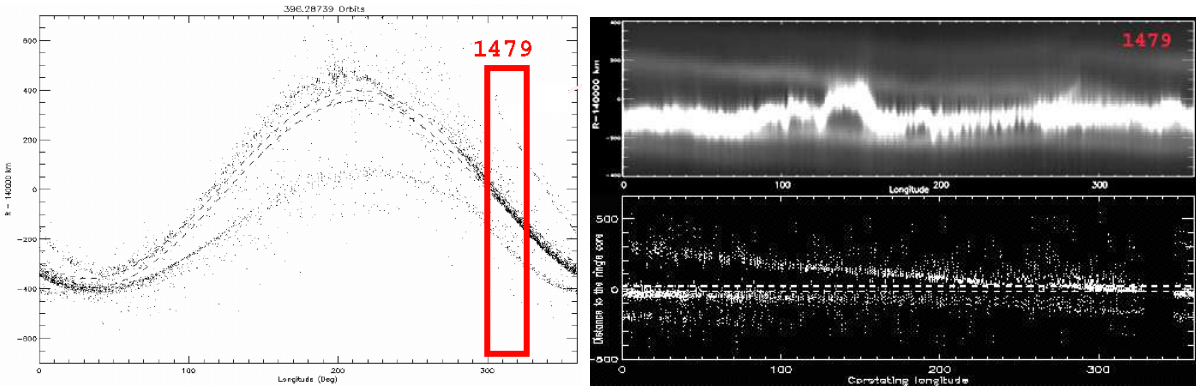


Figure 3.17 – Observations de l'anneau F de novembre 2004 et obtention d'une mosaïque qui est en accord avec la spirale simulée que l'on fait défiler dans une boîte en extrayant la mosaïque avec le même procédé. (Charnoz *et al.*, 2005)

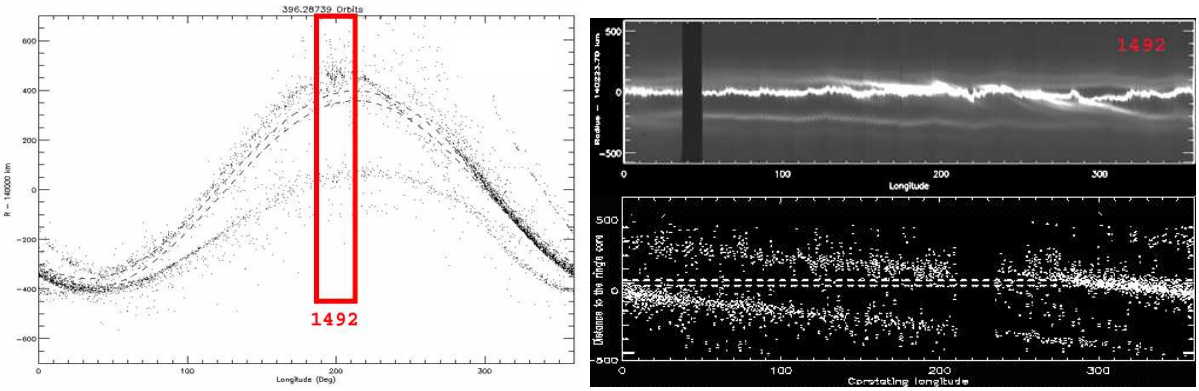


Figure 3.18 – Observations de l'anneau F d'avril 2005 et obtention d'une mosaïque qui est en accord avec la spirale simulée que l'on fait défiler dans une boîte en extrayant la mosaïque avec le même procédé. (Charnoz *et al.*, 2005)

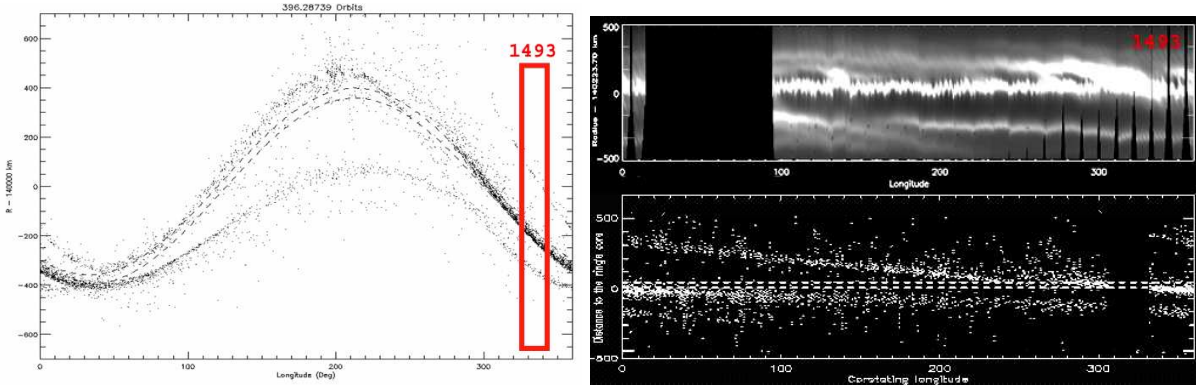


Figure 3.19 – Observations de l'anneau F de mai 2005 et obtention d'une mosaïque qui est en accord avec la spirale simulée que l'on fait défiler dans une boîte en extrayant la mosaïque avec le même procédé. (Charnoz *et al.*, 2005)

Publication dans la revue *Science*

RESEARCH ARTICLE

Cassini Discovers a Kinematic Spiral Ring Around Saturn

S. Charnoz,[1]* C. C. Porco,[2] E. Déau,[1] A. Brahic,[1]
J. N. Spitale,[2] G. Bacques,[1] K. Baillie[1]

Since the time of the Voyager flybys of Saturn in 1980–1981, Saturn's eccentric F ring has been known to be accompanied on either side by faint strands of material. New Cassini observations show that these strands, initially interpreted as concentric ring segments, are in fact connected and form a single one-arm trailing spiral winding at least three times around Saturn. The spiral rotates around Saturn with the orbital motion of its constituent particles. This structure is likely the result of differential orbital motion stretching an initial cloud of particles scattered from the dense core of the F ring. Different scenarios of formation, implying ringlet-satellite interactions, are explored. A recently discovered moon candidate, S/2004 S6, is on an orbit that crosses the F-ring core at the intersection of the spiral with the ring, which suggests a dynamical connection between S/2004 S6 and the spiral.

Saturn's F ring has been one of the most intriguing structures around Saturn since it was first imaged by Voyager in 1980 (*1*). Its time-changing appearance and diversity of transient embedded structures (e.g. "clumps," "braids," "kinks," etc.), with short lifetimes on the order of several weeks, have challenged researchers for decades. High-resolution images (3 km per pixel) taken by Voyager 2 revealed the ring to be composed of a primary bright narrow ring, called the core, surrounded by dimmer strands on either side (Fig. 1). The number of strands and their shapes seemed to vary with time and longitude of observation. However, the Voyager images revealed only local portions of the F ring; it was not imaged over 360° with high resolution. Different models were proposed that suggested that the strands are eccentric and concentric ring segments extending ~45° in longitude (*2*), or are alternatively a collection of clumps of material orbiting near the F-ring core (*3*).

High-resolution "movie" sequences obtained by the Cassini Narrow Angle Camera (NAC) in November 2004, April 2005, and May 2005, covering 360° of orbital motion of the F-ring material, reveal that the strands are each one coil of a one-armed spiral that crosses the core of the main ring. In these sequences, the camera's field of view was positioned at the ansa of the F ring and the camera was shuttered with a frequency sufficiently high (table S1) to capture all the material passing through the field of view. The ring material was observed as if by scrolling with a fixed observation window in a Saturn-centered inertial frame for a full orbital period of 15 hours. We observed the ring this way three times, centered at 160°, 49°, and 135° longitude in November, April, and May, respectively. Note that in such a sequence, the eccentric nature of the F ring is not evident: Its precession rate is only 2.7° per day (*4*), and throughout these fixed-longitude sequences its orbital distance from Saturn changes little.

Data processing. These observations produced high-resolution (<10 km per pixel), nearly 360° "movie maps" of Saturn's F ring. A movie map is a mosaic of images showing one portion of the ring in Saturn's inertial frame at different consecutive epochs (whereas a "snapshot map" would be a mosaic showing the full ring at 360° but at a single epoch). The images' absolute positions were determined by measuring the position of either the A ring edge or stars in the images as fiducial features. The navigation was deemed accurate because of the proper coincidence (within 2 pixels) of the predicted and observed positions of satellites such as Prometheus and Pandora (*5*). All images were then reprojected and reconstructed so that the eccentric F-ring core became a line of constant radius centered on the core. This transformation preserves the scale of structures. These reconstructed maps were finally assembled into a continuous mosaic, with image time increasing to the left (Fig. 2). Assuming a constant F-ring mean motion of 582.05° per day (*6*), the time elapsed from the beginning of the observation was converted into a longitude system corotating with the motion of the F-ring particles, such that orbital longitude increases to the right. The origin of longitude is the intersection of the ascending node of Saturn's ring plane on Earth's equator at the J2000 epoch. For direct comparison, all maps have been precessed to the epoch of 1 July 2004 18:00:00 UTC. Each map is duplicated and repeated across 2 × 360° of longitude to aid examination of the azimuthal structure of the ring (Fig. 2) (fig. S1).

A spiral structure revealed. The F-ring core appears as a bright horizontal ribbon at the center of the three maps, with an irregular shape usually believed to be the consequence of the gravitational influence of nearby satellites (*5*, *7*–*9*). The strands appear as dim inclined features above and below the F-ring core. Three characteristics are striking: (i) The strands appear differently in the three maps, which suggests either a rapid evolution or a changing shape with the longitude of the observation; (ii) they do not appear as concentric ringlets (in which case they would be horizontal and parallel to the F ring) but rather connect to each other at 0° and 360°, suggesting a spiral structure (see table S1 for starting and ending longitude of each sequence of observation); and (iii) they seem to cross the core between 0° and 100° longitude.

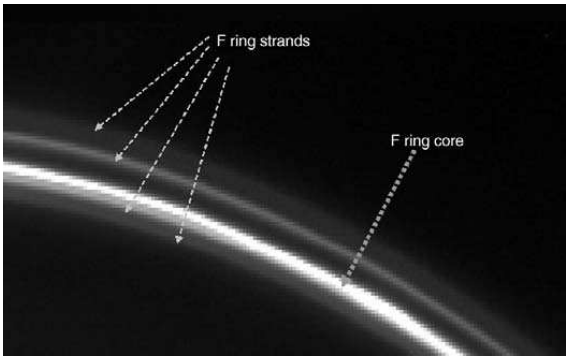


Fig. 1. The F ring as seen by Cassini on 15 November 2004, with ~35° of longitudinal extension and radial resolution of ~27 km per pixel. This image is located at 100° corotating longitude in the November map (Fig. 2).

[1]Astrophysique Interactions Multi-échelles (CEA/Université Paris 7/CNRS), DSM/DAPNIA/SAp, CEA Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette, France. [2]Cassini Imaging Central Laboratory for Operations (CICLOPS), Space Science Institute, 4750 Walnut Street, Suite 205, Boulder, CO 80301, USA.

*To whom correspondence should be addressed. E-mail: charnoz@cea.fr

In the November maps, two strands separated by ~200 km are visible above (outside) the core and two other strands below (inside) the core, with radial separation of ~100 km. The upper strands extend longitudinally over ~750° with a full radial extension of ~500 km. Lower strands have a comparable azimuthal extension and a radial extension of 300 km. In the April and May mosaics, the strands above the core are more tightly wound with similar radial extensions (300 km), azimuthal extensions (~800°), and radial separations (~80 km), whereas strands below the core look more widely spread (500 km). All values may be inaccurate by 10% to 20% because of the diffuse nature the structure. The strands seem to cross the core around longitude 0° in November and 100° in April and May. In the latter maps, with better resolution, the core is severely distorted at this location, which suggests a real physical connection with the strands and not a simple visual superposition of two separated objects. Note also that the crossing region has an extension of 50° to 100° longitude and that several arms seem to originate from this point. This may suggest the presence of some periodic production mechanism at work. Wavy patterns are also visible; they could be real structures, or they may be artifacts attributable to an inaccuracy in the spacecraft position or in the orbital plane of the strands, inducing absolute radial displacement about ±50 km. However, this is a large-scale effect that does not affect relative distances and cannot explain why the strands appear physically connected. In addition, the continuity of brightness of the strands over their full extension implies that they are indeed a single object.

A rotating spiral. Examination of the movie maps also reveals the kinematics of the spiral structure: The overall pattern is not fixed in the inertial frame of Saturn, nor is it rotating with the precession rate of the F ring. The fact that the radial position of the strands changes with time implies that the strands are moving in Saturn's inertial frame. The rotation period of the spiral should be close to the F ring's orbital period in order to explain the reconnection of the arm with itself exactly after one F-ring orbital period (at 210° longitude in the November map). Strong similarities between the relative position of the spiral arm with respect to the F-ring core in April and in May strengthen this conclusion. Note that a simple fixed eccentric ring would not appear like this, because a piece of elliptical ring observed at the same inertial longitude always appears with the same radius. A precessing elliptical ring could explain the observations. However, at the distance of the F ring, the precession rate (2.7° per day) can only account for a radial shift of 3 to 4 km, much less than the observed 300-km radial extent of strands.

In an attempt to understand the origin of this structure, we have examined the idea that the spiral form derives from simple orbital motion (Keplerian) shear such that particles closer to the planet have larger orbital speed. Particles orbiting at different distances from Saturn have different orbital speeds according to the law $\omega(r) = (GM_p/r^3)^{1/2}$ (without considering planetary oblateness), where ω is angular speed, G is the gravitational constant, M_p is the mass of Saturn, and r is the distance to Saturn. So if, by some mechanism, a collection of particles has been scattered from a narrow ring into a cloud with Δr radial extent, it will be sheared by Keplerian motion over an angular distance α in a time $T = 2\alpha r/3\omega\Delta r$ into the shape of a trailing spiral. From the April and May observations, we measure $\Delta r \sim$ 300 km and $\alpha \sim 800°$, giving $T \sim 1.2$ years. The observed spiral might have been first generated around the beginning of 2004 (also consistent with November observations). If Keplerian shear is really the key mechanism that drives the evolution of these structures, this time scale is a strong constraint, because shear alone causes the number of arms within a fixed radial width to increase at a rate of one new arm every ~190 days. This is roughly what is observed above the ring core when comparing April and November maps (separated by 149 days) and November and May maps (separated by 170 days). However, the lifetime of a spiral structure is limited; as the material is spread over more and more arms, brightness should decrease linearly with

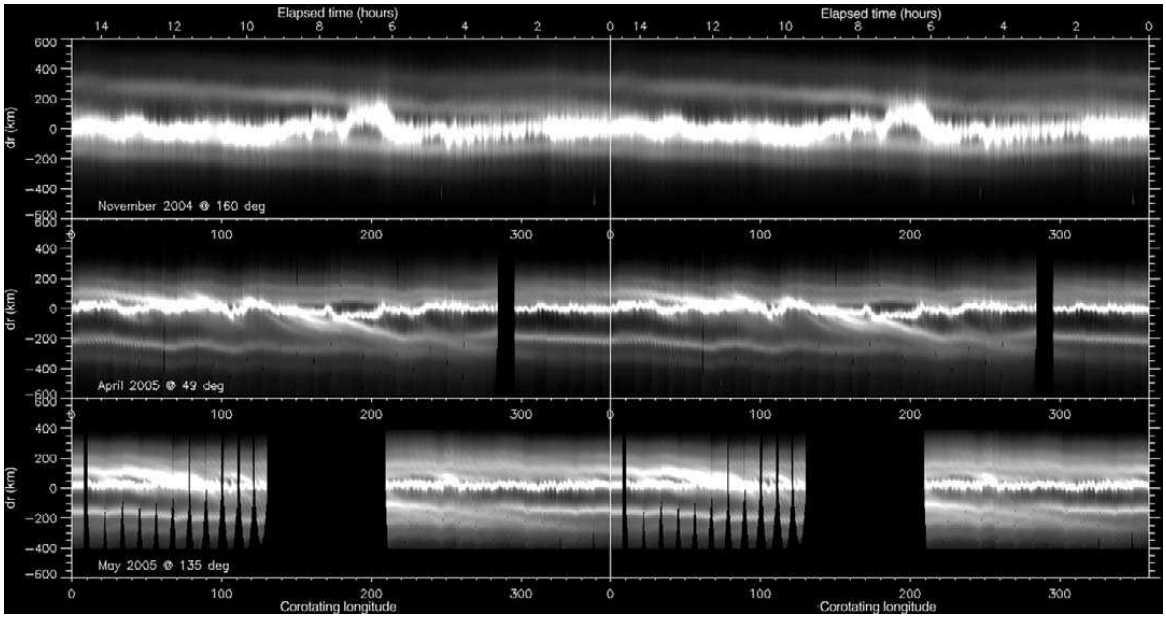


Fig. 2. Maps of the F ring in November (upper) with radial resolution of ~27 km per pixel, April (middle) with radial resolution of ~6.5 km per pixel, and May (bottom) with radial resolution of ~5 km per pixel. All maps are precessed to the epoch 1 July 2004 18:00:00, using a mean motion of 582.05° per day. The *x* axis is the corotating longitude; the *y* axis is the distance from the F-ring core in kilometers. The F-ring core is the bright horizontal line in the center of all maps. The strands appear as dimmer inclined lines below and above the core. Faint structures may be more visible in fig. S1.

time, and the structure might be expected to fade away.

What mechanism might scatter particles out of the F-ring core? If the spiral is made of micrometer-sized particles, what would regenerate and maintain it against radiative effects, such as Poynting-Robertson drag or light pressure (*10*), that sweep small particles into the planet? The F-ring strands have been observed since the Voyager epoch, so a regeneration mechanism is required. Impacts with meteoroids or micrometer-sized particles released by Enceladus (*10*–*13*) are not implausible, but these are intrinsically random events that likely cannot explain the constant regeneration of a coherent structure like the observed spiral. Because such a temporally limited data set does not allow us to dismiss random impacts, we instead investigated the scenario of a close interaction between the F-ring core and a satellite on an eccentric orbit. We considered this scenario for two reasons: (i) Satellite-ringlet interactions are known to play a major role in the dynamical evolution of ringlets (*7*, *8*, *14*), and (ii) a satellite on an eccentric orbit can interact periodically with a nearby ringlet, constantly generating new structures longitudinally spaced by $3\pi\Delta a/a$ [where a and $a + \Delta a$ are the semimajor axes of the F-ring core and of the satellite, respectively (*15*)]. In addition to Prometheus and Pandora, the F ring has long been suspected to shelter a population of small unseen moons (*16*, *17*).

A simple numerical model. Simulations of a satellite interacting with the F-ring strands have been performed for Prometheus in the past (*8*) and more recently (*9*) over a few orbital periods. Our simulations extended over 2000 orbital periods to follow the Keplerian shear of particles in a narrow ring intersected every orbital period by a massive satellite. Including the effect of Saturn's oblateness, we computed the trajectories of 10^4 test particles in orbit around Saturn, gathered into a longitudinally limited ringlet and perturbed by a satellite. At the beginning, the particles were given the same orbital parameters as the F-ring core (*4*), with semimajor axis at 140,223 km. To test the code, we reproduced the formation of drapes in the F ring as seen on 1 July 2004 in earlier Cassini images (fig. S2) (*9*). To follow the interaction in detail, we gathered all particles at the beginning of the simulation in a small segment extending 0.5° in longitude and on a trajectory intersecting the satellite's orbit. Because we wanted to simulate a strong interaction to test the basic mechanisms of the ring-satellite scenario, the satellite's semimajor axis was set at 139,600 km (120 km closer to the F ring than today's Prometheus), its eccentricity at 0.0023, and its orbit anti-aligned with the F ring's so that it crosses the ring at the ring's pericenter (the location where the ring is closest to Saturn). In such a simulation, the mass of the required satellite is critical: After a single encounter, a satellite scatters neighboring particles over a distance of a few Hill's radii. The Hill's radius is the typical distance of gravitational influence of a satellite, given by $a(M_s/3M_p)^{1/3}$, where a is the satellite's semimajor axis, M_p is Saturn's mass, and M_s is the satellite's mass (*18*). Therefore, in these simulations the satellite's mass was set to 2×10^{17} kg (comparable to that of Prometheus) in order to scatter particles over the radial extent of the spiral (~300 km). Whereas the simulated satellite's characteristics were similar to those of Prometheus, the latter is not currently on an intersecting orbit with the F-ring core. However, in 2009 its orbit will be anti-aligned with the orbit of the F ring because of the precession induced by Saturn's oblateness (*2*, *8*).

Immediately after the simulated satellite encounter (Fig. 3A) (fig. S3), particles are scattered out of the ringlet over ~300 km, in agreement with the prediction. They are separated into three groups because in these simulations the satellite crosses the ring twice: before and after its apocenter (the place where the body reaches its maximum distance from Saturn). Those groups are subsequently stretched and sheared by Keplerian motion. After 300 orbits (~6 months), they have differentially spread over 360°, producing a trailing spiral structure. After 700 orbits of evolution (~1.2 years), the spiral structure is clear and extends below and above the original location of the ring (Fig. 3B). It winds around the planet about three times. The arms are discontinuous because of the original division into three groups.

To illustrate the motion of the spiral, Fig. 3C shows the configuration of particles just half a period after Fig. 3A. Although the overall shape is the same, the radial structure of the spiral has changed. Inspection of the particles' orbital elements reveals that the shape and orientation of their orbits remain very close to those of the original ring. The greatest change occurring from the interaction with the satellite is the alteration of the particles' semimajor axes by about ±200 km (eccentricities vary by about ±0.001 only). As a consequence, on short time scales the spiral is carried along by the particles' orbital motions. Moreover, because the particles retain values of eccentricity and apse locations close to that of the F ring, the arms will be more separated near the apocenter of the F ring than near the pericenter. This effect is clearly visible in Fig. 3, B and C. On longer time scales (~1800 orbits, 3 years) the spiral structure will disappear because of multiple reinteractions with the satellite that randomly scatter the already scattered particles. Note also that the strands remain parallel with the F-ring core as a result of initial conditions (this was a major issue in previous work on the F-ring strands) (*2*). Numerous other configurations were investigated by varying the mass and location of the satellite or assuming that particles are scattered from the

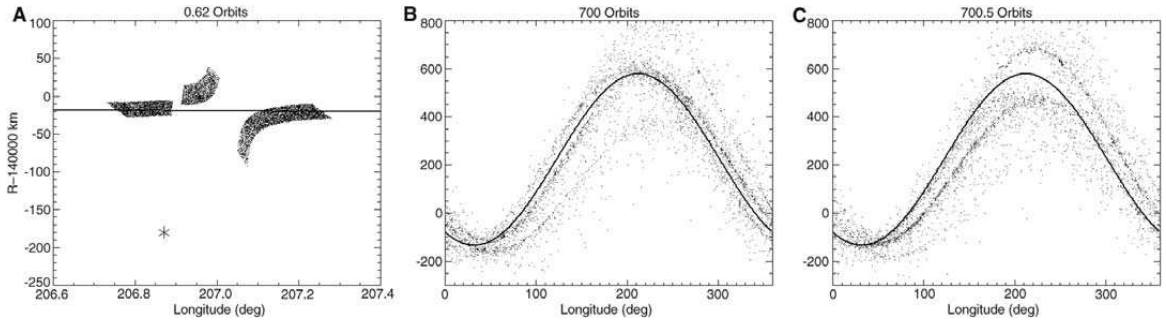


Fig. 3. Simulation of a piece of ringlet, with 0.5° starting extension, interacting with a satellite on a crossing orbit at three different epochs. The *x* and *y* axes are the longitude and distance to Saturn, respectively. Particles are represented by dots; the perturbing satellite is denoted by an asterisk. The center of the F-ring core is represented by the solid back curve. (**A**) Just after the close interaction with the satellite. (**B**) 700 orbits after the interaction; the scattered particles have spread at 360° around the planet and the material is now organized as a spiral arms winding three or four times. (**C**) Same as previous, but half an orbit later to reveal the rotation of the spiral. The satellite's apocenter is located at 65° longitude. See fig. S3 for a color version of the plot.

strands themselves. All such simulations show that a smaller satellite (with radius of a few kilometers) is not massive enough to gravitationally scatter material over 300 km, and that the source of the particles must be the F-ring core itself in order to reproduce both exterior and interior spirals, as seen in the images.

Reproducing observations. We simulated the conditions of Cassini observations to examine and compare our model results with the movie maps. Three observing windows were defined in Saturn's inertial frame (each extending 30° longitude) to reproduce the November, April, and May conditions of observation. We found qualitative agreement for the November and April maps (Fig. 4, A and B), whereas we were less successful for the May map (Fig. 4C), in which the spiral seemed more tightly wound than in the simulation, perhaps because of the great simplicity of this model. An interesting aspect of these synthetic observations is that they show how different the spiral may appear when observed at different longitudes: As a result of its complex longitudinal and radial structure (Fig. 3, B and C), the spiral may appear with varying numbers of branches with different radial locations, depending on the longitude of observation (Fig. 4).

These results clearly show that a massive satellite, after a single interaction, can scatter particles efficiently from a narrow ring, after which orbital shear can then draw them into a rotating spiral. However, our simulations followed only a 0.5°-wide portion of the F ring encountering the satellite. The effect of the satellite over the full ring is not clear because multiple mechanisms are at work with opposite effects. On one hand, the lifetime of a single spiral arm is limited by repeated encounters with the satellite and by the natural fading away of the structure as a result of Keplerian shear. On the other hand, multiple encounters of the same satellite with the F-ring core would trigger the formation of additional spirals—one new spiral for every orbital period of the satellite—longitudinally spaced by $3\pi\Delta a/a$ (in radians). Whether or not successive spirals merge together (to form a featureless cloud) or enhance each other would depend on the orbital separation of the satellite and ring: If successive spirals have very small longitudinal separations, as they would in the case of a perturbing satellite with a semimajor axis very close to the F ring's, then they could combine into a single bright arm. Complicating things further, new spirals may differ in brightness because the F-ring core exhibits strong density variations, and at some longitudes, passage through the ring may not scatter much material. The combination of all these effects is obviously difficult to anticipate, and a full simulation is not possible because of computer limitations.

The role of a new satellite. The recent Cassini discovery of objects in the F-ring region (*5*, *19*) has proved promising. One of them, S/2004 S6, is relatively long-lived (more than 1 year) and may be a moon or an extended clump. It is on an eccentric, inclined orbit that crosses the F ring at 16°, 86°, and 96° in the November, April, and May maps, respectively, matching well the location where the spiral intersects the F-ring core. Its radial excursions beyond the ring, both interior and exterior, are several hundred kilometers, comparable to the radial extent of the spiral. These coincidences strongly suggest that S6 may be involved in the formation of the spiral. S/2004 S6 is much smaller than Prometheus and so cannot gravitationally scatter particles over 300 km. However, it may be possible that S6 drags particles out of the ring via nongravitational effects such as physical rebound at the satellite's surface. The magnitude of a perturbation on a particle's orbit may be roughly measured by the variation of its orbital speed, Δv. To scatter particles radially from the F-ring core over 300 km requires a Δv in the range of 25 m/s (from simple comparison of orbital velocities). Gravitational scattering by tiny S6 would give a Δv of only ~2 m/s, well below the required value (assuming a mass density of 0.8 g/cm^3 and a diameter of 5 km). However, on its present orbit, S6 encounters the F ring with a relative speed of ~30 m/s. Particles suffering inelastic collisions on its surface may undergo a Δv comparable to, although lower than, their impact velocity, which is roughly what is needed to scatter them over 300 km. Note also that S6 likely has a very low density, comparable to that of other ring-region moons (*5*), and may not be massive enough to accrete particles colliding with it because of its very low escape velocity (~2 m/s). In addition, S6 is very close to the F-ring region [$3\pi\Delta a/a \sim 0.34°$ (*19*)], and it may be possible that its repeated passages through the ring's core enhance the spiral (see above). This very rough calculation needs further investigation with a detailed model.

Whatever the mechanism that removes particles from the F-ring core, the Keplerian shear of scattered particles supplies a natural explanation for the variations in the appearance and in the number of arms observed as a function of longitude and time. Other effects, such as radiative forces or plasma drag, may in principle affect the particles' orbits. Whereas the core of the F ring seems to be made of big and small particles (*4*, *11*), the surrounding region seems populated by micrometer-sized particles (*12*, *20*) that will be sensitive to radiation effects (*10*). For the moment, no dynamical model of the F ring including radiative effects has been published. However, radiative effects act on time scales that are long relative to the observed evolution time of the spiral and are not likely to be important.

This interpretation of the F-ring strands should be compared to two previous investigations of the F ring based on Voyager images (*2*, *3*) with partial azimuthal coverage. In the first study, strands are envisioned as four nonintersecting and concentric arc-like rings extending ~45° in longitude with orbits aligned with the F-ring core. They were so described because of the changing number of visible strands in images. In the spiral model, the changing number of visible strands

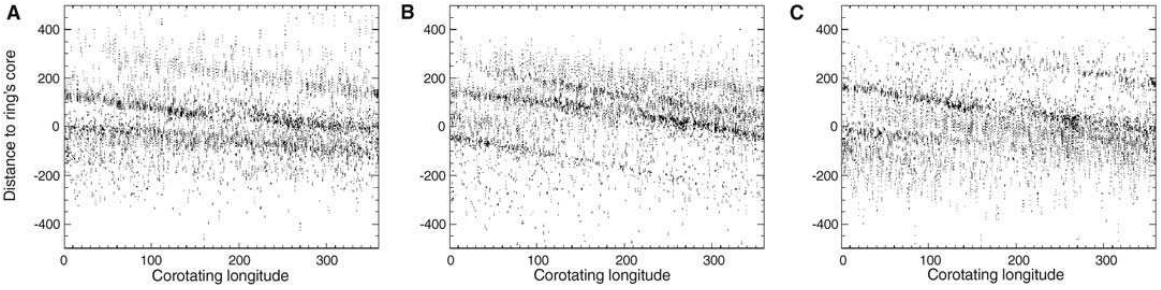


Fig. 4. The simulated spiral as if seen by Cassini. The spiral (Fig. 3) is observed passing through a constant observation window in Saturn's inertial frame during one orbital period. The results from three different observation windows are shown (at longitudes 300°, 189°, and 275° in Fig. 3, from left to right) to reproduce the conditions of observation in (**A**) November 2004, (**B**) April 2005, and (**C**) May 2005. The *x* axis is longitude; the *y* axis is the distance to the ring's core (in kilometers).

RESEARCH ARTICLE

is a natural consequence of the longitude of observation, and the spreading by Keplerian shear explains also why they all appear concentric. In the second study, several clumps were tracked around Saturn, indicating a full 90-km range in semimajor axes (with a standard deviation of 45 km). The observations reported here show that the strands, organized as a rotating spiral, have a wider range of semimajor axes (300 km); however, it may be possible that the tracked clumps were only the brightest ones, naturally located closer to the core in the spiral model.

By the end of 2009, Prometheus and the F ring will be in a close-encounter configuration because of the precession of their orbits resulting from Saturn's oblateness (*2*, *8*). It is very probable that additional spirals will then be created by Prometheus and could be observed in an extended Cassini mission.

References and Notes

1. B. A. Smith *et al.*, *Science* **212**, 163 (1981).
2. C. D. Murray, M. K. Gordon, S. M. G. Winter, *Icarus* **129**, 304 (1997).
3. M. R. Showalter, *Icarus* **171**, 356 (2004).
4. A. S. Bosh, C. B. Olkin, R. G. French, P. D. Nicholson, *Icarus* **157**, 57 (2002).
5. C. C. Porco *et al.*, *Science* **307**, 1226 (2005).
6. P. D. Nicholson *et al.*, *Science* **272**, 509 (1996).
7. M. R. Showalter, J. A. Burns, *Icarus* **52**, 526 (1982).
8. C. D. Murray, S. M. G. Winter, *Nature* **380**, 139 (1996).
9. C. D. Murray *et al.*, *Nature* **437**, 1326 (2005).
10. J. A. Burns, D. P. Hamilton, M. R. Showalter, in *Interplanetary Dust*, E. Grün, B. A. S. Gustafson, S. F. Dermott, H. Fechtig, Eds. (Springer-Verlag, Berlin, 2001), pp. 641–725.
11. M. R. Showalter, *Science* **282**, 1099 (1998).
12. M. R. Showalter, J. B. Pollack, M. E. Ockert, L. Doyle, J. B. Dalton, *Icarus* **100**, 394 (1992).
13. D. P. Hamilton, J. A. Burns, *Nature* **365**, 498 (1993).
14. M. C. Lewis, G. R. Stewart, *Astron. J.* **120**, 3295 (2000).
15. S. F. Dermott, *Nature* **290**, 454 (1981).
16. R. A. Kolvoord, J. A. Burns, M. R. Showalter, *Nature* **345**, 695 (1990).
17. J. Hänninen, *Icarus* **103**, 104 (1993).
18. C. C. Porco *et al.*, *IAU Circ. 8432*, 1 (2004).
19. J. N. Spitale, unpublished data.
20. F. Poulet, B. Sicardy, P. D. Nicholson, E. Karkoschka, J. Caldwell, *Icarus* **144**, 135 (2000).

21. We thank H. Throop, J. Cuzzi, J. Decriem, C. Ferrari, M. Hedman, C. Murray, P. Nicholson, M. Tiscareno, and three anonymous referees for useful comments and discussions. We also acknowledge the work of the CICLOPS operations group in making the observations described here possible.

Supporting Online Material

www.sciencemag.org/cgi/content/full/310/5752/1300/DC1
Table S1
Figs. S1 to S3

26 August 2005; accepted 19 October 2005
10.1126/science.1119387

REPORTS

Encoding Electronic Properties by Synthesis of Axial Modulation-Doped Silicon Nanowires

Chen Yang,[1]* Zhaohui Zhong,[1]* Charles M. Lieber[1,2]†

We describe the successful synthesis of modulation-doped silicon nanowires by achieving pure axial elongation without radial overcoating during the growth process. Scanning gate microscopy shows that the key properties of the modulated structures—including the number, size, and period of the differentially doped regions—are defined in a controllable manner during synthesis, and moreover, that feature sizes to less than 50 nanometers are possible. Electronic devices fabricated with designed modulation-doped nanowire structures demonstrate their potential for lithography-independent address decoders and tunable, coupled quantum dots in which changes in electronic properties are encoded by synthesis rather than created by conventional lithography-based techniques.

A wide range of nanoscale electronic and photonic devices have been made with carbon nanotube and nanowire functional elements (*1*–*4*). Although the nanomaterials are important for achieving observed functional properties in these nanodevices, many of the most critical features have been defined with the use of similar lithographic approaches that drive and ultimately limit the planar semiconductor industry. The current dependence on lithography thus could reduce advantages of these nanoscale elements in proposed applications and suggests that nonlithographic approaches for encoding key features or information are needed.

Modulation of the composition has been demonstrated recently in relatively simple nanorod and nanowire structures to yield functional structures (*5*–*8*). For example, gold grown on the tips of cadmium selenide nanorods provides specific points for self-assembly and electrical contact (*5*). Modulation of the dopant or composition of nanowires during synthesis also has been used to define functional *p*-type/*n*-type diodes (*6*) and single quantum dots (*8*). These studies show the potential for synthesis to define function without lithography, yet the level of information and function encoded in the materials has been very limited. We now describe selective dopant modulation during the growth of silicon nanowires with essentially complete control over the size, spacing, and number of modulated regions.

Applications of nanowires in conventional electronics could be facilitated by using synthesis to define the aspects of transistors that are currently enabled by lithographic and ion-beam processing, such as feature uniformity and controlled doping. For example, the high sensitivity of carbon nanotubes to adsorbed gases and solid coatings, along with lithographic patterning, has been exploited in transistor structures (*9*, *10*). Greater ease of circuit assembly could be afforded by the ability to create semiconductor nanowires that are uniform in shape and that can be doped selectively along their length, in that the formation of regions with different electronic properties would be intrinsic to nanowire synthesis and would not require intermediate lithographic patterning and/or electrical contacts. Many of the wiring steps normally created by lithography can be encoded by varying the doping sequence of the nanowires so that the only postfabrication lithographic steps would be those involved in making external input and output contacts to individual nanowires.

Synthesis of dopant-modulated nanowire structures in which function can be predicted on the basis of the encoded axial sequence of doping is challenging: It requires effectively pure axial or one-dimensional (1D) growth without simultaneous radial or 2D growth (Fig. 1A), because even a few atomic layers of dopant deposited on the surface of a nanowire can dominate its overall electronic properties (*11*). In the metal nanocluster-catalyzed vapor-liquid-solid growth process (*3*–*5*), which has been widely used to prepare nanowires, the dopant must be added exclusively at the nanocluster catalyst without reaction and deposition at the much larger area of the exposed solid

[1]Department of Chemistry and Chemical Biology, [2]Division of Engineering and Applied Sciences, Harvard University, Cambridge, MA 02138, USA.

*These authors contributed equally to this work.
†To whom correspondence should be addressed. E-mail: cml@cmliris.harvard.edu

Limitations du modèle de Charnoz et al. (2005)

Les simulations montrent que la spirale disparaîtra au bout de 900 orbites (soient 1 an et demi) en raison des multiples réinteractions avec le satellite qui vont aléatoirement disperser les particules déjà dispersées (figure 3.20).

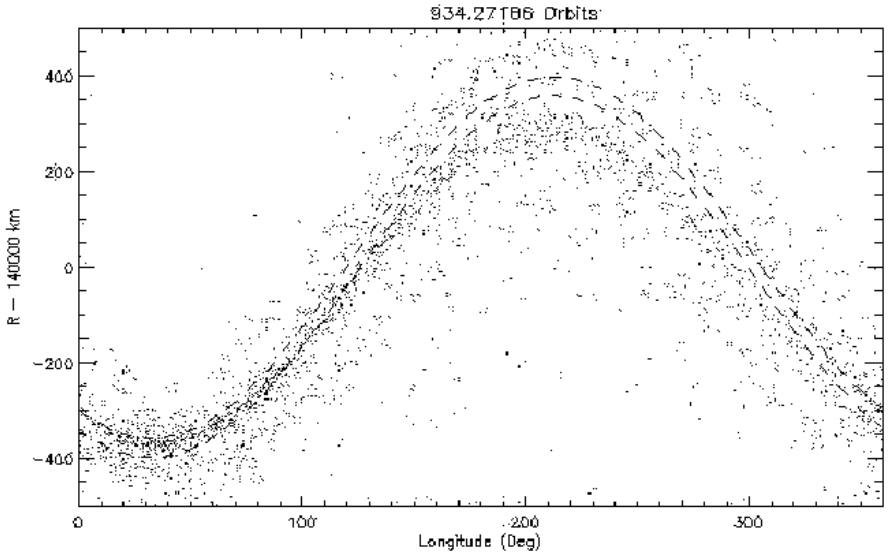


Figure 3.20 – Etalement cinématique et gommage de la structure perturbée par Prométhée après 934 orbites. (Charnoz *et al.*, 2005)

Avec l'étude de ce cas extrême, dans la mesure où l'interaction maximale est rare (censée se produire tous les dix–neuf ans d'après Giuliatti-Winter et al. [2000]), l'obtention d'une spirale est possible. Charnoz *&* Baillié ont essayé de se rapprocher des interactions observées. De nombreuses autres configurations ont été étudiées en changeant la masse et la position du satellite ou supposant que des particules sont dispersées à partir des *strands* elles-mêmes. Toutes ces simulations montrent que :

❶ un plus petit satellite (avec un rayon de quelques kilomètres) n'est pas suffisament massif pour disperser gravitationellement le matériel sur plus de 300 kilomètres, et

❷ la source des particules doit être le cœur de l'anneau lui-même afin de reproduire les spirales extérieures et intérieures, comme vu dans les images.

Une autre limitation de ces simulations, c'est qu'elles suivent seulement une portion de 0,5° de l'anneau F où l'interaction maximale est simulée.
Charnoz *&* Baillié alors ont tenté de prendre en compte plusieurs interactions. Au lieu de simuler n interactions sur une largeur angulaire d'anneau plus grande (donc plus lourd en termes de calculs numériques), une approche simple a consisté à simuler une seule interaction et de la reproduire à l'endroit et à l'instant où elle est censée se produire. Ceci est possible si toutes les interactions sont supposées identiques ; ce qui est acceptable sur 500 périodes orbitales (la période synodique de précession étant de l'ordre de 11 100 périodes orbitales).
Les résultats d'une simulation au long terme sont échantillonés avec une période de l'ordre de la période orbitale. La superposition des simulations afin de recréer un anneau complet à 360° est réalisée d'une part en additionnant une simulation aux précédentes, d'autre part en décalant celles-ci de l'angle entre deux interactions consécutives avec Prométhée (3,2° voir [Murray *et al.*, 2004]).

L'effet du satellite sur un anneau entier n'est pas clair parce que plusieurs mécanismes à l'œuvre ont des effets opposés. D'une part, la durée de vie d'un bras spiral est limitée par les rencontres répétées avec le satellite et par l'effacement normal de la structure en raison du cisaillement keplerien. D'autre part, les rencontres multiples du même satellite avec le cœur de l'anneau déclencherait la formation de nouvelles spirales (une nouvelle spirale par orbite ou interaction) espacées azimutalement de $3\pi(\Delta a)/a$

(en radians).

Il semble donc que les spirales successives fusionnent ensemble, soit pour former un nuage sans particularité soit pour augmenter en nombre. Les spirales successives dépendent de la séparation orbitale du satellite et de l'anneau : si les spirales successives ont des séparations azimutales très petites, comme celles dans le cas d'un satellite perturbateur ayant un demi-grand axe très proche de l'anneau F, alors elles pourraient se combiner en un bras lumineux simple.

Compliquant les choses, les nouvelles spirales peuvent différer en brillance parce que les objets du cœur de l'anneau F montrent de fortes variations de densité, et à certaines longitudes, le passage du satellite peut ne pas disperser beaucoup de matériel. La combinaison du tout ceci il est évidemment difficile à prévoir numériquement, et une simulation entière (sur 360°) ne semble pas possible en raison des limitations numériques.

Par conséquent, les résultats de ces simulations sont ambigüs d'une part à cause du satellite impliqué dans le découpage du cœur qui est à l'origine de cette structure spirale et d'autre part à cause du maintien de la spirale sur des échelles de temps de plus de deux ans.
En fait, ce que Charnoz *&* Baillié ont essayé de faire avec le présent mécanisme, c'est de déplacer du matériau sur une distance d'environ 300 km (la largeur de la spirale), en appliquant une variation de vitesse de l'ordre de ΔV ∼20 m.s^{-1}. Cependant, il existe deux mécanismes qui peuvent produire ces effets :

❶ Si le matériau a été éjecté par **déflection gravitationnelle** avec un satellite massif, alors, ΔV est de l'ordre de la vitesse d'évasion du satellite [Lissauer 1987, Weidenschilling et al. 1997]. En supposant que le satellite a une densité d'environ 1 g.cm^{-3}, on trouve que sa masse est de l'ordre de celle de Pandore ou Prométhée, soit plusieurs dizaines de kilomètres. Cela ne peut pas être **ni Pandore ni Prométhée**, car leurs orbites sont à peu près connues, et n'interceptent que très rarement celle du cœur de l'anneau F.

❷ Une autre possibilité serait un petit satellite (quelques kilomètres) qui rencontre physiquement l'anneau et qui éjecte le matériau par **collision physique**. Dans ce cas la vitesse d'impact doit être de l'ordre de ΔV, ce qui se traduirait par une excentricité de l'ordre de 0,001, ce qui est tout à fait réaliste vu l'environnement dynamique de l'anneau F. Il y a même plusieurs candidats : les petits satellites éphémères S2004/S3/S4 et S2004/S6, détectés au voisinage de l'anneau F [Porco *et al.*, 2005 ; Spitale et al., 2006].

3.3.2 Suivi temporel de l'anneau F durant la mission nominale

Présentation des observations

Pour étudier de la façon la plus optimale la spirale, je me suis attachée à étendre au maximum l'ensemble initial d'images. En effet, lorsque l'article de la découverte de la spirale a été publié dans la revue *Science*, c'était à partir de trois séries d'images datant de novembre 2004, d'avril et mai 2005 (`1479`, `1492` et `1493`, voir tableau 3.3), qui avaient permis de confirmer l'existence de la structure spirale.
Depuis, de nouvelles séries d'images rivalisent en termes de résolution radiale et azimutale et ces observations permettent d'étoffer la présente étude.

Dans le tableau ci-contre sont présentées les observations spécifiques à l'anneau F permettant un suivi partiel ou complet de l'anneau sur les 360 degrés de longitudes précessées. Ces vingt observations s'étalent sur quatre années et il est fort probable que l'année 2008 apportera des prises de vue encore plus pertinentes sur la nature tri-dimensionnelle [17] de l'anneau F

[17] Voir le paragraphe 4.2 page 99.

Séqu.	Nom de l'observation	Nb im	Pix$_R$ (km)	Pix$_\theta$ (km)	Date des images	Durée	α (°)	θ_{inertiel} (°)	Figure
1466	ISS_000RI_SATSRCHAP	60	38	136	20-21 juin 2004	16h30	67	150-210	3.21a
1477	ISS_00ARF_HIPHLFMOV	44	3	40	28 oct. 2004	2h12	150	240-260	3.11
1479	ISS_00ARI_SPKMOVPER	73	27	97	15 nov. 2004	15h00	84	150-180	3.12,3.21b
1484l	ISS_00CSA_REGAURORA	9	11	32	17-19 jan. 2005	0h30	108	130-150	3.13
1484s	ISS_00CSA_REGAURORA	8	11	32	17-19 jan. 2005	0h30	100	330-350	
1492	ISS_006RI_LPHRLFMOV	1321	7	50	13 avr. 2005	13h50	35	30-60	3.21c,4.2d
1493	ISS_007RI_HPMRDFMOV	243	4	40	3 mai 2005	10h10	120	125-135	3.19,4.2c
1498l	ISS_010SA_REGAURORA	21	9	180	29 juin 2005	6h04	100	145-180	4.2b
1498s	ISS_010SA_REGAURORA	24	9	180	29 juin 2005	6h04	89	330-10	-
1503	ISS_013RI_AZSCNHIPH	212	3	10	20-21 août 2005	4h19	155	119-122	4.2a
1538	ISS_029RF_FMOVIE001	90	10	19	28-29 sept. 2006	14h40	161	262-269	3.21d
1538	ISS_029RF_FMOVIE002	52	11	22	30 sept. 2006	9h00	161	80-90	4.2e
1538	ISS_030RI_HIPHAMOVE	69	11	51	06-07 oct. 2006	10h40	160	290-310	3.21e
1541	ISS_031RF_FMOVIE001	112	9	15	31-01 nov. 2006	14h50	157	91-97	-
1545	ISS_036RF_FMOVIE001		11	20	déc. 2006		158		-
1546	ISS_036RF_FMOVIE002		10	12	jan. 2007		131		-
1551	ISS_039RF_FMOVIE001	144	10	13	27 fév. 2007	16h00	101	194-199	-
1555	ISS_043RF_FMOVIE001	95	12	20	18 avr. 2007	16h40	85	175-185	-
1557	ISS_044RF_FMOVIE001	178	12	24	05 mai 2007	18h20	83	176-186	-

Tableau 3.3 – Liste non exhaustive des séries d'images de l'anneau F pour l'étude de la spirale avec : la séquence, le nom de l'observation (non entier pour plus de lisibilité), le nombre d'images, la taille du pixel dans le plan des anneaux (en rayon et en azimut) est donnée en kilomètre et correspond à la résolution spatiale de l'image, la date de l'image (temps UTC), la durée du défilement, les angles de phase au niveau de l'anneau F et la fenêtre de longitude dans le repère inertiel de Saturne. Lorsqu'une mosaïque a été réalisée, le numéro de la figure correspondante est indiquée. Toutes les images sont des NAC et sont prises en filtres CLEAR.

Avant de détailler les résultats obtenus avec ces observations sur le long terme, il faut préciser que les observations sont différentes et qu'elles conduisent à de légères variations dans les mosaïques. Par exemple :

- la résolution radiale : les images de juin 2004 et de novembre 2004 possèdent les tailles de pixel les plus élevées et **dans ces images à basse résolution radiale, la spirale apparaît toujours plus simplement qu'elle ne l'est réellement**. En effet, une résolution radiale médiocre aura tendance à faire fusionner plusieurs bras spiraux consécutifs. Par conséquent, l'usage des mosaïques à basse résolution spatiale doit être limitée car l'information est fortement moyennée et peut être mal interprétée.
- l'angle de phase et le temps d'exposition : dans le tableau 3.3, il est aisé de remarquer la diversité de la géométrie d'observation au cours de ces qutre années de suivi de l'anneau F. Ces variations ont tendance à faire briller beaucoup plus le cœur et les *strands* lorsque l'angle de phase est grand (ceci découle du comportement des particules à diffuser la lumière principalement vers l'avant, voir [Showalter *et al.*, 1992] et le chapitre 8 page 216).
- la longitude inertielle : le fait d'observer l'anneau F défiler dans une fenêtre de longitudes du repère inertiel (fixe) de Saturne fait apparaître de légères modifications dans l'agencement spatial des structures azimutales du cœur. Porco et al. [2005] ont remarqué que certaines structures à forte excursion radiale possédaient un axe de symétrie lorsqu'elles étaient observées sur deux anses diamétrialement opposées. C'est effectivement ce que j'ai observé dans les mosaïques de novembre 2004 et avril 2005 avec un arc de matière s'étendant sur plus de 30° de longitude (cet arc est localisé à environ 200° dans les figures 3.21b et c de la page 84).

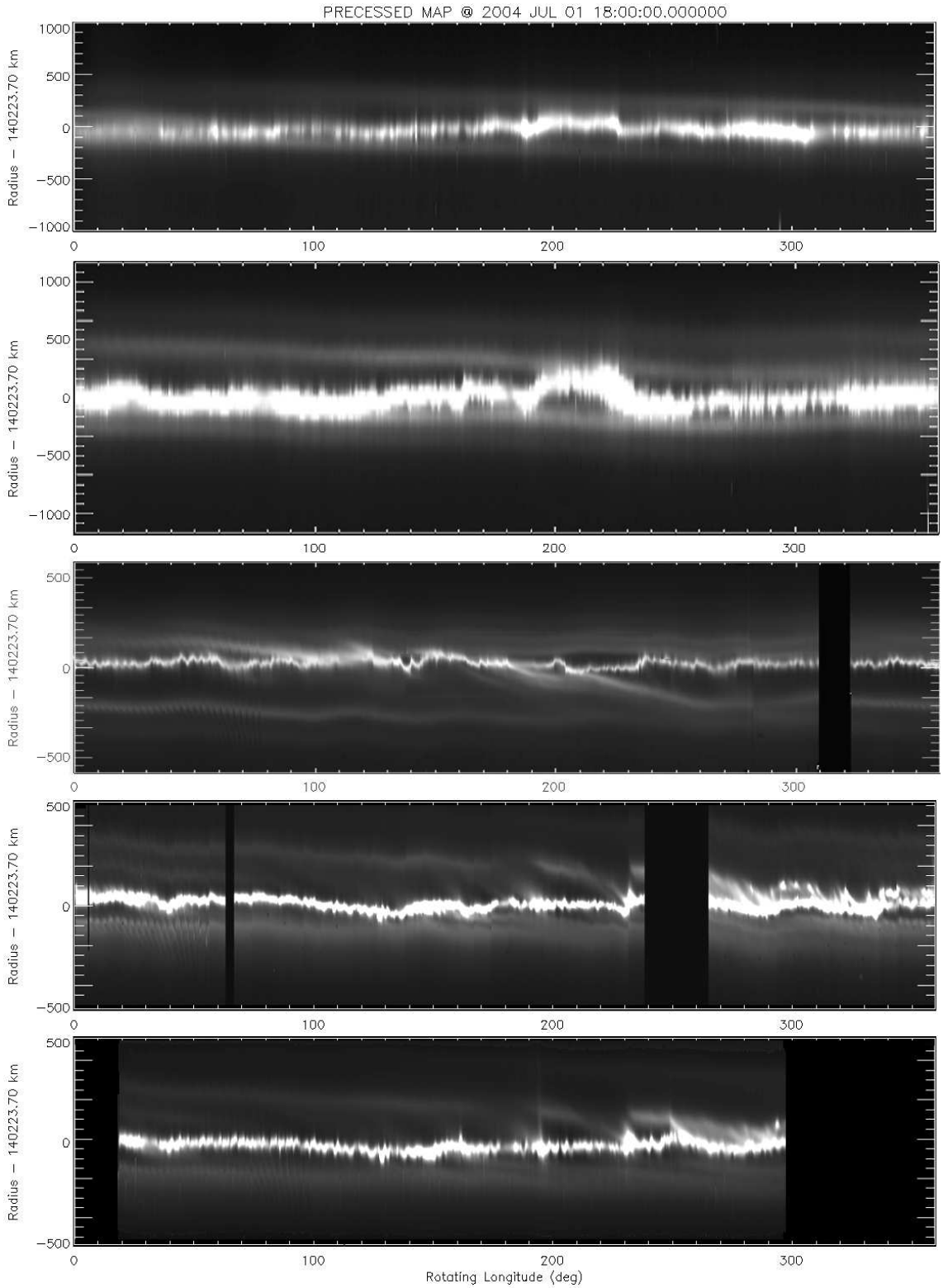


Figure 3.21 – Mosaïques de l'anneau F de juin 2004 à octobre 2006, précessées avec le modèle orbital de Bosh et al. (2002) à l'époque de référence du 1er juillet 2004 à 18h00 UTC.

[17] Toutefois, j'ai remarqué que sur une période de trois ans, le cœur avait significativement changé. Durant l'année 2005, le cœur est constitué d'une énorme structure où semble prendre source les spirales (à 100-170° sur la figure 3.21c). En 2006, cette structure est passablement la même (à 130-170° sur la figure 3.21de), mais il manque la partie qui était reliée à la spirale extérieure (à 100-130° sur la figure 3.21c). Aucune autre structure dans les observations de 2006, ormis celle à 130-170° ne semble correspondre à la structure source de la spirale de 2005. Ceci confirme donc que des structures observées sur des échelles de deux ans se trouvent aux mêmes positions dans les mosaïques précessées.

Variations temporelles du cœur

La figure 3.21 détaille les observations de l'anneau F de juin 2004 à octobre 2006. Les différents aspects de la brillance du cœur reflètent uniquement les différentes géométries d'illumination par le soleil (angle de phase, voir le tableau 3.3). D'autre part, j'ai augmenté le contraste des mosaïques pour bien faire ressortir les *strands*, ce qui produit dans la figure 3.21 un effet de saturation dans la brillance du cœur. Toutes les mosaïques sont précessées à la même époque de référence : le 1er juillet 2004 à 18h00 UTC, avec le modèle orbital de Bosh et al. [2002]. J'ai en effet testé et modélisé différents modèles orbitaux et seul celui de Bosh et al. [2002] permet de créér des mosaïques où les structures azimutales de plusieurs images de la même série se retrouvent exactement à la même longitude précessée (à moins d'un dixième de degré près). C'est ce qui permet de valider ce modèle orbital, pourtant obtenu à partir d'images à basse résolution depuis la Terre. Par conséquent, précesser les mosaïques de 2004 à 2006 à la même époque de référence permet d'observer les mêmes structures dans le repère des longitudes précessées [17].

Variations temporelles de la spirale

L'effet le plus saisissant dans la comparaison de ces mosaïques est la variation de la position de l'interconnexion du cœur avec la spirale. En effet, en juin 2004 du fait de la basse résolution radiale des images, on devine l'interconnexion à 60° (figure 3.21a). En novembre 2004, l'interconnexion se situe à 110° (figure 3.21b). En revanche, lorsque la résolution radiale est inférieure à 10 km.pixel^{-1} on ne voit pas seulement une interconnexion du cœur avec la spirale mais au moins trois ou quatre débuts de bras spiraux. Certains de ces bras vont s'enrouler plusieurs fois autour de Saturne tandis que d'autres s'étalent seulement sur quelques trentaines de degrés.
Cette information est de toute importance pour la compréhension de l'anneau F car elle révèle l'**existence de plusieurs spirales**. Par exemple, dans la mosaïque d'avril 2005 (figure 3.21c), il y a une interconnexion à 110° conduisant une spirale extérieure au cœur de l'anneau F et à 210°, il y a une deuxième interconnexion conduisant cette fois à une spirale intérieure au cœur de l'anneau F.
Étonnamment, le lieu de ces interconnexions change dans les mosaïques suivantes : en septembre 2006 (figure 3.21d), **les interconnexions se produisent à différentes longitudes**. Il n'y en a plus deux intérieure et extérieure comme en avril 2005 mais trois interconnexions extérieures, et deux intérieures beaucoup moins nettes. La mosaïque d'octobre 2006 (figure 3.21e) va aussi dans ce sens.
S'agit-il de la même structure spiralée ? S'est-elle déplacée ? Est-elle devenue plus complexe entre 2004 et 2006 ? Il y a de fortes raisons de penser que la **spirale d'avril 2005 se soit progressivement effacée**. En effet, dans les mosaïques de septembre et octobre 2006, on peut remarquer une strand extérieure au cœur qui semble s'en approcher vers 100°. Un an plus tôt, à la même longitude (∼100°), il y avait l'interconnexion de la spirale extérieure avec le cœur. Par conséquent, il est fort probable que cette spirale ait disparu en l'espace d'un an. D'après les simulations numériques de Charnoz et al. [2005], une spirale créée par Prométhée est détruite au bout de 1 an et demi, il n'y a donc pas de contre-indication majeure à la dissipation de la spirale sur des temps longs. Par conséquent, il se dégage une **complexité croissante dans la structure spiralée** de l'anneau F entre 2004 et 2006.

En somme, le suivi temporel de l'anneau F sur des temps longs conduit à plusieurs conclusions sur la nature et la géométrie des *strands* :
- ① il y a **plusieurs spirales** dans l'anneau F : certaines semblent s'enrouler plusieurs fois (formant la structure spiralée globale), tandis que d'autres ne constituent que des débuts de bras spiraux ;
- ② la structure spiralée globale semble **prendre source dans le cœur** et non le traverser simplement ;
- ③ les spirales ont une **durée de vie courte** (de l'ordre d'une année). Il est fort probable que Cassini ait observé pendant quatre années trois spirales différentes (celle de juin 2004, puis celle de novembre 2004/avril 2005/mai 2005 et enfin celle de septembre/octobre 2006).

3.3.3 Comparaisons Voyager-Cassini

Afin de mieux comprendre l'impact des nouvelles images de Cassini, il est maintenant nécessaire de comparer les images des sondes VOYAGER à celles de CASSINI.
Les *strands* observées par VOYAGER 2 et définies comme étant des structures concentriques prennent source à un moment donné au niveau du cœur, de ce fait, il est impensable d'affirmer que les *strands* sont des annelets concentriques qui ne touchent pas le cœur de l'anneau.
Les structures tressées et torsadées observées par VOYAGER 1, ne seraient d'après nos récentes observations de CASSINI que la structure de l'anneau F vue avec un contraste ne mettant en évidence que le cœur et un bras spiral très proche. Si on regarde de près les images ci-dessous, en particulier la figure 3.22, **les torsades ne sont pas évidentes**. De plus, en modifiant le contraste des images de CASSINI, on peut aisément reproduire ce type de structures (voir figure 3.23).

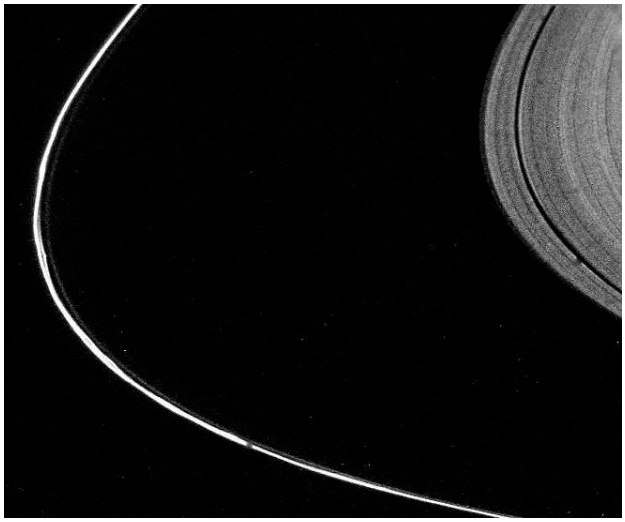


Figure 3.22 – L'image originale de VOYAGER 1 où la structure torsadée apparaît FDS34930.44

Figure 3.23 – Une image CASSINI provenant de la séquence 1492 avec un contraste modifié pour faire ressortir uniquement le cœur et une *strand* N1492076289.

La structure torsadée ne serait visible que sur deux images de VOYAGER 1 à savoir `FDS34930.44` et `FDS34930.48`. Ce qui ne permet pas d'écarter les informations contenues dans ces images est leur résolution radiale qui est très élevée (voir tableau 3.4). Voici tout d'abord ses caractéristiques comparées à celles d'une image normale où l'on verrait les *strands* (par exemple : `N1492076289` ou figure 3.23) :

Image	t_{pose} (ms)	α (°)	Longitude (°)	Résolution
`FDS34930.44`	720	39,8	163,9 − 185,1	6,7 km.pixel^{-1}
`FDS34930.48`	1440	39,8	169,5 − 190,6	6,7 km.pixel^{-1}
`N1492076289`	1200	34,9	29,9 − 64,3	7,0 km.pixel^{-1}

Tableau 3.4 – Comparaison des caractéristiques des images de CASSINI et de VOYAGER 1 arborant la pseudo structure tressée.

L'information de ces images est donc valide, c'est l'interprétation qui doit être exacte. En fait, le temps de pose de l'image de VOYAGER 1 est relativement faible, ce qui expliquerait que les autres *strands* ne soient pas visibles. Concernant la structure torsadée, en faisant passer une ellipse par le cœur, on peut penser qu'il s'agit plus d'arcs que de torsades, allant même jusqu'à supposer que la torsade est en fait un début de bras spiral intérieur dans le cœur de l'anneau F (ou extérieur). Cette interprétation est de toute importance et pourrait permettre de comprendre pourquoi les *strands* accolées au cœur dans les images de VOYAGER 1 seraient plus distantes dans les images de VOYAGER 2.
Cette information permet pour la première fois d'harmoniser les résultats des observations des sondes VOYAGER entre elles d'une part et avec celles de CASSINI d'autre part.
Par conséquent, aucune image de VOYAGER ne semble inédite, c'est-à-dire toutes les géométries de

l'anneau F observées dans les images de VOYAGER ont été reproduites, 20 ans plus tard, dans les images de CASSINI. En particulier, les images CASSINI montrent une variété étonnante de structures dans le cœur qui n'ont jamais été vues auparavant, ceci étant dû au suivi plus long de ces images, et également à leur résolution radiale et azimutale inégalée ($\sim$1 km.pixel^{-1}) et leur meilleure sensibilité.
Il semble donc important de dire que l'anneau possède une structure semblable à celle observée il y a vingt ans, si ce n'est plus complexe.

3.3.4 Vers un modèle unifié de la géométrie de l'anneau F ?

L'identification de la spirale offre une sérieuse explication à la variation du nombre de *strands* observées dans les images VOYAGER et CASSINI. Depuis VOYAGER, cette variation était reconnue mais aucun modèle ne l'expliquait. Bien au contraire, alors que sur les images de VOYAGER 1 une structure tressée entre une *strand* et le coeur de l'anneau avait été observée, le modèle de l'anneau F qui a servi pendant une dizaine d'années proposait un nombre fixe de *strands* circulaires, distinctes et non-sécantes, [Murray *et al.*, 1997], écartant de ce fait les observations faites par VOYAGER 1.

Même si la variation du nombre de *strands* observée par VOYAGER 1 et 2 s'explique à l'aide du modèle de la spirale, ce qui permet pour la première fois d'harmoniser les résultats des observations des sondes VOYAGER entre elles d'une part et avec celles de CASSINI d'autre part, la structure de l'anneau F semble encore majoritairement incomprise dans les grandes lignes :
– la présence de plusieurs spirales
– la durée de vie d'une spirale
– la brillance du cœur
– la présence de grumeaux et de satellites éphémères dans l'environnement de l'anneau F.
En particulier, cette étude n'a pas permis de déterminer s'il s'agit des causes ou bien des conséquences de l'interaction entre particules.

Il semble nécessaire pour expliquer complètement la spirale d'identifier les multiples acteurs qui contribuent à sa forme. En particulier l'intérêt d'une structure comme le cœur se révèle très utile car la spirale y prend source. D'autre part, la structure très perturbée du cœur telle qu'elle a été observée tout au long de ces trois années est la signature d'interactions méconnues. Le chapitre qui suit est consacré à une revue du connu et de l'inconnu concernant cet objet dynamiquement très perturbé.

Chapitre 4

Discussion et Perspectives

4.1 Synthèse des résultats obtenus

4.1.1 Un modèle orbital validé par les observations Cassini

L'un des résultats qui a le plus fort impact sur la compréhension de l'anneau F est la **validation du modèle orbital de Bosh et al. [2002]**. Il est saisissant de remarquer que ce modèle, basé sur des observations terrestres à très basse résolution, puisse correspondre aux observations à haute résolution de Cassini. Avant d'utiliser ce modèle, j'ai moi-même cherché le meilleur ajustement du cœur à partir d'un modèle orbital. Cependant, lorsqu'un modèle convenait parfaitement à un ensemble d'images, il n'était pas adapté à d'autres séries d'images. Ceci se comprend aisément si on considère qu'il est toujours possible de définir une ellipse (ou plusieurs) dans un secteur restreint de longitude inertielle [1]. Lorsque les longitudes inertielles ont été étendues à toute la circonférence de l'anneau, j'ai obtenu un modèle orbital quasiment identique [2] à celui de Bosh et al. [2002]. La validation de ce modèle ajouté à ceux obtenus pour les satellites par nos collègues de l'équipe d'imagerie converge vers un nouveau scénario des mouvements décrits par les corps dans l'environnement proche de l'anneau F, voir le tableau 4.1.

	Prométhée [Porco et al., 2005]	**Cœur** [Bosh et al., 2002] n°3	**S3/S4** [Spitale et al., 2006]	**S6** [Spitale et al., 2006]
Epoch (s)	2453005,5	2451545.0	2453474,1	245374,1
a (km)	139 380,0	140 223,7	140 300,0	140 134,0
e	0,0023	0,0254	0,0021	0,0020
i (°)	0,0056	0,0065	0,0642	0,002
Ω (°)	266,0754	16,1	138,9	142,52
$\tilde{\omega}$ (°)	63,2935	24,1	180,6	350,1
$\dot{\Omega}$ (deg.s^{-1})	-2,7445	-2,6876	-2,69311	-2,70472
$\dot{\tilde{\omega}}$ (deg.s^{-1})	2,7573	2,7001	2,68123	2,71675
λ (°)	587,2	-	185,6	161,1

Tableau 4.1 – Modèle orbital du cœur et des satellites de l'anneau F validé par les observations (a : demi-grand axe, e : excentricité, i : inclinaison, Ω : longitude du noeud ascendant, $\tilde{\omega}$: longitude du péricentre)

Dans le paragraphe qui suit, je décris un nouveau scénario pour les rencontres entre l'anneau F et ses satellites ainsi que les conséquences que peuvent entraîner ces rencontres.

[1] C'est également ce qui explique pourquoi il y a autant de résultats de demi-grands axes de l'anneau F dans la littérature : 140 175 km pour Synott et al. [1983], 140 209 km pour Nicholson et al. [1996], 140 212 km pour Ferrari et al. [1999], 140 050 km pour Charnoz et al. [2000] et 140 220 km pour Showalter [2004].

[2] Tous les éléments orbitaux sont les mêmes sauf le demi-grand axe et la longitude du nœud ascendant, où je trouve respectivement 140 223,09 km et 196,1°.

4.1.2 Un nouveau modèle « standard » pour l'anneau F ?

Conséquence nº 1 : Le rôle de Prométhée est systématique mais plus effacé que prévu

Pour mieux comprendre le rôle de Prométhée, lorsqu'il éjecte du matériau de l'anneau F toutes les 14,7 h par déflection gravitationelle [Murray et al., 2005], j'ai extrait la forme du cœur au niveau des draperies avec le modèle morphologique détaillé en annexe D.5.2 page 334 :

- Dans les séquences `LPHRLFMOV` et `HPMRDFMOV` d'avril et mai 2005. Les draperies sont caractérisées globalement par des sous-densités (régions plus sombres). J'ai ensuite voulu aller plus loin en comparant des draperies récentes et d'autres plus anciennes ;
- Dans la série d'images `REGAURORA` de juin 2005, le cœur bien qu'étant surexposé exhibe des draperies possédant une forte excursion radiale ;
- Dans la série `AZSCNHIPH` d'août 2005, les résultats morphologiques obtenus sont fortement similaires de ceux que nous avons obtenus précédemment et montrent que **les anciennes draperies au niveau du cœur correspondent à un endroit où le cœur est plus large**. Les toutes récentes draperies montrent en revanche une forte excursion radiale. Le suivi réalisé sur cette série d'images révèle une anti-corrélation entre la largeur apparente du cœur et la brillance maximale, conduisant donc au fait que **les draperies récentes sont des régions sombres, étroites et à forte excursion radiale**.

Le rôle de Prométhée est donc systématique. Avec le nouveau modèle orbital de l'anneau F validé par les mosaïques du chapitre 3, combiné au modèle orbital du satellite Prométhée de Porco et al. [2005], j'ai pu calculer la distance [3] entre Prométhée et le cœur dans le repère saturno-centrique (figure 4.1).

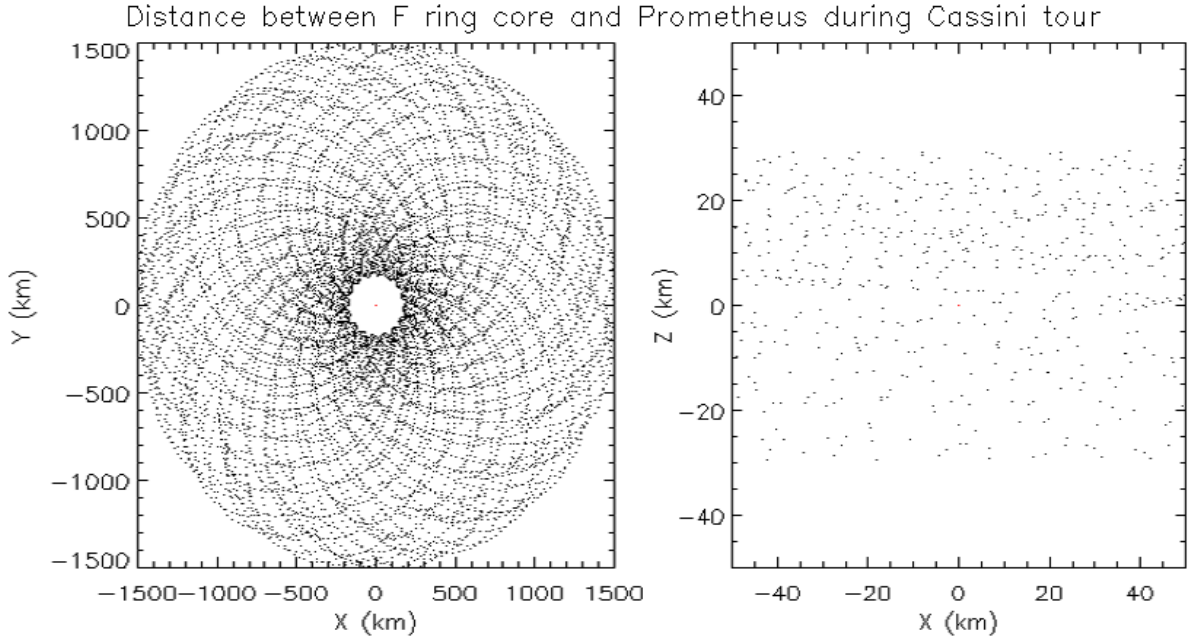


Figure 4.1 – Distance entre l'anneau F et Prométhée entre 2004 et 2008 avec les modèles orbitaux du tableau 4.1.

Contrairement à ce qui a été avancé par Murray *&* Giuliatti-Winter et al. [1996] et plus récemment par Murray et al. [2005] et Charnoz et al. [2005], l'apochrone de Prométhée ne touche pas le périchrone de l'anneau F (figure 4.1). **Il n'y aura pas d'interaction maximale entre Prométhée et l'anneau F le 1er décembre 2009.** Prométhée a donc une action beaucoup moins forte que ce qui a été suggéré précédemment. Néanmoins, **le rôle de Prométhée dans la production de structures dans l'anneau F est très systématique** : à chaque orbite, Prométhée dévie la trajectoire des particules du cœur et des *strands* à 2 R_{Hill} de lui, et l'excursion radiale des particules du cœur est conservée sur plus de trois mois (figure 4.2).

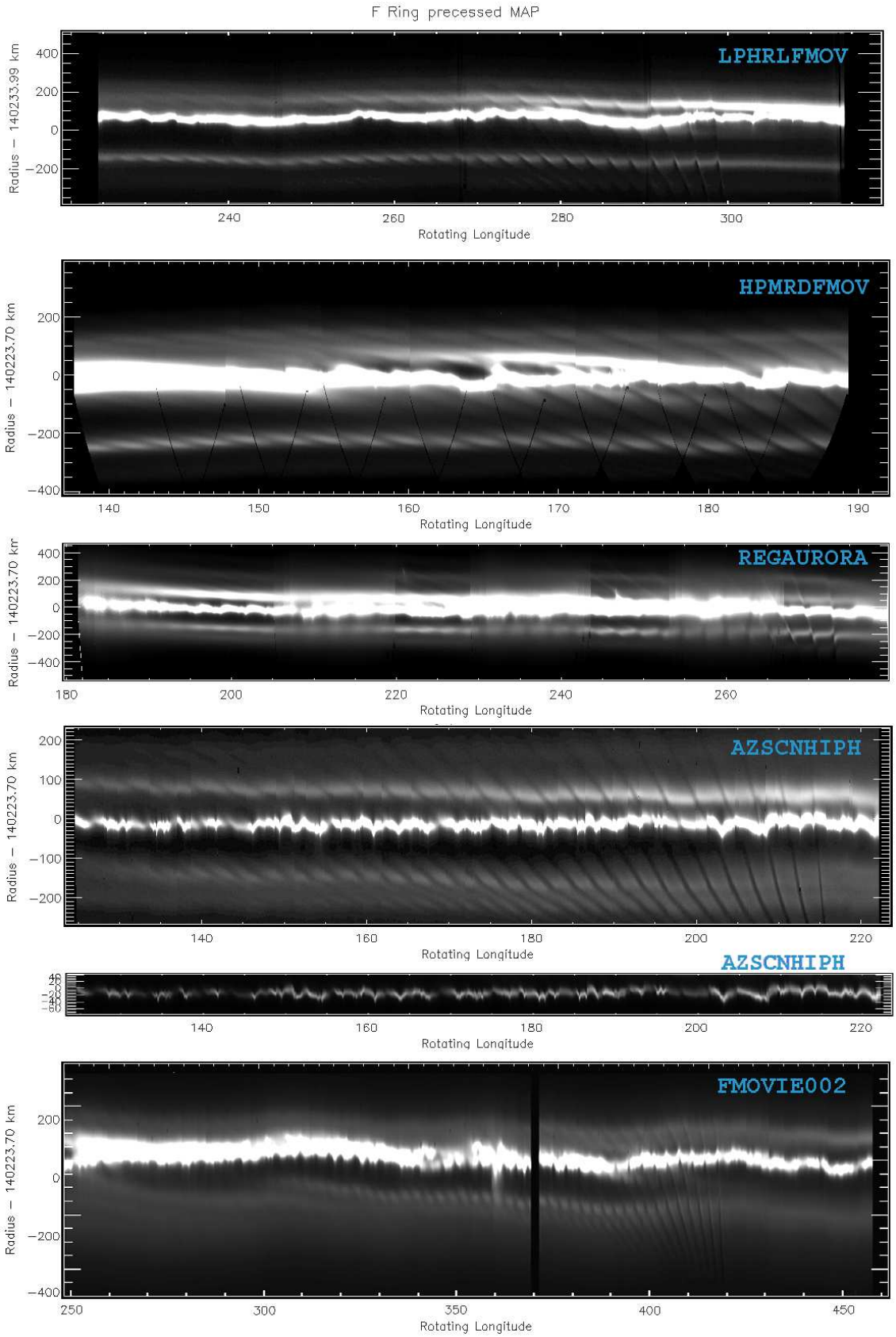


Figure 4.2 – Les draperies observées par Cassini (les références sont données dans le tableau 3.3).

[3]La position du cœur qui fait face à Prométhée dans les graphes de la figure 4.1 est ramenée artificiellement à zéro (repère Lagrangien). Ici, Prométhée et le cœur sont supposés être des objets ponctuels, mais même en tenant compte de leurs dimensions (46,8 km pour Prométhée, voir le tableau D.1 page 318 et 40 km pour l'anneau F, voir le §D.5.2 page 334), la distance entre les deux objets reste supérieure à 20 km si on considère que le cœur possède une excursion radiale inférieure à 20 km.

Conséquence n° 2 : La création des spirales nécessite plusieurs interactions avec les satellites

Les modèles orbitaux qui ont été validés par les images Cassini ont des conséquences importantes sur la compréhension de l'anneau F. En ce qui concerne Prométhée, j'ai montré qu'il n'y aura pas d'interaction maximale entre Prométhée et l'anneau F le 1er décembre 2009. Cependant, il faudra attendre le mois de décembre 2009 pour bien vérifier qu'il ne se passe rien (soit plus de deux années !).
Un moyen plus rapide de vérifier que les modèles orbitaux sont valides consiste à tester l'hypothèse que les satellites éphémères sont responsables de la structure spiralée observée. En effet, dans [Charnoz et al., 2005], il a été montré que **le satellite S6 croise l'anneau F au lieu de l'interconnexion du cœur avec la spirale**. Cependant, cette vision est trop simpliste. Il n'y a pas qu'une spirale, par conséquent pour expliquer la présence de plusieurs spirales, **il est nécessaire que S6 ou un autre satellite croise le cœur à différentes longitudes**.

Il a donc fallu calculer la distance entre les satellites S3/S4 et S6 et le cœur durant les observations Cassini. Sont représentées dans les figures 4.3 et 4.4 les distances entre les satellites et le cœur dans un **repère mobile lié à la longitude du cœur qui fait toujours face au satellite** (repère Lagrangien). Et le résultat est saisissant, que ce soit dans le plan des anneaux (X,Y) ou dans le plan vertical (X,Z), la distance devient négligeable plusieurs fois en une année, du fait de l'extension verticale non négligeable de l'anneau F. Ces **distances critiques**[3] entre la position des satellites et de celle du cœur dans le plan (X,Y,Z) seront appelées dès maintenant des « collisions ».
Le tableau 4.2 répertorie les collisions entre S6 et le cœur tandis que le tableau 4.3 fait l'inventaire des collisions entre S3/S4 et le cœur, le moins que l'on puisse dire est que S6 croise beaucoup plus souvent le cœur que S3/S4. J'ai ensuite calculé le rayon et la longitude inertielle θ_{inertial} de l'anneau F où se produit la collision, toutefois, la longitude précessée θ_{precess} apporte une information plus pertinente car elle permet de localiser le lieu de la collision dans les structures de l'anneau F (toutes les longitudes sont précessées à l'époque de référence du 1er juillet 2004 à 18h00 pour conserver une cohérence avec les mosaïques de la figure 3.21 page 84).
Par exemple, dans l'année 2004 (à partir du 1er juillet 2004), toutes les collisions ont eu lieu à environ θ_{precess} $\sim$**150-160**°. Puisqu'il faut un certain temps aux particules éjectées pour s'étaler par rotation différentielle et devenir une spirale, il faut comparer cette longitude précessée au lieu d'interconnexion du cœur et de la spirale de l'année 2005. De fait des nombreux bras spiraux, les lieux d'interconnexions sont : 100-120°, **150-160**°, 180-210° et 250° (voir la figure 2 de l'article *Science* [Charnoz et al., 2005] et la figure 3.21). Par conséquent, **il y a une spirale dont l'origine correspond avec les collisions entre le cœur et les satellites éphémères S3/S4 et S6**.
On peut également trouver d'autres recouvrements pour les spirales suivantes : les modèles orbitaux de 2005 prévoient des collisions aux longitudes précessées **170**° et **260**° (tableau 4.2) qui sont également observées dans les mosaïques de 2006 à 190° et 250° (figure 3.21).
Toutefois, il y a certaines collisions prédites, dont la longitude ne correspond pas à un début de bras spiral ou à une spirale tout comme il y a certaines interconnexions observées, dont la longitude ne correspond à la longitude d'aucune collision prédite. Ceci peut pourtant s'expliquer aisément :
– dans les observations : certaines collisions prédites peuvent se produire dans des régions peu denses et conduiront à une dispersion minime de matériel dans le cœur ;
– dans les prédictions : certaines collisions ne sont pas prises en compte à cause des restrictions imposées à l'extension verticale du cœur. Il est possible que le cœur soit localement plus étroit que 40 km ce qui implique que certaines collisions prédites n'auront pas lieu.

Par conséquent, certaines des collisions prédites entre les satellites éphémères et le cœur semblent effectivement se produire et les conséquences (spirales ou débuts de bras spiraux) sont observées dans les images Cassini, ce qui précise considérablement le scénario de création des spirales.

[3] Il ne s'agit pas de distances nulles car le satellite possède une dimension non ponctuelle en (X,Y), de l'ordre de 5 km, tout comme l'anneau F possède une extension verticale non négligeable en (X,Z), de l'ordre de 40 km.

Time UT	R (km)	θ_{inertial} (°)	θ_{precess} (°)
2004 AUG 13 02 :57	140186.3	339.1	150.7
2004 AUG 18 02 :11	140184.5	353.0	151.9
2004 OCT 11 10 :41	140155.7	335.7	152.1
2004 OCT 16 09 :55	140157.5	349.6	154.1
2004 OCT 21 09 :09	140159.4	3.493	156.1
2005 APR 24 01 :41	140197.2	306.7	258.2
2005 APR 29 00 :55	140195.5	320.6	257.0
2005 JUN 22 09 :25	140144.6	303.3	166.1
2005 JUN 27 08 :39	140146.4	317.2	170.6
2005 JUL 02 07 :53	140148.3	331.1	175.4
2005 DEC 29 01 :11	140209.9	260.5	43.89
2006 JAN 03 00 :25	140208.0	274.4	40.13
2006 JAN 07 23 :39	140206.4	288.2	36.66
2006 MAR 03 08 :09	140133.4	271.0	144.7
2006 MAR 08 07 :23	140135.3	284.8	152.0
2006 SEP 08 23 :55	140220.5	228.1	221.5
2006 SEP 13 23 :09	140218.8	242.0	216.0
2006 NOV 12 06 :53	140122.2	238.6	87.48
2006 NOV 17 06 :07	140124.2	252.5	98.04
2007 MAY 20 22 :39	140231.0	195.8	72.08
2007 MAY 25 21 :53	140229.3	209.6	64.33
2007 JUL 24 05 :37	140111.1	206.2	355.5
2007 JUL 29 04 :51	140112.9	220.1	7.157
2008 JAN 24 22 :09	140243.1	149.5	326.1
2008 JAN 29 21 :23	140241.5	163.4	316.4
2008 FEB 03 20 :37	140239.7	177.3	304.7
2008 APR 03 04 :21	140100.1	173.9	228.6
2008 APR 08 03 :35	140101.8	187.7	242.6
2008 OCT 04 20 :53	140253.3	117.2	241.9
2008 OCT 09 20 :07	140251.7	131.0	230.3
2008 OCT 14 19 :21	140250.1	144.9	218.5
2008 DEC 08 03 :51	140087.3	127.7	50.94
2008 DEC 13 03 :05	140089.1	141.5	67.14
2008 DEC 18 02 :19	140090.8	155.4	83.46
2009 JUN 10 20 :23	140264.8	70.99	201.1
2009 JUN 15 19 :37	140263.2	84.84	187.8
2009 JUN 20 18 :51	140261.7	98.70	174.3
2009 AUG 24 01 :49	140078.1	109.1	231.4
2009 AUG 29 01 :03	140079.9	123.0	250.0
2010 FEB 19 19 :07	140274.5	38.64	177.5
2010 FEB 24 18 :21	140273.0	52.49	162.5
2010 MAY 05 00 :33	140067.3	76.83	2.187
2010 MAY 09 23 :47	140069.0	90.68	22.97
2010 OCT 26 18 :37	140285.8	352.3	204.0
2010 OCT 31 17 :51	140284.0	6.286	181.5
2010 NOV 05 17 :05	140282.5	20.13	164.9
2011 JAN 13 23 :17	140056.1	44.37	92.84
2011 JAN 18 22 :31	140058.2	58.32	122.8
2011 JUL 07 17 :21	140295.0	319.9	236.1
2011 JUL 12 16 :35	140293.6	333.8	218.3
2011 SEP 24 22 :01	140045.5	12.01	157.7
2011 SEP 29 21 :15	140047.1	25.86	182.6
2012 MAR 12 16 :52	140305.4	273.7	311.9
2012 MAR 17 16 :05	140304.0	287.6	293.0
2012 MAR 22 15 :19	140302.6	301.4	273.9
2012 MAY 30 21 :31	140033.4	325.7	164.7
2012 JUN 04 20 :45	140035.0	339.6	191.3
2012 JUN 09 19 :59	140036.6	353.5	218.1

Tableau 4.2 – Collisions prévues entre le cœur de l'anneau F et le satellite éphémère S6 d'après les modèles orbitaux du tableau 4.1. Le temps a été calculé en secondes après J2000 puis converti en temps universel (UT) avec les sub-routines SPICE.

Time UT	R (km)	θ_{inertial} (°)	θ_{precess} (°)
2004 SEP 06 23 :06	140167.1	43.82	151.2
2005 JUN 08 08 :47	140369.5	229.8	283.9
2006 APR 02 10 :33	140155.6	148.1	233.2
2007 AUG 19 19 :51	140384.5	234.0	143.9
2008 MAY 14 23 :17	140384.9	238.9	212.6
2008 JUN 12 21 :37	140142.2	152.2	234.9
2009 OCT 30 06 :55	140399.1	238.1	149.1
2010 JUL 26 10 :21	140399.5	243.0	244.3
2010 AUG 24 08 :42	140129.4	156.3	109.4
2012 JAN 10 18 :00	140413.5	242.2	295.7

Tableau 4.3 – Collisions prévues entre le cœur de l'anneau F et le satellite éphémère S3/S4 d'après les modèles orbitaux du tableau 4.1. Le temps a été calculé en secondes après J2000 puis converti en temps universel (UT) avec les sub-routines SPICE.

Conséquence n° 3 : La nécessité de créer et de détruire les satellites éphémères

Avec les modèles orbitaux disponibles, j'ai pu montrer que les satellites éphémères et en particulier S6 peuvent croiser l'orbite de l'anneau F et en particulier du cœur plus de cinq fois en une année.
Toutefois, **un satellite ne peut pas survivre longtemps à ces collisions avec l'anneau F, ceci est d'ailleurs légitimé par la disparition du satellite S3*** depuis 2005. Tout d'abord découvert pendant l'été 2004, l'orbite de S3* a été modélisée grâce à ses multiples apparitions en 2004 et 2005, mais en calculant la position du satellite dans les images de 2006 et 2007, aucun objet se trouve à ses coordonées. Il est possible que S3* croisait l'orbite de l'anneau F et qu'après de nombreuses collisions avec le cœur, il se soit totalement désagrégé. Des simulations numériques sont en cours dans notre équipe pour calculer la durée d'un tel objet, mais il y a deux limitations majeures car il faudrait connaitre :
– la densité volumique du satellite ;
– la densité locale de l'anneau à chaque collision. J'y reviendrai au §4.2.1.

De manière générale, les structures azimutales de l'anneau F se trouvent principalement dans le cœur et ont la forme de petits grumeaux. L'anneau F se trouvant à proximité de la limite de Roche, la frontière entre l'accrétion d'un anneau et la destruction d'un gros satellite, ces grumeaux pourraient être de petits satellites instables, continuellement dans une phase intermédiaire entre l'accroissement et la désagrégation.
Il est donc probable que le matériel de l'anneau F se régénère. L'idée que les grumeaux et les satellites éphémères sont créés et détruits semble s'affirmer de plus en plus, à mesure que les observations de Cassini dévoilent de nouvelles structures locales très fines. En effet, de nombreux effets locaux comme les *kinks* ou discontinuités dans le cœur ont été observés, et bien que leur cause ne soit pas claire, ils pourraient être produits par les satellites éphémères.
De plus, avec mes précédentes observations (§3.3.2 page 82) et modélisations (§D.5.2 page 334 et §D.5.4 page 337) de la spirale et des résultats sur les draperies, il est possible de mettre en relation plusieurs phénomènes.
L'étude du cœur a montré que **les interconnexions du cœur avec la spirale sont plus nombreuses** que ce que l'on pensait initialement. Dans la mosaïque d'avril 2005, il y a six interconnexions (voir la figure 4.8 page 102) et avec la mosaïque de mai 2005, j'ai pu en observer quatre. Il y a plusieurs façons d'interpréter ces interconnexions :
– Chaque interconnexion correspond à une spirale.
– Les spirales principales forment une structure spiralée globale qui traverse le cœur. Elle en sortirait près de 110 degrés, soit 16 490 km en aval de la première connexion. Si la structure spiralée bouge, cela implique que sur 16 490 km, les particules subissent des collisions, et une friction entre cette structure et le cœur pourrait créer de nouveaux objets.

Par conséquent, la présence de satellites éphémères dans l'environnement proche de l'anneau F conduit à deux conclusions générales :
– **L'interconnexion du cœur avec la spirale de l'anneau F peut donc être vue comme une zone de création de nouveaux objets, et pourrait être à l'origine des satellites éphémères observés à proximité de l'anneau F.**
– **Les effets de ces satellites de quelques kilomètres sont loin d'être entièrement négligeables et ils pourraient intervenir de différentes façons dans la structure multiradiale de l'anneau F** :
  – soit activement, en interagissant avec les *strands*,
  – soit passivement, en étant une conséquence des interactions de satellites éphémères précurseurs avec le cœur et les *strands*.

Il est donc possible que la création et la destruction de ces satellites fassent partie d'un **cycle périodique qui permette un infini renouvellement des spirales**, puisqu'une spirale (via la variation du nombre de *strands*) avait déjà été observée il y a 20 ans par les sondes Voyager 1 et 2. Ce scénario pourrait être à **l'origine de l'activité dynamique incessante de l'anneau F**.

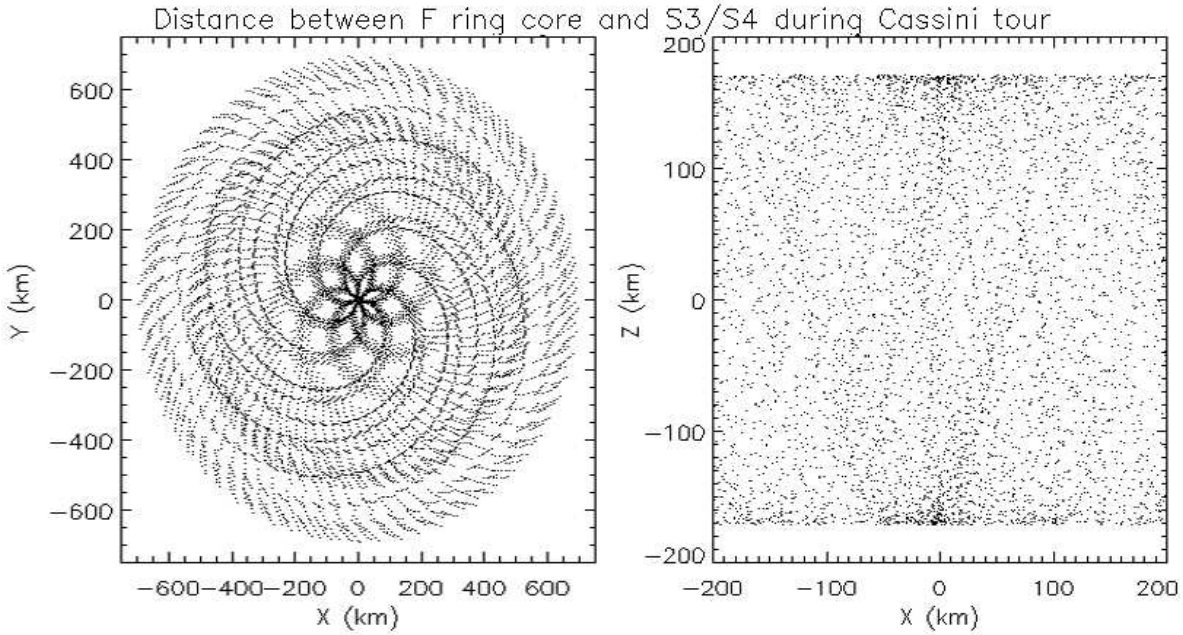


Figure 4.3 – Distance entre l'anneau F et le satellite S3/S4 entre 2004 et 2008 d'après les modèles orbitaux du tableau 4.1.

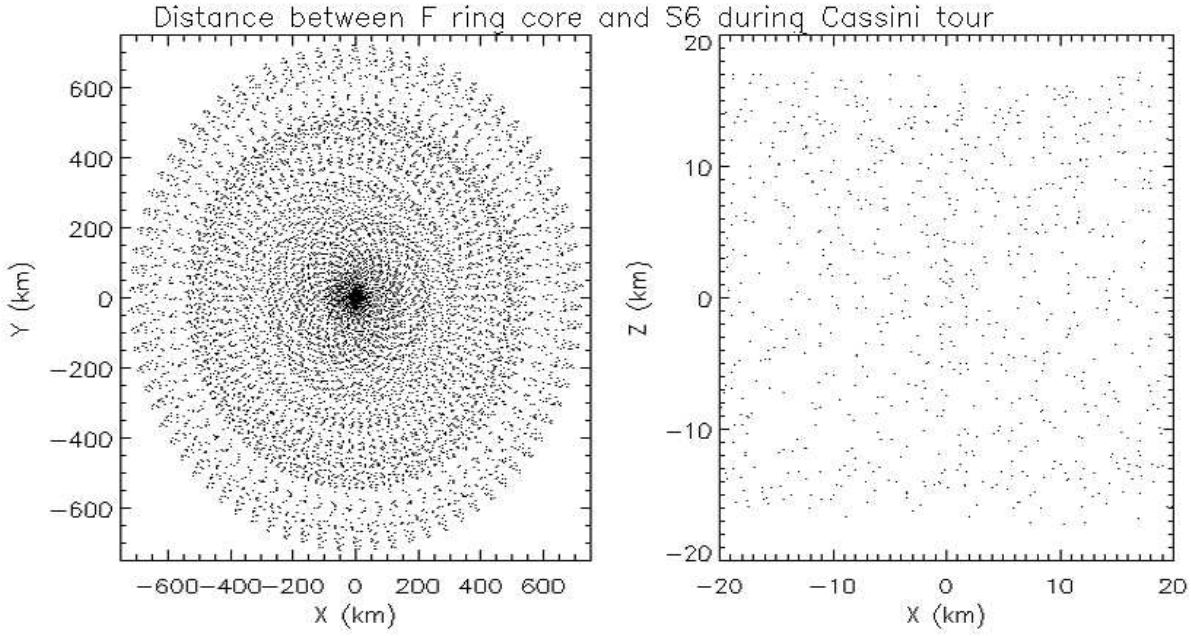


Figure 4.4 – Distance entre l'anneau F et le satellite S6 entre 2004 et 2008 d'après les modèles orbitaux du tableau 4.1.

4.2 Travaux en cours et futurs

4.2.1 Suite du dépouillement des observations de l'anneau F de 2004 à 2007

Le travail que j'ai mené sur la spirale a conduit à des conséquences cruciales pour la compréhension de l'anneau F cependant il reste encore beaucoup d'informations à extraire des images (probablement 70%).
Durant la thèse, j'ai développé plusieurs techniques pour analyser plus en détail la spirale et le cœur (voir le §D.5 page 332), cependant les résultats étaient trop préliminaires pour être présentés dans le corps du manuscrit. Les points suivants nécessitent une étude plus approfondie.

Quelle est la largeur du cœur ?

Un problème connu de longue date sur l'anneau F est celui de son extension radiale. Un long débat a eu lieu dans les années 1990 pour savoir si l'anneau F se composait de *strands*, comme soutenu par Murray et al. [1997] ou s'il pouvait être considéré comme une structure unique, telle qu'elle était observée depuis la Terre [Nicholson et al., 1996 ; Bosh et al., 2002] ou avec certaines images à basse résolution de Voyager [Showalter, 2004].
En effet, dans la dernière théorie soutenue par Showalter [2004], il a même été suggéré que les *strands* n'existaient pas parce que les grumeaux observés à basse résolution ($\sim 5^o$) s'étaleraient rapidement en longitude à cause de la rotation différentielle et beaucoup devraient apparaître en tant qu'anneaux ou *strands* sur des images en vue rapprochée. Dans le chapitre 3, j'ai pu montrer que les *strands* existent bien et qu'elles conduisent à la structure unique qu'est la spirale. De plus, comme Cassini a pu prendre des images à basse comme à haute résolution, j'ai remarqué qu'à une résolution radiale supérieure à 80 km.pixel^{-1}, les *strands* étaient gommées et un objet unique est observé (voir figure D.20 page 333), cela ne signifie pas que cet objet existe : le cœur et les *strands* ne sont tout simplement pas résolus.
En revanche, lorsque le cœur et les *strands* sont observés avec une résolution radiale suffisante (soit inférieure à 80 km.pixel^{-1}), il est possible de calculer la largeur apparente du cœur dans les images.
J'ai développé une méthode d'ajustement gaussien qui permet de calculer la largeur apparente d'une structure en extrayant la brillance avec la méthode d'extraction azimutale ortho-radiale (celle-là même utilisée pour les mosaïques du chapitre 3 et détaillée au §2.2.1 page 50).
Cette méthode a été utilisée avec succès sur les images de la spirale d'avril et mai 2005 et a montré que **la largeur du cœur est comprise entre 15 et 50 km** (voir un exemple au §D.5.2 page 334), sachant que la résolution radiale de ces images est de 4 à 7 km.pixel^{-1}. Des images ayant une résolution radiale de l'ordre du kilomètre montrent également [4] que **la largeur est supérieure à 10 km** (voir la mosaïque de la série `AZCNHIPH` de la figure 4.2 page 91).

La cinématique des grumeaux du cœur

La brillance de l'anneau F à haute et basse résolution a permis de mieux comprendre la géométrie d'ensemble de la structure. L'interconnexion principale de la structure spiralée avec le cœur possède une brillance qui est vue à basse résolution avec une forme typique en double pic dans les profils azimutaux (voir la figure D.20 page 333).
A basse résolution, quand Showalter [2004] dit que les *strands* n'existent pas, il n'a pas totalement tort, le problème dans sa vision de l'anneau est d'écarter les structures vues à haute résolution. **Il est clair que les *strands* sont des objets insuffisamment brillants pour rentrer en compte dans les *clumps* vus à basse résolution** ; de ce fait, **tous les objets brillants vus à basse résolution sont**

[4] Toutefois, nous avons remarqué que la largeur était légèrement dépendante de l'angle de phase. Il faudra étudier cela plus en détail.

des objets appartenant au cœur, le fait que ces corps n'aient pas une vitesse collective commune et que leur demi grand-axe soit différent est pris en compte par le modèle orbital excentrique et incliné de Bosh et al. [2002].
Il serait toutefois intéressant de savoir si la spirale se meut au-delà de l'orbite du cœur, et surtout au niveau de l'interconnexion avec le cœur. Pour cela, j'ai développé un code de suivi d'une structure azimutale, qui permet d'en calculer la vitesse locale (§D.5.1 page 332). Ces calculs devraient permettre d'en savoir plus sur la cinématique de l'anneau F.

Les signatures de satellites à découvrir dans le cœur

Un des signaux les plus intéressants de l'ajustement gaussien (voir le détail de la méthode en annexe D page 334) est celui de l'excursion radiale. Lors de l'étude de la spirale, il a été montré que le cœur n'était pas une ellipse parfaite et qu'il s'éloignait du modèle orbital de Bosh et al. [2002] de plus de 100 km, ce qui est substantiellement plus que sa largeur apparente (entre 10 et 80 km d'après le §D.5.2 page 334). Les excursions radiales sont donc significatives et contiennent certainement la **trace des interactions des particules avec les satellites proches**.
Kolvoord et al. [1990] ont trouvé la signature de Prométhée dans un profil azimutal de brillance de l'anneau F à partir des images de Voyager par une **analyse en ondelettes**. Une fréquence particulière (3,2°) se répétait en effet plusieurs fois et correspond à l'écart angulaire entre les nœuds ascendants des ellipses de l'anneau F et de Prométhée.
Deux autres fréquences très fortes à 5° et 6° pourraient correspondre à l'action de Pandore (5,75°), [Porco et al., 2005]. Cependant, toutes les autres signatures (au nombre d'une soixantaine) n'ont pas pu être identifiées.
La limitation de l'étude de Kolvoord et al. [1990] est qu'elle repose sur des profils de brillance et que les variations de brillance sont difficilement identifiables en tant qu'interactions avec des satellites. Un **profil azimutal de l'excursion radiale** contient juste l'information qu'il faut pour pouvoir détecter aisément des signatures avec des satellites.

Une caractérisation plus précise de la spirale

Les questions que je me suis posées à l'issue de l'étude de la spirale (chapitre 3 page 70) et de la caractérisation des formes spirales qu'offre la dynamique galactique (voir le §D.5.4 page 336) sont les suivantes :
– Combien de bras possède la spirale ?
– Quel est le sens d'enroulement de la spirale ?
– Quel est l'angle de lancement (*pitch angle*) de la spirale ?
– S'agit-il exactement de la même spirale ?
La comparaison des mosaïques a déjà apporté quelques éléments de réponse, en ce qui concerne le nombre de bras spiraux et de la durée de vie de la structure spirale. Toutefois, une information comme l'angle de lancement permettrait de définir très précisément l'instant de la création de la spirale. En effet, avec les observations de 2006 et 2007, il a été remarqué tout d'abord une structure perpendiculaire au cœur (donc un *pitch angle* de 90°) qui s'étendait radialement sur plus de 500 km, puis au fur et à mesure, cette structure verticale semble s'étaler en longitude par rotation différentielle, s'accompagnant alors par la décroissance du *pitch angle*.
En déterminant précisément cet angle de lancement dans chacune des mosaïques allant de septembre 2006 à mai 2007 (voir le tableau 3.3 page 83), par extrapolation il serait possible de **déterminer l'instant où l'angle de lancement vaut 90° et par conséquent la date de la création de la spirale**.
Cette date serait ensuite comparée aux différentes dates de croisement des orbites du cœur et des satellites éphémères afin de valider la théorie selon laquelle ces satellites croisent le cœur et sont à l'origine de la création de la spirale.

Variations de densité dans le cœur

Le fait qu'il y ait plusieurs spirales dans l'anneau F et qu'elles soient différentes implique que **la dispersion des particules durant la collision est plus ou moins forte selon le type de spirale**. Si on considère effectivement que ce sont les collisions entre l'anneau F et les satellites éphémères qui créent la spirale :

– certaines de ces collisions peuvent se produire entre les satellites éphémères et des régions peu denses du cœur, elles pourraient alors conduire à des **débuts de bras spiraux** ;
– d'autres collisions peuvent en revanche se produire dans des régions denses. Elles pourraient donner naissance à une plus forte dispersion de matériel, conduisant par la suite à des **spirales s'enroulant plusieurs fois autour de Saturne**.

La détermination de la densité des différentes structures azimutales du cœur pourrait donc permettre de confirmer ce scénario et même de le simuler numériquement. Pour le moment, dans les simulations dynamiques N-corps de l'anneau F [Charnoz *&* Ganem, 2006], la densité est le paramètre critique et différentes valeurs peuvent conduire à différents scénarios de formation de grumeaux :

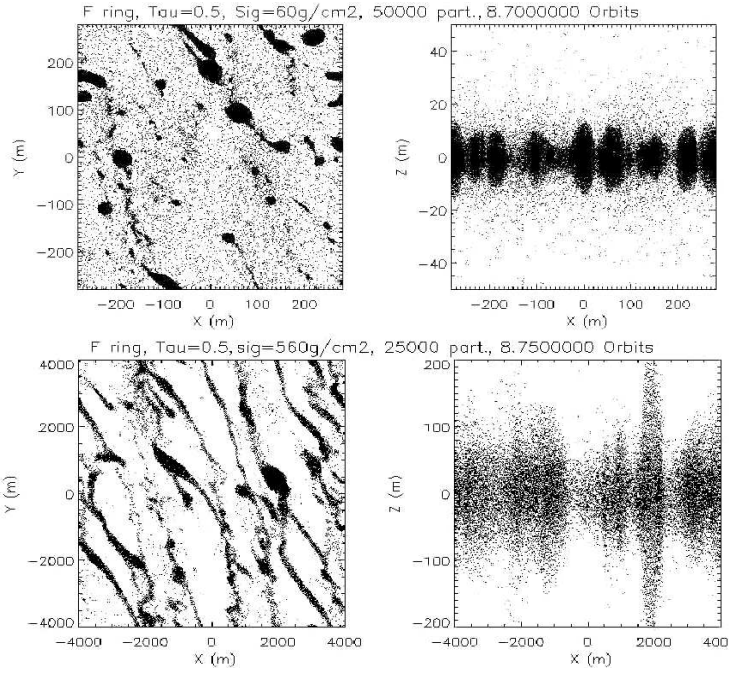


Figure 4.5 – (Charnoz *&* Ganem, 2006)

– en simulant 50 000 particules dans une boîte de 300 m × 300 m avec une profondeur optique τ=0,5 et une densité de surface σ=60 g.cm^{-2} (figure 4.5 en haut), l'autogravité fragmente l'anneau assez rapidement [5] (8,7 orbites) et conduit à un disque **gravitationnellement instable**. Les grumeaux obtenus ont une taille typique de 50 m et l'extension verticale de l'anneau est de l'ordre de 10 à 15 m ;
– en simulant 25 000 particules dans une boîte de 4 km × 4 km avec une profondeur optique τ=0,5 et une densité de surface σ=560 g.cm^{-2} (figure 4.5 en bas), les structures sont beaucoup plus filamentaires à t=8,7 orbites (le disque est **gravitationnellement instable**) et l'extension verticale obtenue est également plus grande (100 à 200 m).

Dans les images, il est possible de **déterminer la densité des particules à partir de la largeur équivalente de l'anneau et d'un modèle photométrique**. Le détail de la méthode est donné en annexe au §D.5.3 page 335. Il serait très utile de comparer les résultats obtenus avec ceux des simulations dynamiques pour favoriser ou non l'instabilité gravitationnelle proposée par Charnoz *&* Ganem.

Toutefois, pour le moment, un problème assez bloquant se pose au niveau du comportement diffusif des particules de l'anneau F car la fonction de phase que j'ai obtenue au chapitre 5 est singulièrement différente de celle des précédentes photométriques de Voyager [Showalter et al., 1992] et conduit à une divergence dans les valeurs de densité trouvées. Plus de travail devrait être effectué dans cette direction pour obtenir le comportement diffusif du cœur, séparé de celui des *strands*.

[5] L'anneau est placé à une distance de 140 000 km. La profondeur optique de 0,5 est un peu trop forte au vu des occultations stellaires (voir la figure 8.14 page 216).

4.2.2 Des observations innovantes de l'anneau F pour la mission étendue

Un suivi aussi systématique pour Pandore que pour Prométhée

Dès qu'il a été remarqué que Pandore était plus distante de l'anneau F que Prométhée, ce satellite a perdu de son attrait et peu de modèles se sont intéressés au rôle de Pandore dans les structures visibles du cœur de l'anneau F. Non seulement Pandore est plus éloignée de l'anneau F que ne l'est Prométhée ($\Delta a_{\text{F-Pand}}$=1 486,3 km et $\Delta a_{\text{F-Prom}}$=863,70 km d'après les demi-grands axes de Porco et al. [2005] et Bosh et al. [2002]), mais Pandore est moins massive (M_{Pand}=1,54.10^{17}kg et M_{Prom}=2,11.10^{17}kg d'après Renner et al. [2005]). Par conséquent, en appliquant le scénario de rencontres gravitationnelles de Prométhée à la configuration de Pandore, il y a peu de particules de l'annneau F qui sont déviées de leur trajectoire puisque l'extension de l'anneau F est plus petite que la distance moyenne séparant les deux objets.
Pourtant, il est fort probable que Pandore ait un rôle plus important que celui qu'on lui adjoint ajourd'hui :
- Un traitement en ondelettes de l'excursion radiale évoquée précédemment permettrait tout d'abord de confirmer l'action de Pandore sur le cœur de l'anneau F ;
- D'autres stuctures locales ont été observées dans le cœur à la longitude de Pandore (figure 4.6), mais il est pour le moment difficile de les attribuer au satellite ;
- Enfin, il faudrait **suivre Pandore sur une orbite complète et très haute résolution**, comme cela a été fait avec Prométhée pour mieux observer les interactions qui se produisent entre le satellite et les particules.

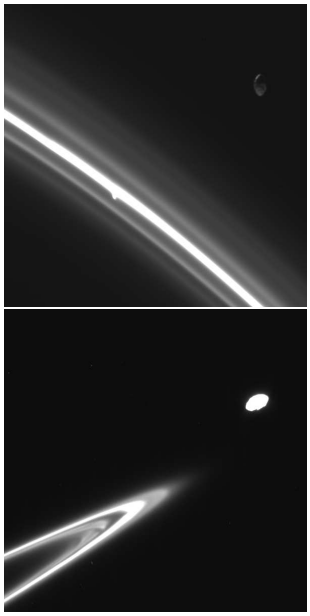


Figure 4.6 – Pandore et l'anneau F (images N1501710756 et N1509279206)

Une vision en trois dimensions de l'anneau F ?

Comme je l'ai précisé dans le §4.2.1, la connaissance de la géométrie de l'anneau F est cruciale pour comprendre l'origine des interactions des particules de l'anneau F avec les satellites environnants.
Un premier pas a été franchi en montrant qu'avec les modèles orbitaux actuels, validés par l'équipe d'imagerie de Cassini, il n'y aura pas de croisement des orbites de Prométhée et de l'anneau F. Ce résultat n'était possible qu'avec les orbites déterminées à l'époque de Voyager [Murray et al., 1997 ; Giulliatti-Winter et al., 1999].
J'ai montré qu'il était possible, avec les nouvelles orbites, que les satellites S3/S4 et S6 croisent le cœur de l'anneau F, mais ces croisements **supposent intrinsèquement que le cœur possède une extension verticale de 40 km**. La valeur de 40 km correspond à la largeur **radiale** moyenne du cœur, déterminée par la méthode détaillée au §D.5.2 page 334, mais rien n'exige que le cœur possède une symétrie cylindrique.
De plus dans certaines images où l'anneau F est observé en vue rasante (par exemple la figure 4.7), il a été remarqué de fortes variations d'épaisseur dans l'anneau F.
Il serait nécessaire de poursuivre des observations dans cette direction en prenant par exemple des images en rafale lorsque Cassini passe dans le plan des anneaux. De cette façon, en faisant varier l'inclinaison de la sonde, nous aurions les informations nécessaires pour reconstituer l'anneau F en 3D.

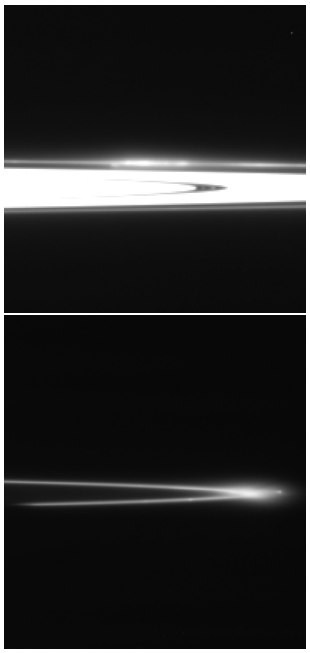


Figure 4.7 – L'anneau F vu par la tranche (images N1507015271 et N1507099722)

4.2.3 Le cœur de l'anneau F et les autres annelets de Saturne

Définition des annelets et pertinence de leur compréhension

L'anneau F et en particulier sa région centrale : le cœur est vraiment une région étonnante dans les anneaux de Saturne. Toutefois, il paraît intéressant de comparer le cœur à d'autres régions du même type : les annelets.

Les annelets sont des types d'anneau caractérisés par une région fine ancrée dans une lacune ou une région beaucoup moins dense [Holberg et al., 1982]. La majorité des annelets de Saturne se trouvent dans des lacunes, sauf les annelets de l'anneau D et le cœur de l'anneau F, voir §D.2.3 page 322.

Ces régions suscitent un intérêt dynamique particulier, qui peut être résumé en ces trois points :
- La **création** des annelets a certainement des mécanismes dynamiques communs. Cependant ceux-ci ne sont pas très bien connus : tandis que certains annelets sont sur la même orbite qu'un petit satellite (Pan et l'annelet Encke, Daphnis et l'annelet Keeler), d'autres, comme par exemple l'annelet Huygens, ne semblent pas être interrompus et démeurent seuls dans leur lacune (voir le tableau D.3 page 330) ;
- Le **maintien** de tous les annelets est réalisé par des mécanismes dynamiques également méconnus qui contrebalancent leur étalement radial. Il pourrait s'agir de résonances : les particules de certains annelets sont en effet en résonance avec les satellites [6], tandis que d'autres ne sont pas pour le moment associés à des résonances ce qui posent d'évidents problèmes quant à leur évolution ;
- L'**évolution** de ces annelets sur le long terme n'est pas connue. Certains des annelets de Saturne sont connus depuis la mission Voyager ([7]), alors que d'autres ont été découverts par Cassini ([8]). Cela signifie-t-il que ces annelets sont récents ou bien qu'ils n'ont pas été observés par Voyager à cause du manque de sensibilité des instruments ?

Deux stratégies sont possibles pour caractériser plus précisément les annelets de Saturne :
- L'**étude dynamique** permet d'étudier :
  - ❶ la géométrie des annelets autour de Saturne, grâce à l'obtention d'un modèle orbital. Ceci peut apporter des informations sur la **création** des annelets, si une commensurabilité est établie entre le mouvement moyen de l'annelet et celui d'un satellite ;
  - ❷ les variations azimutales de brillance apportent des informations sur l'**évolution** des annelets à différentes échelles temporelles. Si les variations azimutales sont décelées, elles devraient s'étaler par rotation différentielle selon l'équation (D.7) page 326, au contraire, si ces structures sont stables, elles devraient alors être maintenues par un confinement azimutal (voir le §D.3.1 page 326).
- L'**étude photométrique** est basée sur l'obtention des fonctions de phase (voir quelques exemples au chapitre 5) et leur ajustement par des modèles analytiques plus ou moins complexes, afin de déterminer la taille des particules, le taux de compaction, la rugosité etc. Toutes ces informations apportent des contraintes cruciales sur la stabilité et le **maintien**.

[6] C'est le cas de l'annelet Titan (en résonance ILR 1 :0 avec Titan) de l'annelet 1.470 $R_\flat$ (en résonance ILR 2 :1 avec Prométhée), de l'annelet 1.495 $R_\flat$ (en résonance ILR 3 :1 avec Mimas et ILR 2 :1 avec Pandore) et de l'annelet Keeler (en résonance ILR 30 :31 avec Pan)

[7] Les annelets Titan, Maxwell, 1.470 $R_\flat$, 1.495 $R_\flat$ dans l'anneau C, les annelets Huygens et Fresnel dans la Division de Cassini, deux des quatre annelets de la lacune d'Encke et le cœur de l'anneau F ont été étudiés en détail grâce aux images et aux profils d'occultation des missions Voyager 1 et 2.

[8] L'annelet 1.256 $R_\flat$ dans l'anneau C, le *charming ringlet* (1.988 $R_\flat$) et l'annelet 1.971 $R_\flat$ de la Division de Cassini et l'annelet Keeler dans la lacune du même nom sont des annelets qui ont été détectés pour la première fois dans les images Cassini, voir le §D.2.3 page 324

J'ai commencé par l'approche dynamique en déterminant les variations de brillance dans les annelets. Le principe de ces observations est le même que celui de l'anneau F, les annelets sont observés pendant au moins une période orbitale dans une fenêtre de longitudes inertielles.

Variations de brillance dans les annelets

Dans les figures 4.8 à 4.13 sont présentées les variations de brillance dans une partie des annelets de Saturne. En effet pour cette étude préliminaire, n'ont été conservés que les annelets de l'anneau F, les annelets de la lacune de Encke, les annelets les plus larges de l'anneau C (Titan et Maxwell), deux annelets de la Division de Cassini (Huygens et le *charming ringlet*, à 1,988 $R_\flat$) et l'annelet D73 de l'anneau D. Les mosaïques permettent d'imager les résultats obtenus, qui sont inédits.

Pour la première fois, des variations de brillance allant de 10 à 80% ont été mesurées dans les annelets de Saturne.

Le cœur de l'anneau F possède les variations de brillance les plus fortes, avec un contraste de 86%. Ce contraste est comparable à celui trouvé par Ferrari [1992] avec les images de Voyager (83% pour les images de Voyager 1 et 91% pour les images de Voyager 2, voir la figure 3.6 page 66). Un travail similaire reste à faire également dans les autres mosaïques de l'anneau F (Chapitre 3, figure 3.21).
Les autres annelets de Saturne exhibent des variations de brillance beaucoup plus faibles que le cœur de l'anneau F, celles-ci ne dépassent pas 30% (voir le tableau 4.4), ce qui démontre le caractère unique du cœur et de son activité dynamique.
Le cœur n'est pourtant pas le seul en matière d'inédit, les variations de brillance dans les annelets Maxwell et Titan de l'anneau C sont très particulières. Les régions extérieures sont très brillantes tandis que la région centrale de l'annelet est très sombre (voir la figure 4.11). Cet aspect avait déjà été observé dans les images Voyager [Porco et al., 1984b], mais les variations de brillance en azimut sont totalement inédites. Elles pourraient s'expliquer par la possibilité d'une distribution bimodale de particules dans cet annelet qui interagiraient avec un satellite proche [Hänninen *&* Salo, 1995].

Annelet	Rayon (km)	largeur (km)	contraste brillance	α (°)	figure
Cœur	140 223	∼40	86%	35	fig. 4.8
Encke I	133 474	∼40	22%[9]	-	fig. 4.9
Huygens	117 725	∼20	16%	66	fig. 4.10
1,971 $R_\flat$	118 955	∼5	22%	-	fig. D.9
1,988 $R_\flat$ (*charming*)	119 821	∼5	6%	66	fig. 4.10
Titan	77 871	17-37	15%	66	fig. 4.11
Maxwell	87 491	40-87	10%	66	fig. 4.12
D73	73 229	∼500	5%	66	fig. 4.13

Tableau 4.4 – Variations de brillance obtenues dans les annelets de Saturne. Les largeurs sont extraites du tableau D.3 page 330 et de (Marouf et al., 1986 ; Porco et al. 1984b)

Comment pourtant expliquer l'ensemble des variations de brillance dans les annelets de Saturne ?
– S'agit-il d'interactions annelet/annelune ?
– S'agit-il de résonances avec des satellites ?
Les résonances prédites connues pour le moment [Esposito et al., 1983] ne sont pas localisées au niveau de chaque annelet étudié ici. L'autre possibilité repose sur la présence de petits satellites à proximité de ces annelets et celle-ci est tout à fait envisageable, comme détaillé dans le §4.2.4 suivant.

[9] D'après le profil de brillance de l'annelet interne réalisé par Joseph Burns. Communication privée de Burns/Hedman/Tiscareno de janvier 2005.

Le cœur de l'anneau F : un annelet hors norme

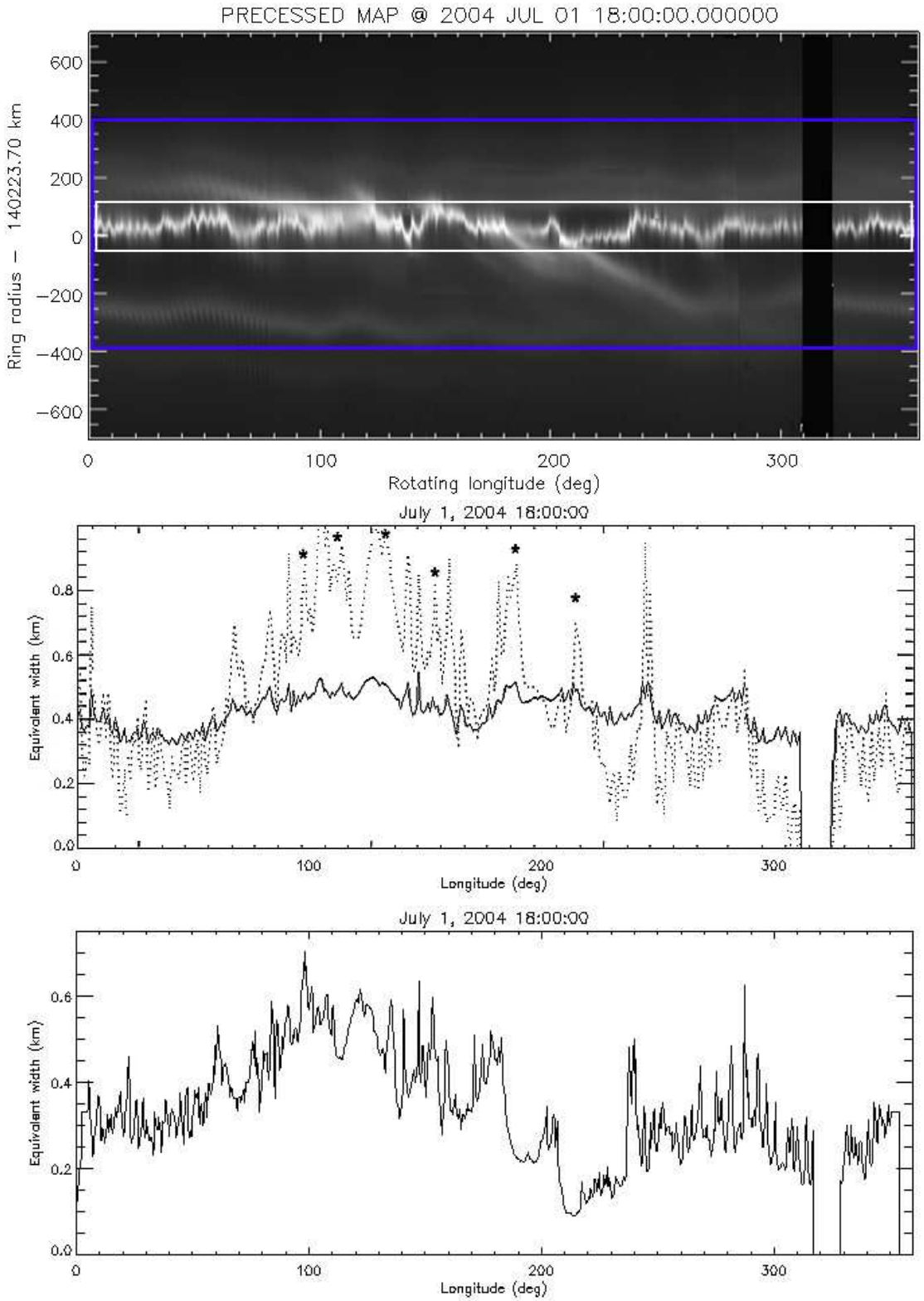


Figure 4.8 – Profil de brillance de l'anneau F reconstitué sur 360 dégrés sur une boîte d'extraction de 800 km de largeur radiale (encadré bleu) et pour une boîte d'extraction de 200 km de largeur radiale (encadré blanc). Les profils sont normalisés en fonction de la largeur d'extraction et sont représentés respectivement en traits pleins et en pontillés. Les étoiles indiquent les interconnexions de la spirale avec le cœur.

Les annelets Encke dans l'anneau A : un cas typique ?

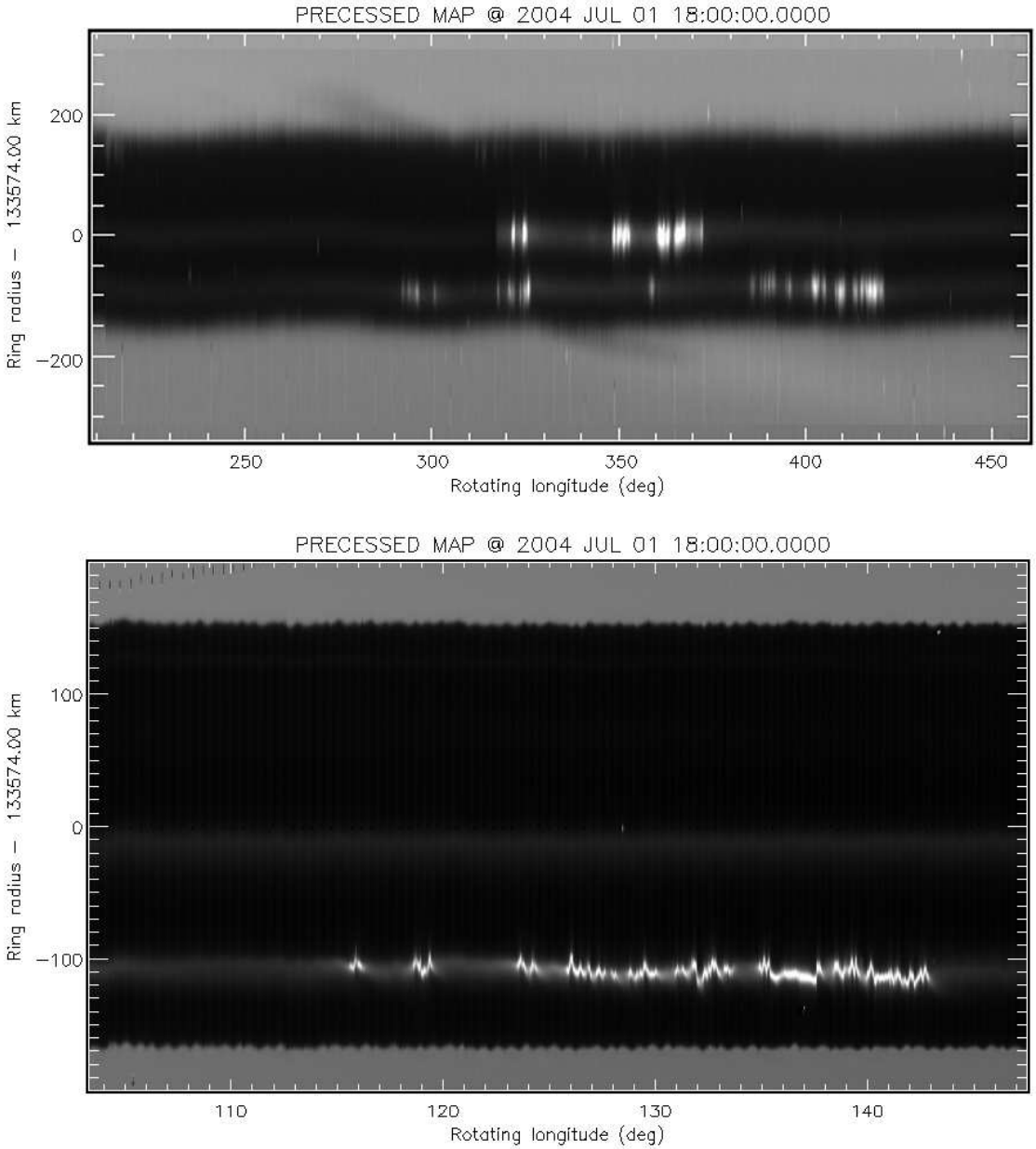


Figure 4.9 – Mosaïques des annelets de la lacune d'Encke reconstituées sur 360 dégrés sur une boîte d'extraction de 250 km et 150 km de largeur radiale et centrée sur 133 574 km. La mosaïque du haut est réalisée avec les images N1538 de septembre 2006 ($\alpha \sim 160°$) et la mosaïque du bas est obtenue avec les images N1503 d'août 2005 ($\alpha \sim 160°$).

Les annelets Huygens et 1.988 $R_\flat$ dans la Division de Cassini

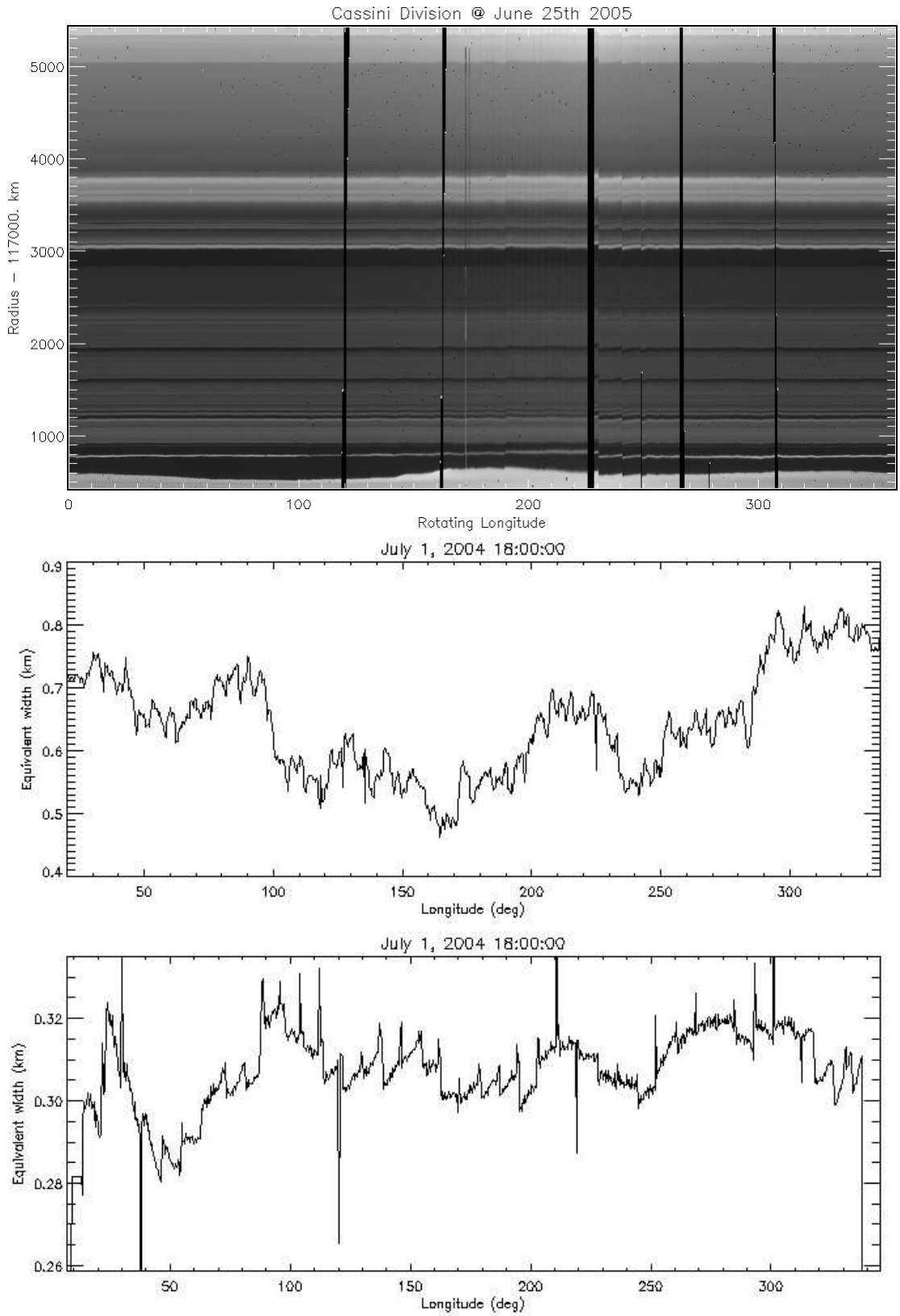


Figure 4.10 – Mosaïque et profils de brillance des annelets Huygens et $1.988 R_\flat$ reconstitués sur 360 dégrés sur une boîte d'extraction respective de 200 km et 100 km de largeur radiale centrée sur 117 725 km et 119 821 km. La mosaïque est réalisée avec les images N1498 de juin 2005 ($\alpha \sim ?\,?^o$) et les profils de brillance sont obtenus avec les images N1466 de juin 2004 ($\alpha \sim 66^o$).

L'annelet Titan de l'anneau C

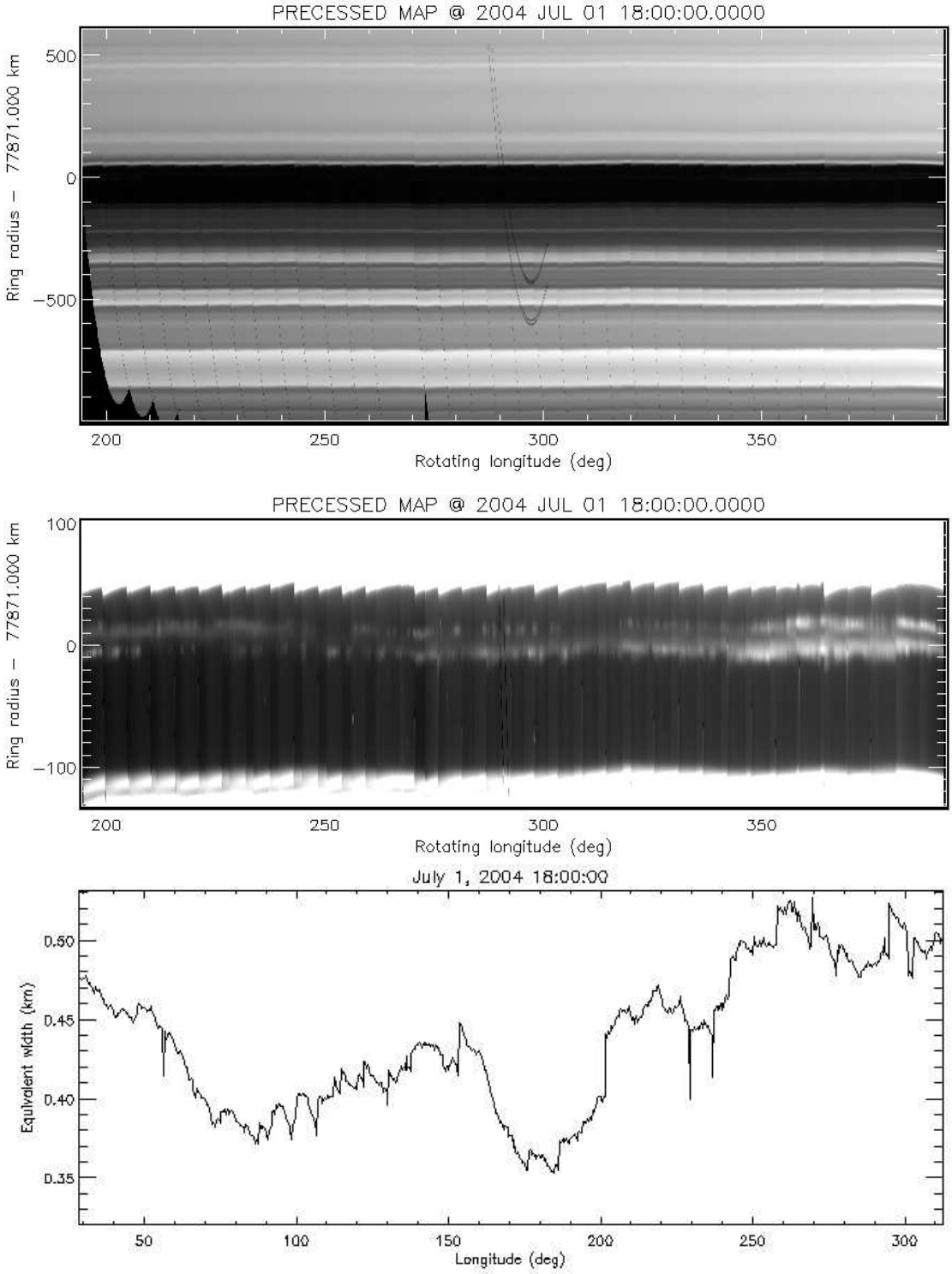


Figure 4.11 – Mosaïques et profil de brillance de l'annelet Titan reconstitués sur 360 dégrés sur une boîte d'extraction de 1 200 et 200 km (pour les mosaïques) et 50 km (pour le profil) de largeur radiale centrée sur 77 871 km. La mosaïque est réalisée avec les images N1477 d'octobre 2004 ($\alpha \sim 34^o$) et le profil de brillance est réalisé avec les images N1466 de juin 2004 ($\alpha \sim 66^o$).

L'annelet Maxwell de l'anneau C

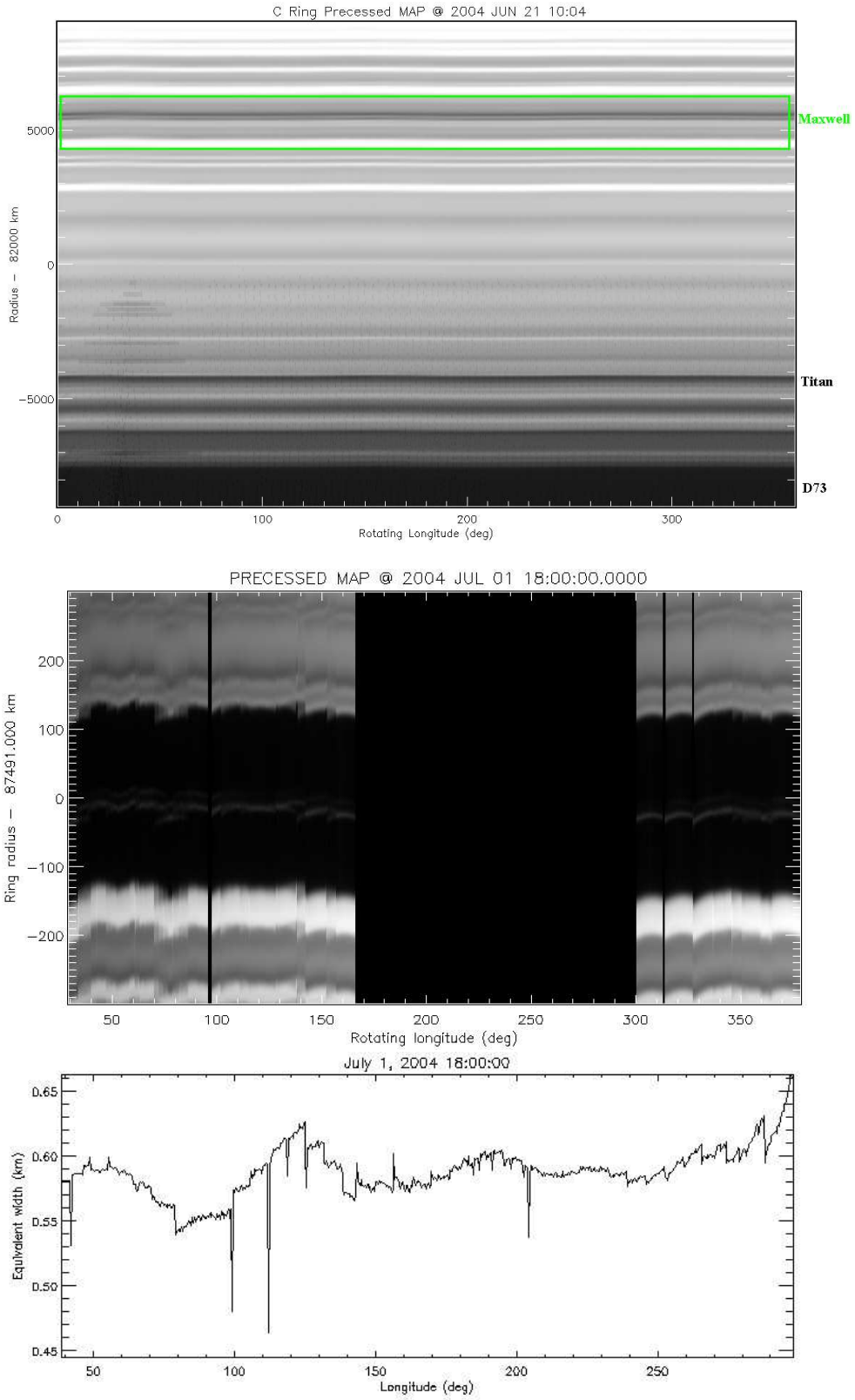


Figure 4.12 – Mosaïques et profil de brillance de l'annelet Maxwell reconstitués sur 360 dégrés sur une boîte d'extraction de 19 000 km, 300 km et 40 km de largeur radiale centrée sur 82 000 km et 87 491 km. La mosaïque du haut est obtenue avec les images N1466 de juin 2004 (α ∼66°) est la mosaïque du bas est réalisée avec les images N1477 d'octobre 2004 (α ∼34°) et le profil de brillance est réalisé avec les images N1466 de juin 2004 (α ∼66°).

L'annelet D73 dans l'anneau D : apparemment stable azimutalement

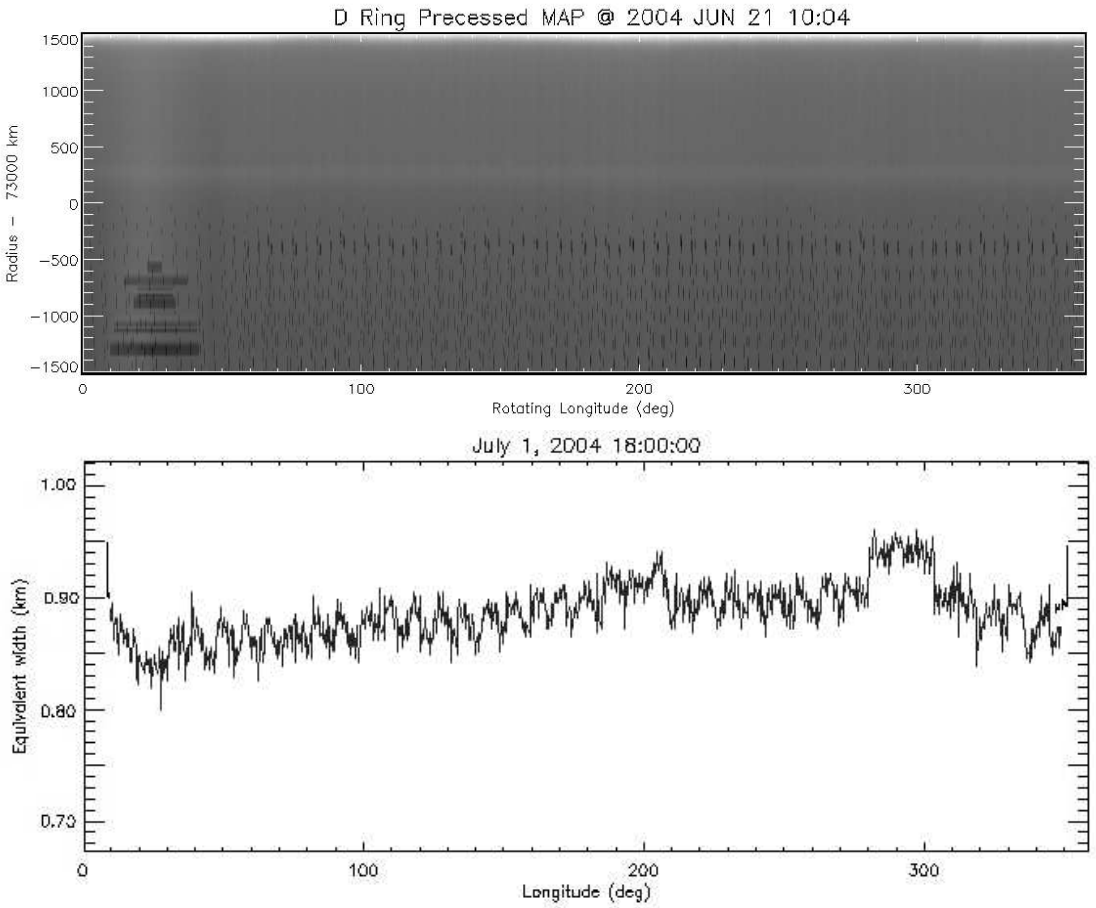


Figure 4.13 – Mosaïque et profil de brillance de l'annelet D73 dans l'anneau D reconstitués sur 360 dégrés sur une boîte d'extraction de 450 km de largeur radiale centrée sur 73 229 km.

4.2.4 Des micro-satellites comme acteurs des interactions avec les annelets ?

La mission Cassini, du fait de sa proximité avec la planète, offre la résolution radiale juste suffisante pour détecter la présence de petits satellites dans les anneaux principaux (voir le §D.4 page 329). Ces satellites (∼40 km) devraient fortement interagir avec les particules environnantes et sont appelés annelunes (de l'anglais *ringmoon*, voir le §D.3.2 page 327).
Pour le moment, les seules annelunes connues à l'intérieur des anneaux principaux sont Pan et Daphnis dans les lacunes de Encke et Keeler respectivement. Mais comment expliquer les variations de brillance de l'annelet Encke I qui n'est pas coorbital à Pan et qui possède des variations importantes de brillance (22%, voir la figure 4.9) ?
Assez étrangement, j'ai trouvé de nouveaux petits objets (∼4 km) dans l'annelet interne de Encke et similaires à ceux observés par Joe Spitale et Carolyn Porco dans l'annelet 1,470 $R_\saturn$ (figure 4.14).

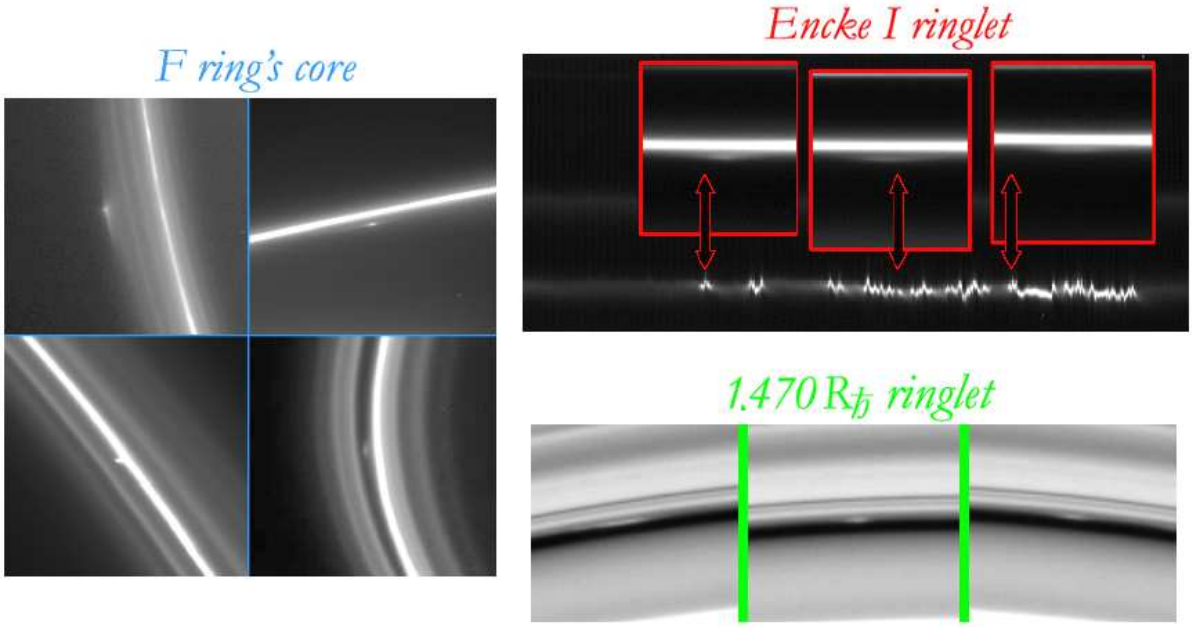


Figure 4.14 – Panorama de l'ensemble des micro-satellites observés par Cassini, dans les anneaux A, C et F.

S'agit-il de micro-satellites (∼10 km), comme ceux observés à proximité du cœur de l'anneau F ? Pourquoi ces satellites ne créent pas des spirales autour de ces annelets [9] ?
Une campagne de détection de ces micro-satellites doit être traitée en priorité pour la mission étendue car elle nécessite des images à haute résolution radiale et azimutale (par exemple, les petits objets dans la lacune de Encke ont été découverts dans des images à 1 km.pixel^{-1} de résolution radiale et 1 km.pixel^{-1} de résolution azimutale) qui sont pour le moment trop peu nombreuses.

La découverte de micro-satellites devrait permettre la mise en place de nouveaux modèles dynamiques pour expliquer les variations de brillances dans les annelets de la Division de Cassini et des anneaux A et C.

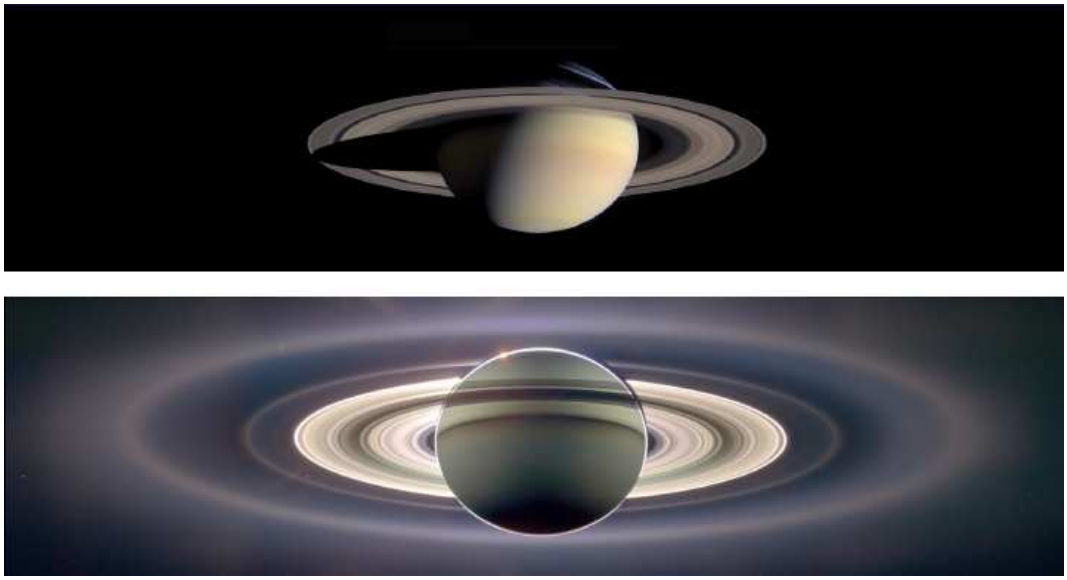
[9] Il semble que le mécanisme de création d'une spirale nécessite des satellites aux orbites fortement inclinées pour permettre les multiple collisions. Dans les anneaux principaux, les annelets sont ancrés dans des lacunes étroites, de ce fait, il reste peu d'espace à un satellite excentrique ou incliné.

Une période où l'intelligence des physiciens fut mise à rude épreuve : la lumière, disait-on, doit être considérée soit comme une onde, soit comme un ensemble de particules... selon les situations expérimentales : la "dualité onde-corpuscule". A cette époque la lumière était une onde les lundis, mercredis et vendredis, et un ensemble de particules les mardis, jeudis et samedis. Restait le dimanche pour réfléchir à la question.

Richard Feynmann, 1987

Troisième partie

Photométrie



Images composites de Saturne realisée avec plusieurs images ISS (filtres `BL2`, `GRN` et `RED`) prises en réflexion ($\alpha \simeq 70^{o}$ en haut) et en transmission ($\alpha \simeq 180^{o}$ en bas)

Chapitre 5

Les observations Cassini

Sommaire

5.1 Caractérisation de l'effet d'opposition 113
5.2 Caractérisation de la brillance à tous les angles de phase 138
5.3 Problématique 141

5.1 Caractérisation de l'effet d'opposition

5.1.1 L'effet d'opposition des anneaux de Saturne

Quand on regarde les anneaux avec le Soleil directement dans le dos, un phénomène peu commun appelé « effet d'opposition » peut être vu. Cet effet, correspondant à la montée subite et piquée de la brillance d'une surface rugueuse quand l'angle de phase est proche de zéro.
Cassini a imagé l'effet d'opposition comme jamais, en deux siècles d'observation des anneaux de Saturne. En effet, depuis la Terre, l'observation d'un objet aussi lointain que Saturne requiert une observation à long terme où la géométrie varie uniquement parce que la Terre et Saturne se sont déplacées sur leur orbite. L'angle de phase, défini depuis le paragraphe 1.3.2 correspond dans le cas des observations terrestres à l'angle entre le Soleil, les anneaux et la Terre. Dans ce cas, l'angle de phase varie entre 0,028° et 6,023°. Avec le schéma de gauche de la figure 5.1, on observe que l'angle de phase diminue mais qu'il n'atteint jamais la valeur zéro. En fait, l'angle de phase minimal correspond à l'alignement entre Saturne, la Terre et le Soleil. Cependant, comme le Soleil n'est pas une source ponctuelle vue par Saturne, il y a une plage d'angles de phase qui proviennent théoriquement du disque solaire. Du centre du Soleil jusqu'à son limbe, les angles de phase sont donc théoriquement les mêmes.

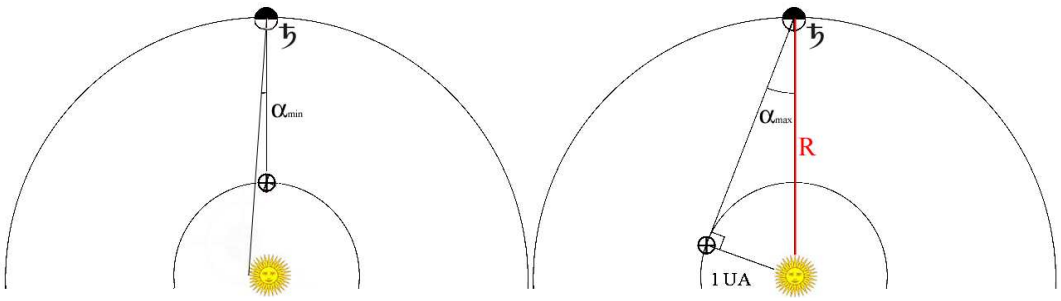


Figure 5.1 – Géométrie d'observation de l'effet d'opposition sur Terre.

Si on calcule le rayon du disque solaire vu depuis Saturne, avec l'équation (5.1), on obtient la valeur

$\alpha_{\odot\min}$=0,028°.

$$\alpha_{\odot\min} = \arcsin \frac{R_\odot}{R_\saturn} \tag{5.1}$$

$$\alpha_{\odot\max} = \arcsin \frac{1}{R_{\text{UA}}} \tag{5.2}$$

De même pour les observations terrestres, l'angle de phase maximum est limité du fait que Saturne tourne très lentement sur son orbite autour du Soleil (29 ans) et qu'en un an, la Terre verra Saturne sous une gamme restreinte d'angles de phase (voir le schéma de droite de la figure 5.1).
L'angle de phase maximal sera trouvé quand Saturne, la Terre et le Soleil seront disposés dans un triangle rectangle. Avec l'équation (5.2), on trouve qu'à une distance de 9,53 Unités Astronomiques, la distance entre le Soleil et Saturne, la plus grande valeur d'angle de phase est $\alpha_{\odot\max}$=6,023°.

L'effet d'opposition observé par Cassini

La sonde Cassini n'est pas limitée dans les grands angles de phase, elle peut observer les anneaux de 0 à 180° uniquement en variant sa position sur sa trajectoire en forme de pétales autour de Saturne (figure 5.2 à gauche).

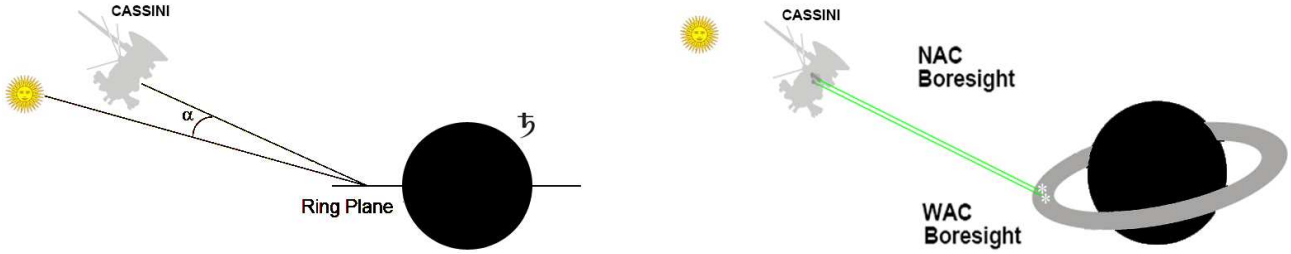


Figure 5.2 – Géométrie d'observation de l'effet d'opposition avec Cassini. Variation de la ligne de visée pour les images prises avec la caméra NAC et la caméra WAC.

Pour les plus faibles angles de phase, bien que l'angle minimal soit de 0,028°, j'ai calculé dans plusieurs images la brillance des anneaux en fonction de l'angle de phase défini par l'angle entre le centre du Soleil [1], les anneaux et Cassini (figure 5.3). Il ressort que la **brillance n'est pas constante entre 0 et 0,028° !** Ceci est d'autant plus vrai qu'une augmentation a été remarquée en-deçà de $\alpha_{\odot\min}$ quelque soit l'anneau exposé (anneaux A, B, C et Division de Cassini) et quelque soit la longueur d'onde d'observation ($\lambda = 0,44;\ 0,568;\ 0,65;\ 0,752\ \mu$m), voir les graphes à gauche dans la figure 5.3.

Comment expliquer cette augmentation alors que la brillance reçue est la même ? La taille finie du Soleil est une sorte de convolution de la fonction de phase [Shkuratov, 1991].

En effet, en traçant les courbes de phase précédemment obtenues en échelle logarithmique, on observe bien que la brillance devient constante à exactement 0,01° et non à 0,028°.
Ceci renforce l'idée que **l'angle de phase doit être calculé à partir du centre du Soleil**, car dans le cas inverse, différentes valeurs de la brillance pourraient être trouvées pour un même angle de phase ce qui n'est physiquement pas possible[2].
Ce type d'observations démontre bien la supériorité des observations de Cassini par rapport à celles des instruments au sol ou en orbite autour de la Terre (on pourra comparer par exemple les graphes en échelle logarithmique de la figure 5.3 avec ceux de [French et al. 2007]).

[1] La position du Soleil étant donnée par les kernels de navigation et extraite avec les procédures SPICE (voir l'annexe B page 299).
[2] Je me permets d'insister lourdement sur l'importance du calcul des faibles angles de phase car du fait du caractère inédit de ces observations (c'est la première fois que la brillance en-dessous du rayon angulaire solaire est calculée pour une surface planétaire), on pourrait naïvement attribuer ces variations à une erreur de calcul.

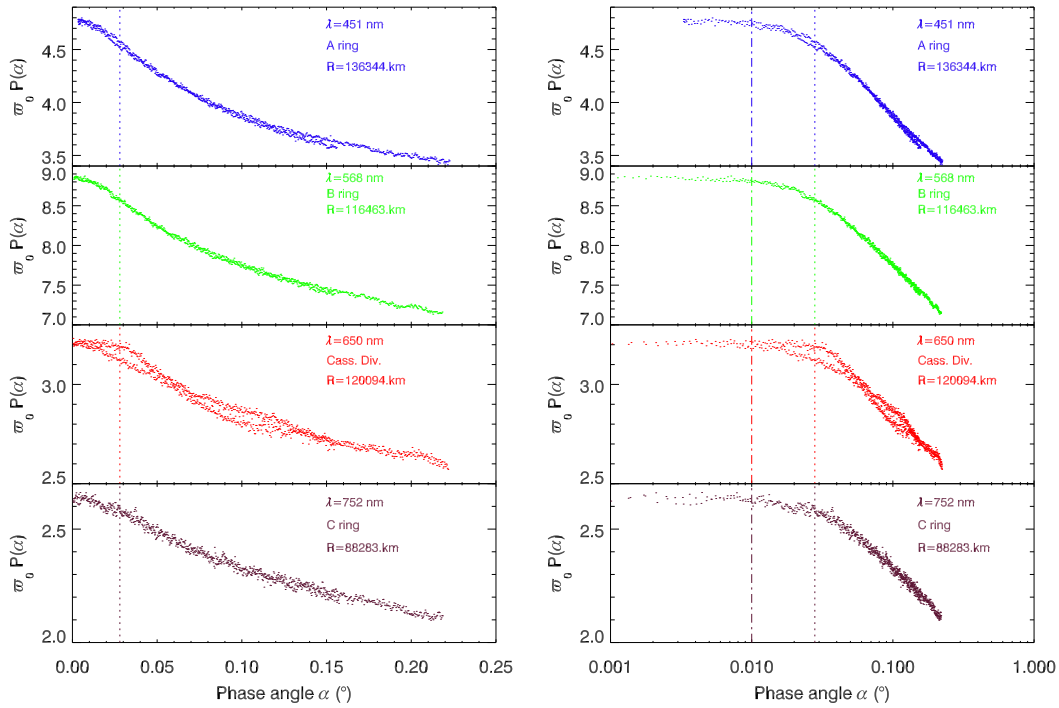


Figure 5.3 – Fonctions de phase dérivées dans les images NAC de la série d'observation 008RI 0PHASE001 VIMS. La brillance est donnée dans les unités de la fonction de phase (voir l'équation (E.30) de Chandrasekhar définie au paragraphe E.2.3 page 346)

Venons-en maintenant aux observations faites par les caméras de Cassini. L'instrument ISS a observé l'effet d'opposition à plusieurs centaines de reprises depuis le SOI, le 1er juillet 2004, jusqu'à aujourd'hui, le 15 juin 2007, soit 535 images où la surbrillance apparaît. Comme il l'a été précisé, à chaque orbite, Cassini peut se trouver entre les anneaux et le Soleil, mais pour observer l'effet d'opposition sur les anneaux, la trajectoire de Cassini doit être particulière : la sonde ne doit pas se trouver dans le plan des anneaux (comme ce fut majoritairement le cas en 2006), elle ne doit pas non plus être trop loin des anneaux [3] et doit rester sur une trajectoire où le Soleil restera derrière elle afin qu'elle puisse imager pendant le plus de temps que possible l'effet d'opposition.
Lorsque ces conditions sont remplies, les huit orbites favorables (orbites N° 8, 9, 10, 26, 27, 34, 44 et 46) ont fait l'objet de séries d'observations partagées ou communes aux instruments de télédétection optique, en particulier, ISS, VIMS et CIRS où le nom de l'instrument apparaît dans le nom de la série d'observation (voir le tableau 5.1).

Durant ces huit observations de l'effet d'opposition, la sonde s'est déplacée tout en restant alignée avec le Soleil et les anneaux. Dans le cas où l'instrument ISS est en mode `BOTSIM` (voir § 1.1.2 page 36), la surbrillance n'est pas au même endroit dans les anneaux puisque la ligne de visée de la NAC et celle de la WAC sont légèrement décalées (voir schéma de droite de la figure 5.2). Donc les images de la NAC ne constituent pas un zoom de l'effet d'opposition vu pas la WAC. De plus, comme entre chaque prise (de 30 secondes à 1 minute selon les séries d'observation) la sonde s'est déplacée, la brillance ne sera pas au même endroit, ceci ne permettra donc pas de combiner les images dans différents filtres pour réaliser des images en couleurs de l'effet d'opposition.
Parmi les 535 images de l'effet d'opposition, j'ai fait une sélection car certaines images ont une résolution spatiale assez médiocre (la taille d'un pixel pour les images `ISS_044RI_OPHASE` est de 120 km en rayon, voir la figure 5.4) ce qui ne permet pas de faire une étude précise dans les régions les plus fines (typiquement, les régions les plus fines des anneaux principaux peuvent être trouvées dans l'anneau C et

[3] La sonde était à environ 750 000 km des anneaux pour les observations ISS 008RI et ISS 044RI, à ∼ 400 000 km pour ISS 010RI et ISS 046RI.

Nom de l'observation	Séqu.	Nb im	i (°)	ϵ (°)	Résol$_R$ (km.pix^{-1})	Résol$_\theta$ (km.pix^{-1})	filtres	mode caméras
ISS_008RI_0PHASE001_VIMS	N1495	57	111,6	111,6	4,6	11,5	COLOR	BOTSIM
	W1495	59	111,5	111,9	44,0	115,1	COLOR	
IOSIC_009RI_SUBML20LP002_SI	1496	4	68,6	68,5	44,2	115,3	CLEAR	WACONLY
ISS_010RI_0PHASE001_VIMS	1498	66	111,3	111,3	30,1	70,0	CLEAR	WACONLY
ISS_026RI_ZEROPHASE001_CIRS	1532	10	73,1	73,4	13,3	40,6	CLEAR	WACONLY
ISS_027RI_0PHASE001_VIMS	1534	32	106,3	106,3	29,1	8,2	CLEAR	WACONLY
ISS_034RI_0PHASE001_VIMS	N1543	15	104,8	104,8	3,7	2,7	CLEAR	BOTSIM
	W1543	15	104,8	104,8	37,2	26,9	CLEAR	
ISS_044RI_0PHASE001_VIMS	1557	169	102,4	102,5	120,4	55,3	COLOR	WACONLY
ISS_046RI_0PHASE001_PRIME	N1560	54	102,1	102,1	3,0	3,9	COLOR	BOTSIM
	W1560	54	102,1	102,1	30,5	38,1	COLOR	

Tableau 5.1 – Séquences d'observation de l'effet d'opposition des anneaux principaux vu par Cassini/ISS depuis l'insertion orbitale jusqu'au 15 juillet 2007. Les principaux paramètres observationnels et caractéristiques de l'image sont indiqués (i=arccosμ est l'angle d'incidence et ϵ=arccosμ_0 l'angle d'émission), l'annotation CLEAR et COLOR indique si ce sont les filtres CL1/CL2 qui sont utilisés ou non.

la Division de Cassini et s'étalent radialement sur 10 à 50 km). De plus certaines géométries d'observation sont telles que les anneaux sont devant le globe de Saturne. Comme certains anneaux sont diaphanes (A, B interne, C et Division de Cassini), la brillance de Saturne s'ajoute à celle des anneaux. Plutôt que de réaliser un modèle de la brillance de Saturne à faible angle de phase, pour pouvoir mieux la soustraire à la brillance totale afin d'obtenir la seule contribution des anneaux, j'ai préféré éliminer ces images du traitement de données (séries d'observation `ISS_027RI` et `ISS_046RI`). D'autre part, dans les images `COLOR`[4], certains filtres (`VIO`, `UV3`, `IR2`, `IR3`, `MT2`, `MT3` et `CB2`) ont été utilisés dans certaines observations et pas d'en d'autres (`ISS_008RI`). J'ai estimé préférable de restreindre cette étude en longueur d'onde et de comparer la surbrillance dans les mêmes filtres (`BL2`, `BL1`, `RED`, `GRN` et `IR1`). A l'heure actuelle, aucune observation de l'effet d'opposition par ISS n'a utilisé les filtres polarisés (`P0`, `P60`, `P120`, `IRP0` et `IRP90`), il n'a donc pas été possible d'étudier la polarisation de l'effet d'opposition dans le cadre de cette thèse.

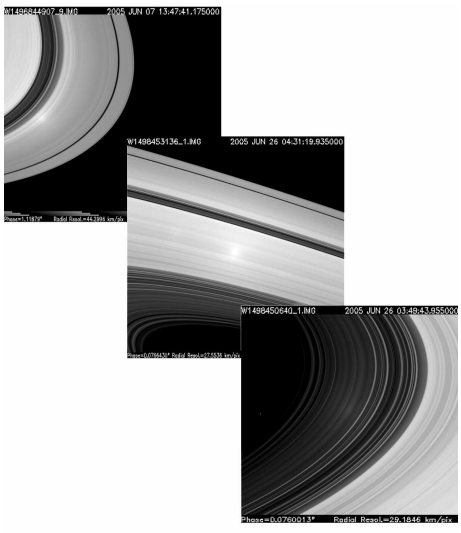


Figure 5.4 – Exemples d'images de l'effet d'opposition dans les anneaux de Saturne (W1496644709, W1560342461 et W1498450640).

Une fois ma sélection faite, il ne restait que 79 images en filtres clairs (`CL1/CL2`) et 156 images en filtres couleurs (`BL2`, `BL1`, `RED`, `GRN` et `IR1`), quelques exemples d'images sont donnés en figure 5.4. La brillance a été extraite dans les anneaux en fonction de l'angle de phase dans chaque image, ce qui a fourni la brillance de 0 à environ 2,5° pour les WAC et de 0 à 0,2° pour les NAC (figure 5.3).

Pour obtenir la fonction de phase avec l'inversion de Chandrasekhar (formule E.30 définie au paragraphe E.2.3 page 346), j'ai dû extraire, en plus de l'intensité I/F et de l'angle de phase α, les angles d'incidence i et d'émission ϵ. Toutes ces extractions nécessitent de surcroît de se trouver **à rayon (ou distance à Saturne) constant(e)** pour avoir l'information dans une même région des anneaux (voir le détail de la méthode au § 2.2.3 page 52). Cette approche, permettant de visualiser directement et séparement chaque courbe à un rayon donné, est elle aussi inédite puisque les précédentes études potométriques des anneaux utilisent des profils radiaux à différents angles de phase (voir les travaux de [Cooke, 1991], [Cuzzi et al., 2002], [Poulet et al., 2002] [Porco et al., 2004] supplément, [French et al., 2007]).

[4] voir le tableau 1.2 page 37.

Dans le but de fournir une description précise du comportement morphologique de la courbe de phase observée, j'ai donc décidé de paramétriser les observations. En outre la paramétrisation morphologique est nécessaire pour comparer efficacement des centaines de courbes de phase à différents endroits dans les anneaux, ainsi, la dérivation d'un comportement statistique peut être faite aisément.

5.1.2 Un moyen simple pour décrire les observations : Les modèles morphologiques

Plusieurs modèles morphologiques ont été employés dans le passé pour décrire quantitativement la forme de la fonction de phase $\varpi_0.P(\alpha)$. En effet, lorsque la modèlisation des courbes de phase a commencé dans les années 70, il s'agissait tout d'abord de trouver la meilleure forme qui ajusterait les courbes (voir pages 350-353 les équations (E.35) de Pollack *&* Cuzzi [1980], (E.36) de Dones [1987], et (E.43) de Hapke [1981,1984]).
Bon nombre de ces modèles, adaptés pour les satellites, ne le sont pas pour les anneaux de Saturne, en raison d'une part de l'étroitesse du pic d'opposition des anneaux et d'autre part, du fait que ces modèles décrivent grossièrement la forme complète ($0^o<\alpha<180^o$) de la courbe, sans s'intéresser à ses comportements extrêmes.

Les modèles morphologiques choisis ont été testés dans le passé sur la portion réduite des courbes de phase des anneaux de Saturne à l'opposition ($0^o<\alpha<6^o$) et leurs propriétés les rendent adaptés pour des buts différents et complémentaires :

❶ le **modèle logarithmique** de Bobrov [1970] est intéressant pour des comparaisons directes avec les simulations numériques car il reproduit parfaitement les courbes de phases de 0 à 20° en utilisant seulement deux paramètres ;

❷ le **modèle de linéaire par partie** de Lumme *&* Irvine [1976] est commode pour décrire la forme de la courbe de manière intuitive ;

❸ le **modèle linéaire-exponentiel** de Kaasalainen *et al.* [2001] est adapté pour la comparaison avec d'autres objets du système solaire car il a été extensivement utilisé par le passé sur un large ensemble de courbes de phase, voir [Poulet et al. 2002 ; Kaasalainen et al. 2001 ; Mishchenko et al. 2006].

Le modèle logarithmique de Bobrov [1970]

Bobrov [1970], Lumme *&* Irvine [1976] et Esposito *et al.* [1979] ont utilisé les premiers un modèle logarithmique pour décrire les courbes de phase. Ce modèle dépend de deux paramètres (a_0 et a_1) dont la forme est la suivante :

$$\boxed{\varpi_0 P(\alpha) = a_0 + a_1 \times \ln(\alpha)} \tag{5.3}$$

Généralement ce modèle est le meilleur ajustement morphologique aux données. Il est raisonnablement précis jusqu'à 0,025° de l'angle de phase (ce qui est dû à la taille angulaire finie du Soleil qui aplatit la courbe à cet angle de phase, j'y reviendrai à la page 115). Pour de grands angles de phase, l'ajustement est satisfaisant jusqu'aux angles $\alpha \simeq 15^o$.
Cependant, la signification de a_0 et de a_1 n'est pas évidente.

Le modèle linéaire par parties de Lumme & Irvine [1976]

Pour une description intuitive des caractéristiques morphologiques des courbes de phase, le modèle de linéaire par partie est le plus commode. Il est constitué de deux fonctions linéaires ajustant d'une part la montée subite aux petits angles de phase ($\alpha < \alpha_1$) et d'autre part le régime linéaire à des angles de phase plus élevés ($\alpha > \alpha_2$). Ainsi il dépend de 4 paramètres :

$$\varpi_0 P(\alpha < \alpha_1) = A_0 \times \alpha + B_0 \tag{5.4}$$
$$\varpi_0 P(\alpha > \alpha_2) = A_1 \times \alpha + B_1 \tag{5.5}$$

Lumme & Irvine [1976] et Esposito *et al.* [1979] ont utilisé α_1=0,27 ° et α_2=1,5°. En examinant plusieurs valeurs de α_1, il apparaît que les valeurs de α_1 inférieures à 0,3° provoquent une surestimation générale de a_0, particulièrement dans l'anneau C et les valeurs plus grandes que α_1=0,3 induisent une sous-estimation de a_0, seulement dans l'anneau B. En conséquence il semble que les données sont mieux reproduites en employant $\alpha_1 = 0,3°$. Aucun comportement notable n'a été remarqué pour α_2.
Avec les quatre sorties de l'ajustement a_0, b_0, a_1 et b_1, la forme de la courbe est caractérisée à partir de trois paramètres morphologiques : A pour l'amplitude du pic, HWHM pour la demi-largeur à mi-hauteur du pic (ou *Half Width at Half Maximum*) et S pour la pente (ou *Slope*) aux grands angles de phase. Les deux paramètres du pic sont définis par :

$$\begin{aligned} \mathrm{A} &= \frac{B_0}{B_1} \\ \mathrm{HWHM} &= \frac{(B_0 - B_1)}{2(A_0 - A_1)} \\ S &= A_1 \end{aligned} \tag{5.6}$$

Le but de ce modèle n'est pas, naturellement, une reproduction précise des données mais plutôt une description commode des tendances principales de la courbe de phase.

Le modèle lineaire-exponentiel de Kaasalainen et al. [2001]

Le dernier modèle décrit la forme de la fonction de phase comme la combinaison d'un pic exponentiel et d'une partie linéaire. Son intérêt principal est qu'il a été employé dans des précédents travaux pour l'étude de la rétro-dffusion des satellites glacés du système solaire et des anneaux [Kaasalainen *et al.* 2001 ; Poulet *et al.* 2002 ; Mishchenko *et al.* 2006]. Les détails de ce modèle résident en 4 paramètres I_s, I_b, S et w tels que la fonction de phase est représentée par :

$$\boxed{\varpi_0 P(\alpha) = I_b - \mathrm{S}\alpha + I_s \cdot e^{-\frac{\alpha}{2w}}} \tag{5.7}$$

Les trois paramètres suivants employés pour caractériser la forme de la fonction de phase sont A, HWHM et S, de sorte que :

$$\mathrm{A} = \frac{I_s + I_b}{I_b} \quad \text{et} \quad \mathrm{HWHM} = 2 \cdot \ln 2w \tag{5.8}$$

Bien que relativement simple, ce modèle peut fournir des résultats peu satisfaisants avec une technique de minimisation simple. Kaasalainen et al. [2001] ont développé une méthode assez robuste pour faire converger leurs données (j'y reviendrai à l'annexe F page 367).

5.1.3 Variations de l'effet d'opposition dans les anneaux principaux

Fonctions de phase à basse résolution spectrale

Pour contraindre les différents effets physiques vus dans le paragraphe précédent, nous avons utilisé l'ensemble d'images le plus conséquent de l'effet d'opposition que nous possédons. Dans ce dernier, la surbrillance est observée dans 79 différentes régions des anneaux, nous avons rajouté 16 images pour couvrir les angles de phase entre 3 et 25°. Toutes les images sont en filtres `CLEAR` qui moyennent la longueur d'onde de 0,2 à 1,1 μm [5]. Avec cet ensemble d'images, nous avons pu extraire 211 courbes de phase de 0 à 25 degrés dans les anneaux principaux. Des exemples des courbes de phase dans diverses régions des anneaux principaux sont présentés dans la figure 5.5. Ces courbes ont été obtenues en combinant plusieurs images de la caméra WAC avec une large distribution de géometrie d'observations. Chaque courbe est construite en extrayant l'information dans un ensemble allant de 10 à 70 images (la méthode est détaillée au § 2.2.3 page 52). La dispersion des points n'est pas un simple effet de l'extraction mais reflète également les limites des équations d'inversion de Chandrasekhar (1960) employées pour transformer la fonction de phase en $\varpi_0\ P(\alpha)$ à partir des valeurs en I/F. Il est possible que de la physique importante dans cette inversion soit absente, expliquant ainsi la dispersion des points. Dans le prochain chapitre un modèle alternatif à l'inversion de Chandrasekhar sera étudié.

D'une manière générale, toutes les courbes de phase présentent une montée significative de la brillance en-dessous de 1° et une pente qui décroît linéairement pour des angles α >1°.
Tandis que la forme générale est semblable d'un anneau à un autre dans la figure 5.5, quelques détails dans la forme peut changer de manière significative. Chaque paire de graphiques montre à gauche un zoom de 0 à 2,5 degrés d'angle de phase et à droite, la courbe de phase de 0 à 25 degrés. La première paire de graphes de la figure 5.5 montre la courbe de phase dérivée dans l'anneau D. En raison du court temps d'exposition (10 ms), les structures de l'anneau D sont trop sombres pour avoir été capturées. Cependant, dans les images de la séquence `1496`, une tache lumineuse apparaît de 67 000 km à la frontière intérieure de l'anneau C : ceci correspond à la position prévue de l'anneau D [Hedman et al. 2007]. De plus, cette tache apparaît exactement à la position dans l'image où l'angle de phase est minimal : une première interprétation serait l'observation indirecte de l'anneau D via l'effet d'opposition, indirecte car aucun des annelets de l'anneau D ne sont matérialisés dans cette série d'images.
Les courbes pour les anneaux C et D (figure 5.5) sont inachevées entre 3 à 20° qui sont dus au déplacement des images d'une lumière parasitaire particulièrement difficile à éliminer (cf. section C.1.2). Cependant la lumière parasite dans la caméra peut s'être ajoutée dans ces sombres régions de l'image et pourrait ne pas être clairement identifiée. En effet, le fait qu'une augmentation forte de la brillance à la position prévue de l'opposition et la variation logique du signal avec la géométrie d'observation entre les différentes images suggèrent que l'effet d'opposition est observé dans l'anneau D.
Quelques doutes demeurent néanmoins. De 0,5 à 2 degrees, la courbe est semblable à d'autres anneaux. En-dessous de 0,5 degré (figure 5.5a) une montée exponentielle et un large aplatissement distinguent cette fonction de phase des autres. Reflète t-elle les propriétés optiques des poussières de l'anneau D ? Est-ce un artéfact ? Ce plateau en-dessous de 0,5 degré est beaucoup trop grand pour être expliqué par le rayon angulaire fini du soleil (0,025 degré). En raison de ces incertitudes, il est spéculatif d'interpréter le comportement spécifique de cette courbe.

Pour l'anneau C (figure 5.5), la dispersion de points en-dessous de 2 degrés est si faible que la forme de la fonction de phase y est bien définie. La partie piquée de la courbe est comparativement plus large que celles des anneaux A et B. Pour être précis, la base du pic d'opposition semble être plus au loin de l'opposition pour l'anneau C (∼1°) que pour les anneaux A et B (∼0.5°). Ceci pourrait également être interprété comme pente plus raide du régime linéaire de la fonction de phase pour $\alpha > 2°$. Des variations onduleuses entre 5 à 10 degrés peuvent être attribués à la lumière parasite. Leur amplitude

[5] Cette basse résolution spectrale n'est pas très judicieuse puisque la rétro-diffusion cohérente est très dépendante de la longueur d'onde. Dans le sous-chapitre suivant, en utilisant les images en filtres couleur, nous verrons l'importance de la longueur d'onde pour la rétro-diffusion cohérente.

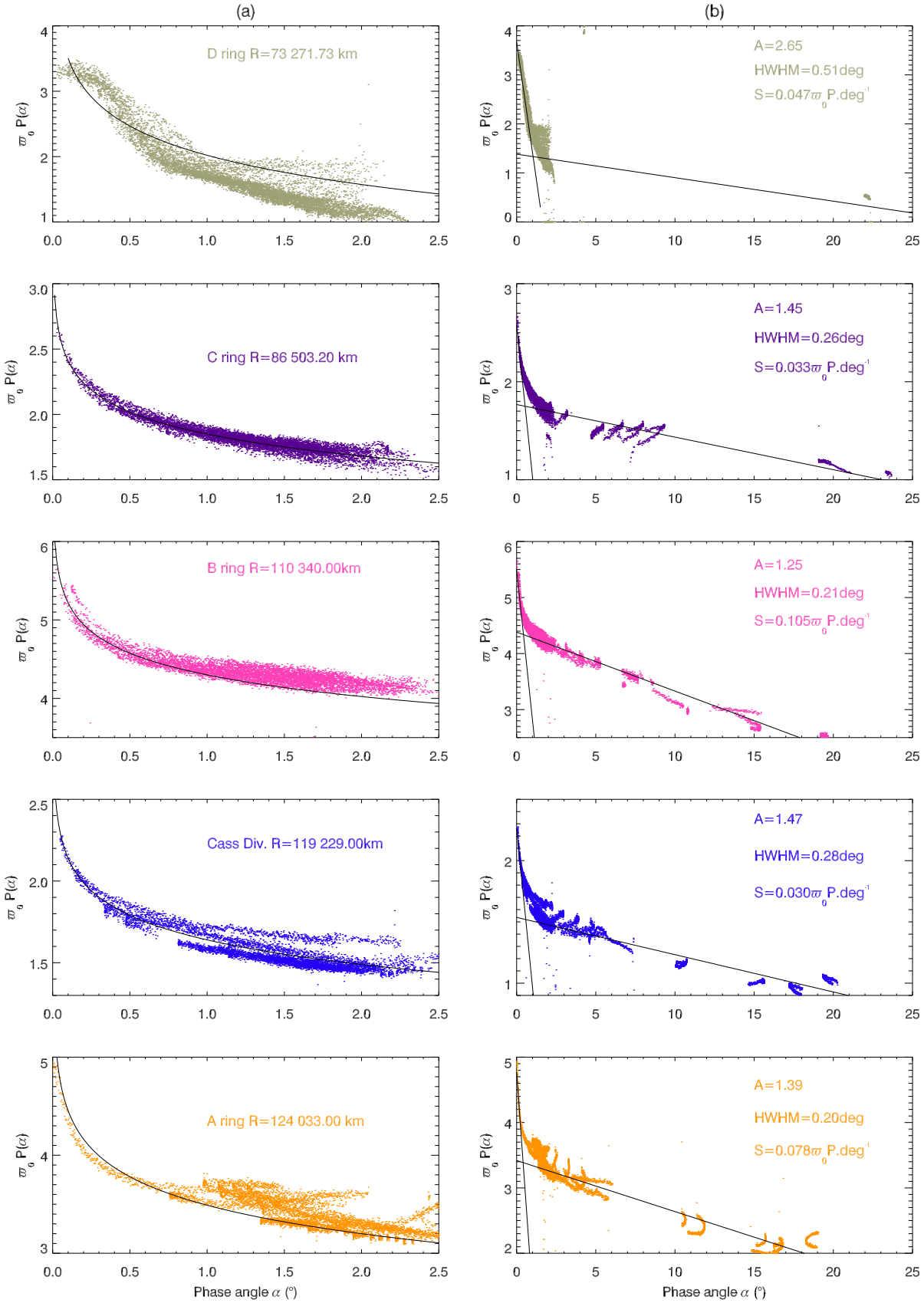


Figure 5.5 – Courbes de phase représentatives pour les anneaux principaux avec un zoom sur le pic d'opposition (a) et la fonction de phase complète, de 0 à 25 °, (b). Les fonctions ont été ajustées avec le modèle logarithmique (a) et le modèle linéaire par partie (b).

est environ 15% sur tout le signal de l'anneau C.
L'anneau B (figure 5.5) semble avoir un pic d'opposition le plus étroit de tous les anneaux principaux. Ceci a été déjà souligné par des observations terrestres de Franklin & Cook [1965], Lumme & Irvine [1976], Esposito *et al.* [1979], French *et al.* [2007]. Seulement les observations du HST de Poulet *et al.* [2002] ont attribué le pic le plus étroit à l'anneau A. Cependant, ce résultat du HST pourrait être une conséquence du manque de données en-dessous de 0,3 degré d'angle de phase tandis que l'autre étude, en particulier les données d'Esposito et al. [1979] ont des valeurs aussi petites que $\alpha \sim 0{,}01^{\circ}$ et ont trouvé la même tendance. L'anneau B a également la pente la plus raide dans le régime linéaire expliquant pourquoi la tache d'opposition est si contrastée dans les images de l'anneau B.
La Division de Cassini (figure 5.5) a une fonction de phase semblable à celle de l'anneau C tant dans l'amplitude, la largeur du pic d'opposition que dans la pente de la partie linéaire. Cette tendance a été également notée par Poulet *et al.* [2002]. Les similitudes entre l'anneau C et la Division de Cassini suggèrent une dépendance forte de l'effet d'opposition à l'égard de la profondeur optique. Ceci sera abordé plus en détail dans les paragraphes suivants.
Un exemple de fonction de phase dans l'anneau A est donné dans la dernière paire de graphes de la figure 5.5. À première vue, le signal semble beaucoup plus dispersé que dans les autres anneaux : les parties de la fonction de phase extraites à partir de différentes images montrent une large dispersion dans ce graphique, tandis que le signal d'une image individuelle possède une dispersion très basse. L'origine de cette dispersion n'est pas claire et peut également être attribuée à la lumière parasitaire rapportée précédemment. La dispersion des données est environ 15% du signal tandis que la lumière parasitaire de la caméra devrait représenter tout au plus 5% du signal seulement.
Il peut être possible que la dispersion puisse être également due à un effet photométrique intrinsèque qui n'est pas corrigé par le modèle simple de diffusion de Chandrasekhar (équation (E.23)). En effet, l'anneau A a une profondeur optique intermédiaire $\sim$0.5 de sorte qu'il n'apparaît ni comme surface pleine (comme l'anneau B) ni comme un système dilué (comme l'anneau C). Ici, nous sommes dans un régime intermédiaire où beaucoup d'effets collectifs peuvent influencer fortement la fonction de phase apparente (la diffusion multiple, les ondes gravitationnelles, les ondes de densité, etc.). Un modèle sophistiqué semble être requis ici pour étudier un tel effet [Porco *et al.*, 2007].
Malgré la dispersion dans la courbe de phase de l'anneau A, les tendances générales sont tout à fait claires et la courbe de phase a une plus petite amplitude que l'anneau B. On constate en outre que la pente du régime linéaire est plus douce que dans l'anneau B mais plus raide que dans les anneaux moins denses. Ainsi la courbe de phase à l'opposition dans l'anneau A est quelque peu intermédiaire entre l'anneau B et l'anneau C, renforçant l'idée d'une dépendance en fonction de la profondeur optique.

Il est d'ores et déjà possible de statuer sur le comportement très diversifié de l'effet d'opposition dans les anneaux de Saturne, qui pourrait être la conséquence de propriétés differentes des particules dans diverses régions des anneaux. Les tendances générales dans le système d'anneau peuvent être dressées. Elles seront développées dans le prochain paragraphe.

Comportement dans les anneaux principaux

Afin de mesurer des différences en termes de morphologie dans 211 courbes de phases dans les filtres `CLEAR`, j'ai employé les trois paramètres A, HWHM et S obtenus avec un ajustement par minimisation du χ^2 du modèle linéaire par parties de [Lumme & Irvine, 1976]. En effet, il a été trouvé que le modèle linéaire-exponentiel de [Kaasalainen et al., 2001] avait quelques difficultés à ajuster le pic d'opposition. Pour les courbes de phase de l'anneau B, l'amplitude du pic d'opposition est systématiquement sous-estimée et la largeur du pic surestimée (ce point sera développé au §F.2 page 370).

Pour quantifier les différences entre les paramètres morphologiques, plusieurs problèmes se posent. Les paramètres morphologiques sont-ils corrélés entre eux comme le prévoit (ou non) la théorie ? Y-a-t'il des corrélations systématiques dans tous les anneaux ? C'est ce à quoi je vais m'attacher à répondre maintenant.

Etude croisée des paramètres morphologiques

Pour contraindre la morphologie du pic d'opposition, et s'assurer comme les modèles le prévoient que celui-ci est lié à un seul phénomène physique (la rétro-diffusion cohérente), la largeur angulaire HWHM en fonction l'amplitude A pour les quatre anneaux principaux est représentée en figure 5.6.
Aussi, pour contraindre la morphologie du régime linéaire et vérifier que son comportement est indépendant de celui du pic d'opposition, la pente S en fonction de l'amplitude A du pic est donnée dans la figure 5.7.

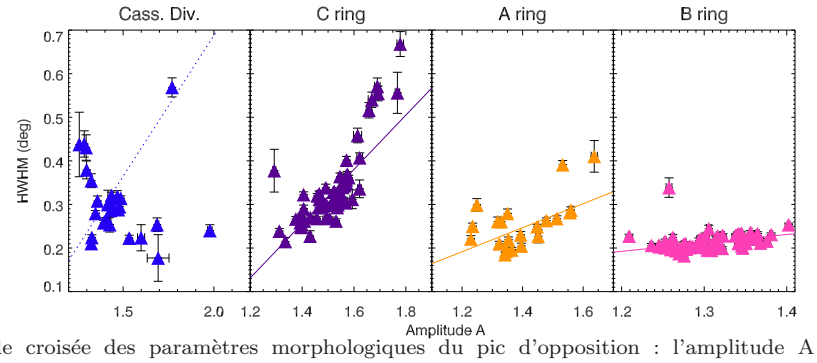


Figure 5.6 – Etude croisée des paramètres morphologiques du pic d'opposition : l'amplitude A en fonction de la demi-largeur HWHM. Les droites sont le résultat d'un ajustement linéaire donné au tableau 5.2.

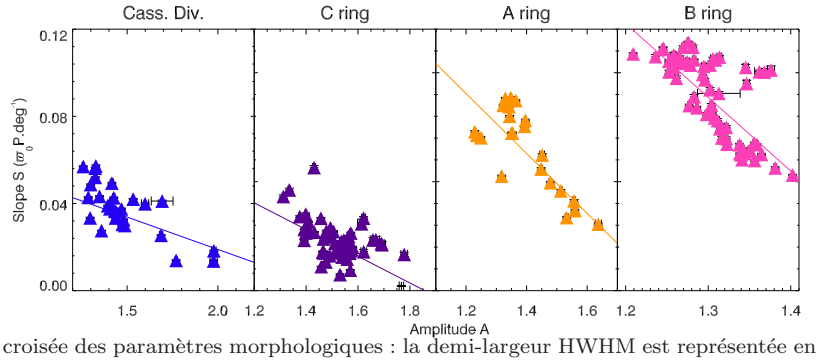


Figure 5.7 – Etude croisée des paramètres morphologiques : la demi-largeur HWHM est représentée en fonction de la pente S. Les droites sont le résultat d'un ajustement linéaire donné au tableau 5.2.

Revenons tout d'abord à la figure 5.6 où HWHM est représentée en fonction de l'amplitude A. Pour chaque anneau, la fonction linéaire HWHM=f(A) a une pente croissante, ce qui est cohérent avec la figure G.1. Si maintenant on prend HWHM=f(A) anneau par anneau, on remarque que la pente décroît progressivement de la Division de Cassini à l'anneau B (voir les valeurs dans le tableau 5.2).

	HWHM=f(A)		S=f(A)		S=f(HWHM)	
	slope	correlation	slope	correlation	slope	correlation
Cass. Div.	0,65	47 %	-0,03	68 %	-0,05	35 %
C ring	0,62	77 %	-0,06	46 %	-0,04	47 %
A ring	0,28	54 %	-0,14	84 %	-0,24	81 %
B ring	0,16	37 %	-0,33	79 %	-0,81	65 %

Tableau 5.2 – Ajustements linéaires pour HWHM=f(A) et S=f(A), à partir des figures 5.6 et 5.7. L'ajustement linéaire réalisé pour S=f(HWHM) est commenté en annexe G avec la figure G.4.

Pour la Division de Cassini, un ajustement linéaire donne une pente environ de 0,65 avec un coefficient de corrélation de 47 % (voir le tableau 5.2). Bien que la dispersion des paramètres morphologiques dans cet anneau soit importante (figure 5.6a), il semble que la Division de Cassini ait une pente de HWHM=f(A) plus raide que les autres anneaux principaux. Ceci indique que, dans cet anneau, les pics les plus étroits ont les plus faibles amplitudes et inversement que les pics les plus larges ont les plus grandes amplitudes. Certaines courbes de phase de la Division de Cassini ont néanmoins un pic d'opposition très étroit et des

amplitudes très grandes. Ce sont d'ailleurs les plus grandes amplitudes mesurées pour tout le système des anneaux principaux (avec l'anneau D). Comme un artéfact dans l'anneau D a été remarqué, on pourrait croire naïvement que ces valeurs élevées d'amplitude soient dues à cet artéfact. Cependant, l'artéfact se caractérise par une tache relativement large d'intensité constante. Dans la courbe de phase, elle apparaît comme un pic à faible amplitude et à grande largeur HWHM. De ce fait, si les régions de la Division de Cassini étaient contaminées par cet artéfact, les pics d'opposition à forte amplitude auraient les largeurs HWHM les plus grandes, ce qui n'est pas le cas. La contribution de l'artéfact dans la Division de Cassini peut être écartée.

Dans l'anneau C, le même comportement de pic étroit avec une faible amplitude est remarqué et ici, avec beaucoup moins de dispersion (figure 5.6b). Pour cet anneau, on trouve une pente pour HWHM=f(A) d'environ 0,62 avec un bon coefficient de corrélation de 77 %.

L'anneau A montre une variation différente de HWHM=f(A) comparativement à l'anneau C et à la Division de Cassini. Non seulement, les amplitudes des pics d'opposition de l'anneau A sont plus petites, mais les demi-largeurs se restreignent à une étroite gamme de valeurs (0,2-0,35 contre 0,2-0,65 pour l'anneau C et la Division de Cassini). Avec ces faibles valeurs, la pente de HWHM=f(A) vaut 0,28 avec un coefficient de corrélation de 54 %.

Ce même comportement est remarqué pour l'anneau B, ce qui montre finalement que les anneaux A et B ont des valeurs plus petites de A et HWHM que les anneaux diffus (anneau C et Division de Cassini). Ces valeurs pour l'anneau B sont concentrées dans une gamme semblable à celle de l'anneau A, toutefois avec une pente beaucoup plus faible (0,16 avec un coefficient de corrélation assez mauvais de 37 %, voir le tableau 5.2). En d'autres termes, la largeur des pics d'opposition de l'anneau B est quasiment constante, tout comme l'amplitude, ce qui explique la faible valeur du coefficient de corrélation pour une droite.

Pour conclure, l'amplitude du pic est corrélée avec la largeur angulaire, au moins pour les anneaux A et la Division de Cassini tandis que l'amplitude est indépendante de HWHM (ou varie peu en fonction de HWHM) pour l'anneau B. La pente de l'amplitude en fonction de la demi-largeur HWHM=f(A) semble diminuer de la Division de Cassini à l'anneau B, en passant par les anneaux C et A, suggérant ainsi que **la pente de HWHM=f(A) est une fonction décroissante de la profondeur optique**. Cet argument soutient encore la pertinence de la profondeur optique comme paramètre important agissant sur la forme du pic d'opposition.

La pente S et l'amplitude A sont liées à différentes parties de la courbe de phase (partie linéaire et pic respectivement), il est cependant intéressant de noter qu'elles sont légèrement corrélées (les coefficients de corrélations de S=f(A) sont légèrement plus élevés que ceux de HWHM=f(A), voir le tableau 5.2). On note simplement que S est une fonction linéaire décroissante de la largeur angulaire mais la dispersion dans cette représentation est plus forte (figure 5.7) que dans celle où on a réprésenté uniquement les paramètres morphologiques du pic entre eux. Bien que non expliquée par les modèles, **la pente de S=f(A) est une fonction croissante de la profondeur optique**.

L'effet régional : comportement dans chaque anneau

Maintenant, les différences du comportement de l'effet d'opposition aussi bien dans chaque anneau (figures G.2, G.3 et G.4 page 389) qu'entre les anneaux (figures 5.8 et 5.9) vont être comparées.
Ces figures identifient chaque courbe de phase avec la nomenclature des *types d'anneau* (de l'anglais *ring types* ou *ring features*) basée sur le comportement régional de l'anneau C étudié par Cooke [1991] et décomposée en trois classes :

❶ les régions internes,

❷ le fond (*background*),

❸ les *plateaux*.

J'ai modifié et étendu cette nomenclature à cinq types d'anneau (voir aussi l'annexe D page 322), ainsi applicables au système entier des anneaux principaux :

❶ **les régions internes** sont caractérisées par des faibles profondeurs optiques τ dans tous les anneaux et sont généralement situées vers l'intérieur (par exemple, les quatres bandes sombres de la Division de Cassini nommés *inner bands* par Flynn & Cuzzi [1989]),

❷ **le fond** sont des régions larges montrant peu de variations de τ,

❸ **les régions brillantes** (*plateaux* dans l'anneau C ou ondes de densité et de courbure dans l'anneau A d'après Esposito *et al.* [1987]) sont les régions étroites (<70km) aux bords nets qui dans chaque anneau ont les profondeurs optiques les plus élevées,

❹ **les annelets**, selon Holberg *et al.* [1982], sont un anneau fin et étroit inclu dans une région moins dense ou une lacune,

❺ **les régions externes** (par exemple les *rampes* de l'anneau C et de la Division de Cassini [Cuzzi & Estrada, 1998]) marquent la transition aux frontières de chaque anneau.

Les valeurs de HWHM=f(A) en figure G.2 page 389, S=f(A) en figure G.3, et S=f(HWHM) en figure G.4, prouvent qu'**aucune tendance claire ne se dégage en fonction des types d'anneau liés à la brillance** (annelets, régions brillantes), mais uniquement avec les types d'anneau qui sont **liés à la distance à Saturne** (régions internes, régions externes), d'où la représentation de A, HWHM et S en fonction de la distance à Saturne (figure 5.8).

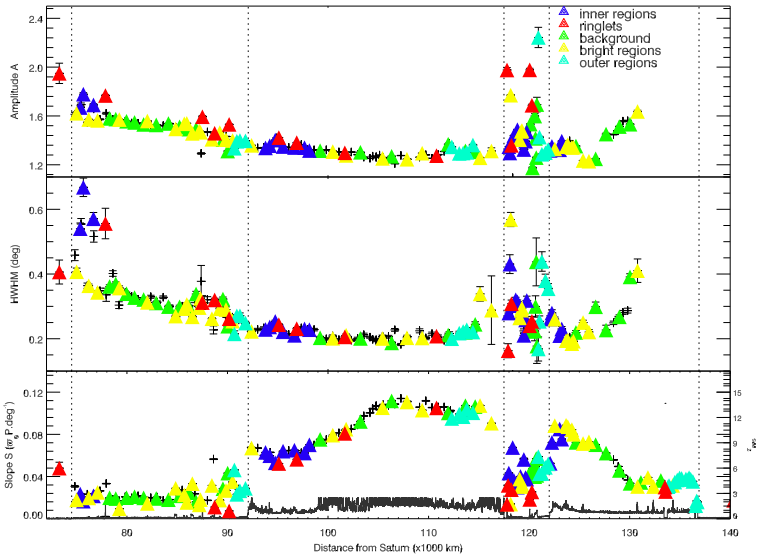


Figure 5.8 – Regional behavior of morphological parameters from the Linear-by-part model using the ring type nomenclature.

Par souci de clarté, notamment pour la Division de Cassini, les paramètres morphologiques ont été normalisés, la profondeur optique et la largeur de chaque anneau largeur (tableau 2 page 9). Ce type de représentation a l'avantage d'avoir montré que la dispersion observée dans la Division de Cassini n'est pas aussi forte qu'elle n'y paraît (voir figure 5.8) et qu'elle est la conséquence logique de la faible largeur radiale de cet anneau comparée aux autres.

L'étude du comportement des paramètres morphologiques dans l'anneau C (figure 5.9, première ligne du haut et de gauche à droite) montre clairemeent que les paramètres du pic A et HWHM décroissent à mesure que la distance à Saturne augmente. Ce comportement n'est pas remarqué pour la pente, ce qui explique pourquoi la corrélation S=f(HWHM) était diffuse en figure G.4. En regardant de près le comportement de A et HWHM, on remarque que la dispersion est forte dans les régions internes et externes de l'anneau C. Les régions centrales de l'anneau C (largeur normalisée d'anneau comprise entre 0,3 et 0,7) sont principalement composées de régions à faibles profondeurs optiques appelées le fond (*background*) auxquelles viennent s'ajouter quelques structures brillantes qui sont essentiellement des ondes de densité et de courbure. Dans ces régions centrales, les paramètres morphologiques du pic (A et HWHM) ne montrent aucune distinction entre les régions brillantes et le fond. Sachant que les régions brillantes dans la partie centrale de l'anneau C sont des ondes de densité et de courbure ou des perturbations gravitationnelles locales (voir le paragraphe D.2 à la page 319 ou [Rosen et al., 1991ab]), on peut en conclure que les propriétés optiques de ces régions à l'égard de l'effet d'opposition sont **semblables** à celles des régions environnantes et dynamiquement inertes.

D'une certaine façon, une corrélation de cette dispersion peut être établie avec celle de la profondeur

optique, mais il ne s'agit pas forcément de corrélation positive. En effet pour l'amplitude, les annelets ont les plus grandes valeurs de ces régions extérieures, les régions brillantes denommées ici *plateaux* ont des valeurs intermédaires (pourtant plus faibles que celles des régions centrales) et la *rampe* de l'anneau ont les plus basses valeurs. Pour la demi-largeur à mi-hauteur, la dispersion est beaucoup plus faible que dans les régions intérieures : ici, annelets, plateaux et rampe ont des valeurs proches, même si une légère décroissante est notée vers l'extérieur de l'anneau C. Enfin pour la pente, on remarque tout d'abord que ce sont les annelets qui ont la pente la plus faible, suivis des plateaux et de la rampe. Par conséquent, il est permis de conclure que le comportement de l'effet d'opposition à travers **les paramètres morphologiques A HWHM et S, dans l'anneau C, résulte d'un couplage entre la distance à Saturne et la profondeur optique**. Cette étude démontre que les régions brillantes de l'anneau C (*plateaux* ou ondes de densité et de courbure) n'ont pas de comportement spécifique à l'égard des paramètres morphologiques de la courbe de phase de l'effet d'opposition. Cette même remarque peut être faite pour l'anneau B (deuxième ligne de la figure 5.9).

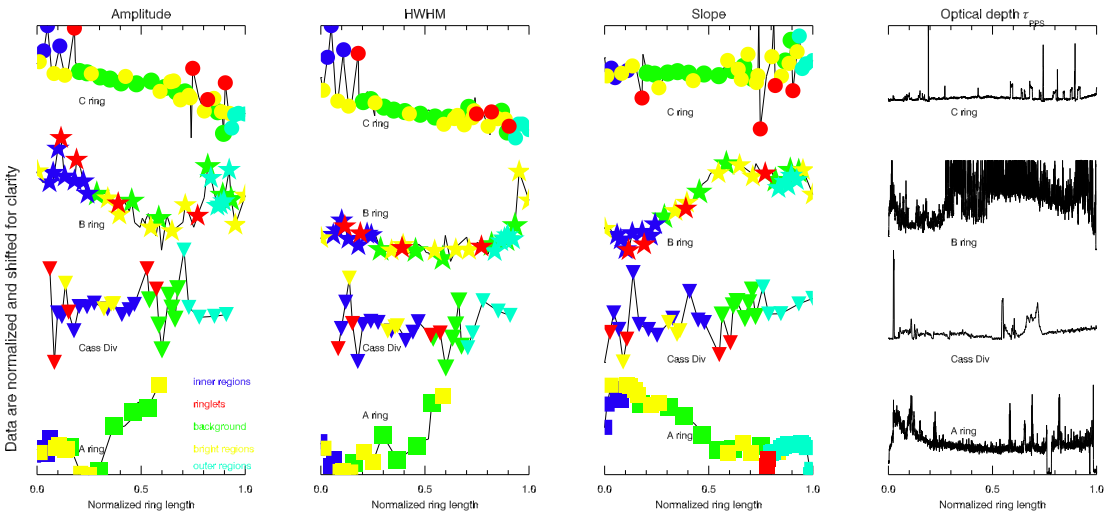


Figure 5.9 – Effet régional dans l'étude des paramètres morphologiques A,HWHM et S. La largeur de chaque anneau est normalisée et la gamme de chaque valeur pour chaque anneau est normalisée et décalée. Ce même procédé est réalisé pour la profondeur optique du PPS

Pour l'amplitude de l'anneau B, on remarque que la variation est semblable à celle de l'amplitude de l'anneau C mais en plus bruitée. Concernant la demi-largeur à mi-hauteur HWHM, il ressort que son comportement général sur toute la largeur de l'anneau B est très semblable à celui de l'amplitude, avec la dispersion en moins. HWHM semble également indépendant du type d'anneau. Le comportement de la pente montre peu de dispersion en fonction de la distance à Saturne. Il est aussi **indépendant du type d'anneau** (figure 5.9), mais semble fortement corrélé à la profondeur optique. En somme, pour **l'anneau B** les comportements suivants sont notables pour les paramètres morphologiques :

- ① les variations de l'amplitude ne sont pas directement corrélées à celles de profondeur optique ;
- ② la seule pertinence du comportement de HWHM est la **constance de l'étroitesse du pic** d'opposition ;
- ③ la pente de la partie linéaire montre un comportement général inversé par rapport à A et HWHM : le comportement général semble bien être corrélé avec le comportement de la profondeur optique.

Les cas de la Division de Cassini et de l'anneau A semblent délicats à étudier (troisième et quatrième lignes dans la figure 5.9). A, HWHM et S dans la Division de Cassini sont beaucoup plus bruitées que dans les autres anneaux et ne sont pas liées aux types d'anneau. A et HWHM sont incomplètes pour l'anneau A pour lequel il est préférable de ne pas continuer l'analyse. Pour ce qui est de S, il n'y a pas de comportement notable en fonction du type d'anneau : une fois encore, S semble corrélé à la profondeur optique. C'est ce qui conduit à étudier les corrélations de A, HWHM et S avec la profondeur optique dans le prochain paragraphe.

Comportement avec la profondeur optique

Dans la figure 5.10 les trois paramètres morphologiques sont représentés en fonction de la profondeur optique normale des anneaux.

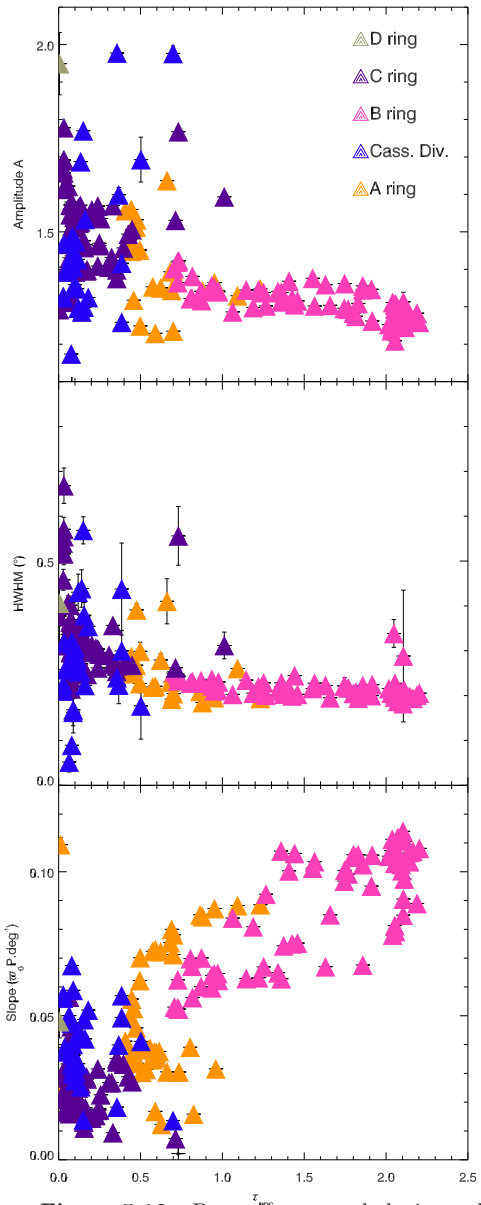


Figure 5.10 – Paramètres morphologiques de 211 courbes de dérivées à partir du modèle linéaire par parties de Lumme & Irvine (1976) : l'amplitude A du pic (en haut), la demi largeur angulaire HWHM (au centre) et la pente de la partie linéaire (en bas).

L'amplitude A du pic (figure 5.10a) est corrélée avec la profondeur optique des anneaux. Les tendances suivantes peuvent être notées :

❶ les amplitudes à faible profondeur optique (<0,5) et à profondeur optique intermédiaire (<0,7) possèdent une grande dispersion autour de leur valeur moyenne,

❷ pour une forte profondeur optique (τ >1) l'amplitude a une dispersion beaucoup plus faible,

❸ il y a une tendance générale de la décroissance de l'amplitude avec la profondeur optique croissante. Ce comportement n'est pas évident à cause de la dispersion, ici homogène à toutes les profondeurs optiques.

Des comportements plus spécifiques peuvent également être rapportés. L'anneau C et la Division de Cassini ont une dispersion semblable de l'amplitude (±0,2) cependant leur valeur moyenne sont différentes : 1,6 pour la Division de Cassini et 1,4 pour l'anneau C. Il semble également que la dispersion pour les amplitudes dans l'anneau C diminue avec l'augmentation de la profondeur optique. Pour l'anneau A, il est intéressant de noter que des régions de profondeur optique intérmédiaire (0,3<τ<0,5) se relient bien aux points dans l'anneau C tant en termes de valeur moyenne qu'en terme de dispersion. On observe également une bonne continuité des points de l'anneau A avec ceux de l'anneau B (0,7<τ<1,1).
La demi-largeur angulaire du pic à mi-hauteur (figure 5.10b) diminue également légèrement quand la profondeur optique augmente. La dispersion autour de la valeur moyenne se comporte de la même façon que pour l'amplitude. Pour τ<0,5, l'anneau C et la Division de Cassini ont des valeurs moyennes et des dispersions semblables (HWHM$\sim 0,3 \pm 0,2$). En général, le pic d'opposition est plus large dans l'anneau C et la Cassini Division. La dispersion de HWHM est étroite pour les profondeurs optiques intermédiaires et grandes (0,5<τ<2,5). Une fois encore, le comportement de l'anneau A est clairement intermédiaire entre les anneaux B et C.
En résumé, le comportement de HWHM est une fonction décroissante de l'augmentation de la profondeur optique, avec une forte dispersion aux faibles valeurs de τ.
La tendance générale pour la pente du régime linéaire (figure 5.10c) est une augmentation forte avec la profondeur optique, avec une dispersion uniforme et une valeur centrale bien représentée par $S \sim 0,07\tau^{1/2}$. Pour cet ajustement, nous ne donnons pas de coefficient de corrélation car il s'agit d'un ajustement à l'œil. En effet, nous avons vainement tenté pour les trois paramètres morphologiques de réaliser des ajustements par minimisation des moindres carrés avec des fonctions simples (fonctions puissance, exponentielle, logarithmique, linéaire). Cependant, les résultats sont peu concluants à cause de la dispersion des paramètres morphologiques à faible profondeur optique et les coefficients de corrélation trouvés par ces ajustements les rendent peu

convaincants.

En conséquence, la figure 5.10 qui présente A, HWHM et S en fonction de la profondeur optique fournit les tendances suivantes :
– les paramètres morphologiques du pic d'opposition (A et HWHM) sont **anti-corrélés** avec la profondeur optique ;
– le paramètre morphologique de la partie linéaire de la courbe (S) est fortement **corrélé** avec la profondeur optique des anneaux.

Ces deux corrélations distinctes semblent suggérer que les paramètres morphologiques du pic et de la partie linéaire proviennent de différents processus physiques, puisqu'ils ne montrent pas le même comportement pour l'allure générale de la variation avec τ ni le même comportement de la dispersion avec τ.
Cependant, il faut préciser que si ces tendances paraissent claires, j'ai toutefois quelques réserves quant à l'interprétation physique qui en découlerait. En effet, les images utilisées dans cette étude sont prises avec des filtres à bande large (`CLEAR`) qui s'étalent de 0,2 à 1,1 μm. La longueur d'onde centrale se trouvant à 635 nm (tableau 1.2 page 37), il était habituellement accepté que les filtres `CLEAR` se comportent comme un filtre rouge, [Porco et al., 2004]. Il se pourrait pourtant que l'effet d'opposition les fasse réagir de façon inhabituelle puisque **la rétro-diffusion cohérente est très variable avec la longueur d'onde**, voir [Mishchenko, 1993].
Par conséquent, avant de tirer quelque conclusion sur la diminution de A et HWHM avec τ, la saturation de A et HWHM pour τ>1 et l'augmentation de S avec τ, il convient d'utiliser les filtres couleurs pour infirmer et confirmer ces tendances.

5.1.4 Influence de la longueur d'onde

Comme il l'a précisé au § 5.1.1, l'effet d'opposition a été imagé dans les filtres en couleurs beaucoup moins de fois qu'avec les filtres `CLEAR`. En effet, en `CLEAR`, la surbrillance apparaît sur 79 images contre 156, cependant comme la surbrillance est capturée par 4 filtres différents, on obtient 39 positions différentes. De plus, comme l'intervalle de temps entre deux images consécutives prises avec le même filtre est beaucoup plus conséquent, de ce fait, la couverture sur les anneaux est plus approximative (voir la figure 5.11 ci-dessous).

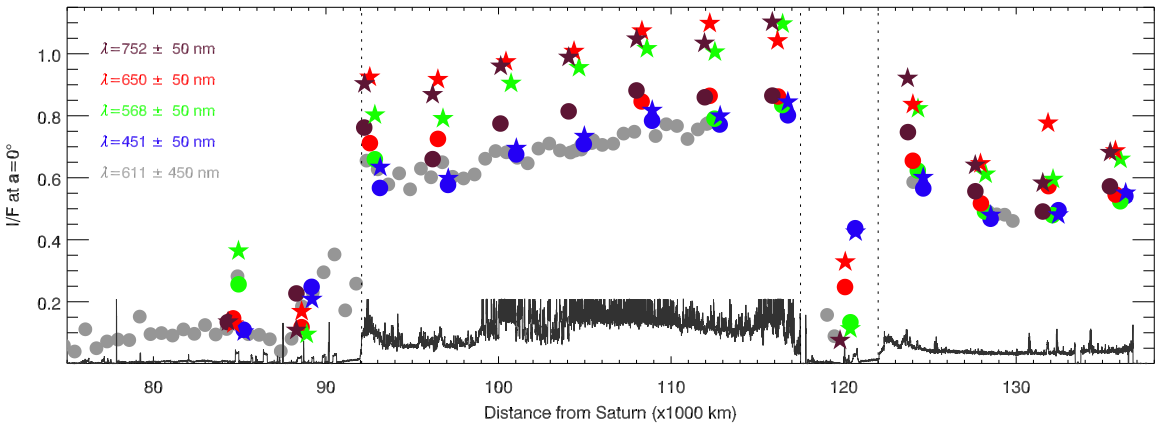


Figure 5.11 – Position de la surbrillance (α=0°) dans les images (NAC=★ et WAC=●) prises avec les filtres en couleurs (BL, GRN, RED et IR1). Pour comparaison, la position de la surbrillance dans les images prises en filtres clairs (CL1/CL2) est indiquée (on remarquera au passage sa quasi-continuité dans l'anneau C et l'anneau B).

Un avantage certain de l'ensemble de données en couleurs sur celui à basse résolution spectrale (`CLEAR`) est la précision des images NAC, ici on a pour chaque prise, une image NAC avec une couverture

de 0 à 0,2° et une image WAC où l'angle de phase varie de 0 à 2,5°. Ceci nous permet de sonder l'effet d'opposition avec beaucoup plus de précision et de sensibilité. D'ailleurs, avec la figure 5.11, une augmentation de la brillance à l'angle de phase zéro est remarquable entre la NAC et la WAC. Etrangement, la brillance à 0° en `CLEAR` se rapproche plus du bleu que du rouge. Ce comportement sera étudié plus en détail dans les paragraphes suivants.

Fonctions de phase à haute résolution spectrale des anneaux principaux

Les courbes de phase obtenues dans les filtres couleurs à bande étroite ($\pm 50\mu$m) sont maintenant détaillées. Pour cet ensemble de données, j'ai utilisé les 156 images où la surbrillance est observée (séquences `1495` et `1560`, voir le tableau 5.1) couvrant les angles de phase entre 0 et 2,5° et j'ai ajouté les images des séquences `1546`, `1550` et `1556` (voir tableau 5.1) pour couvrir les angles de phase entre 6 et 25° ([6]). Par souci de compatibilité, il était important de garder la même couverture en angle de phase que l'ensemble de données en filtres `CLEAR`.
Au total, j'ai pu obtenir 76 courbes de phase avec l'opposition exacte (α<0,028°). Contrairement aux données `CLEAR` où il a été possible de rajouter des courbes du fait de la couverture quasi-continue de la surbrillance sur les anneaux principaux, ici l'utilisation de cette méthode, du fait de l'espacement radial entre deux images consécutives prises avec le même filtre (voir la figure 5.11), ne permet pas de compléter les courbes de phase.

Lorsque ces courbes de phase ont été obtenues, j'ai été surprise par l'étroitesse du pic, étroitesse bien plus importante qu'avec les données `CLEAR`. La figure 5.12 détaille des exemples types de courbes de phase obtenus pour les anneaux C, B, A et la division de Cassini. La première colonne (labellée a) présente la fonction de phase obtenue avec la caméra WAC et la seconde (labellée b) montre la fonction de phase obtenue avec toutes les images combinées. Ce qui ressort avec cette figure, c'est que la portion de courbe fournie par la WAC ne donne pas toute l'amplitude du pic d'opposition. En effet, la valeur à α=0° est supérieure dans le panneau (b) à celle du panneau (a).
Immédiatement, cela semble expliquer la différence notable entre les pics des courbes en filtres clairs et en couleur puisque lorsque ont été traitées les images en filtres clairs, il n'y avait pas de série d'observation en mode `NACONLY` et `BOTSIM`.

De manière générale, nous avons remarqué, mis à part la valeur sous-estimée par les WAC en dessous de 0,2°, que la forme générale de la courbe est similaire à celle obtenue précédemment :
– L'anneau C possède toujours un pic assez large avec une amplitude importante (première paire de graphes en partant du haut de la figure 5.12)
– l'anneau B exhibe un pic très étroit avec maintenant une forte amplitude (deuxième paire de graphes)
– la division de Cassini (troisième paire de grahes) montre toujours beaucoup de dispersion, ce qui pourrait être la conséquence de l'échec de l'inversion de Chandrasekhar [7].
– l'anneau A, pourtant très dense, montre lui aussi beaucoup de dispersion pour la fonction $\varpi_0 P(\alpha)$, ce qui pourrait être dû à la présence d'ondes d'instabilité gravitationnelles (*wakes*), voir la dernière paire de graphes de la figure 5.12. En effet, aux profondeurs optiques intermédiaires, l'inversion de Chandrasekhar est très sensible à la profondeur optique, or les *wakes* sont connues pour modifier localement la valeur de τ.

Ces courbes en couleurs montrent un pic d'opposition beaucoup plus proéminent qu'avec les filtres clairs, le modèle linéaire-exponentiel de Kaasalainen et al. [2001] a donc été testé. J'ai alors remarqué que le pic est très bien ajusté par ce modèle puisque les NAC apportent la partie la plus piquée de la fonction qui était absente avec les courbes en `CLEAR`.

[6] L'ensemble d'images est répertorié en tant que oe-NW1495-cal.csv et oe-1546-1550-1556-1560.csv
[7] J'y reviendrai au chapitre suivant en proposant une alternative à ce modèle d'inversion des données.

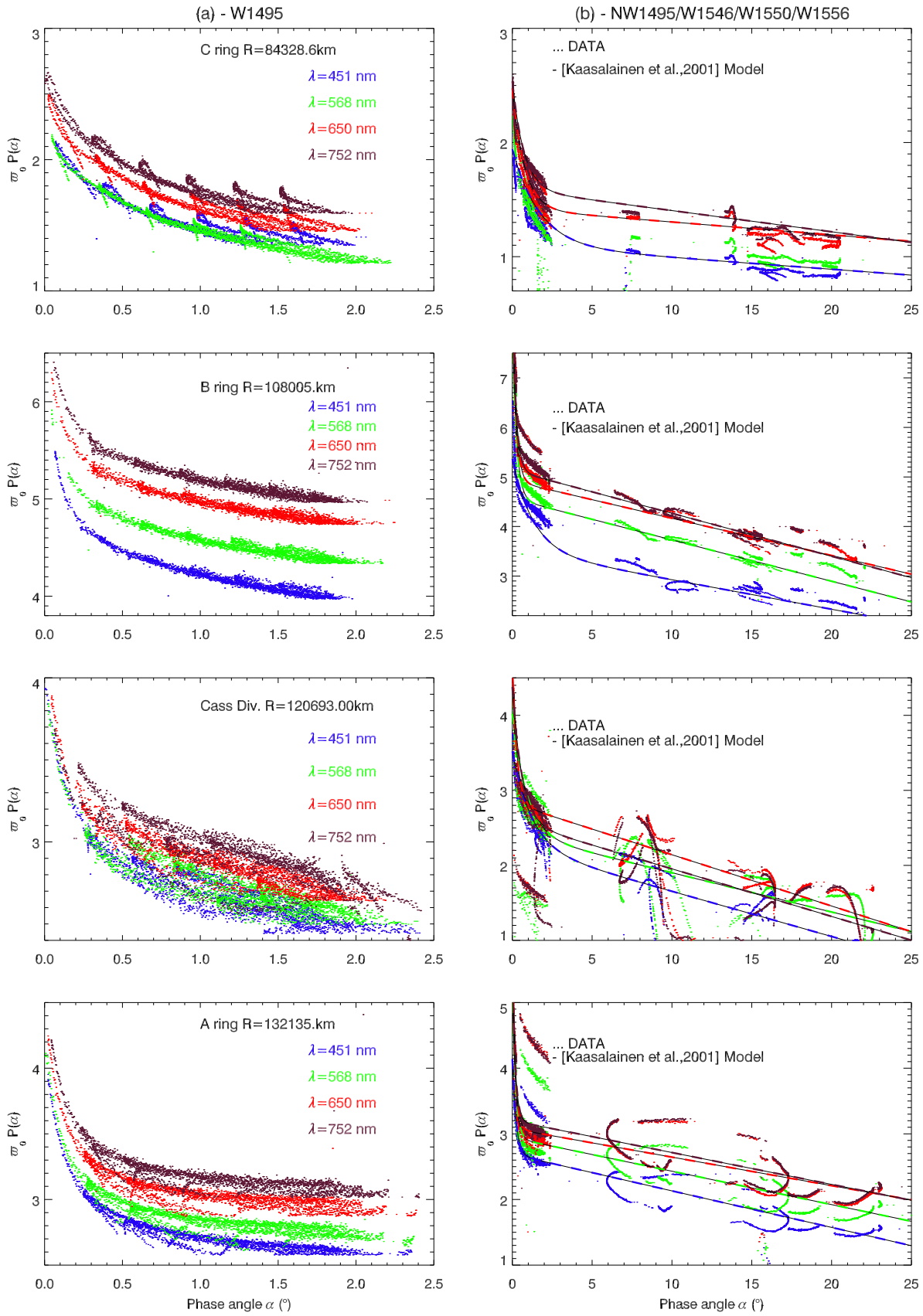


Figure 5.12 – Courbes de phase représentatives pour les anneaux principaux avec un zoom sur le pic d'opposition (a) et la fonction de phase complète, de 0 à 40 °, (b). Les fonctions ont été ajustées avec le modèle logarithmique (a) et le modèle linéaire par partie (b).

Cependant, même si le pic est bien ajusté par ce modèle, le passage entre le pic et la partie linéaire est peu convaincant. Sachant que pour avoir des paramètres morphologiques crédibles, l'ajustement doit être le meilleur possible, il semble que le modèle de Kaasalainen ne soit pas adapté à mes courbes de phase.

Par conséquent, j'ai utilisé le modèle linéaire par partie de Lumme *&* Irvine 1976 pour modéliser les courbes de phase à haute résolution spectrale et en déduire les paramètres morphologiques A, HWHM et S en fonction de la longueur d'onde de chaque filtre. Il faut ajouter à ce propos que la longueur d'onde, évoquée dès lors, est la longueur d'onde centrale des filtres dans lesquels les images ont été prises. Dans le tableau 1.2 page 37, on constate que ces valeurs varient légèrement entre les caméras NAC et WAC :
- le filtre bleu peut être la combinaison (`CL1`,`BL2`) ou (`BL1`,`CL2`) pour la caméra NAC puisque celle-ci possède deux filtres bleus. Les longueurs d'onde centrales respectives sont 440 et 451 nm. Pour la caméra WAC, le filtre (`CL1`,`BL1`) est caractérisé par une longueur d'onde λ_{cen}=460 nm. Comme la largeur des filtres est de ±50 nm, la valeur de 451 nm a été gardée comme longueur d'onde représentative de tous ces filtres ;
- le filtre vert (`CL1`,`GRN`) possède quasiment les mêmes caractéristiques spectrales pour les deux caméras puisque la longueur d'onde centrale est de 568 nm pour la NAC et 567 nm pour la WAC ;
- le filtre rouge correspond pour la caméra NAC à la combinaison de filtres (`RED`,`CL2`) ayant une longueur d'onde de 650 nm. Pour la caméra WAC, la combinaison (`CL1`,`RED`) est à λ_{cen}=649 nm ce qui ne change guère de la caméra NAC à un nanomètre près ;
- le filtre (`CL1`,`IR1`) dans l'infrarouge proche affiche une différence de 10 nanomètres entre la caméra NAC (752 nm) et la WAC (742 nm).

En résumé, avec cette haute résolution spectrale, la combinaison d'images ne provenant pas exactement des mêmes filtres provoque un décalage de la longueur d'onde centrale de 1 nanomètre au moins à ±10 nm au plus. Cette longueur d'onde va maintenant caractériser chacune des courbes de phase.

Variation des paramètres morphologiques avec la longueur d'onde

Les courbes de phase à haute résolution spectrale ont été paramétrisées de la même façon que les courbes de phase à basse résolution spectrale :
- inversion de Chandrasekhar vue à l'équation (E.30) page 348
- ajustement du modèle de Lumme *&* Irvine 1976 (α_1=0,2° et α_2=1,7°) par miniminisation du χ^2 et obtention pour chaque longueur d'onde de A, HWHM et S
- enfin une dernière étape a été ajoutée : en fonction des divers comportements des paramètres morphologiques avec la longueur d'onde, A(λ), HWHM(λ) et S(λ) ont été ajustées à l'aide de plusieurs fonctions linéaires.

Quelques exemples de résultats sont donnés en figure 5.13. Cette figure détaille dans la première colonne nos résultats pour une région optiquement épaisse de l'anneau B. Le résultat des ajustements de A(λ), HWHM(λ) et S(λ) est affiché dans trois graphes verticaux.
On remarque tout d'abord que chaque paramètre possède sa propre variation en fonction de λ.

Pour l'amplitude, du bleu (440 nm) au vert (568 nm), on note une nette augmentation, qui est systématique pour tous les anneaux (voir la première ligne des graphes dans les figures 5.13a, b et c). Au contraire, du vert (568 nm) à l'infrarouge proche (752 nm) l'amplitude décroît, là aussi de façon systématique.

Pour la demi-largeur à mi-hauteur, la variation en fonction de la longueur d'onde n'est pas monotone, on remarque une brisure dans le vert, comme pour l'amplitude. Cependant, c'est la seule analogie faisable entre HWHM et A car les variations de HWHM avec la longueur d'onde sont totalement différentes. Tout d'abord, du bleu au vert, on observe soit une augmentation de HWHM (voir les anneaux B et A dans la figure 5.13), soit une diminution de HWHM (par exemple dans la Division de Cassini, voir la figure 5.13). Cependant, cette diminution n'est pas forcément liée aux anneaux, ni à leur profondeur

optique car cette diminution est également notée dans certaines régions de l'anneau B (j'y reviendrai au paragraphe suivant). Ensuite, du vert à l'infrarouge, HWHM semble augmenter, cependant cette augmentation n'est pas systématique dans tous les anneaux.

Pour la pente de la partie linaire, on remarque également des variations avec la longueur d'onde, ce qui est tout à fait surprenant. En effet, d'après certains modèles [Kawata & Irvine, 1974 ; Hapke, 1986], le masquage des ombres ne devrait pas dépendre de la longueur d'onde. Sont notables une diminution systématique de S du bleu jusq'au rouge, puis une augmentation du rouge à l'infrarouge.

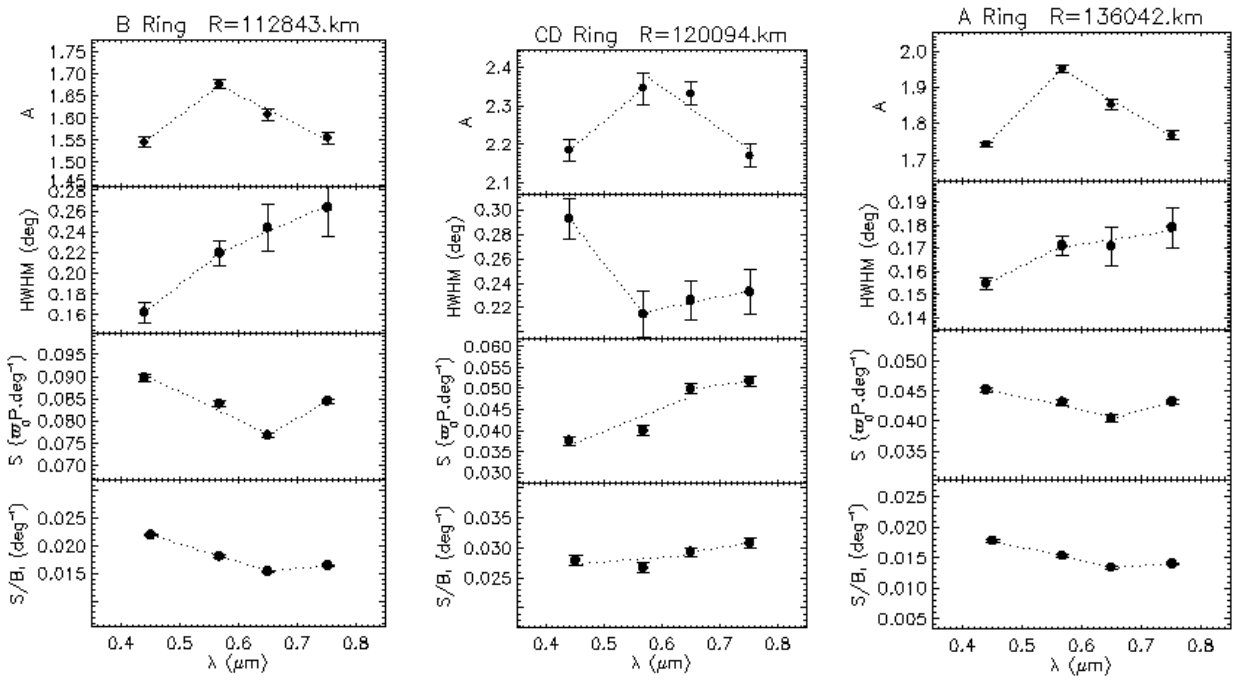


Figure 5.13 – Variations de paramètres morphologiques A(λ), HWHM(λ) et S(λ) pour trois régions typiques des anneaux.

Aussi étranges que puissent paraître ces comportements pour A(λ), HWHM(λ) et S(λ), j'ai de surcroît trouvé des variations avec la profondeur optique, ce qui semble indiquer que les variations en longueurs d'onde sont liées aux propriétés optiques et dynamiques des anneaux de Saturne.

Variations en longueur d'onde et en profondeur optique

Il convient de quantifier maintenant les variations de A(λ), HWHM(λ) et S(λ) en les ajustant avec un modèle linéaire. On obtient donc pour chaque région des anneaux deux droites (une de 451 à 568 nm et une de 568 à 752 nm) qui ajustent le comportement de A(λ) et HWHM(λ). Pour la pente S(λ), deux droites sont obtenues (une de 451 à 650 nm et une de 650 à 752 nm). Pour cette étude, n'est gardé que la pente de chaque droite, ce qui fournit 6 pentes soit deux par paramètre morphologique. Les pentes de A(λ) et HWHM(λ), figures G.10 et G.11 page 398, ne montrent pas de tendance aussi forte que celle de S(λ) de ce fait, passons directement à S(λ).

Les variations de S(λ) du bleu au rouge ($451<\lambda<650$ nm) et du rouge à l'infrarouge proche ($568<\lambda<752$ nm) sont présentées dans la figure 5.14.
On remarque, en valeur absolue, que la pente de S(λ) augmente très fortement quand la profondeur optique τ augmente. Ceci a paru de prime abord surprenant car d'après certains modèles, S(λ) devrait être indépendant de la longueur d'onde.

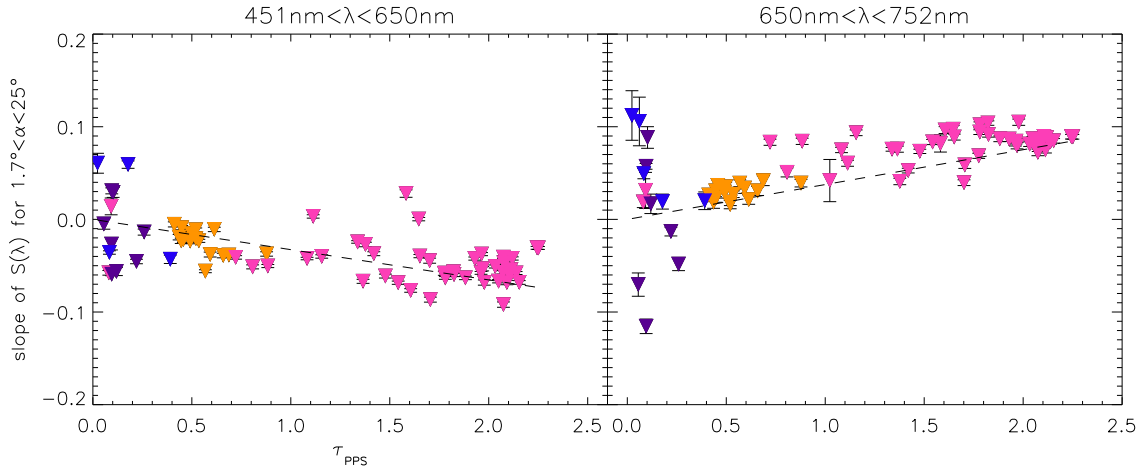


Figure 5.14 – Variations de la pente ajustant la pente S de 451<λ<568 nm (à gauche) et de 568<λ<752 nm (à droite) en fonction de la profondeur optique des anneaux. La pente de S(λ) est en $\varpi_0 P.\mathrm{deg}^{-1}.\mu\mathrm{m}^{-1}$

L'augmentation de la pente de S(λ) pour des fortes profondeurs optiques pourrait être due au fait que les régions optiquement épaisses (τ>1) ont de fortes valeurs de $\varpi_0 P(\alpha)$, donc de plus fortes S(λ) et par conséquent de plus fortes pentes de S(λ). De ce fait, j'ai défini la **variation relative** de S(λ) donnée par :

$$\frac{\Delta \mathrm{S}}{\mathrm{S}}(451 < \lambda < 650 \text{ nm}) = \frac{\mathrm{S}(650 \text{ nm}) - \mathrm{S}(451 \text{ nm})}{\mathrm{S}(451 \text{ nm})} \quad (5.9)$$

$$\frac{\Delta \mathrm{S}}{\mathrm{S}}(650 < \lambda < 752 \text{ nm}) = \frac{\mathrm{S}(752 \text{ nm}) - \mathrm{S}(650 \text{ nm})}{\mathrm{S}(650 \text{ nm})} \quad (5.10)$$

Cependant, ces variations relatives montrent toujours une augmentation en valeur absolue de S(λ) quand la profondeur optique augmente, comme vu dans la figure 5.15 ci-dessous.

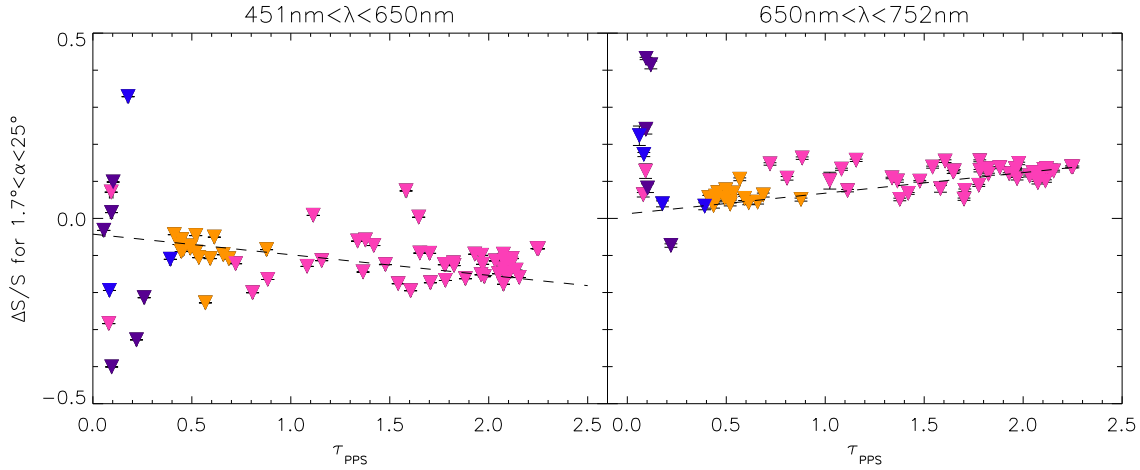


Figure 5.15 – Variations relatives de S(λ) pour 451<λ<568 nm (à gauche) et pour 568<λ<752 nm (à droite) en fonction de la profondeur optique des anneaux.

Par conséquent, l'augmentation en valeur absolue de la pente de S(λ) est bien réelle et ne reflète pas les grandes valeurs de S quand la profondeur optique est élevée.

Analysons plus en détails le comportement de ΔS/S d'une part dans le visible (avec la figure 5.15 à gauche), et d'autre part dans le rouge-infrarouge proche (avec la figure 5.15 à droite).
Tout d'abord, revenons sur les gammes de longueurs d'onde utilisées ici pour le paramètre morphologique S. Contrairement à A et HWHM où j'ai observé une valeur maximale pour A(λ) dans le vert et une brisure dans l'augmentation de HWHM(λ) dans le vert, il n'y a aucun comportement particulier de la variation de S(λ) dans le vert. Ces comportements semblent d'ailleurs décalés vers le rouge (voir la figure 5.13). En effet, du bleu au rouge (451-650 nm), on remarque que ΔS/S (ou la pente de S(λ) puisque les deux comportements sont les mêmes) est majoritairement négative. A faible profondeur optique, il y a une forte dispersion qui se traduit par une augmentation ou une diminution de S(λ). Pour les profondeurs optiques intermédiaires où $\tau \sim$0,5 la variation de S est clairement décroissante et montre un renforcement (en valeurs absolues) avec la profondeur optique qui s'accentue fortement dans les régions optiquement épaisses (τ>1).
Du rouge à l'infrarouge (650-752 nm), les valeurs de ΔS/S sont maintenant positives et conduisent donc à une augmentation de S avec la longueur d'onde. Cette croissance s'accentue quand la profondeur optique augmente. Cependant il est difficile de dire que le comportement global de ΔS/S est une augmentation avec τ, car à faible profondeur optique, ΔS/S possède des valeurs plus grandes qu'aux profondeurs optiques modérées et élevées. Il semble donc que quand τ>0,5 (anneau C et Division de Cassini) la variation relative de S diminue puis augmente à $\tau \sim$0,5 dans l'anneauA puis l'anneau B.

Une franche **variation de S(τ) avec la longueur d'onde** est obtenue. Cependant, il faut rappeler que le paramètre morphologique de la partie linéaire de la courbe est **la pente de la fonction de phase multipliée par albédo** soit $\varpi_0 P(\alpha)$ et les effets avec la longueur d'onde dérivés ici sont peut-être des effets d'albédo ou de fonctions de phase.

J'ai donc cherché à savoir comment variait l'albédo ϖ_0 avec la longueur d'onde. Une étude photométrique antérieure a été menée par Porco et al. [2005] et a fourni la variation d'albédo dans les anneaux principaux avec les images ISS datées d'avant l'insertion orbitale de Cassini. La figure 3 de [Porco et al., 2005] montre en particulier comment ϖ_0 évolue de l'ultraviolet (338 nm avec le filtre `UV3`) à l'infrarouge moyen (862 nm avec le filtre `IR2`) dans 12 régions types réparties dans les anneaux A, B et C et dans la Division de Cassini. On remarque que de l'ultraviolet au rouge (338 à 650 nm), $\varpi_0(\lambda)$ augmente puis sature dans l'infrarouge proche (de 650 à 682 nm). Ce comportement est remarqué dans toutes les régions sondées et rappelle la variation de S(λ) vue en figure 5.13.
Bien que dans le cas de l'albédo ϖ_0, il s'agisse d'une augmentation avec λ et dans le cas de la pente de $\varpi_0 P(\alpha)$ il s'agisse d'une diminution avec la longueur d'onde, **le comportement de S(λ,τ) pourrait être corrélé avec celui de l'albédo** $\varpi_0(\lambda)$.
Le moyen le plus sûr de le vérifier serait de calculer la pente de la fonction de phase $P(\alpha)$, mais pour cela, il faut avoir la fonction de phase de 0 à 180° pour pouvoir séparer l'albédo ϖ_0 de la fonction de phase $P(\alpha)$. Dans le cadre de ce chapitre, toutes nos fonctions de phase s'arrêtent à 25° donc nous ne pouvons pas séparer $\varpi_0 P(\alpha)$.

Une autre possibilité réside dans le fait que **la variation de S(λ,τ) pourrait être liée à la rétro-diffusion cohérente** : les corrélations observées pour S=f(A) ou S=f(HWHM) (vues en figures G.3 et G.4) semblent d'ailleurs assez fortes lorsque les effets de longueurs d'onde sont moyennées (avec les filtres `CLEAR`).
Poulet et al. [2002] qui ont étudié l'effet d'opposition dans les anneaux de Saturne de 0,3 à 6° observent également un rougissement de la fonction de phase qui ne s'explique pas avec des modèles de masquage des ombres, et en particulier avec celui de Hapke [1986] qui est indépendant de la longueur d'onde.
Les modèles de [Shkuratov et al., 1999 ; Shkuratov & Helfenstein, 2001 ; Hapke, 2002] envisageant un couplage entre le masquage des ombres (matérialisé par S) et la rétro-diffusion cohérente (reflétée par A et HWHM), voir page 362, semblent reproduire le rougissement observé.

Comparaison des paramètres morphologiques à basse et haute résolution spectrale

Étudions maintenant la variation des paramètres morphologiques A(λ), HWHM(λ) et S(λ) des anneaux avec la distance à Saturne. Dans le paragraphe 5.1.3, le comportement de ces paramètres quand la longueur d'onde était moyennée de 200 à 1100 nm (avec le filtre `CLEAR`) a déjà été étudié, il est représenté ici en gris dans la figure 5.16. Les paramètres morphologiques obtenus avec les filtres en couleurs, qui ont une bien meilleure résolution spectrale, sont également donnés dans la figure 5.16.

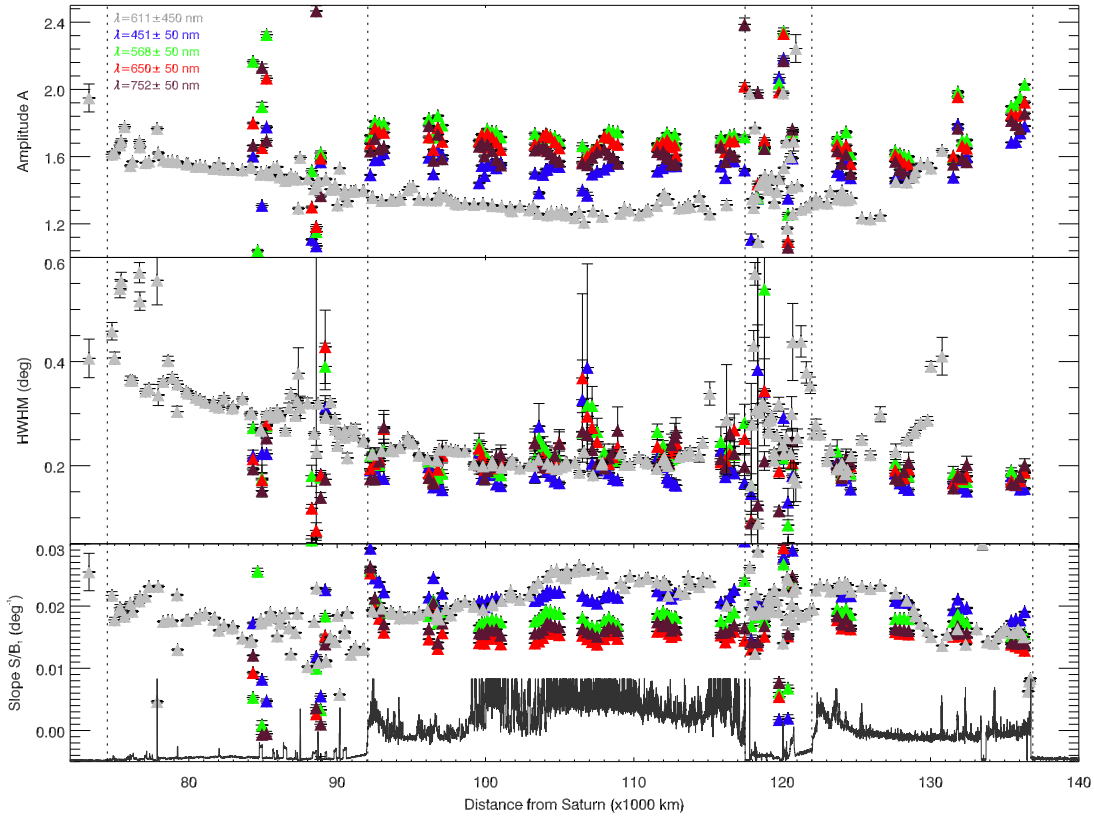


Figure 5.16 – Effet régional des paramètres morphologiques obtenus avec les courbes de phase de 0 à 25° en filtres clairs et couleurs de ISS/Cassini à partir du modèle linéaire par parties de Lumme & Irvine (1976).

En étudiant tout d'abord l'amplitude du pic d'opposition, on remarque que dans les régions extérieures de l'anneau C, A montre beaucoup plus de dispersion avec les filtres couleurs qu'avec les filtres clairs. Il n'y a malheureusement pas assez de couverture radiale pour généraliser cet effet dans tout l'anneau C. Dans l'anneau B, où on dispose d'une bonne couverture radiale de l'amplitude en couleurs, **l'amplitude en filtres clairs est largement inférieure aux plus basses amplitudes en couleurs (typiquement, le bleu), ceci est certainement dû à l'utilisation exclusive des images de la WAC pour résoudre la tache d'opposition**, bien qu'un accord franc est remarqué pour les amplitudes en filtres clairs et couleurs dans l'anneau A. La Division de Cassini montre également un comportement similaire avec l'ensemble de données à haute et basse résolution spectrale.
La demi-largeur à mi-hauteur HWHM du pic montre globalement un bon accord entre les données en filtres clairs et celles en filtres couleurs. Les valeurs sont du même ordre de grandeur dans tous les anneaux et l'effet régional est le même, sauf probablement pour l'anneau A où HWHM à haute résolution spectrale décroît quand la distance à Saturne augmente alors qu'à basse résolution spectrale, HWHM semblait commencer à croître.
Enfin, pour la pente S de la partie linéaire de la fonction de phase, on obtient un effet régional comparable dans l'anneau A et la Division de Cassini pour les données en filtres clairs et celles en filtres couleurs. Le manque de données dans l'anneau C empêche de se prononcer pour cet anneau. Pour terminer, l'anneau B montre des effets régionaux très différents à haute et basse résolution spectrale, surtout

au milieu de l'anneau où la pente en filtres clairs semble fortement surestimée.

Comparaisons des données Hubble et Cassini

J'ai voulu comparer les données Cassini avec les données au sol. Pour cela la récente étude de French et al. [2007] a été choisie. Elle possède de très petits angles de phase α>0,028° et un point en dessous de l'angle de phase minimal, correspondant à la taille angulaire finie du Soleil[8]. Les courbes de phase ont été obtenues pour les anneaux principaux et ajustées avec le modèle de Kaasalainen *et al.*, [2001] qui fournit les paramètres morphologiques A, HWHM et S pour différentes longueurs d'onde allant de l'ultraviolet à l'infrarouge (voir la figure 5.17).

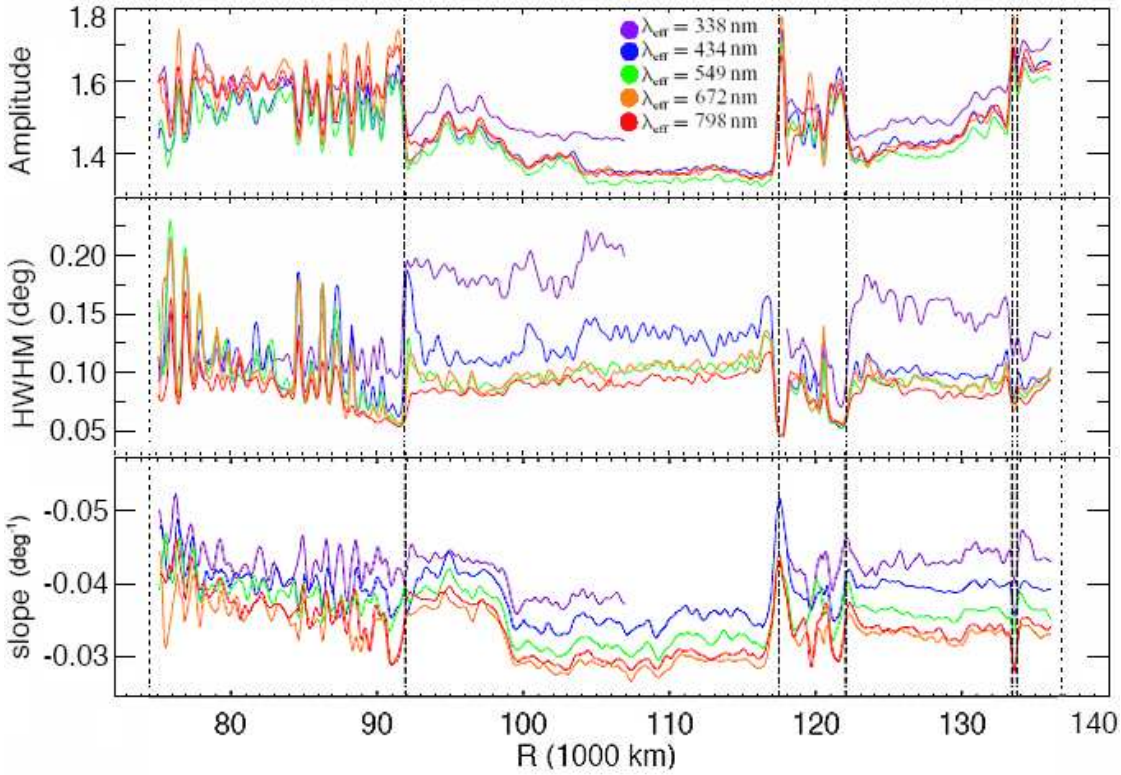


Figure 5.17 – Effet régional des paramètres morphologiques obtenus avec les courbes de phase de 0 à 6° en filtres couleurs de WFPC2/Hubble à partir du modèle linéaire-exponentiel de Kaasalainen *et al.* (2001). Tiré de (French et al., 2007)

Un examen détaillé de la figure 5.17 fournit les tendances suivantes :
- un premier effet régional consiste en une très forte dispersion de A, HWHM et S dans la Divsion de Cassini et dans les régions internes et externes de l'anneau C ;
- un deuxième effet régional est la quasi constance de HWHM et S dans l'anneau A, ce même comportement est observé dans la moitié externe de l'anneau B pour A et S ;
- un dernier effet régional isolé dans la moitié interne de l'anneau B est remarqué pour A et S ;

Des comportements avec la longueur d'onde sont également remarqués, en plus des effets régionaux.
- en premier lieu, pour A(λ) on remarque que les valeurs dans l'anneau B sont quasiment constantes en fonction de λ et indépendantes de λ (sauf dans l'ultraviolet) ;
- pour la demi-largeur à mi-hauteur, il ressort que HWHM(λ) diminue clairement quand la longueur d'onde augmente ;
- enfin, pour S(λ), la diminution nette de la pente est remarquée quand la longueur d'onde augmente.

[8]L'étude antérieure réalisée par Poulet et al. [2002] ne possède pas la partie la plus piquée de la fonction de phase (α>0,3°), elle a été écartée de cette comparaison.

Comparons maintenant ces comportements avec ceux obtenus avec ISS, présentés en figure 5.16. Prenons tout d'abord les **effets régionaux des paramètres morphologiques** observés par le HST.

– La dispersion observée par le HST pour les trois paramètres morphologiques A, HWHM et S dans l'anneau C et la Division de Cassini est également très claire avec ISS. Cependant, il convient de noter pour l'anneau C que la dispersion observée avec mes données (et particulièrement celles en filtres `CLEAR`) est très localisée (régions internes et externes de l'anneau) et qu'elle n'est pas présente dans les régions centrales (correspondant au *background* selon la nomenclature en type d'anneaux de Cooke [1991]). Dans la Division de Cassini, la dispersion de A et HWHM est également très forte dans les deux ensembles de données (sol et spatial). Cependant, la pente S semble augmenter avec ISS/Cassini et reste dispersée sans variation monotone en fonction de la distance avec WFPC2/Hubble. La différence dans ces comportements pourrait être due à la faible couverture dans les grands angles de phase obtenus avec les données terrestres, qui est due à la géométrie orbitale de Saturne et de la Terre (voir la figure 5.1).
– Le deuxième effet régional observé par le HST est une quasi constance de S et HWHM dans l'anneau A. Pour S, la valeur du HST tous filtres confondus est autour de -0,04 deg−1. Avec Cassini, il y a un très bon accord entre S à haute et basse résolution spectrale dans l'anneau A et l'effet régional observé est le même : il s'agit d'une diminution très franche quand la distance à Saturne augmente. Dans le bord interne, S∼0,8 $\varpi_0 P$.deg^{-1} et dans le bord externe S∼0,4 $\varpi_0 P$.deg^{-1}. On distingue toutefois que l'ordre de grandeurs obtenu par ISS et WFPC2 est différent dans chaque cas car pour ISS, il s'agit de la valeur absolue de la pente de la fonction de phase $\varpi_0 P(\alpha)$ alors que pour WFPC2, il s'agit de la pente en I/F qui a été divisée par la valeur de l'ordonnée à l'origine. Cette non-variation de la pente de WFPC2 pourrait être également due au manque de grands angles de phase.
– Enfin, le troisième effet régional, observé pour l'anneau B, est commun à ISS et WFPC2. En effet, on note une diminution de A du bord interne au milieu de l'anneau. Pour la pente, les variations dérivées avec les images de WFPC2 pour la moitié interne de l'anneau paraissent trop prononcées, bien que la couverture radiale avec les données ISS en couleurs soit insuffisante.

Passons maintenant aux **variations des paramètres morphologiques avec la longueur d'onde**.

– On remarque avec le HST très peu de variations de A(λ) dans l'anneau B (voir la figure 5.17). French et al. [2007] n'ont pas quantifié les variations des paramètres morphologiques (comme je l'ai fait avec les figures G.10, G.11, 5.14 et 5.15), cependant, après examen de leurs données (voir notamment leur figure 3), il semble évident que la variation de A(λ) est très faible dans l'anneau B et également dans l'anneau A. Seule une différence notable est visible dans l'ultraviolet.
– Globalement, French et al. [2007] observent une diminution de A(λ) de l'ultraviolet au vert, puis une augmentation de l'amplitude du vert à l'infrarouge. Ce n'est pas du tout ce qui est observé pour les amplitudes d'ISS où sont notables une augmentation du bleu au vert et une diminution du vert à l'infrarouge : les valeurs de A(λ) pour ISS et WFPC2 sont anti-corrélées. Les variations de A(λ) décelées avec ISS sont donc inédites.
– Concernant HWHM(λ), on note une nette décroissance de la demi-largeur à mi-hauteur quand la longueur d'onde augmente, et ce, dans tous les anneaux. Aucune brisure dans la diminution de HWHM(λ) n'est remarquée avec le HST. Cette diminution monotone est très différente du comportement de HWHM(λ) observé avec ISS/Cassini. En effet, on observe tout d'abord non pas une diminution mais une augmentation de la demi-largeur angulaire avec la longueur d'onde. Deuxièmement, l'ordre de grandeur trouvé n'est pas le même. Les demi-largeurs angulaires obtenues avec WFPC2 sont généralement comprises entre 0,05° et 0,2° alors que celles d'ISS sont comprises entre 0,1° et 0,4°.
– Enfin, pour S(λ), les comportements du HST en longueur d'onde sont compatibles avec ceux de Cassini (diminution de S du bleu au rouge, puis légère augmentation dans l'infrarouge). Etrangement, cet accord montre une compatibilité des données ISS/WFPC2 pour les variations de la pente avec la longueur d'onde bien que les effets régionaux de S observés par les deux instruments sont profondéments différents.

5.1.5 Synthèse des tendances morphologiques de l'effet d'opposition

En étudiant les paramètres morphologiques de la fonction de phase de 0 à 25° des anneaux principaux de Saturne, j'ai décelé plusieurs tendances dont certaines, sont observées pour la première fois grâce à la bonne résolution spatiale, spectrale et angulaire de ISS/Cassini :

❶ Une **dispersion importante** des paramètres morphologiques liés au pic d'opposition (A et HWHM) dans les anneaux à faible profondeur optique, τ<0,5 (figures G.1 page 388 et figures 5.16 page 134) ;

❷ Un **effet régional** qui différentie le comportement de l'effet d'opposition dans les régions intérieures/extérieures aux régions centrales (figure 5.8 page 124).

❸ Une augmentation progressive de la pente de S=f(A) des anneaux diffus aux anneaux denses (en moyennant en longueur d'onde) conduisant à un **renforcement de l'anti-corrélation** entre S et A quand τ augmente (figure 5.7 page 122) ;

❹ Une **forte corrélation** de S avec la profondeur optique accompagnée d'une dispersion forte et constante avec la profondeur optique (voir aussi la figure 5.10). De plus il ressort qu'à forte profondeur optique, les valeurs de S sont grandes, tant en **valeurs absolues qu'en variation relative** (figure G.1 page 388 et figure 5.16).

❺ Un comportement systématique pour S, qui décroît du bleu au rouge (451-650 nm) puis augmente du rouge vers l'infrarouge proche ;

❻ Une **forte dépendance en longueur d'onde** de S(τ) : la diminution de la pente de S(λ ∼500nm) est renforcée dans les régions à τ élevées et l'augmentation de la pente de S(λ ∼700nm) est également plus forte dans les régions à τ élevées (figure 5.14 page 132).

❼ Une anti-corrélation avec la profondeur optique pour A et HWHM, accompagnée d'une **saturation** de A et HWHM pour τ>1 (figure 5.10 page 126) ;

❽ Une diminution progressive de la pente de HWHM=f(A) des anneaux diffus aux anneaux denses (en moyennant en longueur d'onde) conduisant à un **affaiblissement de la corrélation** entre HWHM et A quand τ augmente (figure 5.6 page 122) ;

❾ Une augmentation de A(λ) du bleu au vert (451-568 nm) qui est renforcée dans les régions à forte profondeur optique. Cette augmentation est marquée par une **valeur maximale** de A(λ) dans le vert quelque soit les anneaux (figure G.10 page 398) ;

❿ Une augmentation de HWHM(λ) du bleu au vert(451-568 nm), suivie d'une augmentation ou d'une diminution du vert à l'infrarouge proche (568-650 nm). Il a été vu que ces comportements sont **indépendants de la profondeur optique** (figure G.11 page 399).

C'est la première fois que de tels effets régionaux et polychromatiques sont constatés à la surface d'un seul et même objet planétaire.
Non seulement les variations de A, HWHM et S sont uniques par leur gamme étendue, mais elles sont également uniques par leurs valeurs, car d'autres objets du Système Solaire ne montrent pas les mêmes tendances (voir annexe F page 367).

5.2 Caractérisation de la brillance à tous les angles de phase

5.2.1 Présentation des courbes de phase de 0 à 180°

Pour pouvoir inverser les propriétés physiques des anneaux à partir de la brillance observée à toutes les géométries, j'ai conservé les images de l'effet d'opposition, et en ai rajouté 500 pour couvrir les angles de phase de 25° à 180°. J'ai ensuite traité ces images avec la même procédure que celle exposée et utilisée précédemment (§ 2.2.3 page 52 et §5.1 page 113) afin d'obtenir les courbes de phase de 0 à 180 degrés.

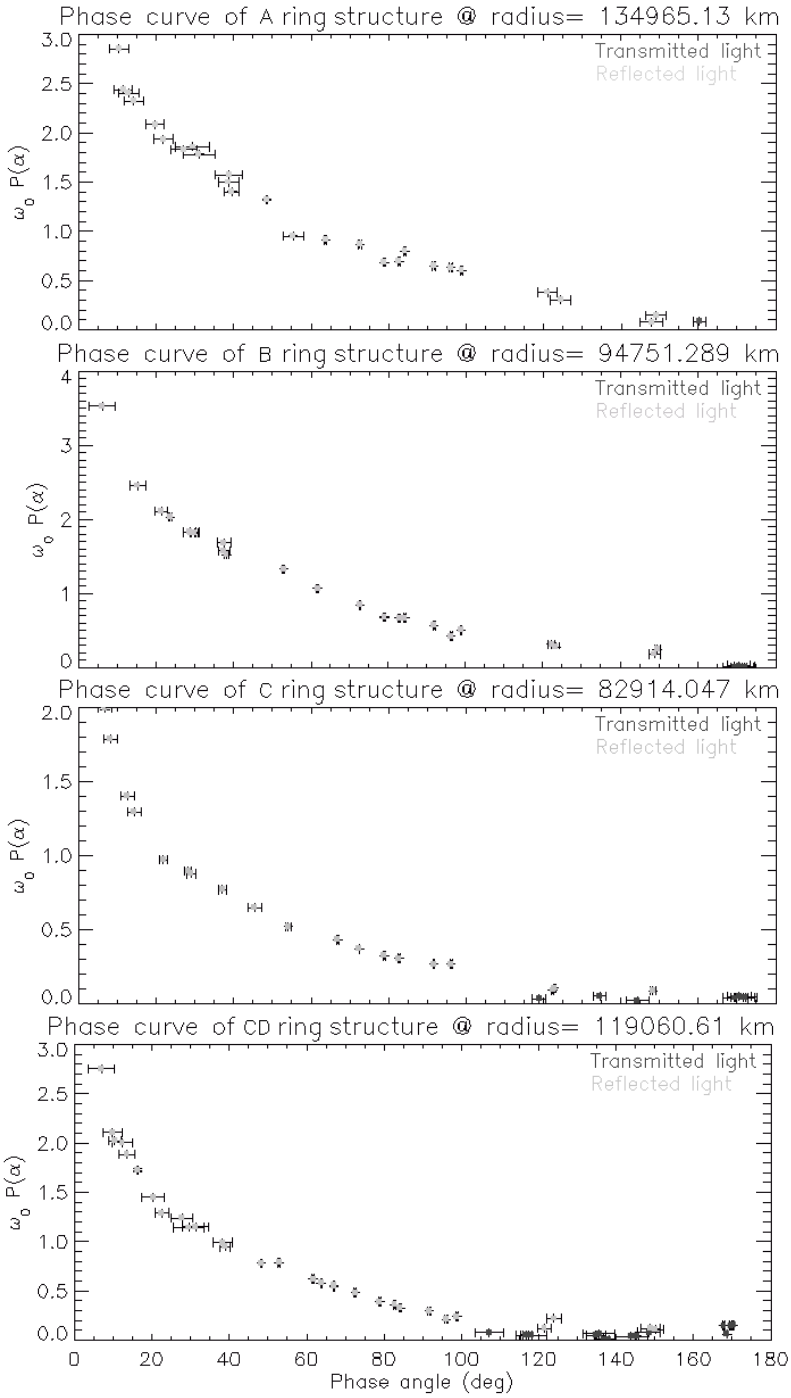


Figure 5.18 – Courbes de phase typiques obtenues pour les anneaux A et B, C et CD en filtres CL1/CL2.

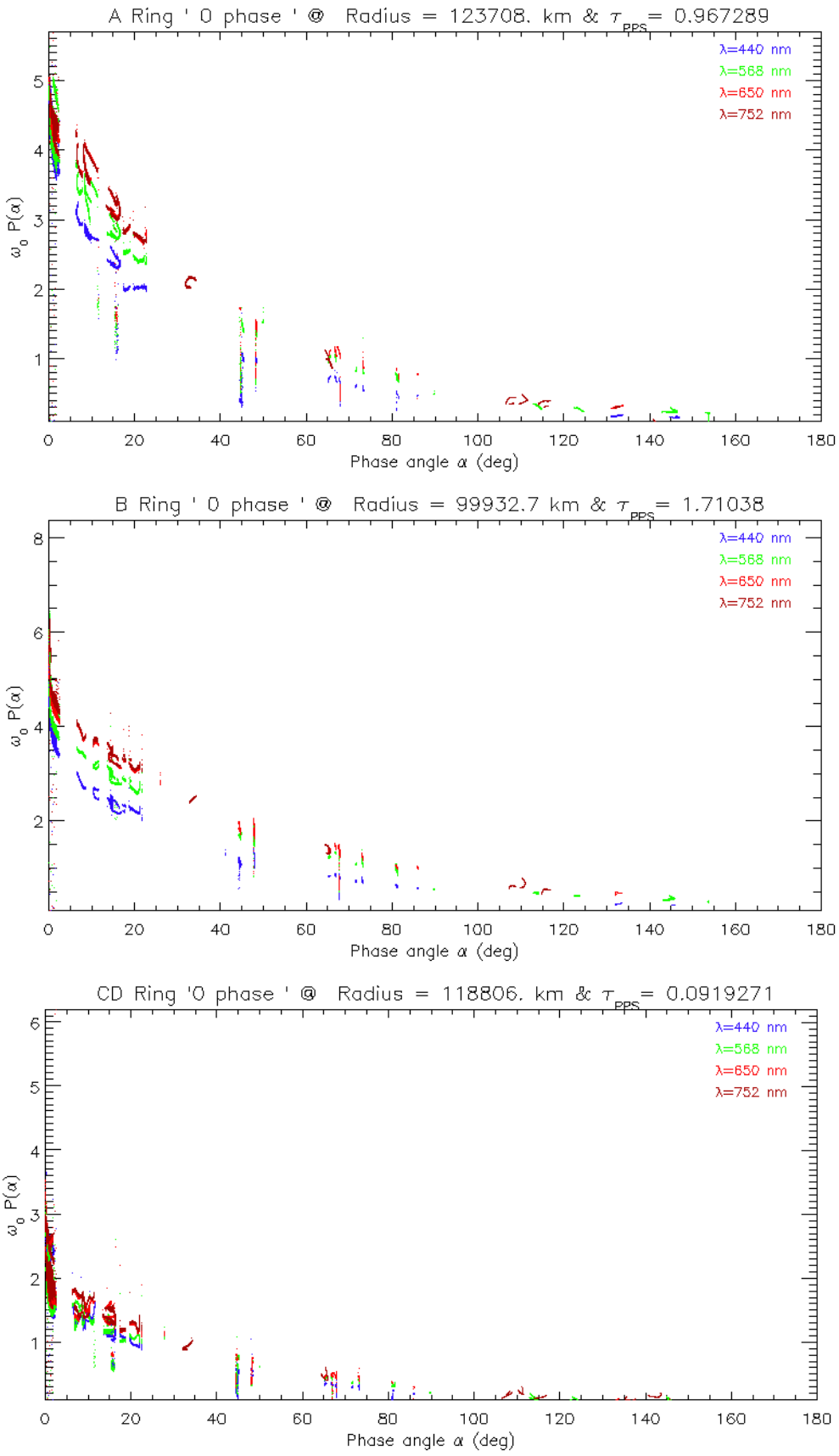


Figure 5.19 – Courbes de phase typiques obtenues pour les anneaux A et B et la Division de Cassini en filtres BL1/BL2, GRN, RED et IR1.

5.2.2 Apport des images à haute et à basse résolution spectrale

Pour avoir une description fine des phénomènes (diffusions simple, multiple, vers l'avant, vers l'arrière ; anisotropie etc...), l'usage des images à haute résolution spectrale est exigée. Cependant, il n'y avait pas d'images dans les filtres `RED`, `GRN`, `BL1`, `BL2` et `IR1` avec des angles de phase supérieurs à 160 degrés et une résolution spatiale inférieure à 100 km.pixel^{-1}. En effet, des images où α est proche de 180 existent, mais leurs résolutions ne les rendent pas propice à cette étude. Des images couvrant la pure diffusion vers l'avant avec une bonne résolution spatiale existent cependant, mais en filtres clairs, pour cette raison il m'a semblé évident de conserver les courbes de phase en clairs. Il y en avait 211 dans ces filtres moyennés, j'ai rajouté 56 courbes de phases qui correspondent aux rayons à l'opposition exacte en couleurs (filtres rouge, vert, bleu et infrarouge proche). Cela permettra de comprendre l'apport de la diffusion pure vers l'avant, absente dans les courbes de phase en couleurs.
D'ailleurs, on pourrait s'interroger sur la qualité de ces deux ensembles de données : se valent-ils ? pourront-ils, à leur manière, conduire à ces résultats similaires bien que la partie de diffusion vers l'avant soit manquante ? La figure 5.20a, présente le nombre d'images par section de 20 degrés d'angle de phase.

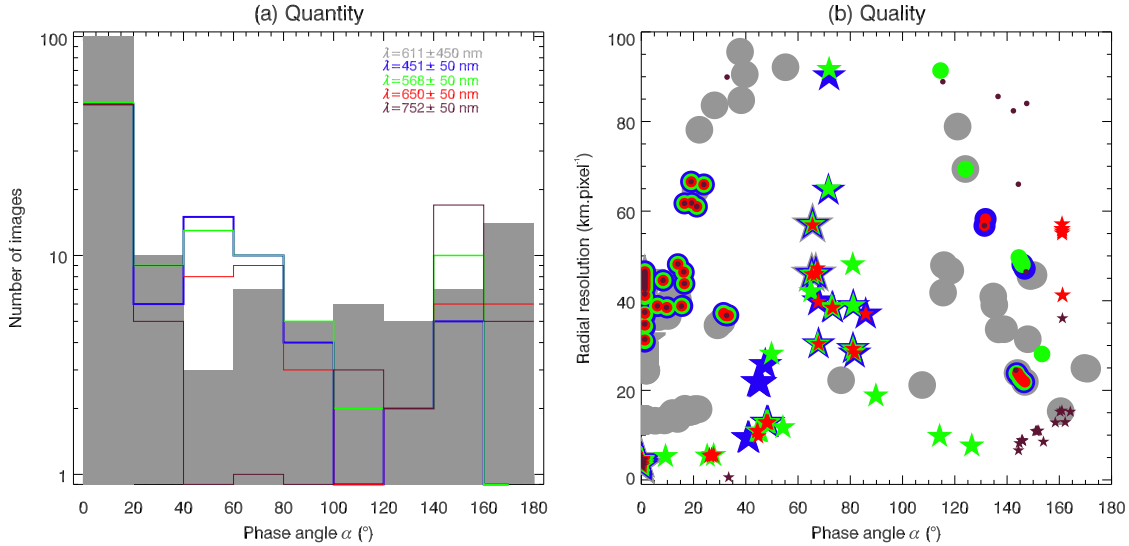


Figure 5.20 – Caractérisation des ensembles d'images (NAC=★ et WAC=●) en filtres CL1/CL2, BL1/BL2, GRN, RED et IR1.

On remarque tout d'abord que le nombre d'images disponibles est bien plus grand dans les filtres clairs (`CLEAR`, voir le tableau 1.2 page 37), ceci reflète directement la quantité considérable de données prises dans ces filtres.

Il n'est pas possible de s'en cacher : les plus belles images de la mission sont prises dans les filtres clairs [9] (`CLEAR`), que ce soit en terme de géométrie d'observation (figure 5.20a) ou de résolution spatiale (figure 5.20b). Alors que nous ne sommes qu'à 3 ans de la fin programmée de la mission (nominale et étendue), nous voulons attirer l'attention sur le fait que **les filtres à basse résolution spectrale sont trop utilisés** et qu'il y aura inévitablement un manque d'images de bonne qualité si une étude à haute résolution spatiale et spectrale venait à se faire.

5.2.3 Etude multi-résolution spatiale

Du fait du manque d'images en filtres couleurs, j'ai dû mélanger des images à haute résolution (∼1 km) avec des images à basse résolution mais rentrant néanmoins dans nos critères (∼100 km). La figure 5.20b présente la résolution radiale des images utilisées en fonction de leur angle de phase moyen.

Le fait que l'ensemble de données soit multi-résolution n'a en général aucune incidence, sauf probablement pour le modèle de Hapke [1986], que j'ai décidé d'utiliser malgré les avertissements faits en annexe F (voir pages 381-383). En effet, ce modèle fait intervenir une fonction de rugosité microscopique S (voir page 354) qui dépend des angles d'incidence et d'émission ainsi que du paramètre $\bar{\theta}$ qui est considéré comme une intégration des topographies à toutes les échelles depuis la taille des particules (determinées par la physique de l'équation du transfert radiatif) jusqu'à la taille du pixel dans l'image. Si cette taille varie d'un angle de phase à l'autre, ceci peut impliquer une variation non prévue de la fonction $S(i, e, \bar{\theta})$. Il sera étudié dans la suite si de tels effets sont visibles dans les résultats.

5.3 Problématique

Je vais procéder à l'étude de l'effet d'opposition ($\alpha \sim 0^o$, Chapitre 6) et de la photométrie ($0^o < \alpha < 180^o$, Chapitre 7) des anneaux de Saturne. Cette étude, je l'espère, devrait donner accès à :
– la composition chimique, en étudiant l'albédo spectral des anneaux ;
– la distribution de taille des particules, en observant la brillance à différentes longueurs d'ondes ;
– la distribution spatiale (et notamment) verticale des particules, par le biais de l'effet d'opposition ;
– l'état de surface, également en étudiant l'effet d'opposition.
Avec les modèles, il est possible d'avoir accès à toutes ces propriétés physico-chimiques des anneaux, cependant, pour cela il faut non seulement que les données contiennent l'information suffisante et également que les modèles interprètent correctement ces données.

Les données idéales seraient d'avoir des résolutions spatiale et spectrale suffisantes pour distinguer chaque élément de surface et suivre l'évolution spectrale de son interaction avec la lumière. Ces données, dites hyper–spectrales, n'existent malheureusement pas dans le cadre de l'observation des anneaux de Saturne. Malgré le coût de la mission Cassini, ses imageurs (les caméras ISS) possèdent une bonne résolution spatiale et une résolution spectrale médiocre tandis que les spectromètres imageurs (CIRS et VIMS) possèdent une bonne résolution spectrale mais une résolution spatiale très mauvaise. Ces effets de résolution sont particulièrement importants pour la **composition** des anneaux qui n'est toujours pas connue, et qui nécessite d'observer un élément de surface individuel à toutes les longueurs d'onde. Dans le premier cas, en moyennant les effets de longueurs d'onde avec une basse résolution spectrale, on s'attend à ce que la composition soit une composition effective sur la taille (en nm) du filtre. Dans le second cas, même avec une bonne résolution spectrale, la PSF des instruments s'étale sur plusieurs fois la taille typique d'une région individuelle des anneaux, de ce fait, la composition très précise qui peut être trouvée est moyennée radialement et ne correspond pas à une région individuelle. Dans les deux cas, une partie de l'information est donc perdue et seulement des ordres de grandeurs sont trouvés.

Le modèle idéal inclurait les différents types d'interaction avec la lumière en fonction de la taille des diffuseurs et de leurs propriétés optiques et chimiques (opacité, composition). Des effets de deuxième ordre, viendraient s'ajouter pour prendre en compte la distribution spatiale (aggrégats, organisation mono ou multi-couche) et les effets de surface (texture). L'aspect multi-échelle est en effet omniprésent lorsque l'on s'intéresse à l'interaction d'une onde lumineuse avec un milieu. Tout paquet d'ondes réfléchi, diffracté ou diffusé, absorbé, fait intervenir différentes fenêtres fréquentielles caractéristiques des ondes. La notion d'énergie et de puissance transportée se trouve ainsi intrinsèquement liée à des fenêtres fréquentielles particulières, où interviennent les phénomènes de résonance (absorption), piégeage (localisation forte) et transport d'énergie. La fenêtre fréquentielle « applicative » (permettant une inversion des observations) varie avec les paramètres régissant l'onde, comme la longueur d'onde, la polarisation, l'incidence d'éclairement, l'indice de réfraction des matériaux et le mode d'empilement monocouche multi-couche et la topographie. Cependant, ce modèle multi-échelle et multi-longueur d'onde n'existe pas non plus.

[9] Par exemple, à quand des mosaïques en couleurs de l'anneau F ? Toutes les mosaïques à 360 degrés de longitudes précessées, présentées dans le Chapitre 3, sont obtenues à partir d'images en filtres clairs.

La réalité offre des modèles photométriques qui font des approximations (plus ou moins honnêtes) pour remonter aux propriétés physico-chimiques du milieu. La première est l'approximation de l'optique géométrique. Intrinsèquement simple, elle permet d'obtenir la brillance diffusée en faisant l'approximation que la lumière se comporte que des rayons unidirectionnels de longueur d'onde très petite devant la taille caractéristique des diffuseurs du milieu. La seconde est la non-prise en compte de la nature vectorielle de la lumière. En effet, il est tout à fait probable que certains phénomènes physiques maximisent leurs effets pour la lumière polarisée. Sous-estimer le degré linéaire de polarisation consiste à supposer que tous les effets physiques agissent de la même manière pour la lumière polarisée et pour la lumière dépolarisée.
Dans les deux chapitres qui suivent, on verra si ces deux approximations sont bloquantes pour la compréhension et la détermination des propriétés physico-chimiques des anneaux de Saturne.

Chapitre 6

L'effet d'opposition

Sommaire

6.1 Rétrospective de la modélisation de l'effet d'opposition 143
6.2 Utilisation des courbes de phase de 0 à 25° 148
6.2.1 Lien qualitatif des paramètres morphologiques avec la dynamique 148
6.2.2 Lien qualitatif des paramètres morphologiques avec la photométrie 150
6.2.3 Problème de l'unicité de la solution 153
6.3 Utilisation des courbes de phase de 0 à 180° 155
6.3.1 Des modèles de plus en plus complexes 155
6.3.2 Un nombre de plus en plus important de paramètres libres 155
6.4 Tendances morphologiques et physiques 156
6.4.1 Le masquage des ombres avec les modèles de Hapke 156
6.4.2 La rétro-diffusion cohérente avec les modèles de Shkuratov et al. (1999) 160
6.4.3 La rétro-diffusion cohérente avec le modèle de Hapke (2002) 162
6.4.4 En résumé 163

6.1 Rétrospective de la modélisation de l'effet d'opposition

Des débuts difficiles

L'effet d'opposition a été découvert au cours de la photométrie à long terme de Müller du système de Saturne, commençant en 1878, voir [Müller, 1885, 1893]. Seeliger [1884, 1887] a soupçonné que l'effet d'opposition était dû aux anneaux, puisque Jupiter ne montrait pas une brillance comparable à l'opposition [Pollack, 1975].
Lyot [1929] a découvert que la polarisation linéaire des anneaux de Saturne changeait rapidement près de l'angle de phase zéro [Dollfus, 1996]. Il s'agissait d'un effet où le degré de polarisation linéaire [1] ($<$ 10 %) diminuait pour atteindre une valeur négative maximale vers 2° d'angle de phase puis piquait à $\alpha = 0°$.
Bien que des expériences de laboratoire menées par Lyot [1929] ont montré un comportement de polarisation similaire pour des échantillons de MgO (magnésie), la nature précise de cette polarisation est restée très longtemps majoritairement incomprise et ce n'est que bien plus tard que les deux effets d'opposition (photométrique et polarimétrique) ont été suspectés de provenir du même processus physique, [Mishchenko, 1993].
Avec l'arrivée des avions et des ballons, l'observation de l'effet d'opposition photométrique sur Terre a

[1] pour la définition du degré linéaire de polarisation, voir l'annexe C page 309

commencé et s'est banalisée. De plus, l'effet d'opposition a souvent été confondu (à tort) avec la réflexion spéculaire à la surface de l'eau. En fait, très peu d'études ont été menées sur Terre pour quantifier la nature et l'origine de la surbrillance, [Hapke *et al.*, 1996 ; Verbiscer et al., 1990].
Avec l'avènement des missions spatiales et des télescopes à larges miroirs, l'observation de l'effet d'opposition s'est dotée de gros moyens, ce qui a permis de déceler directement dans les images la surbrillance à la surface des satellites des planètes (la Lune [Pohn et al., 1969], Phobos et Deimos [Avanesov et al. 1991], les satellites galiléens [Morrison et al., 1974], les satellites de Saturne [Franklin & Cook 1974], d'Uranus [Karkoschka, 2003] et Neptune [Thomas et al., 1991]), dans les anneaux des planètes géantes et sur certains astéroïdes et objets transneptuniens [Belskaya et al., 2003]. Il faut cependant préciser que l'effet d'opposition n'est pas systématique sur tout type de surface planétaire ou granuleuse [2], on le verra, l'intensité et l'étendue de la surbrillance sont en fait de précieux indices de l'état de surface des matériaux exposés.

Les processus physiques impliqués

Jusqu'à la fin des années 1980, l'effet d'opposition des anneaux de Saturne [Franklin & Cook 1958, 1965 ; Lumme et al., 1983], des satellites, et des asteroïdes était expliqué par le modèle du masquage des ombres, voir [Irvine 1966, Kawata & Irvine 1974, Hapke 1986, Buratti et al. 1996].
Pour les anneaux de Saturne, le modèle est appelé **masquage des ombres *inter*-particules**, ce qui signifie que ce sont les particules elles-mêmes qui créent les ombres. Quand le soleil est exactement derrière l'observateur, les ombres formées par les particules des anneaux tombent directement derrière les particules, ainsi toutes les surfaces dans le champ visuel sont lumineuses. Quand le soleil n'est pas directement derrière l'observateur, les ombres tombent sur d'autres particules, rendant de ce fait la scène plus foncée.
Pour les surfaces planétaires, l'effet d'opposition est attribué au **masquage des ombres *intra*-particules**, soit entre différents grains à la surface des satellites et astéroïdes [Veverka, 1977].
Vers la fin des années 80, deux astéroïdes de type E à fort albédo se sont avérés avoir d'imposants effets d'opposition [Harris *et al.*, 1989ab]. Cette découverte leva quelques suspicions sur le modèle du masquage des ombres, car d'après [Harris *et al.*, 1989ab], la diffusion multiple devrait en partie combler des ombres, de sorte que les corps à fort albédo aient de plus petits pics d'opposition. En outre, dans le modèle de masquage des ombres, la largeur angulaire du pic est de l'ordre r/D, où r est la taille d'un grain (ou de la particule des anneaux) et D est la distance entre les grains. Puisque les pics d'opposition observés ont typiquement des largeurs angulaires de 0,05 radian voire moins, ceci implique les surfaces peu poreuses pour les satellites et les astéroïdes, ce qui semble improbable à cause de la régolite, voir [Harris *et al.*, 1989ab]. Par conséquent, la contribution du masquage des ombres par les particules n'est pas suffisante pour expliquer le pic d'opposition observé.
De nombreuses études ont été réalisées pour expliquer et déterminer sa nature exacte et beaucoup de réponses ont pu être apportées en combinant les observations de la Lune et les prélèvements lunaires *in-situ*. [Hapke *et al.*, 1993] en suivant le travail mené par Lyot [1929], ont mesuré la réflectivité de plusieurs échantillons lunaires d'APOLLO en fonction de l'angle de phase pour la lumière polarisée linéairement et circulairement. Tous les échantillons ont montré une diminution du rapport de polarisation linéaire et une augmentation du rapport de la polarisation circulaire pour le pic d'opposition, voir aussi [Shkuratov *et al.*, 1999]. Le masquage des ombres étant un effet d'optique géométrique, il ne peut en rien être responsable de ces variations de polarisation puisque par définition, l'optique géométrique modifie la direction de l'onde et, au mieux, l'atténue. Ceci a fourni la preuve claire que l'effet d'opposition lunaire n'est pas provoquée uniquement par le masquage des ombres mais qu'un effet d'optique physique est à l'oeuvre. La **rétro-diffusion cohérente**, un pur effet d'optique quantique, pouvant agir tant sur la lumière polarisée et non-polarisée, a donc été proposée par Hapke [1990] et Mishchenko [1993] (voir § E.3.4 page 361).

[2] Par exemple, des échantillons de suie carbonée ne montrent pas de surbrillance particulière à $\alpha = 0^o$, voir [Shkuratov et al. 1999, Psarev et al. 2007]. De même, des échantillons de quartz à 15 et 150μm de granulométrie ont arboré la surbrillance dans le premier cas et pas dans l'autre, cf. [Shkuratov et al. 1999]

D'après les modèles les plus récents, l'effet d'opposition est donc basé sur la combinaison de deux processus physiques : le masquage des ombres (*Shadow hiding opposition effect* ou SHOE) et la rétro-diffusion cohérente (*Coherent backscatter* ou CBOE). Pour reproduire numériquement la rétro-diffusion cohérente ce qui n'est pas trivial du fait de son origine quantique, plusieurs effets physiques sont invoqués : le *external near-field effect* (voir la figure 6.1), voir [Petrova et al., 2007] et le *internal-field coherent backscattering effect* [Muinonen et al., 2007]. En conséquence, plusieurs questions se posent sur le mode de fonctionnement et l'efficacité de ces phénomènes :

- Quels sont les mécanismes de diffusion de la lumière pour chaque processus physique ?
- Les processus physiques s'appliquent-ils à tous les types de surface ? S'appliquent-ils de la même manière et comment ?
- Y-a-t-il couplage des processus physiques invoqués ? De quels paramètres physiques dépend ce couplage ?
- Quelles sont les tailles caractéristiques des particules ayant un rôle effectif dans ces processus ?

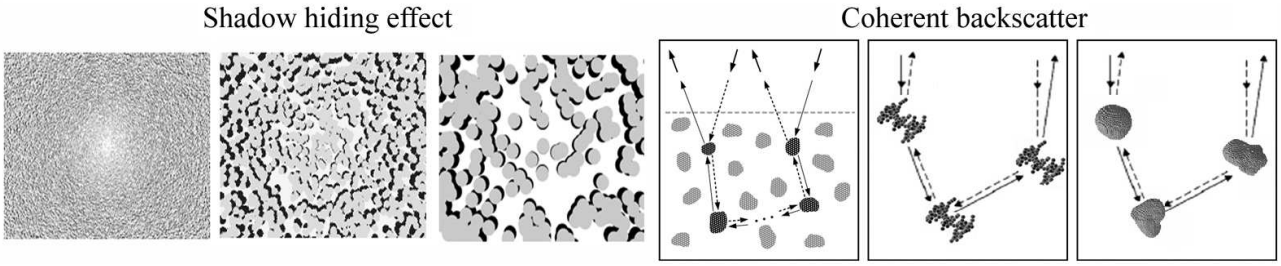


Figure 6.1 – Les processus physiques à l'oeuvre dans l'effet d'opposition (le masquage des ombres à gauche, avec différentes valeurs de facteur de remplissage et la rétro-diffusion cohérente à droite, avec l'organisation des grains en agrégats de plus en plus complexes).

Les variations supposées du masquage des ombres

En étudiant l'effet d'opposition de la Lune, Helfenstein *et al.* [1997] ont remarqué que la forme de la courbe de phase se trouve bien représentée par un **pic étroit** dont l'effet le plus fort est défini à $\alpha<2^o$, combiné à une **composante large**, mieux définie vers $\alpha<20^o$. Dans un premier temps, Helfenstein *et al.* [1997] ont proposé que le pic étroit soit géré par la rétro-diffusion cohérente et que la composante large soit due au masquage des ombres.
Pour vérifier que le domaine d'action de la rétro-diffusion cohérente est bien plus restreint que celui du masquage des ombres, Helfenstein *et al.* [1997] ont étudié l'amplitude de l'effet du masquage des ombres (B_0, voir le paragraphe E.3.2 page 352) en fonction de l'albédo des grains. B_0 mesure la transparence des grains et s'écrit comme le rapport de la contribution des réflexions de surface $S(0)$ sur la quantité totale de lumière diffusée $\varpi_0.P(0^o)$ par une particule à l'opposition :

$$B_0 = \frac{S(0)}{\varpi_0.P(0^o)} \tag{6.1}$$

La contribution partielle de la surface qui a réfléchi la lumière devrait être plus grande pour les particules opaques que pour les grains tansparents parce que dans le dernier cas, la lumière peut pénétrer plus profondément dans le grain et être diffusée vers l'avant. Puisque les grains opaques ont des albédos plus petits que les grains plus transparents de même taille, B_0 devrait être plus grand pour des particules de faible albédo que pour des grains de fort albédo. En revanche, la rétro-diffusion cohérente est un mécanisme qui dépend de la disponibilité des photons diffusés plusieurs fois et devrait être ainsi plus intense pour les régolites à fort albédo que pour ceux à faible albédo puisque les régolites à fort albédo sont plus sensibles à la diffusion multiple.

Il y a donc deux possibilités :

❶ Si la composante large est due au masquage des ombres, alors B_0 devrait diminuer avec l'augmentation de $\varpi_0.P(0^o)$ car les particules opaques doivent avoir de faibles albédos pour réfléchir la lumière au lieu de la diffuser vers l'avant ;

❷ si la composante large est due à la rétro-diffusion cohérente, alors B_0 doit augmenter avec l'augmentation de $\varpi_0.P(0^o)$ puisque la lumière rétro-diffusée doit illuminer toutes les ombres des particules et élimine de ce fait la contribution du masquage des ombres.

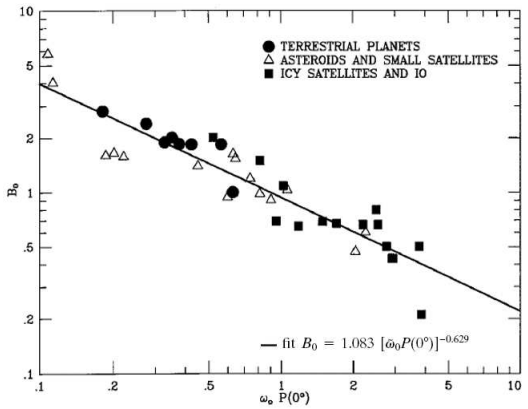


Figure 6.2 – (Helfenstein *et al.*, 1997)

La solution trouvée par Helfenstein *et al.* [1997] pour des surfaces planétaires variées (figure 6.2) implique que les particules responsables de la composante large ont un B_0 qui diminue quand $\varpi_0.P(\alpha = 0^o)$ augmente. Autrement dit, **l'amplitude du masquage des ombres décroît quand l'albédo augmente**. De ce fait, les diffuseurs de la composante large se comportent comme des particules opaques ayant des tailles caractéristiques beaucoup plus grandes que celles qu'exige la contribution de la rétro-diffusion cohérente.
[Helfenstein *et al.*, 1997] ont alors proposé que les **grains de taille submicrométriques** qui commandent la rétro-diffusion cohérente ($\alpha<2^o$) ne contribuent pas au pic du masquage des ombres à plus grand angle de phase ($5^o<\alpha<20^o$) parce que la petite proportion d'ombres créées par ces grains sont illuminées par leur propre diffusion vers l'avant. Il faut donc des grosses particules pour créer le masquage des ombres. D'où la **notion de grains** pour les diffuseurs de la rétro-diffusion cohérente et la **notion de particules** (par définition plus grosses que les grains) comme vecteurs du masquage des ombres.

Le rôle de la diffusion multiple

Une deuxième étape a été franchie par Helfenstein *et al.* [1997] dans l'analyse de l'effet d'opposition lunaire, en montrant que le CBOE agit sur la composante de la **diffusion multiple** de la lumière et que le SHOE implique seulement les rayons de la **diffusion simple** de la lumière.
En effet les contributions des largeurs angulaires relatives au masquage des ombres et à la rétro-diffusion cohérente ont été utilisées pour estimer les tailles de grains qui se diffusent à de petits angles de phase (voir au paragraphe E.3.4 les équations (E.63), (E.64) et (E.65) page 363). Des diffuseurs de tailles comparables à la longueur d'onde de la lumière sont exigés pour la rétro-diffusion cohérente et sont présents dans la plus petite fraction de taille du sol lunaire, et sont prévus pour une théorie dans laquelle la rétro-diffusion cohérente cause la composante étroite et le masquage des ombres la composante la plus large [Hapke, 1984, 1986]. Ainsi, comme l'amplitude de la composante large n'augmente pas avec l'albédo (figure 6.2), la diffusion multiple est négligeable pour la composante large.
Les modélisations postérieures aux conclusions de [Helfenstein *et al.*, 1997] tiennent donc compte de cette propriété, [Shkuratov *&* Helfenstein, 2001]. Cependant, avec le modèle de [Hapke, 2002], il a été proposé que le SHOE agit seulement sur la lumière simplement diffusée tandis que le CBOE implique toute la lumière (**diffusée une et plusieurs fois**). Pour comprendre pourquoi, il est nécessaire de discuter en détail des processus pouvant se produire quand la lumière est diffusée dans un milieu complexe comme une régolite planétaire. La lumière qui est diffusée aux angles loin de la phase zéro, peut être décrite par l'équation du transfert radiatif de Chandrasekhar [1960]. L'équation du transfert radiatif est une sorte d'équation de diffusion, dans laquelle la lumière est traitée comme série d'ondes (ou dans l'approximation de l'optique géométrique, comme une série de rayons lumineux) se répandant dans le milieu. Un événement de diffusion est considéré comme résultant de l'interaction d'une onde avec une **particule dans son ensemble**, alors que les diffusions multiples sont censées se produire seulement **entre particules entières**. Si la surface de la particule est complexe en raison des inclusions, des vides,

ou des irrégularités surfaciques, leurs effets sur $p(\alpha)$ sont donnés dans [Hapke, 1999] (voir aussi §E.3.2 page 352 sur l'implémentation de la texture macroscopique des particules dans la fonction de phase).
Cependant, dans les théories de l'effet d'opposition une diffusion est n'importe quel événement qui change la direction d'un photon. Cet événement doit être traité comme s'il s'est produit en un point et implique, ainsi, **seulement une petite partie d'une particule**. Par conséquent, dans les modèles de l'effet d'opposition en milieu se composant de grandes particules complexes, les diffusions multiples peuvent se produire aussi bien entre différentes parties d'une particule qu'entre les particules.

Le rôle de l'albédo

Une autre avancée importante a été faite en comprenant que l'effet d'opposition était important pour les **régolites à faible albédo comme à fort albédo**. En effet, lorsque la rétro-diffusion cohérente a commencé à être sérieusement envisagée comme cause du pic proéminent à α=0° [Shkuratov, 1985,1988b] [Muimonen, 1989] [Hapke, 1990], il était généralement admis que cet effet s'en trouverait renforcé dans les régolites à fort albédo puisque la diffusion multiple est plus fréquente dans un milieu à fort albédo (voir §E.2.3 page 349).
En d'autres termes, les régolites à faibles albédos par définition diffusent peu la lumière donc devraient subir encore moins de diffusions multiples. Pourtant des expériences en laboratoire montrent que les régolites ou surfaces à faible albédo ont des pics d'opposition très marqués [Nelson *et al.*, 1998 ; Shkuratov *et al.*, 1999], bien que les modèles n'expliquent pas encore pourquoi les régolites à faibles albédos ont des pics proéminents.

Tailles caractéristiques

Les modèles de masquage des ombres et la rétro-diffusion cohérente sont donc susceptibles de jouer un rôle déterminant dans la partie 0°<α<20° des courbes de phase des corps de système solaire [Helfenstein *et al.* 1997 ; Hapke *et al.* 1998]. Le masquage des ombres domine probablement aux angles de phase plus grands que quelques degrés [Helfenstein *et al.* 1997], alors que la rétro-diffusion cohérente intervient aux angles de phase les plus petits [Helfenstein *et al.* 1997].
L'effet du masquage des ombres donne des indices sur la structure tri-dimensionnelle de la **couche de particules d'un rayon d'une dizaine de mètres** ($\bar{\varrho} \sim$ 15 m d'après le modèle de Kawata *&* Irvine [1974], voir également [Salo *&* Karjalainen 2003 ; French *et al.* 2007]).
En revanche, la composante de la rétro-diffusion cohérente apporte des informations sur la nature de la surface des particules des anneaux à une échelle comparable à la longueur d'onde d'observation. En effet, les études photométriques précédentes qui ont étudié l'effet d'opposition dans les anneaux de Saturne ont déterminé une **gamme de tailles micrométriques** pour l'effet de rétro-diffusion cohérente ($d \sim 10$ μm d'après [Mishchenko *&* Dlugach 1992ab ; Poulet *et al.*, 2002 ; French *et al.*, 2007]). Cette taille caractéristique peut être des grains à la surface des anneaux, ou les plus petites particules des anneaux, ou bien encore des effets de texture à la surface des anneaux (fissures, fractures etc...).

Domaines de prépondérance

En résumé, les interactions des rayons lumineux de longueur d'onde λ avec un milieu de taille caractéristique r dépend du domaine du paramètre $x = \frac{2\pi r}{\lambda}$, vu au paragraphe E.2.1 page 342. Deux cas particuliers résument la nature de ces interactions dans le visible :

❶ $x \preceq 1$, les **interactions *intra*-particules** sont prépondérentes, via la rétro-diffusion cohérente multiple des grains ou rugosités micrométriques (spécialement à des angles de phase α<1°, voir [Mishchenko, 1992] et [Hapke, 2002])

❷ $x \gg 1$, les **interactions *inter*-particules** dominent le champ de radiation, d'une part via la diffusion simple (avec le masquage des ombres jusqu'à $\alpha \sim 30^o$, [Irvine, 1966]) et via la diffusion multiple (de 90 à 180 degrés, voir [Cuzzi et al., 2002])

Comment caractériser l'effet d'opposition ? Les modélisations physiques développées sont-elles au point ? Comme cela a été détaillé dans l'annexe E, il existe une petite dizaine de modèles qui tentent d'interpréter physiquement l'effet d'opposition. Une bonne partie d'entre eux n'a jamais été confrontée à des données à haute résolution spatiale, spectrale et angulaire.

Une **approche cartésienne** qui constiste à commencer avec le modèle le plus simple (aux hypothèses académiques) pour terminer avec le modèle le plus complexe (et pas forcément le plus réaliste) a été préférée. Cette approche permettra de **déceler les plus fines tendances** et de mieux interpréter les comportements observés avec les hypothèses théoriques actuelles.

6.2 Utilisation des courbes de phase de 0 à 25°

6.2.1 Lien qualitatif des paramètres morphologiques avec la dynamique

La pente, la demi-largeur angulaire HWHM et l'amplitude des courbes de phase de l'opposition des anneaux sont clairement corrélées avec la profondeur optique des anneaux (figure 5.10 page 126). Considérant qu'une description physique d'une telle dépendance aurait besoin d'un nouveau modèle physique complet, sont fournis ici quelques arguments expliquant comment la profondeur optique peut en effet influencer ces trois paramètres.
La profondeur optique est en fait une mesure de :
– la **densité** locale de volume du matériel ;
– l'activité locale de **collisionnelle**.
En effet, un calcul analytique basique (éq. (6.8)) prouve que la densité volumique des particules des anneaux est proportionnelle à τ/H (avec τ pour la profondeur et H la taille verticale des anneaux, voir page 22). On peut donc s'attendre à ce que les régions d'une profondeur optique plus élevée aient une densité de volume de particules plus élevée. Ceci est également en accord avec les simulations de dynamique locale faites pour des anneaux, [Wisdom & Tremaine 1988], qui montrent que la largeur verticale du matériel augmente quand la profondeur optique diminue, en raison de l'atténuation de l'efficacité collisionnelle.
On peut donc s'attendre à ce que la densité de volume des particules soit une fonction croissante de la profondeur optique τ. Dans le cas de la pente S, pour des angles de phase$>1^o$ la fonction de phase est principalement déterminée par les effets du masquage des ombres, on prévoit que cette pente s'amoindrisse (c'est-à-dire aucune ombre masquée) quand la densité volumique tend vers 0, voir [Kawata & Irvine 1974], correspondant à des régions de faible profondeur optique.
Réciproquement, les régions de profondeur optique élevée, c'est-à-dire avec une large densité de volume, peuvent avoir une fonction de phase raide due au masquage des ombres dans des régions de densité volumique élevée. Ceci semble qualitativement en accord avec des observations (voir la figure 5.10) où on voit que la pente est raide à profondeur optique élevée et beaucoup plus douce à faible profondeur optique. Ainsi le masquage des ombres dans les régions de profondeurs optiques différentes peut expliquer les observations.
Tournons nous maintenant vers le cas de la largeur angulaire et de l'amplitude. Alors qu'il y a toujours une discussion sur ce qui détermine leur valeur [Mishchenko & Dlugach 1992ab ; Shkuratov 1999 ; Hapke 2002], les modèles acceptent de les lier au processus de rétro-diffusion cohérente, qui peut être contrôlé par la régolite en surface des particules des anneaux, [Poulet et al. 2002].
Comme pour les surfaces planétaires, la régolite est le **résultat de la fracturation, des processus d'érosion et de bombardement sur la surface des particules** des anneaux, dû (en particulier)

à l'activité collisionnelle en cours à l'intérieur des anneaux. Les études numériques de la dynamique des particules ont prouvé que la profondeur optique est un paramètre principal qui contrôle l'activité collisionnelle des anneaux. D'une part, le nombre de collisions par orbite par particule est proportionnel à $\Omega\tau$ (avec Ω étant la fréqence keplerienne locale, voir Wisdom & Tremaine 1988), d'autre part, d'après Goldreich & Tremaine [1978], la vitesse aléatoire dans un anneau d'épaisseur H est de l'ordre de ΩH. Puisque H est une fonction décroissante de la profondeur optique τ, ainsi les vitesses d'impact sont inférieures dans les régions de forte profondeur optique (voir aussi le § page 19).
En résumé, les particules dans des régions à faible profondeur optique peuvent souffrir des collisions rares mais violentes, réciproquement, dans les régions de fortes profondeurs optiques les particules souffrent des collisions fréquentes mais douces.

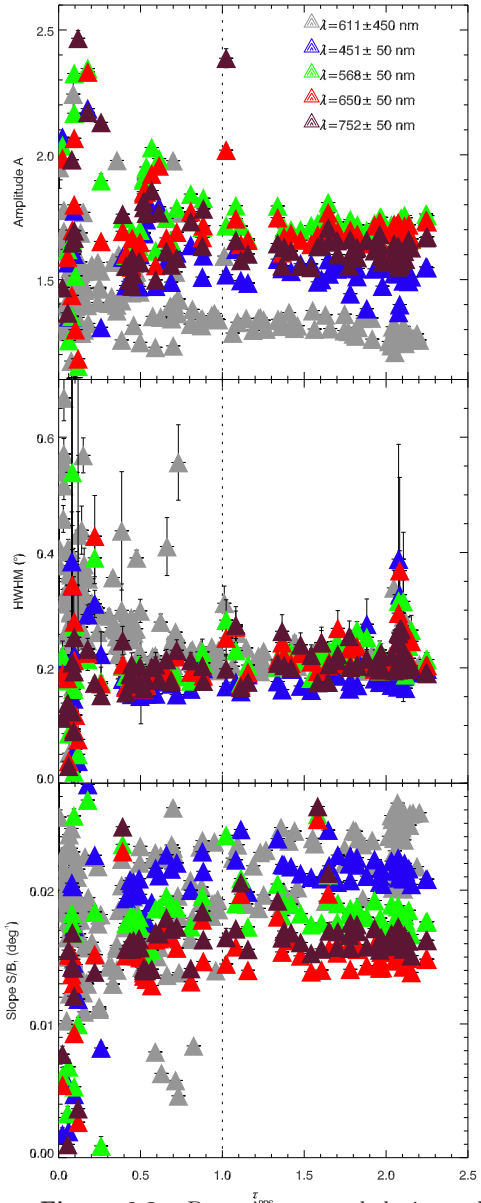


Figure 6.3 – Paramètres morphologiques de 211 courbes de dérivées à partir du modèle linéaire par parties de Lumme & Irvine (1976) : l'amplitude A du pic (en haut), la demi largeur angulaire HWHM (au centre) et la pente de la partie linéaire (en bas).

Ceci peut expliquer qualitativement pourquoi HWHM et A ont un comportement différent dans les données (et dans les figures 5.10 et 5.8). Cependant, les vitesses d'impact ont une limite inférieure $\sim r\Omega$ (r étant le rayon des particules) dues au cisaillement keplerien à travers le diamètre d'une particule. Cette **limite dominée par le cisaillement** est atteinte quand la profondeur optique est grande, typiquement pour τ>1. Dans une telle densité le régime de la dynamique des collisions est controlé entièrement par le cisaillement keplerien plutôt que par l'impact à vitesse aléatoire.
Ceci peut qualitativement expliquer pourquoi les valeurs de A, HWHM et S semblent saturer pour τ>1 : dans ce régime, **l'activité collisionnelle est indépendante de la profondeur optique, les propriétés physiques de la régolite et des particules commencent à être constants**, qui est effectivement observé (voir la figure 6.3).
En conclusion, en l'absence de modèle physique cohérent de l'effet d'opposition, ces arguments qualitatifs prouvent qu'il y a de bonnes raisons de croire que la profondeur optique est un facteur principal déterminant l'effet d'opposition dans les anneaux par deux mécanismes différents :

❶ la profondeur optique (qui est une mesure de densité de volume) peut influencer la pente, supposant que le masquage des ombres est actif pour des angles de phase α>1° ;

❷ la profondeur optique peut commander le HWHM et l'amplitude (pour un angle de phase <1°) si la structure de la régolite est influencée par l'activité collisionnelle ;

❸ l'effet d'opposition, reflété par les paramètres morphologiques A, HWHM et S sature pour une profondeur optique supérieure à 1. Ce résultat est d'ailleurs démontré pour S grâce aux simulations numériques qui modélisent le masquage des ombres avec un code de *ray-tracing*. Stankevich et al. [1999] ont montré que quand $\tau = 2$ la pente de la partie linéaire est constante pour différentes valeurs du taux de remplissage des particules dans le milieu (voir la figure 6.6 page 6.6). Ainsi, quelque soit le taux de remplissage, lorsque la profondeur optique est grande, le signal est saturé et la pente atteint une valeur maximale.

Cependant, dans la saturation des paramètres morphologiques, on note un décalage de S(τ>1) en fonction de la longueur d'onde, qui rappelle celui de A(τ>1). Par conséquent, tous les paramètres morphologiques sont dépendants de la longueur d'onde.

6.2.2 Lien qualitatif des paramètres morphologiques avec la photométrie

L'utilisation de modèles morphologiques simples n'est généralement pas adaptée pour dériver les propriétés physiques du milieu. Cependant, les théories développées pour la rétro-diffusion cohérente et le masquage des ombres déduisent leurs propriétés en paramétrisant la courbe de phase [Mishchenko & Dlugach 1992ab ; Shkuratov et al. 1999 ; Hapke 1986,2002]. Ainsi peuvent être reliés les paramètres morphologiques A, HWHM et S aux caractéristiques physiques du milieu dérivées de ces modèles.

A est l'amplitude du pic d'opposition. Le modèle de Shkuratov et al. [1999] vu page 364 décrit une amplitude en fonction de la taille des grains d et du libre parcours moyen de diffusion L, amplitude qui s'apparenterait à l'amplitude de la rétro-diffusion cohérente puisque d et L sont gérés par cet effet, voir également [Poulet et al. 2002] :

$$A \sim 1 + \frac{e^{(-d/L)}}{2} \tag{6.2}$$

Ainsi, l'amplitude est maximale (et sature à 1,5) quand la taille des grains est très petite devant le libre parcours moyen de diffusion ($d \ll L$).

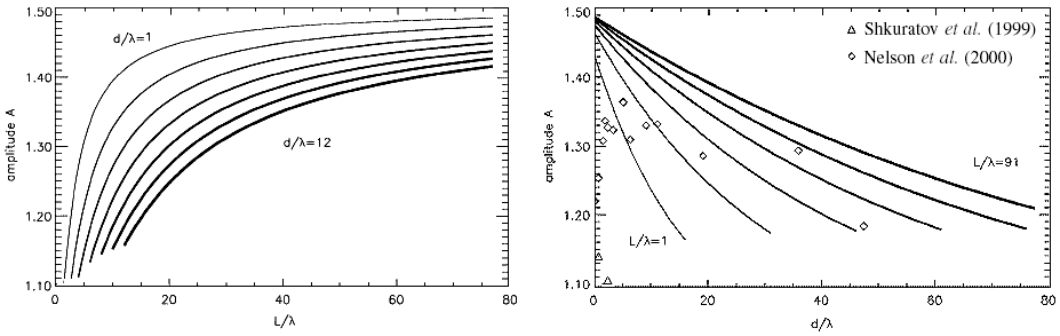


Figure 6.4 – Variation de l'amplitude en fonction du rayon effectif des grains d et du libre parcours moyen L des photons dans le milieu calculée avec le modèle de Shkuratov et al. [1999]

Des mesures faites en laboratoire sur des échantillons de différentes granulométries montrent également que A diminue avec l'augmentation de la taille des grains [Shkuratov *et al.* 1997, 1999 ; Nelson *et al.*, 1998]. Cette anti-corrélation trouve une explication normale par le fait que pour une surface macroscopique, les irrégularités sont trop grandes pour créer des effets cohérents comme le fait une surface microscopique. Mishchenko & Dlugach [1992a] soulignent le fait que A est également reliée à l'intensité du fond $I_{\text{background}}$:

$$A \equiv \frac{I_{\text{total}}}{I_{\text{background}}} = \frac{I_{\text{background}} + I_{\text{coherent}}}{I_{\text{background}}} = 1 + \frac{I_{\text{coherent}}}{I_{\text{background}}} \tag{6.3}$$

Cette intensité $I_{\text{background}}$ est une fonction décroissante de l'absorption [Lumme *et al.*, 1990]. A doit donc augmenter quand l'absorption augmente, autrement dit, l'amplitude diminue quand l'albédo ϖ_0 augmente. Cependant l'amplitude pourrait dépendre d'autres paramètres que la taille des grains et l'albédo. En effet des mesures en laboratoire effectuées sur des échantillons de régolite lunaire montrent que les diffusions, où la composante de la polarisation linéaire est préservée, contribuent plus fortement à la rétro-diffusion cohérente que les diffusions dans lesquelles la polarisation est inversée, voir [Hapke, 1993].
A l'heure actuelle, aucune théorie analytique ne parvient à expliciter l'amplitude de l'effet d'opposition en fonction des propriétés de la matière (taille des grains, opacité) et des propriétés des photons (état de polarisation, disponibilité pour les diffusions et les interférences constructives), voir [Hapke, 2002], et les seuls essais réalisés en la matière se sont révélés peu concluants [Shkuratov 1991]. Mishchenko & Dlugach [1992a] suggèrent également que l'amplitude puisse s'écrire

ainsi :

$$A = \frac{I_{\text{incoherent}} + I_{\text{coherent}}}{I_{\text{background}}} \tag{6.4}$$

de telle sorte qu'il n'y ait pas de valeur minimale égale à 1 comme dans l'expression (6.3). Aussi, le fait que la lumière résulte de vecteurs à deux composantes de polarisation requiert un traitement plus complexe que les modèles analytiques développés jusqu'à présent. Une théorie comme celle de Van de Hulst vue au § C.2 page 313 serait une solution.

☞ Bien qu'il serait tentant d'interpréter les tendances de l'amplitude du pic d'opposition, il faut savoir que A et HWHM des modèles ont en commun un paramètre physique qui est le libre parcours moyen de transport des photons. Comme je le détaille maintenant.

HWHM est la demi-largeur à mi hauteur généralement associée à l'effet de rétro-diffusion cohérente. En effet, un rayon qui contribue au CBOE doit être non seulement diffusé plus d'une fois, mais le point auquel il est d'abord diffusé dans le milieu doit être séparé par une distance finie de ce dernier. Plus les deux points sont rapprochés, et plus la gamme d'angles de phase auquelle l'interférence constructive se produit est étendue.
Poulet et al. [2002] définissent pour la fonction de phase de Shkuratov *et al.* [1999] donnée par l'équation (E.73) page 364 la demi-largeur à mi-hauteur de la rétro-diffusion cohérente en fonction du libre parcours moyen de diffusion des photons $L = 30\lambda_{\text{tr}}$, où λ_{tr} est le libre parcours moyen de transport des photons défini par Mishchenko & Dlugach [1992b] :

$$\text{HWHM}_{\text{cb}} \sim 0,6\ \frac{30\lambda}{2\pi L} \tag{6.5}$$

Les modèles de Mishchenko & Dlugach [1992b] et Hapke [2002] arrivent à expliciter le libre parcours moyen de diffusion en fonction de la taille des grains, de l'indice de réfraction et du taux de compaction de la régolite, (voir équations (E.61) et (E.82)). La variation de HWHM avec ces trois mesures physiques est complexe.

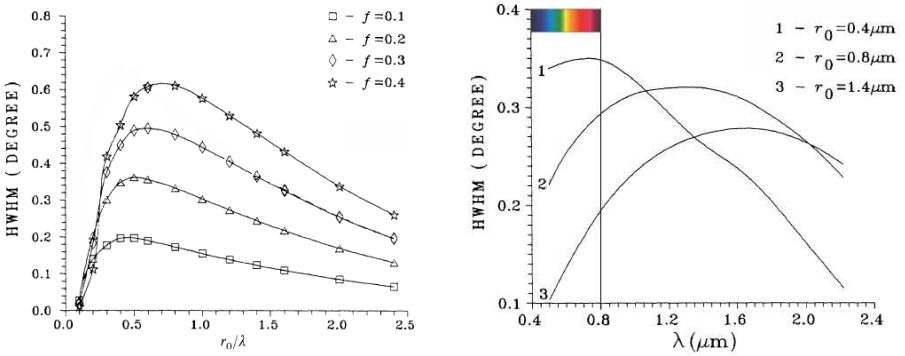


Figure 6.5 – Variation de la demi-largeur à mi-hauteur en fonction du facteur de remplissage f et du rayon effectif des particules r_0. Tiré de [Mishchenko & Dlugach, 1992b]

D'après la figure 6.5, la largeur HWHM est maximale pour une taille efficace de grains proche de $\lambda/2$ et augmente quand le facteur de remplissage f des grains de régolite augmente. Pour des valeurs élevées de f, la largeur HWHM se décale vers la taille de grains la plus grande.
Cependant, Hapke [2002] définit deux demi-largeurs à mi-hauteur : celle de la rétro-diffusion cohérente, qui est définie à peu près de la même façon que dans le modèle de Mishchenko & Dlugach [1992b], voir équation E.60 page 361, et celle du masquage des ombres :

$$\text{HWHM}_{\text{cb}} = 0,72h_{\text{cb}} = 0,72\frac{\lambda}{4\pi\Lambda} \tag{6.6}$$

$$\text{HWHM}_{\text{sh}} = 2h_{\text{sh}} = -Q_{\text{ext}}\,\bar{r}\frac{\ln(1-\mathscr{D})}{\mathscr{D}} \tag{6.7}$$

Λ, Q_{ext}, $\bar{r}$, $\mathscr{D}$ sont respectivement le libre parcours moyen de diffusion, le coefficient d'extinction dans le milieu, le rayon moyen d'une particule et le facteur de remplissage du milieu (voir équations (E.82) et (E.78) page 365).

☞ En employant ce modèle, French *et al.* [2007] ont constaté que les largeurs de rétro-diffusion cohérente HWHM_{cb} sont légèrement plus petites que les valeurs de largeur HWHM obtenues avec le modèle morphologique de Kaasalainen et al. [2001], équation (5.8). Quant aux largeurs de masquage des ombres HWHM_{sh}, elles sont environ dix fois plus grandes que celles trouvées avec le modèle morphologique. Ceci renforce l'idée que la rétro-diffusion cohérente est principalement responsable de la largeur morphologique du pic d'opposition.

S peut être considéré comme le seul paramètre du masquage des ombres car la couverture en angle de phase où cette pente est calculée concerne de domaine de prépondérance du masquage des ombres. En effet d'après Helfenstein et al. [1997], la rétro-diffusion cohérente ne devrait pas intervenir à $\alpha > 1^{\text{o}}$ sinon elle diminuerait significativement la pente en illuminant les ombres.

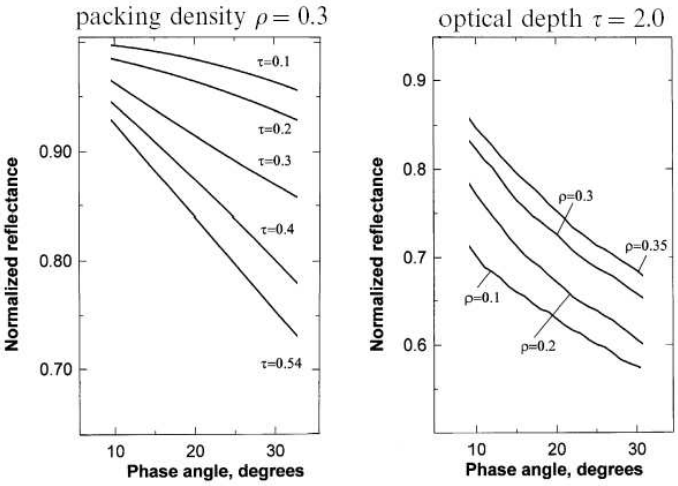


Figure 6.6 – Variation de la pente de la courbe de phase entre 10 et 30 degrés en faisant varier la profondeur optique τ et le facteur de remplissage ρ. Tiré de simulations ray-tracing de [Stankevich et al.,1999]

La pente S dépend du facteur de remplissage D des particules et de l'extension verticale H de la couche de particules de rayon moyen ϱ [Irvine, 1966] [Stankevich et al., 1999] liées à la profondeur optique τ définie par [Kawata & Irvine , 1974] ainsi :

$$\frac{H}{\varrho} = 4/3 \cdot \frac{\tau}{D} \tag{6.8}$$

Quand la pente est douce, la variation d'angle de phase α ne change pas la visibilité des ombres ce qui signifie que le facteur de remplissage des particules et l'extension verticale doivent être faibles pour rendre évidente la faible proportion des ombres, quelle que soit la géométrie d'observation. En revanche, quand la pente S est raide, le facteur de remplissage des particules et l'extension verticale sont inévitablement plus grands.

Hapke [2002] dérive une pente à partir de la fonction du masquage des ombres $B_{\text{SHOE}}(\alpha)$ vue en (E.77) page 365 :

$$S = -\frac{1}{2h_{\text{sh}}} = -\frac{1}{Q_{\text{ext}}\ \bar{r}} \cdot \frac{\mathscr{D}}{\ln(1-\mathscr{D})} \tag{6.9}$$

qui fait également intervenir le facteur de remplissage $\mathscr{D}$, mais également le rayon moyen des particules $\bar{r}$ et le coefficient d'extinction Q_{ext}. Pour un milieu compact comme la surface d'un satellite, la pente est une conséquence de l'effet du masquage des ombres créé par la rugosité macroscopique (Hapke 1984,1986, voir § E.3.2 page 354). Une pente plus raide est due à une inclinaison des facettes par rapport à la normale variant du mm au cm, voir [Hapke 1984].

☞ Avec mes résultats morphologiques, j'ai remarqué une variation en longueur d'onde (figures 5.14 et 6.3). Pour une même région, on devrait donc avoir le même taux de remplissage $\mathscr{D}$ quelque soit la longueur d'onde, mais des valeurs différentes de $Q_{\text{ext}}(\lambda)$. Dans la mesure où le coefficient d'extinction dépend de la section efficace d'extinction $\sigma_{\text{ext}}(\lambda)$ et de la taille des grains $r(\lambda)$, la pente S varie en longueur d'onde en fonction de ces deux seuls paramètres.

6.2.3 Problème de l'unicité de la solution

Interdépendance des paramètres morphologiques

Un des résultats saisissants de l'étude comparative de l'effet d'opposition dans les anneaux de Saturne est l'interdépendence des paramètres morphologiques. En effet, j'ai trouvé une relation de proportionnalité pour HWHM=f(A), S=f(A) et S=f(HWHM), voir les figures G.2, G.3 et G.4 page 389.
Comment expliquer ces corrélations ? Pourquoi le pic d'opposition est lié à la partie linéaire de la courbe ? Pourquoi ces corrélations varient en fonction du type d'anneau ?
En utilisant les théories concernant la rétro-diffusion cohérente et le masquage des ombres, il est possible de comprendre ces tendances. Tout d'abord, la pente et l'amplitude du pic. D'après le modèle de Shkuratov et al. [1999], l'amplitude du pic de rétro-diffusion cohérente sature à 1,5 (voir équation (6.2) page 150) quand la taille des grains est très petite devant le libre parcours moyen de diffusion des photons L, soit $d \ll L$. Cependant, l'étude morphologique réalisée a montré que l'amplitude des anneaux de Saturne (ainsi que les anneaux de Neptune et les satellites d'Uranus, voir l'annexe F page 367) est supérieure à 1,5. Cela signifie qu'il a probablement une partie de l'amplitude du pic qui est gérée par un autre effet : le masquage des ombres, ainsi :

$$A_{\text{morph}} = f(A_{\text{cb}}, A_{\text{sh}}) \tag{6.10}$$

Ceci pourrait également expliquer la corrélation entre A et S (figure 5.7 page 122). Le fait que la corrélation entre A et S augmente à forte profondeur optique pourrait être due au fait que A_{sh} est plus importante à forte profondeur optique qu'à faible profondeur optique (c'est d'ailleurs le cas pour la pente S qui augmente avec les τ croissantes, voir la figure 5.10 page 5.10). Par conséquent, il est probable que le paramètre A soit l'expression du masquage des ombres et de la rétro-diffusion cohérente.
Comment maintenant expliquer la corrélation entre l'amplitude A et la demi-largeur à mi-hauteur HWHM (figure 5.7 page 122). Tout d'abord, l'ajustement des courbes avec le modèle linéaire par parties utilise deux paramètres B_0 et B_1 en commun pour A et HWHM (équation (5.6)), ce qui pourrait expliquer la corrélation, mais cette corrélation a été également remarquée pour le modèle linéaire-exponentiel où A et HWHM sont indépendants (équation (5.8)). En fait, A et HWHM selon les modèles de Shkuratov dépendent toutes les deux du libre parcours L moyen de diffusion (voir les équations (6.5) et (6.2)). Il ressort que la corrélation entre A et HWHM s'affaiblit quand la profondeur optique augmente (figure 5.7), ce qui peut s'expliquer par le fait que la taille des grains d domine A et gomme l'effet de L. Qualitativement, on peut en conclure que la taille des grains est prépondérante quand la profondeur optique est grande.

L'étude de l'effet d'opposition avec les courbes de phase en couleurs a apporté les comportements généraux de la rétro-diffuson cohérente et du masquage des ombres en fonction de la longueur d'onde. Tout d'abord, à travers la figure 5.13, j'ai remarqué une brisure dans la variation de HWHM(λ) dans le vert, à une longueur d'onde approximative de $\lambda = 568 \pm 50$nm. Ces variations indiquent soit que la largeur augmente du bleu à l'infrarouge, soit que la largeur est maximale dans le vert et diminue dans le rouge et l'infrarouge. Ces comportements sont effectivement attendus par les modèles, en particulier celui de Mishchenko & Dlugach [1992], voir figure 6.5 page 151 où selon la taille r_0 des grains, la largeur peut augmenter à partir du vert ($r_0 = 1,4\mu$m) ou diminuer à partir du vert ($r_0 = 0,4\mu$m).
Un comportement encore plus intéressant est le taux d'augmentation de HWHM en fonction de la profondeur optique (figure G.11) semblant indiquer que les régions les plus denses possèdent la plus forte variation en HWHM. Ce comportement est également noté dans le modèle de Mishchenko & Dlugach [1992] en figure 6.5 où on voit que les surfaces à grands grains ($r_0 = 1,4\mu$m) ont une pente plus raide que les surfaces à plus petits grains ($r_0 = 0,4\mu$m), pour les mêmes taux de compaction et indice de réfraction. Si les pentes de HWHM(λ) les plus raides ont des grains plus gros, alors l'amplitude doit être plus faible. Et c'est en effet ce qui est observé pour l'anneau B (figure G.11 page 399) où la pente de HWHM(λ) est plus raide à forte profondeur optique. Il est donc possible de dériver des tendances physiques avec les paramètres morphologiques.

Des tendances physiques difficiles à déterminer

Du fait du nombre important de paramètres physiques qui interviennent dans un seul paramètre morphologique, il est important de noter la limitation des tendances morphologiques dans la compréhension globale de l'effet d'opposition. Toutefois, nous avons obtenu les tendances suivantes :

❶ Des **effets d'albédo et de composition**, très marqués à faible profondeur optique :
- Une *dispersion importante* des paramètres morphologiques liés au pic d'opposition (A et HWHM) dans les anneaux à faible profondeur optique, τ<0,5 (figures G.1 page 388 et figures 5.16 page 134) ;
- Un *effet régional* qui différentie le comportement de l'effet d'opposition dans les régions intérieures/extérieures aux régions centrales (figure 5.8 page 124).

❷ Des **effets de densité volumique** des particules :
- Une augmentation progressive de la pente de S=f(A) des anneaux diffus aux anneaux denses (en moyennant en longueur d'onde) conduisant à un *renforcement de l'anti-corrélation* entre S et A quand τ augmente (figure 5.7 page 122) ;
- Une *forte corrélation* de S avec la profondeur optique accompagnée d'une dispersion forte et constante avec la profondeur optique (voir aussi la figure 5.10). De plus on remarque qu'à forte profondeur optique, les valeurs de S sont grandes, tant en *valeurs absolues qu'en variation relative* (figure G.1 page 388 et figure 5.16).

❸ Des **effets de section efficace** des particules impliquées dans le masquage des ombres :
- Un comportement systématique pour S, qui décroît du bleu au rouge (451-650 nm) puis augmente du rouge vers l'infrarouge proche ;
- Une *forte dépendance en longueur d'onde* de S(τ) : la diminution de la pente de S(λ ∼500nm) est renforcée dans les régions à τ élevées et l'augmentation de la pente de S(λ ∼700nm) est également plus forte dans les régions à τ élevées (figure 5.14 page 132).

❹ Des **effets de distribution de taille** des grains de la rétro-diffusion cohérente :
- Une anti-corrélation avec la profondeur optique pour A et HWHM, accompagnée d'une *saturation* de A et HWHM pour τ>1 (figure 5.10 page 126) ;
- Une diminution progressive de la pente de HWHM=f(A) des anneaux diffus aux anneaux denses (en moyennant en longueur d'onde) conduisant à un *affaiblissement de la corrélation* entre HWHM et A quand τ augmente (figure 5.6 page 122) ;
- Une augmentation de A(λ) du bleu au vert (451-568 nm) qui est renforcée dans les régions à forte profondeur optique. Cette augmentation est marquée par une *valeur maximale* de A(λ) dans le vert quelque soit les anneaux (figure G.10 page 398) ;
- Une augmentation de HWHM(λ) du bleu au vert(451-568 nm), suivie d'une augmentation ou d'une diminution du vert à l'infrarouge proche (568-650 nm). Il a été vu que ces comportements sont *indépendants de la profondeur optique* (figure G.11 page 399).

En conclusion, je suis parvenue à montrer que les variations des paramètres morphologiques en longueur d'onde induisent des tailles effectives pour les grains et les particules intervenant dans les phénomènes de masquage des ombres et de rétro-diffusion cohérente. **L'utilisation de modèles plus sophistiqués dans le prochain paragraphe va permettre de quantifier toutes ces tailles caractéristiques dans les anneaux**.
Des modèles photométriques analytiques vont être maintenant utilisés pour quantifier toutes les tendances obtenues avec cette étude morphologique. Il a été vu que l'étape délicate dans ces modèles est le couplage entre la rétro-diffusion cohérente et le masquage des ombres [3]. J'ai donc soumis les modèles aux observations de Cassini, pour cela, il faut accroître la couverture en angle de phase et adopter la gamme 0 à 180° pour prendre en compte tous les effets des modèles et leur éviter d'extrapoler les données manquantes. La question suivante s'impose d'ores et déjà : **les conclusions qualitatives qui ont été trouvées seront-elles confirmées quantitativement par les modèles photométriques ?**

[3] Par exemple, le modèle de Helfenstein et al. [1997] (équation (E.62) page 362) semble ne pas réussir à coupler les deux phénomènes (voir la discussion en annexe F page 381). Toutefois, le modèle de Shkratov et al. [1999] intègre mieux le couplage (équation (E.73) page 364), bien que son amplitude sature à 1,5.

6.3 Utilisation des courbes de phase de 0 à 180°

6.3.1 Des modèles de plus en plus complexes

Pour dériver les paramètres physiques des anneaux, j'ai utilisé plusieurs modèles physiques. Certains d'entre eux n'intègrent qu'une partie de la physique de la fonction de phase :
– le modèle de Kawata & Irvine [1974] intègre uniquement le masquage des ombres pour contraindre la profondeur optique et le facteur de remplissage d'une couche de particules.

D'autres modèles, bien que plus complexes, ne comprennent pas tous les effets physiques : c'est le cas du modèle de Hapke [1986] qui utilise les diffusions simple et multiple mais qui attribue le pic de l'opposition au seul masquage des ombres. Enfin, les modèles restants semblent impliquer tous les processus de diffusion connus actuellement :
– le modèle de Shkuratov *et al.* [1999] comprend la diffusion multiple avec la rétro-diffusion cohérente à faible angle de phase et diminution de la brillance grâce à un paramètre de rugosité macroscopique ;
– le modèle de Hapke [2002] intègre tant le masquage des ombres que la rétro-diffusion cohérente, avec en supplément la diffusion simple et multiple pour condraindre taille des particules, taille de régolite et taux de remplissage.

Tout le formalisme de ces modèles est détaillé en annexe E page 350 et, tels qu'ils ont été présentés, il est trivial de constater une complexité croissante. Cependant, est-ce qu'un modèle ne comprenant qu'un seul effet physique (comme celui de Kawata & Irvine ou celui de Mishchenko) peut fournir des résultats similaires qu'un modèle complexe où tous les effets physiques ont été (bien ou mal) implémentés ? C'est à cette question que je m'attacherai à répondre.

6.3.2 Un nombre de plus en plus important de paramètres libres

Il n'est pas étonnant que les modèles les plus complexes se dotent d'un nombre toujours plus imposant de paramètres libres. Dans un modèle simple, ce nombre ne dépasse jamais deux ou trois paramètres alors que dans les modèles multi-phénoménologiques, ils peuvent atteindre au maximum sept paramètres ! Lorsque la courbe de phase possède peu de points, ou qu'elle ne couvre pas tout l'ensemble de données exigé pour contraindre les effets physiques implémentés, il est probable qu'un nombre trop imposant de paramètres garde une dégénérescence sur certains paramètres. Cependant, la plupart de ces paramètres s'occupent d'une partie locale de la fonction de phase et plus la fonction de phase sera précise et plus ces paramètres seront contraints. Une partie manquante de la courbe peut par contre engendrer des effets inattendus, la remise en cause de l'utilisation du modèle en question peut alors être envisagée. Ici le nombre de paramètres d'entrée et de sortie de chaque modèle utilisé dans ce chapitre (le détail de tous les paramètres est toutefois discuté en annexe G page 385) sont les suivants :

$$\textbf{Nombre de paramètres de sortie} = \begin{cases} \text{Kawata \& Irvine : } \mathbf{2}\ (D,\ \tau) \\ \text{Hapke 1986 : } \mathbf{7}\ (\varpi_0, g_1, g_2, f, \bar{\theta}, h, B_0) \\ \text{Shkuratov : } \mathbf{3}\ (d, L, k_\lambda) \\ \text{Hapke 2002 : } \mathbf{7}\ (\varpi_0, b, c, h_{\rm cb}, B_{C0}, h_{\rm sh}, B_{S0}) \end{cases}$$

On remarque toutefois que pour la plupart, les modèles photométriques ont également un nombre important de paramètres d'entrée, ce qui tend à décroître la dégénérescence sur les paramètres de sortie.

$$\text{Nombre de paramètres d'entrée} = \begin{cases} \text{Kawata \& Irvine : } \mathbf{3}\ (\alpha, \mu, \mu_0) \\ \text{Hapke 1986 : } \mathbf{3}\ (\alpha, \mu, \mu_0) \\ \text{Shkuratov : } \mathbf{1}\ (\alpha) \\ \text{Hapke 2002 : } \mathbf{3}\ (\alpha, \mu, \mu_0) \end{cases}$$

Il faut également préciser que l'utilisation des courbes de phase de 0 à 180 degrés apporte non seulement des informations sur l'effet d'opposition (la partie de la courbe de 0 à 25°) mais également sur les autre parties de la courbe. Ici **ne seront discutés que les paramètres liés à l'effet d'opposition et à la morphologie de la fonction de phase entre 0 et 25°**, les autres seront analysés au chapitre suivant (chapitre 7 page 165).

6.4 Tendances morphologiques et physiques

6.4.1 Le masquage des ombres avec les modèles de Hapke

Le modèle de Hapke [1986] utilise le pic de l'effet d'opposition pour contraintre le masquage des ombres avec deux paramètres B_0 et h censés correspondre à l'amplitude du masquage des ombres et à la largeur angulaire du masquage des ombres.

Amplitude du masquage des ombres de Hapke (1986)

J'ai tout d'abord voulu savoir si cette amplitude et cette largeur correspondaient aux amplitudes et largeurs morphologiques du pic d'opposition.
En effet, d'après les théories et simulations numériques [Kawata & Irvine, 1974 ; Stankevich et al., 1999], le masquage des ombres n'est pas capable de créer des pics aussi proéminents. Cependant le modèle de Hapke [1986] impose à l'amplitude B_0 d'être inférieure à 1, l'amplitude totale correspondra à $1 + B_0$. Généralement, la minimisation a permi d'obtenir des valeurs de B_0 toujours inférieures à l'unité, sauf dans quelques cas isolés où le pic est très fin et étroit.
La figure 6.7a présente l'amplitude B_0 dite du masquage des ombres en fonction de la profondeur optique pour les 277 courbes de phases en filtres `CLEAR`. Le paramètre B_0 montre beaucoup de dispersion avec la profondeur optique. Cependant la tendance générale est une franche décroissance de B_0 quand la profondeur optique augmente. Il convient toutefois de noter que l'amplitude B_0 ne semble pas autant saturer à τ>1 que son homologue morphologique (figure 5.10 page 126), ceci pourrait s'expliquer par l'utilisation de fonctions plus complexes pour décrire la fonction de phase.

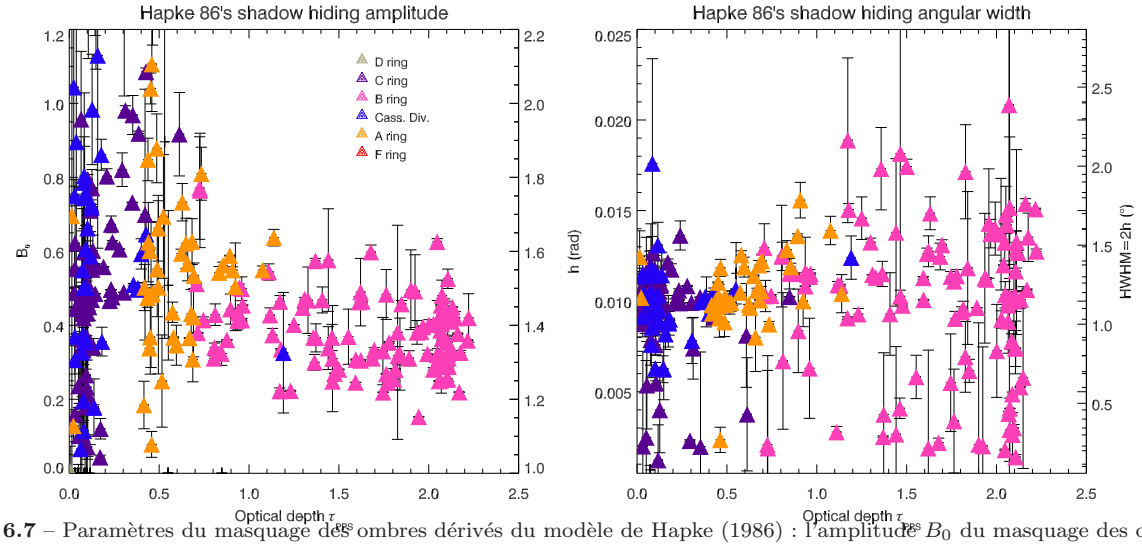


Figure 6.7 – Paramètres du masquage des ombres dérivés du modèle de Hapke (1986) : l'amplitude B_0 du masquage des ombres et la largeur angulaire h du masquage des ombres sont représentées en fonction de la profondeur optique τ_{PPS}.

La question est de savoir si l'amplitude du modèle de Hapke correspond réellement à l'amplitude du masquage des ombres. En effet, il y a un véritable débat sur la physique du masquage des ombres qui n'est pas très bien comprise. L'amplitude du masquage des ombres selon certains modèles doit augmenter avec l'albédo, et selon d'autres modèles doit décroître avec l'albédo (ou la profondeur optique) :
– Imaginons que le masquage des ombres représente globalement une **augmentation linéaire** de la brillance quand l'angle de phase augmente, comme le soutiennent Shkuratov et al. [1999] (figure F.15 page 383), Stankevich et al. [1999] (figure 6.6 page 152), Muinonen et al. [2001]. Il n'y a pas à proprement parler d'amplitude, mais on peut tout de même en définir une qui correspond au rapport entre la valeur à α=0° et la valeur à 5°. La pente est la différence d'intensité entre 5 et 30° divisée par la

différence angulaire. Une pente importante est caractérisée par ces modèles par un milieu dense (à fort albédo ou profondeur optique). Si la pente est grande, l'amplitude l'est forcément de sorte que l'amplitude du masquage des ombres doit augmenter avec l'albédo, voir le tableau 6.1.

Profondeur optique τ	0,10	0,20	0,30	0.40	0.54
$A_{sh}=I_{0^o}/I_{5^o}$	1,001	1,009	1,015	1.030	1.039
$S=(I_{5^o}-I_{30^o})/25^o$	0,0014	0,0022	0,0046	0.0068	0.0083

Tableau 6.1 – Paramètres morphologiques des fonctions de phases de Stankevich et al. [1999] fig. 8 obtenues par simulation numérique du masquage des ombres d'un milieu monocouche constitué de particules sphériques parfaitement diffusantes.

– Prenons maintenant le cas du masquage des ombres tel que défini par Hapke [1986] et Helfenstein et al. [1997]. Le modèle de masquage des ombres repose uniquement sur la fonction $B(\alpha)=\frac{B_0}{1+\frac{1}{h}\tan(\frac{\alpha}{2})}$ qui est définie par un **pic très large et une partie linéaire** (voir la figure 8.13 de [Hapke, 1993]). D'après ce modèle, l'amplitude du masquage des ombres doit nécessairement croître avec l'albédo. Cette nécessité ne repose pas sur des arguments théoriques mais sur les résultats des inversions en laboratoire réalisées par Hapke [1986] qui trouve une loi empirique entre l'albédo de diffusion simple et l'amplitude à $B_0 \approx e^{-\varpi_0^2/2}$ pour des échantillons de Cobalt. Helfenstein et al. [1997] ont poursuivi dans cette direction en remarquant que le B_0 de diverses surfaces planétaires suivait une loi empirique étant égale à $B_0 = 1,083 \cdot (\varpi_0.P(\alpha{=}0^o))^{-0,629}$ (tableau E.1 page 355 et figure 6.2 page 146).
D'une part on sait que ce modèle ne tient pas compte de la rétro-diffusion cohérente et d'autre part tous les objets étudiés par Helfenstein et al. [1997] et Hapke [1986] possèdent des pics d'opposition dus tant à la rétro-diffusion cohérente qu'au masquage des ombres.
De plus, l'explication *a posteriori* de Harris et al. [1989ab] selon laquelle l'amplitude du masquage des ombres décroît avec l'albédo car la diffusion multiple diminue d'autant plus l'amplitude B_0 du masquage des ombres quand l'albédo est grand n'est pas fondée. En effet, l'amplitude du masquage des ombres, telle que définie par Hapke [1986] multiplie uniquement la diffusion simple donc les effets de la diffusion multiple ne sont pas censés se reporter sur B_0.
Enfin, il faut savoir que la diffusion multiple, d'après des considérations géométriques, commence à se faire ressentir à partir de α>60-90^o quand la lumière pénètre dans la couche sous incidence presque normale, voir [Cuzzi et al., 1984]. De ce fait, la diffusion multiple n'intervient pas dans le masquage des ombres, défini généralement entre 0 et 40^o.

D'où l'évidence de **destituer le paramètre B_0 de son attribut d'amplitude du masquage des ombres et de le rétrograder au rang de simple amplitude morphologique**. B_0 correspond certes à une amplitude mais physiquement, il est impossible d'expliquer pourquoi l'amplitude du masquage des ombres décroît avec l'albédo avec la physique du masquage des ombres.
La décroissance de B_0 avec la profondeur optique corrobore donc les tendances morphologiques dérivées dans le chapitre 5, et notamment la figure 5.10 page 126. Par conséquent, B_0 **est géré par la rétro-diffusion cohérente et le masquage des ombres**.

Comparaison des amplitudes du masquage des ombres avec les modèles de Hapke (1986,2002)

Dans un premier temps, j'ai comparé les valeurs obtenues par le modèle de Hapke [1986] où seul le masquage des ombres est modélisé avec le modèle de Hapke [2002] où les deux phénomènes de l'effet d'opposition (rétro-diffusion cohérente et masquage des ombres) sont intégrés. En effet, dans les deux modèles, il s'agit de la même fonction $B(\alpha)$, qui est chargée de reproduire les effets du masquage des ombres. J'ai donc la représentation de Helfenstein et al. [1997], vue au chapitre 6 (figure 6.2 page 146) qui lie l'amplitude du masquage des ombres à la valeur de la fonction de phase à l'opposition exacte $\varpi_0.P(\alpha{=}0^o)$. Le paramètre B_0 de Hapke [1986], comme vu précédemment, décroît avec les albédos croissants et *a fortiori* avec les $\varpi_0.P(\alpha{=}0^o)$ croissants. La loi empirique de Helfenstein et al. [1997], donnée par $B_0 = 1,083 \cdot (\varpi_0.P(0^o))^{-0,629}$, est tracée en trait plein sur la figure 6.8. Il se trouve

que cette loi est une bonne représentation du comportement moyen de nos données. Une fois encore l'importante dispersion de B_0 est mise en évidence, dont une borne supérieure et une borne inférieure à la loi emprique de Helfenstein et al. [1997] sont données :

$$B_0 = 2,083 \cdot [\varpi_0.P(0^o)]^{-0,629} \tag{6.11}$$

$$B_0 = 0,283 \cdot [\varpi_0.P(0^o)]^{-0,629} \tag{6.12}$$

Néanmoins, il semble qu'il n'y a aucune interprétation physique à extraire dans ces lois.

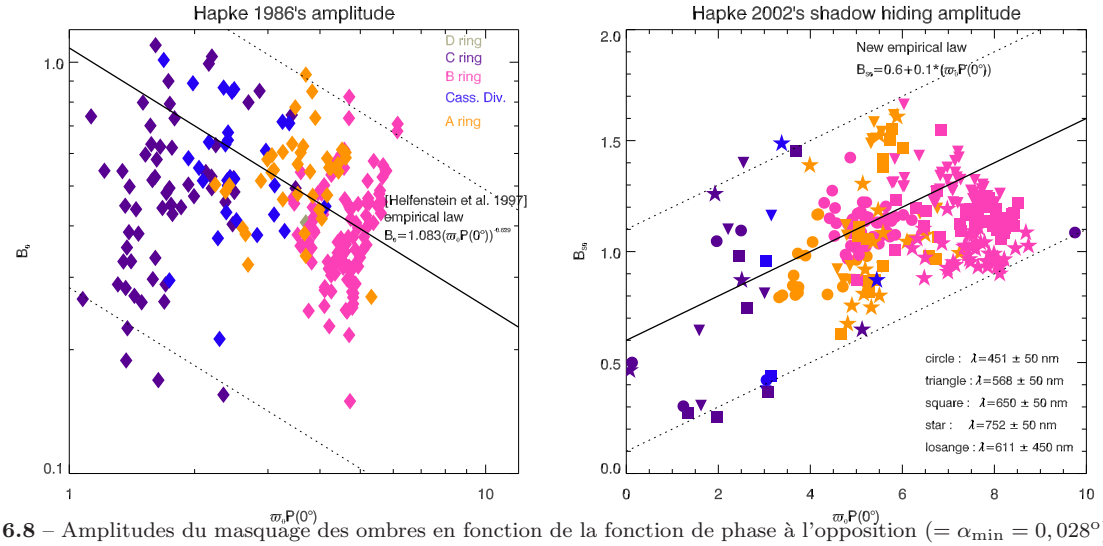


Figure 6.8 – Amplitudes du masquage des ombres en fonction de la fonction de phase à l'opposition ($= \alpha_{\min} = 0,028^o$), déduites des modèles de Hapke (1986) et Hapke (2002). La légende est commune aux deux graphes.

Tournons nous maintenant vers le cas de l'amplitude du masquage des ombres du modèle de Hapke [2002], nommé B_{S0}. Avec un traitement analogue à B_0, on remarque cette fois que **l'amplitude du masquage des ombres croît avec** $\varpi_0.P(0^o)$, figure 6.8b, conformément aux prédictions théoriques de Stankevich et al. [1999]. Cette croissance est globalement linéaire et suit la loi empirique :

$$\boxed{B_{S0} = 0,1 \cdot [6 + \varpi_0.P(0^o)]} \tag{6.13}$$

Après une étude minutieuse de la figure 6.8b, il est possible que B_{S0} peut prendre toutes les valeurs entre 0 et 1 pour les anneaux diffus (anneau C et Division de Cassini) et que $B_{S0} \gtrsim 1$ pour les anneaux denses (anneaux A et B). En reprenant la théorie de Hapke [1986], B_{S0} peut s'ecrire comme le rapport de la contribution des réflexions de surface $S(0)$ sur la quantité totale de lumière diffusée $\varpi_0.P(0^o)$ par une particule à l'opposition (voir l'équation (6.1) page 145). Typiquement quand le rapport $B_{S0} = S(0)/\varpi_0.P(0)$ est strictement inférieur à 1, cela signifie que la contribution partielle de la surface qui a réfléchi la lumière est inférieure à la quantité totale de lumière diffusée, les partciules sont alors considérées comme transparentes. Dans le cas où l'amplitude B_{S0} est supérieure ou égale à 1, les particules sont opaques.
Par conséquent, ces résultats montrent que dans les anneaux, l'intensité due aux réflexions en surface est proche ou supérieure à l'intensité diffusée à $\alpha = 0^o$. D'autre part, le modèle de Hapke [1986] requiert que les particules des anneaux diffus sont tantôt très opaques (cas où $B_{S0}>1$), tantôt très transparentes ou qu'elles ont un pic de rétro-diffusion plus important (cas où $B_{S0}<1$). La troisième possibilité est d'ailleurs vérifiée puisqu'il est notable que l'amplitude de la rétro-diffusion cohérente décroîsse avec l'albédo (figures 5.10 et 6.8a).

Largeur angulaire du masquage des ombres de Hapke (1986)

Passons maintenant à la largeur angulaire h dite largeur du masquage des ombres, représentée dans la figure 6.7b en fonction de la profondeur optique des anneaux. Ici également le paramètre h est très

sensible et fournit même des valeurs assez faibles à forte profondeur optique. La tendance générale est une augmentation de h avec la profondeur optique, ce qui contredit notre étude morphologique. Il se peut que la largeur calculée ne reflète pas directement la morphologie du pic d'opposition, d'ailleurs les valeurs de h sont plus grandes que celles calculées à partir des modèles morphologiques (figure 5.10 page 126). Par exemple, pour l'anneau C et la Division de Cassini, $\text{HWHM}_{\text{morph}}$ ∼0,3°-0,6° alors qu'ici h varie entre 0,1° et 0,8°. Le cas le plus frappant est pour l'anneau B pour lequel il n'y a plus aucune variation avec $\text{HWHM}_{\text{morph}}$ ∼0,2° alors qu'avec le paramètre h, est trouvée la plus forte dispersion : la largeur angulaire est ici comprise entre 0,1° et 1,2°. Avec le modèle de Hapke [1986], j'ai donc réussi à lever la dégénérescence sur la profondeur optique. Par conséquent, **la tendance générale de h et sa gamme de valeurs diffèrent de la largeur angulaire du pic d'opposition**. Il semble donc évident que h et $\text{HWHM}_{\text{morph}}$ ne reflètent pas la même physique.
Comme le paramètre h est lié à la densité volumique des particules, il sera donc possible de déterminer avec précision les taux de remplissage des régions les plus denses des anneaux de Saturne (voir le §7.6 page 191). Cependant, il est nécessaire de s'assurer que le modèle de Hapke [1986], même s'il néglige la rétro-diffusion cohérente, traite de façon acceptable le masquage des ombres à travers son unique paramètre fiable h.

Une pente du masquage des ombres avec les modèles de Hapke (1986,2002) ?

Une de nos tendances morphologiques les plus fiables à l'égard du masquage des ombres a été l'augmentation de la pente entre α=5 et 25° corrélée avec l'augmentation de la profondeur optique (voir le chapitre 5). Ces résultats sont soutenus par les simulations numériques de Stankevich et al. [1999] (voir le tableau 6.1).
Il est important de savoir si les modèles de Hapke peuvent reproduire ces tendances. Pour cela, il a fallu calculer une pente, donnée par le rapport de $\varpi_0.P(0°)$ sur la largeur angulaire, figure 6.9. Ainsi j'ai obtenu une pente en $\varpi_0.P.\text{deg}^{-1}$, unité commune à nos études précédentes.

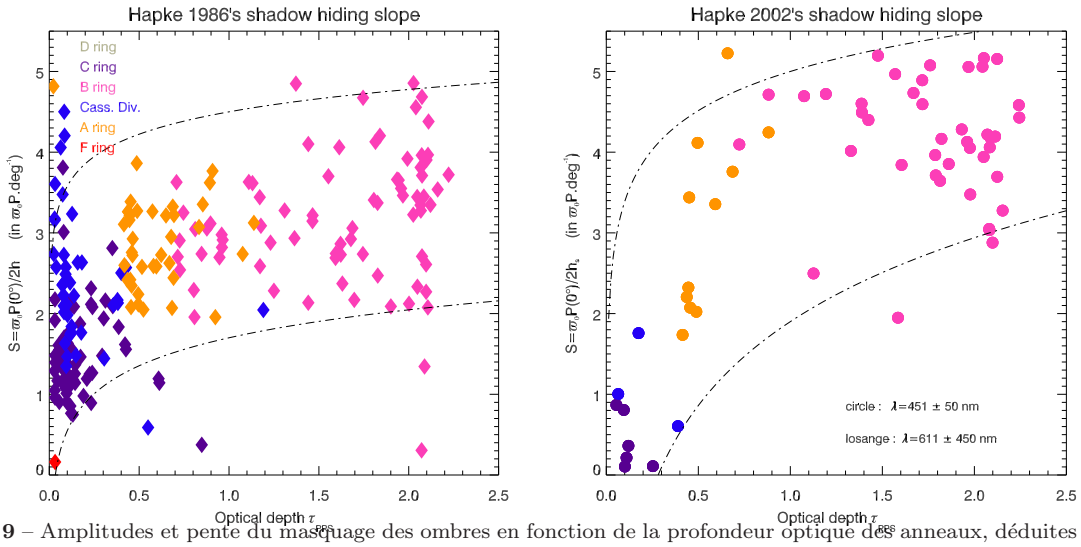


Figure 6.9 – Amplitudes et pente du masquage des ombres en fonction de la profondeur optique des anneaux, déduites du modèle de Hapke (2002). La légende est commune aux deux graphes. On remarquera que les pentes obtenues en filtres CLEAR et BL fournissent les mêmes gammes de pente S, ceci étant dû à la valeur de $\varpi_0.P(0°)$, ceci sera discuté au §7.1.

Les pentes S obtenues pour les deux modèles augmentent avec les τ croissants, conformément à notre étude morphologique (figures 5.10 page 126 et 6.3 page 149) et aux prédictions théoriques de Stankevich et al. [1999]. Le fait que le paramètre h fournisse le comportement attendu est une demi-surprise. Toute la physique du masquage des ombres, reflété en majorité par la densité volumique des particules [Irvine, 1966], est comprise dans le paramètre h, que Hapke [1986] avait scrupuleusement inversé par des expériences de laboratoire. Par conséquent h et h_s **sont en mesure de founir le facteur de remplissage des particules des anneaux de Saturne** (§7.6 page 191).

6.4.2 La rétro-diffusion cohérente avec les modèles de Shkuratov et al. (1999)

La rétro-diffusion cohérente est maintenant vue avec le modèle de Shkuratov et al. [1999] :
- dans sa version originale avec ζ=1 et $\eta = \frac{1}{2}$ (figure 6.10) ;
- dans une version modifiée avec $\zeta = \frac{3}{2}$ et η=1 pour permettre à l'amplitude d'atteindre 2,5 et d'ajuster les données convenablement (figure 6.11). A partir des équations (6.5) et (6.2) page 151, j'ai pu calculer les amplitudes du pic créé par la rétro-diffusion cohérente :

$$A = \zeta + \eta \cdot e^{-d/L} \tag{6.14}$$

ainsi que les largeurs angulaires de ces pics. Ces deux paramètres morphologiques sont ensuite représentés en fonction des paramètres de sortie du modèle : d le rayon effectif des grains et L le libre parcours moyen de diffusion des photons défini sous la condition $L > \lambda$ (voir page 361).

Modèle orginal

Dans la figure 6.10a, l'amplitude est représentée en fonction du paramètre sans dimension d/λ afin de pouvoir comparer aisément les résultats sans faire apparaître de décalage lié à notre étude multi-longueur d'onde. Conformément à la théorie de la rétro-diffusion cohérente, l'amplitude décroît avec la taille des grains. C'est l'anneau C qui a les plus petites tailles de grains (d/λ ∼10) et la Division de Cassini, la gamme de taille la plus grande (d/λ ∼60), les anneaux A et B possèdent des valeurs intermédiaires entre celles de l'anneau C et la Division de Cassini. Il est extrêmement rare de trouver des comportements photométriques si distincts pour ces deux anneaux diffus (τ<1). Poulet et al. [2002] avaient déjà remarqué que la Division de Cassini se comportait comme les anneaux denses à l'égard de la rétro-diffusion en utilisant ce même modèle de Shkuratov. En particulier ils trouvaient des valeurs extrêmement faibles de d pour l'anneau C (2<d/λ<15) et des valeurs pour la Division de Cassini semblables à celles des anneaux A et B (4<d/λ<30). Il sera vu plus loin si cette tendance est confirmée en utilisant les données avec la couverture complète en angles de phase (figure 6.11).

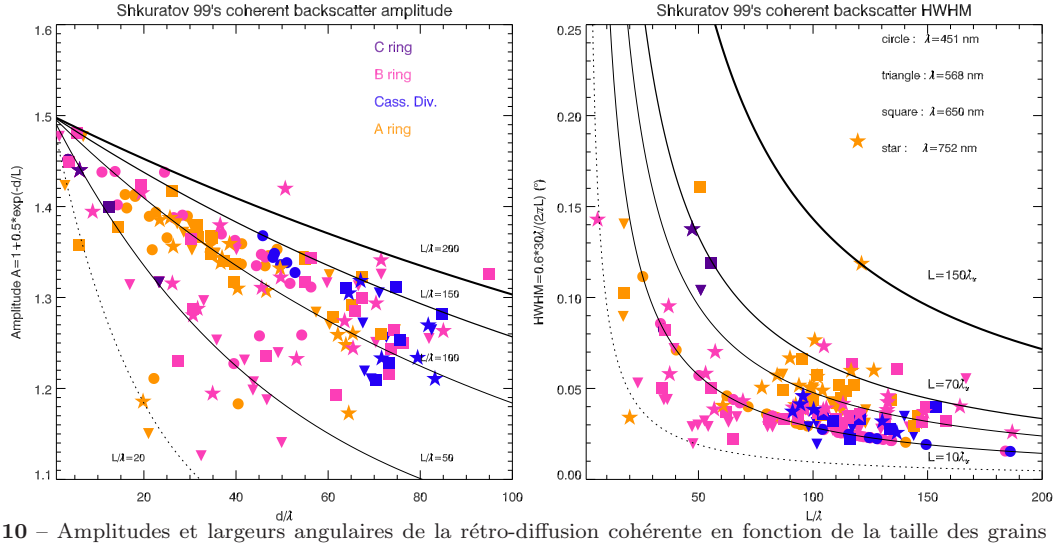


Figure 6.10 – Amplitudes et largeurs angulaires de la rétro-diffusion cohérente en fonction de la taille des grains d et du libre parcours moyen de diffusion des photons L du modèle original de Shkuratov et al. (1999). La légende est commune.

Le taux de diminution de l'amplitude est donné par le libre parcours moyen de diffusion L. Sur le graphique apparaissent plusieurs courbes montrant la décroissance de l'amplitude pour différentes valeurs de L/λ comprises entre 20 et 200. La majorité des amplitudes ont un rapport de L/λ compris entre 100 et 150, cependant quelques régions dans les anneaux C, B et A sont caractérisées par des valeurs inférieures à 100. Le rapport L/λ reste généralement inférieur à 20. Ceci s'explique par la taille angulaire du pic. En effet, un seul paramètre gère la largeur du pic de la rétro-diffusion cohérente, et c'est L.

Comme représentée sur la figure 6.10b, la demi-largeur à mi-hauteur HWHM décroît avec le rapport L/λ. Cette demi-largeur est calculée à partir de la théorie de Mishchenko & Dlugach [1992b] qui fait intervenir le libre parcours moyen de transport des photons dans le milieu, noté $\lambda_{\rm tr}$. D'après Poulet et al. [2002], il y a un rapport de proportionnalité entre les libres parcours moyens des deux modèles : $L = 30\ \lambda_{\rm tr}$, cependant, en traçant HWHM en fonction de L/λ, on remarque une forte dispersion, qui s'explique d'après les courbes de niveau de la figure 6.10 par une variation du rapport de $L/\lambda_{\rm tr}$ entre 10 et 150. Il semble donc intéressant de noter que le pont entre le modèle de Mishchenko & Dlugach [1992b] et celui de Shkuratov et al. [1999] n'est pas aussi simple que le laissaient suggérer Poulet et al. [2002].

Modèle modifié

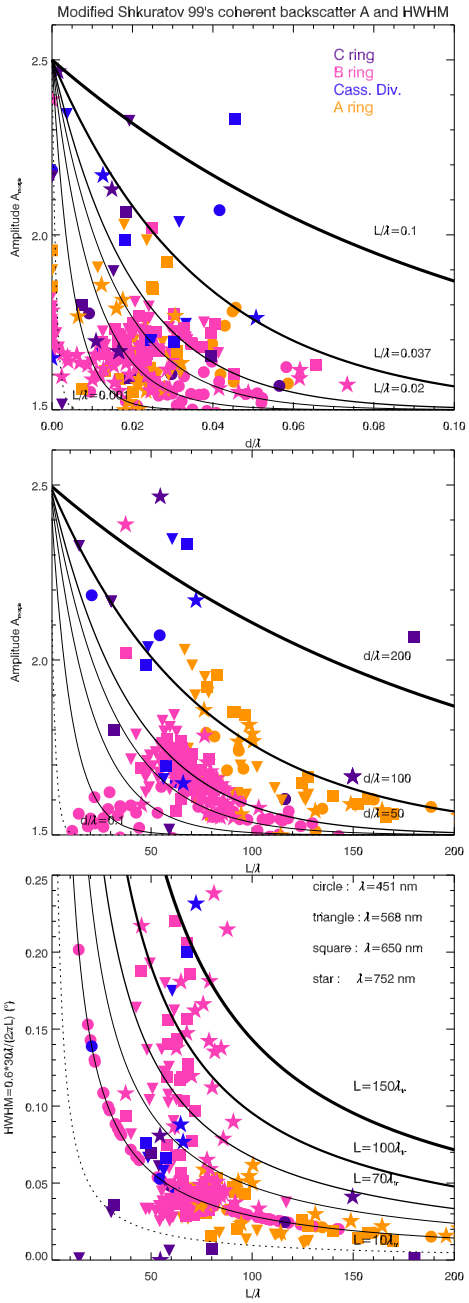


Figure 6.11 – Amplitudes et largeurs angulaires de la rétro-diffusion cohérente du modèle modifié de Shkuratov et al. (1999).

Passons maintenant aux courbes de phase de 0 à 180 degrés, ajustées avec le modèle modifié de Shkuratov et al [1999]. En figure 6.11a, l'amplitude morphologique du pic en fonction du rapport d/L est représentée. Le choix de représenter l'amplitude morphologique plutôt que l'amplitude calculée ($A \sim \frac{3}{2} + e^{-d/L}$) est légitimé par la saturation de l'amplitude de Shkuratov à 2,5 pour toutes les valeurs. En effet, on remarque que les valeurs de L sont semblables à celles trouvées avec les courbes de phase réduites, mais c'est d qui a considérablement diminué. Une gamme de valeurs pour d/λ de l'ordre du dixième est obtenue, ce qui signifie que d est systématiquement inférieur à λ. D'après Nelson et al. [2000] et Poulet et al. [2002], $d \lesssim \lambda$ n'est théoriquement pas possible avec ce modèle.

Cela revient-il à **violer une des hypothèses fondatrices du modèle** de Shkuratov et al. [1999] ?

La théorie de Shkuratov et al. [1999] n'est pas intrinsèquement fondée sur $d \gtrsim \lambda$ mais plutôt sur $L \gtrsim \lambda$ car la fonction de phase (voir les équations (E.72) et (E.73) page 364) fait intervenir le terme d'interférences qui dépend du rapport d/L et L/λ, les conditions aux limites sont $d \ll L$ et $L \sim \lambda$. Comme L est déterminé à partir de la largeur angulaire, d peut théoriquement prendre toutes les valeurs, tant que $d \ll L$. Cependant, il y a plus d'un facteur 1000 entre d et L. Pour reproduire les valeurs des amplitudes morphologiques avec les valeurs de d trouvées, il aurait fallu que L/λ soit compris entre 0,005 et 0,1 ce qui correspond à la violation de l'hypothèse selon laquelle $L \gtrsim \lambda$. Si maintenant l'amplitude morphologique en fonction du paramètre L est tracée (figure 6.11b), les valeurs théoriques de d/λ nécessaires pour reproduire les amplitudes morphologiques sont comprises entre 0,1 et 100 !

Par conséquent, le modèle modifié à échoué dans la reproduction de l'amplitude. Même si les ajustements sont satisfaisants à l'œil, les valeurs de d et L ne sont plus liées et ne permettent plus de calculer l'amplitude à partir de l'équation (6.14). Par contre le libre parcours moyen de diffusion L garde des valeurs physiquement possibles, avec un rapport $L/\lambda_{\rm tr}$ compris entre 10 et 150, semblables aux valeurs trouvées avec le modèle original (figure 6.11c).

Finalement plusieurs conclusions importantes peuvent être tirées sur les valeurs de d et L du modèle de Shkuratov et al. [1999]. Ce qui détermine réellement L, c'est la largeur angulaire du pic. Ensuite cette valeur est intégrée pour calculer l'amplitude, ainsi l'amplitude est déterminée avec d.

6.4.3 La rétro-diffusion cohérente avec le modèle de Hapke (2002)

C'est au tour du modèle de Hapke [2002] d'apporter des réponses concernant la rétro-diffusion cohérente, avec la même représentation que celle des figures 6.10 et 6.11. Cette représentation permet de voir aisément si l'amplitude du pic de rétro-diffusion cohérente décroît avec la taille des grains et si la largeur angulaire du pic de rétro-diffusion cohérente décroît avec le libre parcours moyen de transport des photons, comme le prévoit la théorie, voir [Anderson, 1958] et §E.3.4 page 361. Dans un premier temps, nous représentons l'amplitude B_{C0} en fonction de la taille des grains. Comme le modèle de Hapke [2002] ne fournit aucune taille caractéristique en paramètres de sortie, j'ai utilisé la relation (E.65) page 363 de Helfenstein et al. [1997] qui relie un rayon r_p aux largeurs angulaires du masquage des ombres et de la rétro-diffusion cohérente. Sauf quelques cas isolés, B_{C0} est toujours inférieure à 1, j'ai donc adopté une expression similaire à celle de Shkuratov et al. [1999] pour décrire l'amplitude de la rétro-diffusion cohérente :

$$B_{C0} = e^{-r_p/\Lambda} \tag{6.15}$$

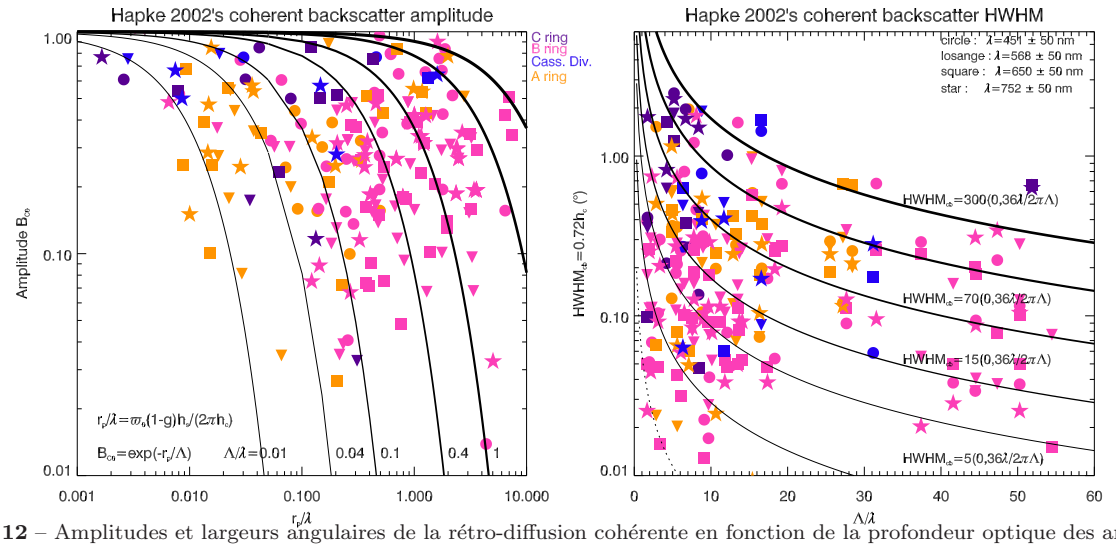


Figure 6.12 – Amplitudes et largeurs angulaires de la rétro-diffusion cohérente en fonction de la profondeur optique des anneaux et du libre parcours moyen de transport des photons Λ du modèle de Hapke (2002). La légende est commune aux graphes.

Sur la figure 6.12 les courbes représentent les valeurs de B_{C0} pour r_p/λ compris entre 0,001 et 10 et pour λ/Λ compris entre 0,1 et 100. Globalement, les amplitudes dérivées des ajustements décroîssent en suivant les courbes prédites de B_{C0}, ce qui prouve que la physique de la rétro-diffusion cohérente est correctement intégrée dans ce modèle [4].
Cependant, de même que le modèle de Shkuratov et al. [1999], il y a violation de la loi selon laquelle **le libre transport moyen des photons doit être supérieur à la longueur d'onde** (Λ/λ>1).
En effet, lorsqu'ont été représentées les courbes prédites de B_{C0}, les valeurs de Λ/λ qui se sont imposées sont comprisent entre 0,01 et 10. Cependant, pour la largeur angulaire du pic, des valeurs de Λ/λ sont dans la gamme de 1 à 60. L'expression (6.15) déduite de Shkuratov et al. [1999] n'est donc pas adaptée pour reproduire l'amplitude observée avec des petits grains ($r_p < \lambda$), tout en gardant la condition $\Lambda > \lambda$.
Ces résultats montrent que les amplitudes des fonctions de phase des anneaux de Saturne imposent la dégénérescence de la relation liant la taille des grains (d ou r_p pour les modèles de Shkuratov et al. 1999 et Hapke 2002) au libre parcours moyen de transport des photons (λ_{tr}=30L ou Λ).

[4] Il convient de rappeler que Hapke [2002] utilise la théorie de rétro-diffusion cohérente de Akkermans et al. [1988].

De plus, un dysfonctionnement inquiétant du paramètre Λ est notable. Il est censé représenter le libre parcours moyen de transport des photons, or d'après Hapke [2002], la largeur angulaire de la rétrodiffusion cohérente est inversement proportionelle au libre transport moyen des photons, voir l'expression vue en (E.82) page 366. Cependant, en affichant HWHM en fonction de Λ les valeurs ne suivent pas la fonction :

$$\mathrm{HWHM}_{\mathrm{cb}} = 0,36\frac{\lambda}{2\pi\Lambda} \tag{6.16}$$

tracée en traits pointillés. Pour retrouver les valeurs affichées, j'ai dû multiplier le facteur $0,36\frac{\lambda}{2\pi\Lambda}$ par des nombres compris entre 5 et 300. Cela revient en fait à diminuer artificiellement le rapport Λ/λ. En effet, j'ai trouvé que Λ/λ était compris entre 1 et 60 (voir la figure 6.12), or les courbes théoriques montrent que Λ/λ varie réellement entre 0,003 et 12.
Par conséquent, la théorie exige une fois encore aux valeurs de Λ d'être en partie inférieures à la longueur d'onde λ.
Il est donc permis de remettre en question le modèle de Hapke [2002] sur deux points :
– Les relations liant h_{c} à Λ et $\mathrm{HWHM}_{\mathrm{cb}}$ vues en (6.6) page 151 ne semblent pas claires. Comme tous les modèles s'accordent pour dire que $\mathrm{HWHM}_{\mathrm{cb}} = 0,36\frac{\lambda}{2\pi\Lambda}$, voir [Mishchenko & Dlugach, 1992b] et [Shkuratov et al. 1999], il est probable que $\mathrm{HWHM}_{\mathrm{cb}} \neq 0,72h_{\mathrm{c}}$ ou que $h_{\mathrm{c}} \neq \frac{\lambda}{4\pi\Lambda}$.
– La distance Λ pourrait ne pas correspondre au libre parcours moyen de transport des photons, mais plutôt se rapprocher de la définition du paramètre L du modèle de Shkuratov et al. [1999].

6.4.4 En résumé

Au paragraphe 6.2, les tendances morphologiques ont été utilisées pour les lier aux propriétés physiques de la matière et de la lumière. Ceci a fourni les tendances suivantes :

❶ **la décroissance de $A_{\mathbf{morph}}$ en fonction de la profondeur optique** τ devrait indiquer que les plus grandes tailles de grains se trouvent dans ces régions.
Ceci est **difficilement confirmé** par certains modèles. Le modèle de Hapke [1986] (§6.4.1) n'est pas capable d'expliquer pourquoi B_0 se comporte comme l'amplitude morphologique avec le seul masquage des ombres. Les tailles de grains dans l'anneau B avec les modèles de Shkuratov et al. [1999] (orginal et modifié, §6.4.2) ne sont pas les plus grandes comme le prévoient les tendances morphologiques. Seul le modèle de Hapke [2002] fournit clairement des tailles de grains plus grandes dans les régions denses (τ>1, soit l'anneau B).

❷ **la décroissance de la demi-largeur angulaire morphologique HWHM en fonction de** τ devrait s'expliquer par une diminution du libre parcours moyen de transport des photons (Λ ou L dans les modèles de Hapke [2002] et Shkuratov et al. [1999]).
C'est **en partie confirmé** par les modèles photométriques (§6.4.2 et 6.4.3) bien qu'il n'y ait pas dans ces modèles unicité de la valeur de Λ ou L. Il reste donc un travail supplémentaire à faire dans ce sens par les modèles photométriques.

❸ **l'augmentation de la pente de la partie linéaire avec** τ devrait impliquer une densité volumique plus forte dans les régions à forte profondeur optique.
Comme il sera exposé au chapitre 7, grâce aux modèles de Hapke [1986] et Hapke [2002], la dépendance en τ du facteur de remplissage sera **confirmée**. Ceci est dû au fait que la largeur angulaire du masquage des ombres des modèles de Hapke, permet de remonter à la pente de la partie linéaire et fournit les mêmes tendances que la pente morphologique.

❹ **Les effets en longueur d'onde des paramètres morphologiques** devraient ne dépendre que de la distribution de taille des grains et des particules, de la compositon et de la section efficace des particules.
Il est **difficile de confirmer ou non** ces tendances morphologiques, un traitement supplémentaire est requis pour extraire l'information dans les paramètres des modèles photométriques. De plus, on ne dispose que de quatre longueurs d'onde pour extraire l'information, ce qui ne semble pas suffisant pour contraindre la nature physique des particules à l'égard de l'effet d'opposition.

Chapitre 7

Contraintes sur la nature physique des particules

« La contrainte n'est pas un désir de limiter son Univers, mais bien l'inverse, strictement. »

Régine Detambel

Sommaire

7.1 Albédo ϖ_0 de diffusion simple . . . 166
7.1.1 Corrélations avec la profondeur optique . . . 166
7.1.2 Comparaisons Voyager-Cassini . . . 168
7.1.3 Effet régional . . . 169
7.1.4 Albédo spectral . . . 170
7.2 Rougissement, extinction et composition . . . 172
7.2.1 Variations de couleurs des anneaux principaux . . . 172
7.2.2 Composition des particules . . . 174
7.3 Paramètre d'anisotropie g de diffusion simple . . . 175
7.3.1 Corrélation avec l'albédo ou la profondeur optique ? . . . 176
7.3.2 Saturation avec la profondeur optique . . . 177
7.3.3 Informations sur les diffuseurs . . . 178
7.3.4 Fraction de poussières . . . 178
7.4 Rugosités macroscopiques . . . 180
7.4.1 Définition d'une rugosité par la mesure et la théorie . . . 180
7.4.2 Comportement de la rugosité macroscopique de Hapke (1986) . . . 182
7.4.3 Corrélations des rugosités de Hapke et Shkuratov avec la profondeur optique . . . 184
7.5 Distributions de taille . . . 186
7.5.1 Comparaisons absolues des tailles de grains . . . 186
7.5.2 Détermination de l'indice de la loi de distribution de taille des grains . . . 188
7.5.3 Comparaisons relatives des tailles de grains . . . 189
7.5.4 Tailles de particules . . . 190
7.6 Facteurs de remplissage . . . 191
7.6.1 La nature du masquage des ombres . . . 191
7.6.2 Sensibilité du facteur de remplissage . . . 194
7.6.3 La Division de Cassini : plus dense que prévu... . . . 195
7.6.4 Facteurs de remplissage dynamiques et photométriques . . . 195
7.7 Extension verticale . . . 196
7.7.1 Comparaison des modèles inter et intra-particules . . . 196
7.7.2 Comparaison avec les extensions des simulations dynamiques . . . 197

7.1 Albédo ϖ_0 de diffusion simple

7.1.1 Corrélations avec la profondeur optique

L'albédo de diffusion simple des anneaux de Saturne n'a été que rarement calculé jusqu'à présent. Les travaux de Cooke [1991], Doyle et al. [1989] et Dones et al. [1993] sont basés respectivement sur les anneaux C, B et A observés par les sondes Voyager et fournissent des albédos calculés par des méthodes distinctes :

- Dones et al. [1993] ont utilisé une fonction de phase suivant une loi de puissance (Dones [1987], équation (E.36) page 351) ainsi que la loi de Minnaert pour déterminer la brillance de l'anneau A à partir de la contribution de la lumière solaire ainsi que des lumières réfléchie et diffusée par Saturne.
- Doyle et al. [1989] ont utilisé différents modèles photométriques simples (fonctions de phase des satellites galiléens, fonctions de phase isotrope et lambertienne, voir le §E.3.1 page 351) pour reproduire les fonctions de phase de quatre régions types de l'anneau B (régions sombres et brillantes avec ou sans les *spokes* [1]) entre 11 et 155°.
- la méthode de Cooke [1991] se rapproche plus de la notre car elle a utilisé le modèle de Hapke [1986]. Elle a également ajusté ses fonctions de phase de l'anneau C (allant de 8 à 153°) avec la fonction logarithmique quadratique de Pollack & Cuzzi [1980] (équation (E.35) page 350) et la fonction de Dones [1987]. Son étude a d'ailleurs montré que l'albédo variait de 0,1 à 0,3 entre les différents modèles ce qui démontre la sensibilité de ϖ_0.

Cependant, aucune de ces études n'a relié directement l'albédo à la profondeur optique et il était généralement admis que l'albédo était corrélé positivement avec la profondeur optique, voir [Spilker et al., 2006]. Ce qui n'est vrai qu'en partie.

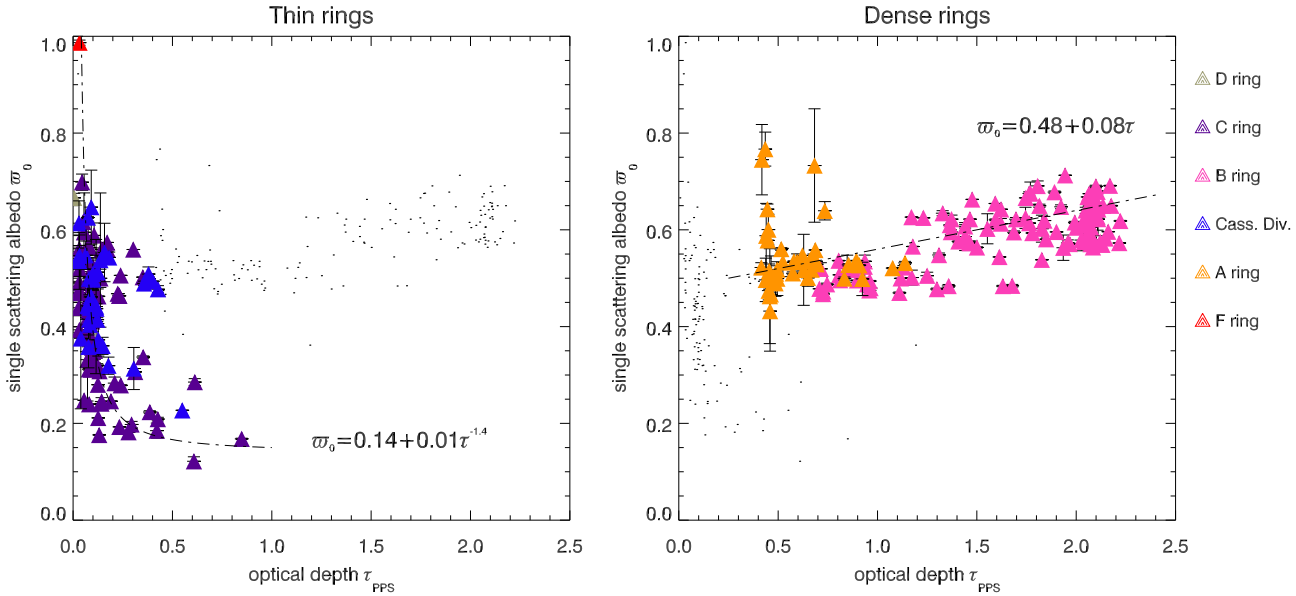


Figure 7.1 – Corrélations entre l'albédo de diffusion simple et la profondeur optique obtenues par ajustement des courbes de phases moyennées en longueurs d'onde ($\lambda = 611 \pm 450\mu$m) avec le modèle de Hapke [1986] et la fonction de Henyey-Greenstein à 3 parmaètres.

[1] Les *spokes* sont des tempêtes de poussières chargées électriquement s'élevant probablement à cause du champ magnétique de Saturne. Ces poussières se trouvent au milieu et à l'extérieur de l'anneau B, au niveau de l'orbite synchrone de Saturne et s'étalent radialement d'où le nom de *spokes*, que l'on peut traduire de l'anglais par *rayon d'une roue*.

En effet, à partir des 277 courbes de phase en filtres `CLEAR` couvrant les anneaux principaux de Saturne, j'ai remarqué que la **corrélation positive de l'albédo ϖ_0 avec la profondeur optique** n'est valide que pour les anneaux denses (anneaux A et B), figure 7.1. Cette corrélation suit la loi suivante :

$$\varpi_0(\tau < 1) = 0,48 + 0,08 \cdot \tau \tag{7.1}$$

Pour les anneaux diffus (anneaux D, C, F et Division de Cassini), une décroissance en loi de puissance de l'albédo est notable :

$$\varpi_0(\tau \gtrsim 1) = 0,14 + 0,01 \cdot \tau^{-1,4} \tag{7.2}$$

Autrement dit il y a une **anti-corrélation de ϖ_0 avec τ** dans ces régions plus sombres.

Que cela signifie-t-il physiquement ?
Ces résultats sont-ils surprenants ? Oui et non :

- D'un **point de vue photométrique**, l'albédo d'une surface sombre est nul alors que l'albédo d'une surface parfaitement réfléchissante vaut 1. Comme les anneaux diffus (anneaux C et Division de Cassini) sont très sombres, on s'attend donc à ce que leur albédo soit proche de zéro.
- D'un **point de vue dynamique**, la situation est un peu plus complexe. Les anneaux diffus sont connus pour avoir un état de surface des particules lié à l'activité collisionnelle de ces mêmes particules. La vitesse aléatoire des particules dans une couche d'épaisseur H et de profondeur optique τ orbitant à une fréquence keplerienne Ω étant de l'ordre de ΩH, [Goldreich & Tremaine 1982], comme H est une fonction décroissante de la profondeur optique, les régions les plus ténues auront les vitesses aléatoires les plus fortes et par conséquent les collisions les plus violentes. Pour des vitesses d'impact élevées, on s'attend donc à avoir une surface très fracturée. Cela signifie qu'une fois que le rayon lumineux a frappé la particule, les fissures et fractures, qui peuvent être vues comme des irrégularités surfaciques, vont l'empêcher d'être absorbé et il sera diffusé efficacement en dehors de la couche.
  Par contre, un anneau légèrement plus dense mais également constitué de particules très absorbantes aura des particules aux surfaces plus lisses (car les collisions seront plus douces) il y aura donc une plus grande surface disponible pour la diffusion. Le rayon lumineux sera efficacement absorbé et l'albédo sera proche de zéro.

En résumé, c'est la combinaison de ces deux aspects qui crée les variations observées. Les valeurs maximales d'albédo des anneaux C, D et de la Division de Cassini sont de l'ordre de celles de l'anneau B indiquant que ce phénomène de fracturation est très efficace et gomme totalement l'effet très absorbant des faibles albédos.

Ces **considérations dynamiques et photométriques** offrent donc une explication pertinente sur l'état de surface des anneaux sombres. Elles permettent d'**expliquer l'anti-corrélation entre ϖ_0 et τ dans l'anneau C et la Division de Cassini ainsi que la corrélation positive entre ϖ_0 et τ dans les anneaux A et B**.

En effet, les anneaux denses sont connus pour être très réfléchissants, l'augmentation de ϖ_0 avec τ peut s'expliquer de deux façons :

- l'anneau B est plus réfléchissant que l'anneau A, de sorte que ϖ_0=f(τ) ne traduise que des différences liées à la composition des particules ;
- l'anneau A et l'anneau B sont composés des mêmes particules réfléchissantes mais l'état de surface est très différent. Si on considère que le coefficient de restitution est donné par $\epsilon_n \simeq \sqrt{1 - \frac{0,6}{1-\tau^2}}$ d'après Goldreich & Tremaine [1978b] (voir § page 19), l'issue d'une collision est purement déterminée par la profondeur optique de sorte que les régions très denses (τ>1) subissent des collisions élastiques (ϵ_n ∼1), leur assurant une surface lisse. De cette façon les surfaces les plus lisses pourront mieux réfléchir la lumière incidente que les surfaces plus irrégulières de même composition.

7.1.2 Comparaisons Voyager-Cassini

Se pose maintenant la question de savoir si nos valeurs s'accordent avec les précédentes études. Le tableau ci-après résume les gammes d'albédos déduits des études précédemment citées.

	ϖ_0(Voyager)	ϖ_0(Cassini)
Anneau C	0,10-0,36	0,10-0,70
Anneau B	0,54-0,58	0,45-0,70
Division de Cassini	0,30-0,45	0,20-0,65
Anneau A	0,45-0,55	0,45-0,75

Tableau 7.1 – Comparaison de l'albédo de diffusion simple obtenu à partir des images ISS des sondes Voyager et Cassini dans les filtres CLEAR. Les albédos de Voyager ne concernent que la partie externe de la Division de Cassini et sont donnés par Dones et al. (1993).

De façon générale, les ϖ_0 de Cassini englobent ceux des sondes Voyager et sont légèrement plus élevés. Il y a deux raisons qui peuvent être invoquées pour expliquer ce léger décalage.
Tout d'abord la couverture en angle de phase. Avec Cassini, sont couverts les pics de diffusion vers l'avant et vers l'arrière contrairement aux autres données, de ce fait, l'albédo est naturellement plus grand, puisqu'il couvre une surface plus grande [2].

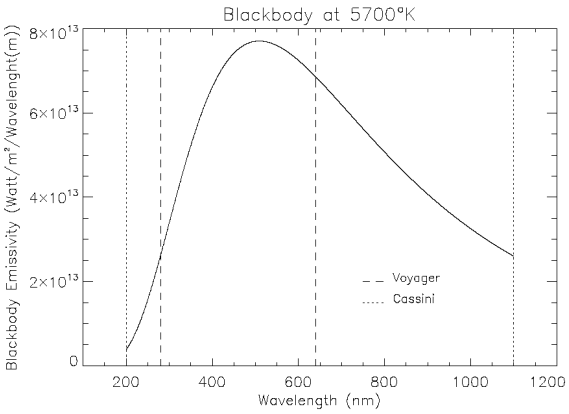


Figure 7.2 – Courbe d'émissivité de la lumière solaire, assimilée à un corps noir à 5 700 K. Les plages de longueurs d'onde de l'imageur de Voyager et de celui de Cassini sont indiquées respectivement en traits tirés et pointillés. (Mouginot, 2005)

Il se pourrait également que la longueur d'onde intervienne pour augmenter légèrement les valeurs d'albédo obtenues par Cassini. En effet, les filtres `CLEAR` de Cassini vont de 200 à 1 100 nm alors que ceux de Voyager sont légèrement plus étroits et ne couvrent pas l'infrarouge proche (λ(Voyager)$\sim$280 à 640 nm).
Mouginot [2005] a étudié l'albédo de Bond des anneaux A, B et C pour les gammes de longueurs d'onde de Cassini et Voyager (équation (E.13) page 343) à partir de l'albédo spectral obtenu par Porco et al. [2005] (figure 7.5). L'albédo moyen de la gamme de longueur d'onde de Cassini est de 0,56 alors que celui de la gamme de Voyager est de 0,48 ce qui représente une augmentation de 20 %. Ces deux effets (couverture en angle de phase et en longueur d'onde) combinés sont donc en mesure d'expliquer qualitativement les différences d'albédos trouvées.

Cette étude permet également d'anticiper les résultats de l'albédo spectral, en particulier les albédos de diffusion simple des filtres `CLEAR` et `BL`. Dans l'étude de l'effet d'opposition, j'ai remarqué que le filtre `CLEAR`, malgré une longueur d'onde centrale proche du rouge (λ_{CLEAR}=611 nm) se comportait de la même façon que le filtre bleu (figure 5.11 page 127, figure 5.16 page 134 et figure 6.9 page 159). Ceci semble s'expliquer aisément à l'aide du graphe 7.2 ci-contre, en partie parce que la longueur d'onde centrale des filtres ne reflète pas la quantité de lumière solaire reçue par l'objet. En effet, la quantité de lumière reçue est plus importante dans le vert et le bleu (à λ=450 nm, voir la figure 7.2) que dans le rouge. Ceci explique donc pourquoi les filtres à bande large intègrent mieux la lumière bleu que la lumière rouge et pourquoi l'albédo des anneaux dans les filtres `CLEAR` se raproche plus du bleu que du rouge.

[2] Il convient de rappeler que les pics de diffusion vers l'avant et vers l'arrière sont très fins. Ils ne font en général que trois ou quatre degrés de largeur, de ce fait, sans ces données, les modèles ne peuvent pas prédire des pics aussi proéminents même en extrapolant les données manquantes.

7.1.3 Effet régional

L'albédo de diffusion simple obtenu dans les courbes de phases en `CLEAR` (λ=611±450 nm) correspondant également au comportement dans le bleu (voir la figure 7.4) est représenté en fonction de la distance à Saturne et du *type d'anneau*. On observe dans la figure 7.3 des effets liés aux *types d'anneau* très intéressants dans l'anneau C. L'anneau A ne montre pas d'effet particulier avec les *types d'anneau*, en particulier, l'albédo est constant dans tout l'anneau, comme remarqué par Dones et al. [1993] et Porco et al. [2005]. Cette invariance avec le *type d'anneau* est également remarquée pour l'anneau B et la Division de Cassini : dans le premier ϖ_0 augmente avec la distance à Saturne alors que dans le second, la forte dispersion de ϖ_0 tient en échec ce type de représentation, indiquant par la même une corrélation légère entre l'albédo et la profondeur optique.

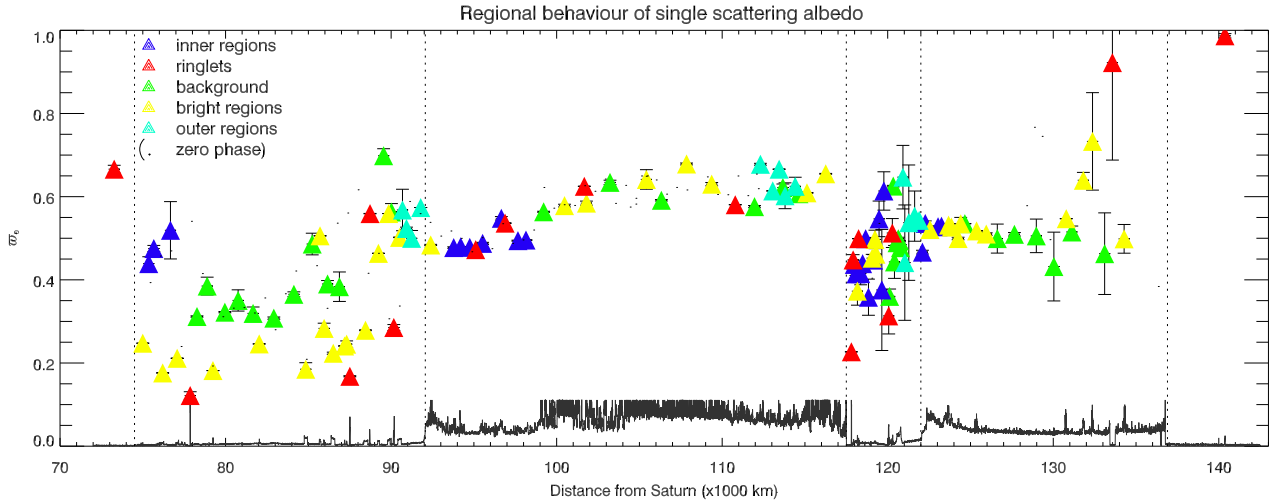


Figure 7.3 – Comportement régional de l'albédo de diffusion simple obtenu par ajustement des courbes de phases moyennées en longueurs d'onde (λ=611±450 nm) avec le modèle de Hapke (1986) et la fonction de Henyey-Greenstein à 3 paramètres.

Dans la figure 7.3, on remarque aisément que **les albédos dans l'anneau C sont répartis sous forme de couches** : les annelets et les plateaux (régions brillantes caractéristiques de l'anneau C) ont les albédos les plus faibles (ϖ_0 ∼0,2). On trouve ensuite les plateaux (ϖ_0 ∼0,25), puis les régions centrales, appelées le fond ou *background* de l'anneau C (ϖ_0 ∼0,4), et enfin les régions internes et externes ont les albédos les plus forts (ϖ_0 ∼0,5-0,6). En conséquence, ce sont les régions centrales et extérieures qui auront les surfaces les plus fracturées leur permettant d'atteindre de fortes valeurs d'albédo. Les plateaux, connus pour leur brillance relative et leurs bords nets, ont certainement une surface plus lisse leur permettant d'aborber la lumière plutôt que de la diffuser. On remarque également que la partie extérieure de l'anneau C, où quasiment tous les types d'anneaux sont représentés, possède un albédo moyen assez fort. Le *type d'anneau* semble ici moins pertinent, c'est probablement la proximité avec l'anneau B qui régit les grands ϖ_0. Ce comportement semble suggérer que l'albédo augmente sur toute la longueur de l'anneau C mais reste complexe à expliquer.

Finalement, **la pertinence de la représentation en *type d'anneau* pour ϖ_0 s'explique par l'anti-corrélation entre ϖ_0 et τ.**

Si cette représentation s'est révélée sans effet pour les paramètres morphologiques de l'effet d'opposition (voir chapitre 6 page 124), c'est parce que ceux-ci étaient monotonement corrélés avec la profondeur optique, avec un comportement unique pour les anneaux denses et diffus. Cela implique également que l'échelle caractéristique de l'effet d'opposition est radicalement différente de celle qui détermine l'albédo et que l'échelle caractéristique de l'effet d'opposition n'est pas liée aux fracturations de surface des particules.

7.1.4 Albédo spectral

L'étude multi-longueur d'onde des courbes de phase permet en outre de calculer pour chaque courbe de phase le facteur de normalisation de la fonction de phase, fournissant l'albédo spectral des anneaux de Saturne.
La figure 7.4 détaille mes résultats. Sont obtenus à partir du modèle de Hapke [1986], les albédos de diffusion simple et avec celui de Shkuratov et al. [1999] les albédos de diffusion multiple. En effet, la fonction de phase de Shkuratov et al. [1999] ne contient pas de diffusion simple (voir les équations (E.68) à (E.71) page 363), de ce fait, la normalisation de la fonction de phase conduit naturellement à un albédo de diffusion multiple noté ϖ_n.

L'étude de la figure 7.4 fait apparaître deux tendances : les alébdos ϖ_0 et ϖ_n augmentent avec la longueur d'onde dans tous les anneaux et **l'écart entre ϖ_0 et ϖ_n augmente avec la longueur d'onde dans les anneaux A et B uniquement**.

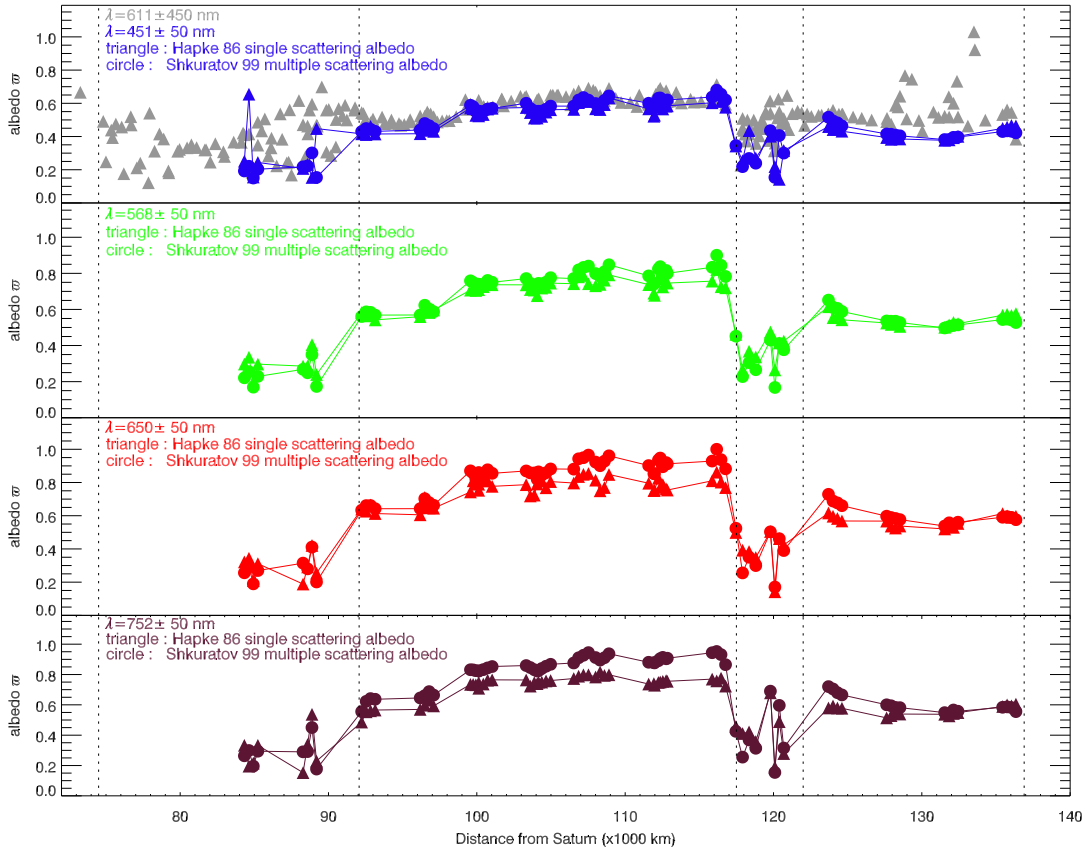


Figure 7.4 – Variations de l'albédo spectral des anneaux en diffusion simple (avec le modèle de Hapke 1986) et en diffusion multiple (avec le modèle de Shkuratov et al. 1999). On remarquera que dans le bleu (λ=451 nm) les deux albédos sont identiques, et sont mêmes très proches à l'albédo de diffusion simple des filtres CLEAR (λ=611±450 nm).

Tout d'abord, l'**augmentation de l'albédo avec la longueur d'onde** est relativement simple à comprendre : comme il a été détaillé au chapitre E page 342, l'albédo de diffusion simple correspond à un événement de diffusion et s'écrit comme le rapport du coefficient de diffusion sur le coefficient d'extinction, équation (E.8). Ces deux coefficients peuvent s'écrire en fonction de la section efficace de diffusion et d'extinction des particules. Dans le régime de l'optique géométrique où Q_{ext}=2 (voir la figure E.5 page 342), la section efficace d'extinction est constante, mais celle de diffusion ne l'est pas : elle est proportionnelle à la taille des particules qui interagissent avec le rayonnement. Comme cette taille doit toujours être au moins supérieure à la longueur d'onde d'observation et que le dénominateur est constant, ϖ_0 ou ϖ_n augmente avec la longueur d'onde. Pour ce qui est de l'augmentation de l'écart

des albédos avec la longueur d'onde, il faut déjà définir plus en détail ce qu'est ϖ_n. Il n'y a pas à proprement parler de définition de cet albédo, mais une vue de l'esprit le ferait correspondre à une moyenne des quotients $Q_{\rm scat}/Q_{\rm ext}$ associés à plusieurs événements de diffusion successifs :

$$\varpi_n = \frac{1}{n}\sum_n \frac{Q_{\rm scat}}{Q_{\rm ext}}(n) \tag{7.3}$$

où l'indice n=0 correspond à la diffusion simple. La diffusion multiple intervient certainement au niveau des plus grosses particules de régolite ($r \lesssim \lambda$), voir [Doyle et al., 1989]. Le contraste entre l'albédo de diffusion simple et l'albédo de diffusion multiple dans les anneaux sombres est nul certainement parce que leur régolite est constituée de fines poussières qui diffusent la lumière simplement ($r \ll \lambda$). Dans le cas des anneaux denses, la diffusion multiple serait due à des grains de régolite beaucoup plus grands. Comme les anneaux A et B sont plus rouges, ces gros grains diffusent plus efficacement la lumière rouge et infrarouge de nombreuses fois, augmentant alors l'écart entre ϖ_n et la diffusion simple ϖ_0, créée par les particules macroscopiques ($r \gtrsim \lambda$). S'il n'y a pas de contraste entre ϖ_0 et ϖ_n pour λ=451 nm, c'est certainement parce que l'extinction est relativement forte dans cette longueur d'onde.
Une dernière hypothèse beaucoup moins agréable serait que l'un ou l'autre des albédos soit mal calculé. J'ai donc comparé mes valeurs de ϖ_0 à l'étude de Porco et al. [2005] pour m'assurer que le niveau de l'albédo de diffusion simple du modèle de Hapke [1986] est correct.

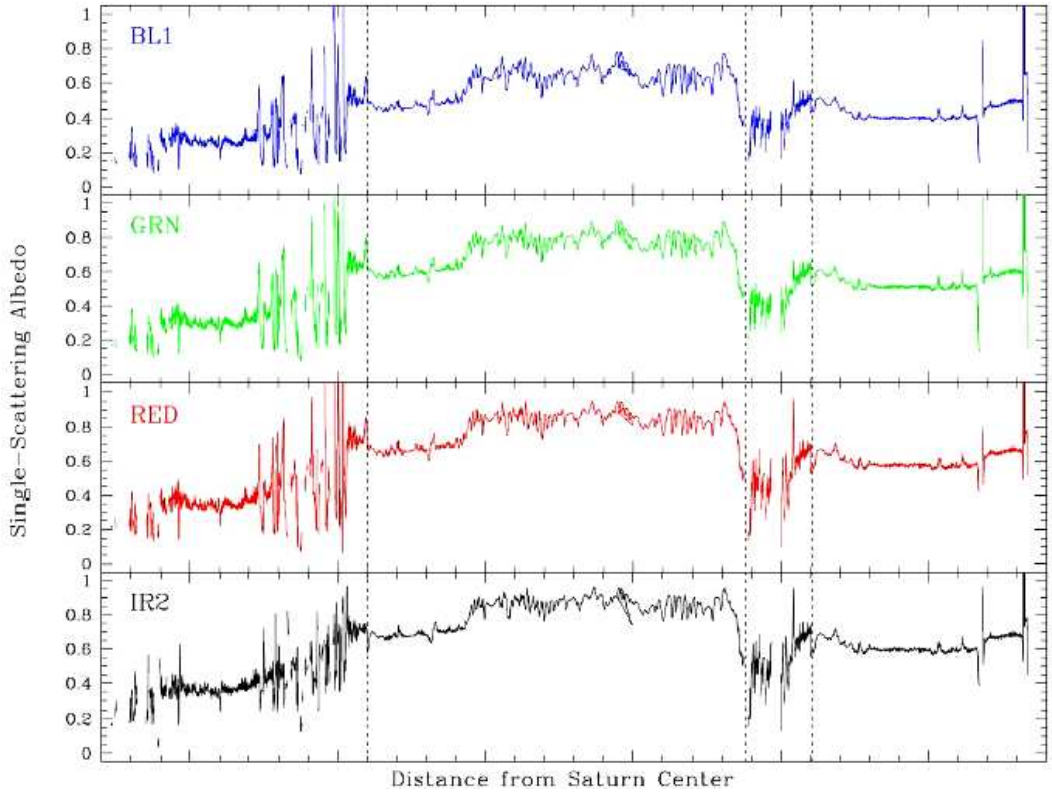


Figure 7.5 – Variations de l'albédo spectral des anneaux en diffusion simple (avec le modèle de *doubling* de Dones et al. [1993]). Tiré de (Porco et al. 2005)

Pour cette comparaison, je n'ai tenu compte que des anneaux A et B où une bonne couverture radiale est disponible pour chaque jeu de données. Pour l'anneau B, le niveau moyen de ϖ_0 est respectivement de : 0,60 ; 0,70 ; 0,80 ; 0,80 pour les filtres bleu, vert, rouge et infrarouge, ce qui est tout à fait comparable avec les albédos de Porco et al. [2005] qui valent : 0,70 ; 0,80 ; 0,90é ; 0,90 pour quasiment les mêmes filtres. Pour l'anneau A, les niveaux moyens montrent également un très bon accord (ϖ_0=0,40 ; 0,50 ; 0,55 ; 0,55 contre 0,35 ; 0,50 ; 0,55 ; 0,60 pour l'étude de Porco et al. [2005]). Par conséquent, il n'y a aucune raison de rejeter l'accroissement du décalage observé entre les albédos de diffusion simple et multiple [3] quand la longueur d'onde augmente.

[3] Cela peut toutefois être dû à l'ajustement des courbes de phase, voir le §7.2 pages 172-173.

7.2 Rougissement, extinction et composition

7.2.1 Variations de couleurs des anneaux principaux

Le choix des couleurs pour les anneaux principaux n'était pas anodin car les couleurs que j'ai choisies sont les couleurs réelles des anneaux si on pouvait les observer en couleurs [4] :
– L'**anneau C** arbore une couleur violacée très sombre, ce qui implique que cette couleur a été obtenue par synthèse soustractive des couleurs. Le violet étant le complémentaire du vert, l'anneau C absorbe en majorité les rayons verts ;
– L'**anneau B** reflète un rose pâle, indiquant que cet anneau réfléchit intensément la lumière, on est dans le cas d'une synthèse additive ;
– La **Division de Cassini** est sombre et bleutée (synthèse soustractive)
– L'**anneau A** est le second anneau brillant (synthèse additive) et présente une teinte orangé/marron.
Cependant, ces couleurs, toutes identitaires qu'elles puissent être, ne reflètent que des couleurs à un angle de phase donné. J'ai donc voulu savoir comment pouvaient se quantifier ces variations de couleurs, et si elles pouvaient s'expliquer dans un deuxième temps par les modèles. Tout d'abord, je me suis intéressée au rapport d'albédo de diffusion simple en fonction de la profondeur optique.

Rapport de couleur	$\mathscr{R}_{\varpi_0}$=f(τ)
$\mathscr{R}_{\varpi_0}$(IR1/GRN)	$1,07 + 0,03 \cdot \tau$
$\mathscr{R}_{\varpi_0}$(RED/GRN)	$1,13 + 0,03 \cdot \tau$
$\mathscr{R}_{\varpi_0}$(GRN/BL)	$1,23 + 0,08 \cdot \tau$
$\mathscr{R}_{\varpi_0}$(RED/BL)	$1,27 + 0,19 \cdot \tau$
$\mathscr{R}_{\varpi_0}$(IR1/BL)	$1,19 + 0,21 \cdot \tau$

Tableau 7.2 – Rapports de couleurs des albédos de diffusion simple (avec le modèle de Hapke 2002).

Ces rapports de couleurs montrent que les albédos des longueurs d'onde rouge et infrarouge dominent ceux des plus courtes longueurs d'onde. Ceci montre bien que les anneaux sont plus rouges et qu'ils deviennent de plus en plus rouges à mesure que la longueur d'onde augmente. Cependant ces rapports d'albédos ne reflètent pas les teintes individuelles de chaque anneau. En effet, n'oublions pas que l'albédo est le comportement global des particules intégré sur tous les angles de phase.

Les figures 7.6 et 7.7 représentent les rapports de couleurs dans le visible entre fonctions de phase [5] $\varpi_0 P(\alpha)$ correspondant au résultat de l'ajustement des modèles de Hapke [2002] et Shkuratov et al. [1999] [6]. Ces rapports de couleurs montrent que les **couleurs identitaires des anneaux varient avec l'angle de phase** et que les plus fortes variations sont principalement dans les directions de diffusion vers l'avant et vers l'arrière.
Dans la direction de **diffusion vers l'arrière**, comme nous l'avons déjà vu, **l'effet d'opposition** est très sensible à la longueur d'onde ce qui explique pourquoi les rapports de couleurs sont aussi variés dans chaque anneau. Toutefois, on note systématiquement une augmentation des rapports GRN/BL et RED/BL quand l'angle de phase diminue indiquant la diminution progressive du bleu (et ce même dans la Division de Cassini). Au contraire, la diminution du rapport RED/GRN est **en faveur du vert** et atteint même une valeur inférieure à 1 pour l'anneau C, ce qui signifie que le vert domine dans cet anneau. Ces résultats, bien que moyennés par anneau, sont inédits car les précédentes études avaient seulement noté le rougissement des anneaux [Cuzzi et al., 2002] et la récente étude de Schmude [2007] n'a pas mis en évidence de variations de couleurs entre 2 et 6°.
Dans la direction de **diffusion vers l'avant**, on note une augmentation des rapports GRN/BL et RED/BL aux grands angles de phase, conduisant à **un rougissement et un verdissement des anneaux** (ou un « dé-bleuissement »). Le rapport RED/GRN indique que **le rouge l'emporte sur le vert**, conduisant à une couleur marron commune à tous les anneaux, qui perdent de ce fait leur couleur identitaire.

[4] Les couleurs des anneaux que nous voyons, sont en fait la lumière passant à travers eux ou reflétée par eux. Cependant ces couleurs sont obtenues en ajoutant les images des filtres bleu, vert et rouge, de ce fait elles ne correspondent pas une longueur d'onde particulière. Pour restituer une telle couleur, on a recours soit à la synthèse additive de couleurs (dans le cas d'une réflexion) et à la synthèse soustractive de couleurs (dans le cas d'une absorption).
[5] Bien qu'ait été conservée la dépendance en ϖ_0, ce qui peut à première vue constituer une redondance par rapport au tableau 7.2, il est nécessaire de rappeler que la fonction de phase seule est une grandeur normalisée. Par conséquent, si on séparait ϖ_0 de $P(\alpha)$, on perdrait toute l'information.
[6] Les comportements des rapports de fonctions de phase en GRN/BL et RED/BL ne sont pas exactement identiques entre les modèles de Hapke [2002] et de Shkuratov et al. [1999], ce qui s'explique simplement par le fait que l'ajustement du modèle de Shkuratov et al. [1999] est très instable au delà de 80° d'angle de phase.

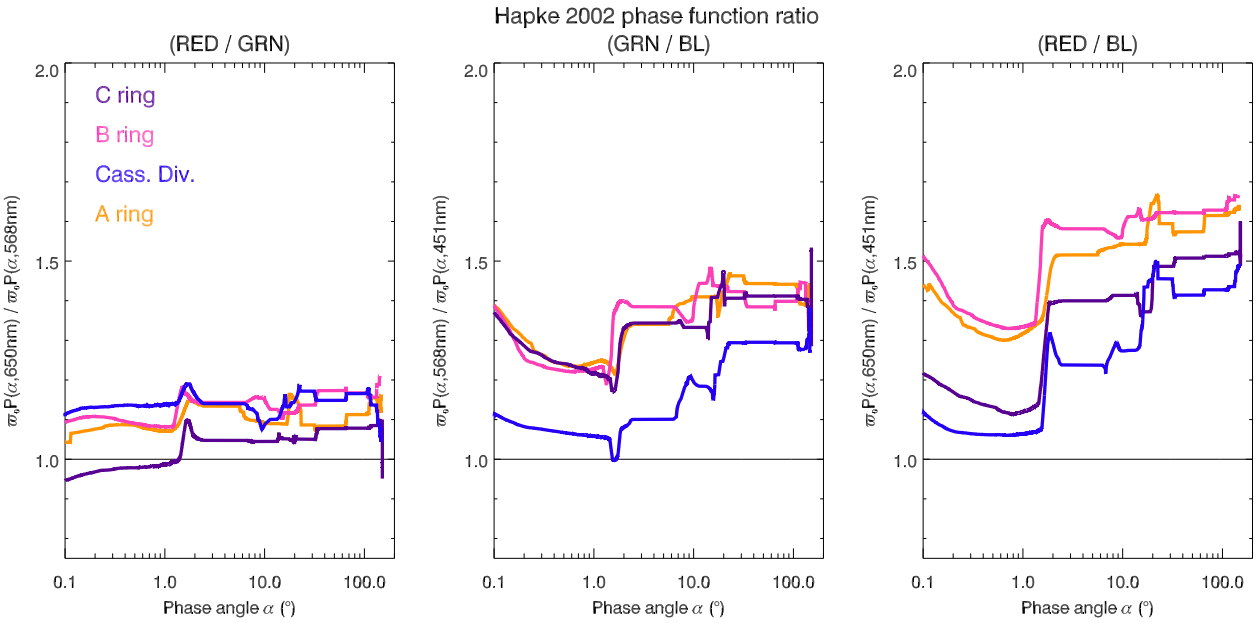


Figure 7.6 – Rapports de couleurs des fonctions de phase (avec le modèle de Hapke (2002) et la fonction de Henyey-Greenstein à 2 paramètres).

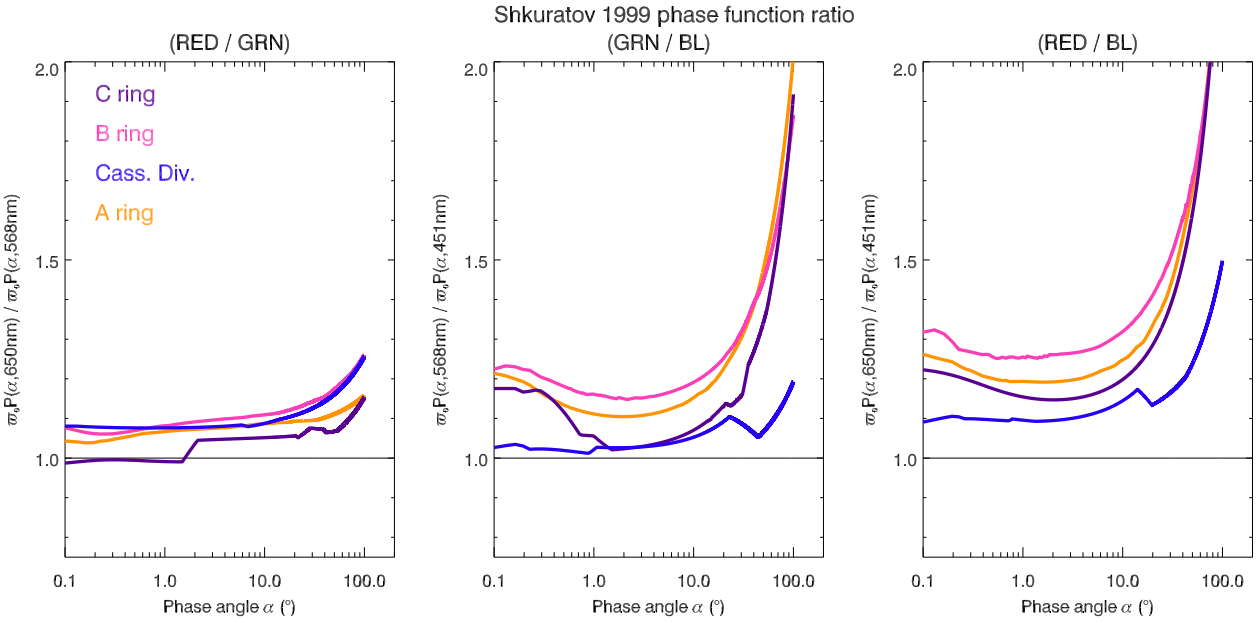


Figure 7.7 – Rapports de couleurs des fonctions de phase (avec le modèle de Shkuratov et al. 1999).

Bien qu'il vient d'être quantifié les variations de couleurs, il reste maintenant à les expliquer plus précisément avec les processus de diffusion agissant aux angles de phase concernés et à faire une étude plus fine pour des régions individuelles des anneaux (voir la figure 7.8).

Figure 7.8 – Image composite en couleurs naturelles des anneaux principaux à 70° d'angle de phase (en haut) et à 150° d'angle de phase (en bas). L'anneau C se trouve sur la gauche et l'anneau A sur la droite.

7.2.2 Composition des particules

Il est possible d'après la théorie de Hapke de calculer la composition des particules agissant dans l'albédo de diffusion simple. Cette méthode a été détaillée dans l'annexe E page 352. J'ai toutefois utilisé la méthodologie améliorée de Cuzzi & Estrada [1998] qui tient compte de la diffusion multiple. En effet, la valeur de $g(\lambda)$ influence l'histoire de la diffusion d'un photon dans la régolite et ainsi la dépendance spectrale des photons émergents. Par conséquent, l'emploi des équations (E.39) à (E.41) vues au § E.3.2 page 353 pour calculer l'albédo ϖ_λ des grains a semblé en premier lieu inadapté car ces équations ne font pas intervenir le paramètre d'anisotropie g. Le formalisme de [Van de Hulst, 1980] prend en compte les effets de la diffusion multiple anisotrope arbitraire des grains de régolite, équation (E.42) page 353, a donc été utilisé pour calculer l'albédo $\varpi_{g\lambda}$ et l'ajuster par rapport à ϖ_n.
Les ajustements n'ont pas été convainquants, ce qui m'a poussée à utiliser l'albédo de diffusion simple et la méthode initiale de Hapke [1981].

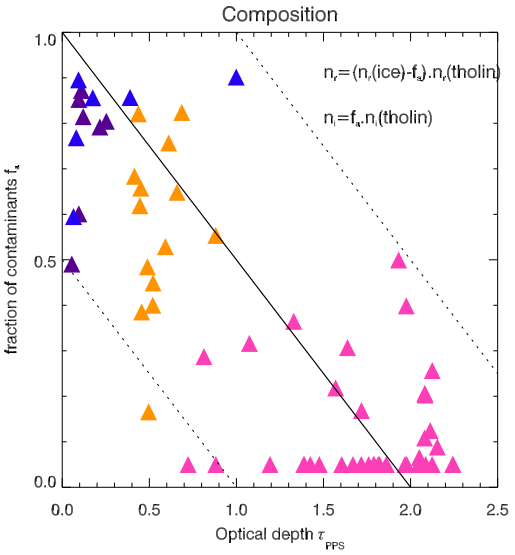


Figure 7.9 – Fraction de contaminants en fonction de la profondeur optique.

La fraction de contaminants est déterminée à partir de l'albédo de diffusion simple de Hapke [1986] et des indices de réfraction de la glace d'eau de Warren [1984] moyennés sur la largeur des filtres. D'après la figure 7.9, la fraction de contaminants est plus grande dans les anneaux C et la Division de Cassini (f_a ∼0,5-0,9) que dans les anneaux A (f_a ∼0,4-0,8) et B (f_a ∼0,1-0,6). En clair, la fraction de contaminants décroît avec la profondeur optique.

Ce résultat semble tout à fait compatible avec l'idée généralement admise que **les anneaux sombres sont plus contaminés que les anneaux brillants**, [Durisen et al., 1992 ; Cuzzi & Estrada, 1998].

En effet, ces modèles de bombardement météoritique et de transport balistique montre que les régions les plus denses ont tendance, du fait de leur masse, à conserver leur composition primordiale alors que les anneaux diffus changent rapidement de composition et s'assombrissent plus vite. Néanmoins cette hypothèse n'est vraie que sous certaines conditions. Imaginons que les anneaux principaux soient initialement constitués de glace d'eau, si le bombardement est produit par des composés neutres et sombres, il est aisé d'expliquer pourquoi l'anneau C et la Division de Cassini sont sombres mais ce modèle ne permet pas d'expliquer la rougeur des anneaux A et B. De même, si les composés extrinsèques sont rouges et sombres, on ne peut pas non plus expliquer les variations de couleurs observées car l'anneau C, par exemple, devrait être plus rouge que l'anneau B.
En revanche, si les anneaux principaux sont initialement rouges et que les composés extinsèques sont sombres et neutres, alors il devient aisé d'expliquer pourquoi les anneaux A et B sont plus rouges et pourquoi l'anneau C et la Division de Cassini sont plus sombres. Cependant, dans le détail, les variations observées en fonction de l'angle de phase ne sont expliquées par ce modèle.

Par conséquent, dans la gamme du bleu-infrarouge proche, où la lumière peut pénétrer profondément les particules (si celles-ci contiennent de la glace d'eau, voir la figure 12 page 14), le durcissement du spectre d'albédo ϖ_0 pour les anneaux A et B s'explique par un mélange de glace d'eau avec un contaminant.

7.3 Paramètre d'anisotropie g de diffusion simple

Le paramètre d'anisotropie indique si la fonction de phase de diffusion simple est principalement due à la diffusion vers l'avant (g>0) ou à la diffusion vers l'arrière (g<0). Avec la figure 7.10, on remarque tout d'abord que les g obtenus avec les courbes de phase en couleurs sont sytématiquement négatifs alors que ceux des filtres `CLEAR` ont quelques valeurs positives. Il paraît évident d'attribuer cette diminution de g à la couverture incomplète en très grands angles de phase pour les courbes de phase en couleurs. D'ailleurs, en regardant de près les courbes de phase `CLEAR`, j'ai noté que le pic de diffusion vers l'avant commençait à 176°, ce qui explique pourquoi il n'est pas possible de le voir débuter sur les courbes de phase en couleurs.

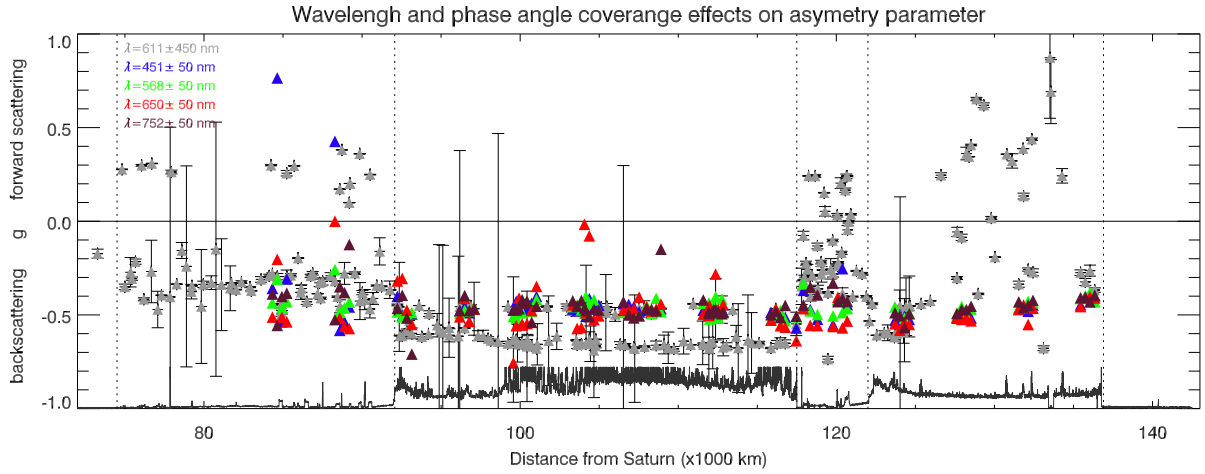


Figure 7.10 – Variation du paramètre d'anisotropie obtenu dans les courbes de phase CLEAR (0°<α<178°) et les courbes de phase en couleurs (0°<α<165°) avec le modèle de Hapke (1986) à trois et deux termes respectivement.

Avec ces valeurs positives, est donc fermé le débat sur le manque de g positifs pour les surfaces planétaires. En effet, Cuzzi *&* Estrada [1998] avaient commencé à émettre de sérieux doutes sur la **capacité du modèle de Hapke à obtenir des g positifs** pour des surfaces à fort albédo. Selon eux, le lobe de diffraction de la fonction de phase du modèle de Hapke [1986] étant peu proéminent, du fait de la proximité des particules entre elles, entraîne des valeurs de g majoritairement négatives ou nulles. Puis Cuzzi *&* Estrada [1998] ont également remis en cause la diffusion multiple isotrope de Hapke [1986]. Cependant, très peu d'utilisations de la diffusion multiple anisotrope existent, [Lumme *&* Bowell, 1981] ont amélioré la diffusion multiple en se servant des relations de similitude pour lier l'albédo réel du grain à celui d'un diffuseur isotrope équivalent [Irvine, 1975] ; alors, des valeurs moins négatives ou légèrement positives de g ont été trouvées. L'un des points les plus forts de la théorie de Cuzzi *&* Estrada était les résultats de l'application du modèle Hapke aux glaciers terrestres, pour lesquels une quantité considérable de données a été obtenue [Verbiscer *et al.*, 1990]. Ont alors été trouvés des g positifs ($g \sim 0,6$, voir tableau E.1 page 355) et il semblait difficile d'expliquer pourquoi les surfaces planétaires différaient de cette façon des surfaces glacées terrestres. [Verbiscer *et al.*, 1990] ont suggéré les puits minuscules dus aux particules chargées de la magnétosphère terrestre. Les anneaux de Saturne, contrairement aux surfaces des satellites, sont en grande partie exempts de cet effet parce que la densité magnétosphérique est nulle dans la région des anneaux. Les valeurs de [Cooke, 1991] favorisant $g = 0,3$ pour les grains dans les particules de l'anneau C, ont alors semblé indiquer qu'ils peuvent être différents de ceux sur les surfaces des satellites glacés.

Cependant, cette théorie s'écroule puisque nos valeurs de g sont fortement négatives et quelquefois positives, dans l'anneau C, la Division de Cassini et l'anneau A où l'albédo peut atteindre ϖ_0 ~0,5-0,8. Il semble nécessaire d'expliquer les valeurs du paramètre d'anisotropie en utilisant plutôt les fondements de la photométrie.

L'étude du g déduit des courbes de phase en filtres `CLEAR` en fonction de la distance à Saturne et des types d'anneau n'a pas fourni d'effet régional aussi flagrant qu'avec l'albédo de diffusion simple (voir figures G.14 et G.15 page 406), ce qui implique une corrélation monotone avec la profondeur optique.

7.3.1 Corrélation avec l'albédo ou la profondeur optique ?

Le paramètre d'anisotropie est l'un des paramètres photométriques généraux les plus décisifs. Il peut être aisément obtenu à partir de n'importe quelle fonction de phase dans le régime de Mie ou dans le régime de l'optique géométrique dans lequel on se place. J'ai voulu savoir s'il était corrélé à d'autres paramètres photométriques. En outre, comme la relation entre l'albédo et la profondeur optique n'est pas linéaire j'ai voulu savoir entre ces deux paramètres, lequel était le plus pertinent à l'égard du paramètre d'anisotropie.
Dans la figure 7.11a, est représenté g en fonction de ϖ_0 et à notre grand étonnement, cette association ne fournit pas de tendance claire. L'anneau C et l'anneau A montrent beaucoup de dispersion tandis que l'anneau B est confiné dans la région $g \sim$ -0,5 et $\varpi_0 \sim$0,6. Ces divers comportements à l'égard de l'albédo de diffusion prouvent que la relation entre ϖ_0 et g n'est pas simple, ce qui est finalement plutôt rassurant car bien qu'étant les deux caractéristiques principales de la photométrie, ϖ_0 et g décrivent des propriétés bien distinctes, liées entre elles par des relations complexes (voir §7.2).

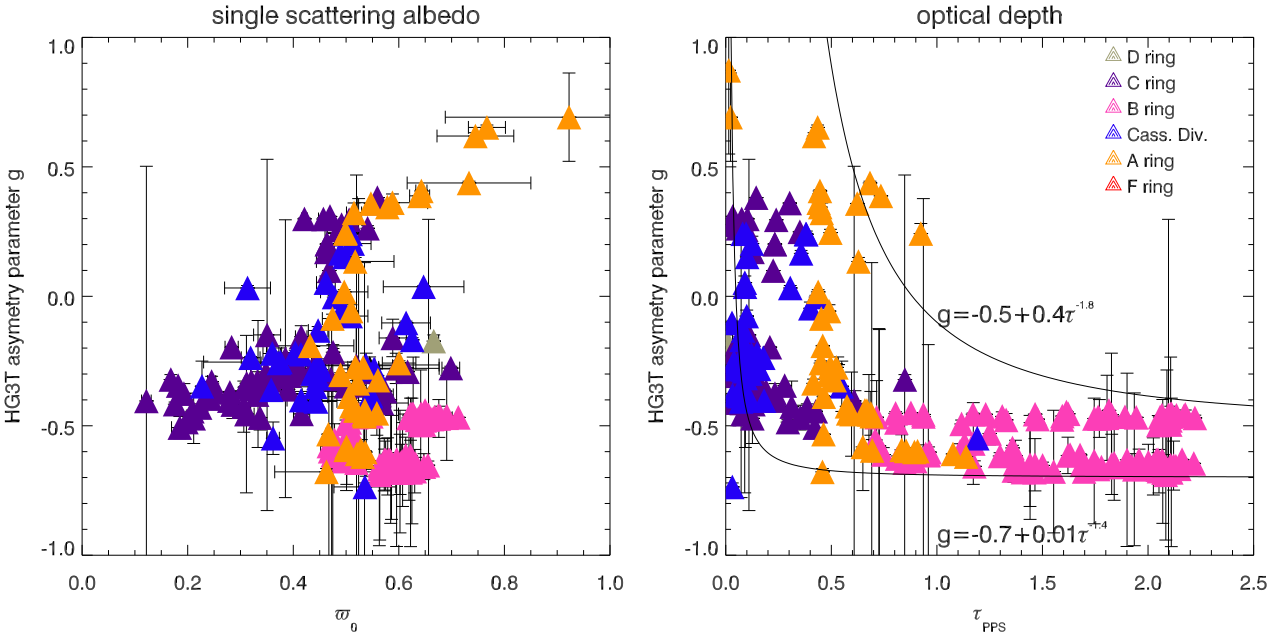


Figure 7.11 – Corrélation entre le paramètre d'anisotropie g et l'albédo de diffusion simple (à gauche) et la profondeur optique (à droite). g et ϖ_0 sont obtenus à partir du modèle de Hapke (1986) et la fonction de Henyey-Greenstein à 3 paramètres.

Si la corrélation n'est pas simple entre ϖ_0 et g, elle l'est pour τ et g qui sont clairement anti-correlés, comme le montre le seconde graphe de la figure 7.11. On trouve deux lois empiriques qui fournissent les tendances extrêmes de g et τ :

$$g = -0,5 + 0,4 \cdot \tau^{-1,8} \quad (7.4)$$

$$g = -0,7 + 0,01 \cdot \tau^{-1,4} \quad (7.5)$$

Pourquoi y-a-t'il corrélation entre le paramètre d'anisotropie et la profondeur optique ? A très faible profondeur optique, les anneaux sont constitués de très fines poussières et de ce fait, diffusent massivement vers l'avant ($g \sim 1$). A faible et moyenne profondeur optique, la capacité des particules à diffuser vers l'arrière comme vers l'avant est très forte, de sorte que les anneaux A, C et la Division de Cassini montrent des pics proéminents de diffusion vers l'avant et vers l'arrière -0,5<g<0,5 (contrairement à la théorie de Mie qui ne permet d'un pic de diffusion vers l'avant, voir la figure E.11 page 350). Enfin à forte profondeur optique, la rétro-diffusion domine et il n'y a pas de diffusion vers l'avant. De ce fait, le paramètre d'anisotropie est très faible, l'anneau B possède donc les plus petites valeurs, $g \sim$ -0,6.
A ce propos, l'anneau B qui a été très souvent comparé en terme de brillance à la surface des satellites, possède un paramètre d'anisotropie beaucoup plus petit que ceux de satellites, ceci prouve que **l'anneau B diffuse beaucoup plus efficacement la lumière vers l'arrière que les satellites** le

font. En effet, d'après le tableau E.1 page 355 qui résume les paramètres photométriques des surfaces planétaires du Système Solaire, les surfaces les plus brillantes, telles qu'Encelade, Europe, Callisto ou Triton ont des anisotropies de l'ordre de $g \sim$ -0,4.
Une fois encore (annexe F page 367), l'anneau B montre une capacité à reproduire les phénomènes de diffusion de manière bien plus efficace que les satellites et **l'ensemble des comportements diffusifs des anneaux de Saturne fournit un panel bien plus étendu** que celui fourni par les surfaces planétaires.

7.3.2 Saturation avec la profondeur optique

On remarque enfin la **saturation de g à partir de τ>1** dans l'anneau B . Ceci rappelle très fortement la **saturation des paramètres morphologiques** liés au pic d'opposition (A et HWHM) à partir de τ>1, voir le chapitre 6, figures 5.10 page 126 et 6.3 page 149.
Il est remarquable de voir que tant la rétro-diffusion que la rétro-diffusion cohérente sont marquées par cette saturation à forte profondeur optique. Comment pourtant l'expliquer puisque les deux phénomènes ne dépendent pas des mêmes particules.
Tout d'abord, la rétro-diffusion cohérente, comme vue aux §6.4.2 et §6.4.3 page 160 s'explique en grande partie par la **taille des grains de régolite** :
– l'amplitude décroît quand la taille des grains augmente
– la largeur à mi-hauteur est maximale quand la taille des grains vaut $\lambda/2$ puis décroît quand la taille des grains augmente.

De ce fait, si la taille des grains est grande, A et HWHM seront faibles tous les deux et c'est bien ce qui a été observé pour l'anneau B. Concernant la saturation des paramètres A et HWHM, elle semble indiquer que les particules de l'anneau B sont toutes recouvertes de grains faisant la même taille. De sorte qu'il y ait une invariance en fonction de la profondeur optique (Je reviendrai sur la distribution de taille des grains dans le §7.5).
Comment maintenant expliquer dynamiquement que les particules des anneaux très denses (τ>1) aient une taille constante et élevée de grains microscopiques ?
Attention, il ne s'agit pas de dire qu'il n'y a pas de grains microscopiques dans l'anneau B, puisque les *spokes* sont observés dans cet anneau et d'après les modèles, sont de l'ordre d'une dizaine de micromètres. Ce qui est affirmé, c'est qu'en relatif, l'anneau B possède les grains microscopiques les plus grands par rapport à ceux de l'anneau A, de la Division de Cassini et de l'anneau C [7]. Par exemple, avec la théorie de Shkuratov et al. [1999], on trouve des tailles de $d/\lambda \sim$40 à 80 (contre $d/\lambda \sim$10-60 pour l'anneau A), voir la figure 6.10 page 160, et avec le modèle de Hapke [2002], un rapport de taille de $r_p/\lambda \sim$0,2 à 10, voir la figure 6.12 page 162.
Dynamiquement, les **collisions sont plus fréquentes et douces** dans l'anneau B (car la fréquence des collisions est de l'ordre de $\Omega\tau$ et la vitesse aléatoire est de l'ordre de ΩH, Ω est la vitesse angulaire, voir page 22), ce qui peut expliquer qu'il y ait peu de débris à l'issue des collisions. De plus, les collisions douces sur une surface poreuse auront tendance à gommer les irrégularités.
Ainsi, les collisions douces dans les anneaux denses peuvent lisser la surface des particules. C'est d'ailleurs ce qui explique pourquoi les régions les plus denses des anneaux sombres (anneau C et Division de Cassini) ont des albédos proches de zéro tandis que les régions brillantes et denses ont des albédos très élevés.

Par conséquent, il semble cohérent, tant au niveau de rétro-diffusion que de la rétro-diffusion cohérente d'invoquer pour l'anneau B des **grains microscopiques assez grands** et des **surfaces de particules suffisamment lisses** pour qu'il y ait d'une part saturation de g et d'autre part saturation de A et HWHM. Avec la dynamique, il y donc concordance des résultats de l'étude morphologique avec ceux de la présente étude photométrique.

[7] Il est également possible d'envisager qu'une petite fraction de grains de l'ordre du micromètre soit présente dans l'anneau B, mais en si faible proportion qu'elle ne provoque pas d'effet important

7.3.3 Informations sur les diffuseurs

Peut-on justement avec la photométrie identifier les régions possédant les plus fines poussières de ceux qui ont les plus gros diffuseurs ?
Avec la représentation empirique de McGuire & Hapke [1995], je me suis attachée à identifier la nature même des diffuseurs grâce aux paramètres b et c de la fonction de Henyey-Greenstein à deux termes. Dans la figure 7.12, les valeurs de b et c de nos courbes de phase en filtres `CLEAR` sont affichées.

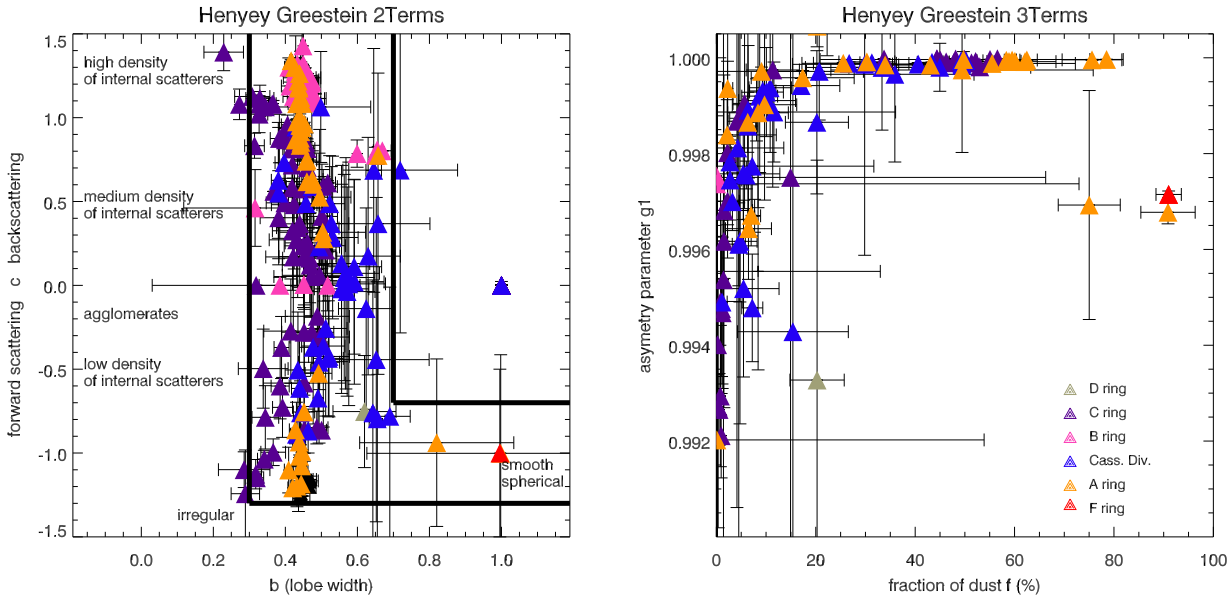


Figure 7.12 – Variations des paramètres de l'asymétrie du modèle de Hapke [1986] avec les courbes de phases CLEAR pour les fonctions Henyey-Greenstein à 2 paramètres (b et c) et à trois paramètres (g_1, g_2 et f).

Comme défini par McGuire & Hapke [1995], nos données se répartissent sous la forme d'un « L ». Cette lettre fournit deux types d'informations :
- **La densité des diffuseurs**. Pour une largeur de lobe b de diffusion vers l'avant (c<0) ou l'arrière (c>0) proche de 0,3-0,4, une forte densité de diffuseurs se caractérise par des valeurs positives et grandes de c. Cette densité tend à décroître avec c et les plus faibles densités sont décrites pour $c \sim$ -0,7 et $b \sim$0,5.
- **La forme des diffuseurs**. Elle est définie essentiellement pour la diffusion vers l'avant. Lorsque $c \sim$ -0,2, les particules qui diffusent vers l'avant sont principalement des agrégats. Quand c diminue, la forme devient de plus en plus lisse de sorte que pour $c \sim$ -0,9 et $b \sim$0,5 les diffuseurs ont une forme irrégulière et pour $c \sim$ -0,9 et $b \sim$0,8 la forme prépondérante soit sphérique et lisse.

Par conséquent, on trouve avec cette représentation que la totalité de l'anneau B possède une forte densité de diffuseurs. Ceci explique pourquoi les valeurs de g sont aussi fortement négatives, du fait de la proximité des diffuseurs, leur lobe de diffraction interfère et sera très faible. Une bonne moitié des structures des anneaux A, C et de la Division de Cassini rejoint cette catégorie. L'autre moitié possède une faible densité de diffuseurs caractérisés par des agglomérats ou une forme irrégulière. Seules quelques régions de la Division de Cassini, avec les annelets des anneaux A, D et F ont une forme lisse et sphérique.

7.3.4 Fraction de poussières

En dernier lieu, étudions le troisième paramètre de la fonction de Henyey-Greenstein à trois termes : la fraction de poussières. Ces poussières, à l'instar des grains sont des particules libres (c'est-à-dire non rattachées à la surface des particules) et très fines de sorte que leur lobe de diffraction couvre une large gamme d'angles de phase.

J'ai voulu caractériser ces poussières (tableau 7.3), tout d'abord avec la profondeur optique puisqu'il est possible de la calculer à partir de la fraction de poussières f :

$$\mathrm{f} = \frac{\tau_{\mathrm{dust}}}{\tau_{\mathrm{total}}} \tag{7.6}$$

D'autre part, j'ai pu calculer l'albédo de simple diffusion de ces poussières, qui est donné en fonction des albédos de diffusions simple et multiple, voir Doyle et al. [1989] :

$$\varpi_0 = \mathrm{f} \cdot \varpi_0^{\mathrm{dust}} + (1 - \mathrm{f}) \cdot \varpi_n \tag{7.7}$$

Comme la fraction de poussières est déduite des filtres `CLEAR` (puisque seul ce jeu de données possède le pic de diffusion vers l'avant), et les albédos de diffusion multiple sont déterminés à partir des filtres en couleur (avec le modèle de Shkuratov et al. [1999]), il ne nous restait plus qu'une dizaine de structures pour décrire le comportement des poussières. Sont rassemblées dans le tableau qui suit les caractéristiques principales des poussières par anneau. Cependant, il faut être clair, les gammes de valeurs en ma possession sont restreintes par le manque de données radiales des courbes en couleurs et ne représentent en aucun cas les gammes de valeurs absolues pour chaque anneau.

	f	τ_{dust}	ϖ_0^{dust}
Anneau C	0,3-50 %	0,008-0,09	0,4-1,0
Anneau B	0,1- 0,2%	0,001-0,003	1,0
Division de Cassini	5,0-40 %	0,002-0,2	0,3-0,7
Anneau A	7,0-70 %	0,020-0,2	0,3-0,9

Tableau 7.3 – Caractéristiques principales des poussières des anneaux de Saturne : fraction, profondeur optique et albédo de diffusion simple.

Les fractions de poussières trouvées ici sont étonnamment grandes dans l'anneau A en particulier où la fraction peut atteindre 70 % (et même plus avec les données `CLEAR` présentées au graphique de droite de la figure 7.12). En effet, Dones et al. [1993] s'étaient intéressés à la remontée de la fonction de phase en transmission, et ils avaient supposé une fraction de 5 %, induisant un pic de diffusion vers l'avant à partir de 140°. Ce qui a été observé, c'est une remontée de la fonction de phase très tardive, aux environs de $\alpha \sim 178^{\mathrm{o}}$, de sorte qu'avec nos données en couleurs presque complètes ($0^{\mathrm{o}}<\alpha<165^{\mathrm{o}}$), il n'a pas été possible d'observer le pic très étroit et fin de diffusion vers l'avant. Ceci implique deux choses : si la diffusion vers l'avant est tardive et brutale, elle est causée par des **poussières hautement compactées et aux formes irrégulières**. C'est ce qui explique pourquoi il y a si peu de diffuseurs sphériques et lisses dans la représentation en « L » de McGuire *&* Hapke [1995]. La seconde implication est l'albédo de ces poussières, plus le pic est fin avec une forte amplitude et plus l'albédo sera proche de 1, cependant les relations entre la largeur et l'amplitude du pic de diffusion vers l'avant et l'albédo des poussières ainsi que la fraction de poussières ne sont pas encore bien établies.

En revanche, mes valeurs pour l'anneau B concordent avec l'étude photométrique des *spokes* de l'anneau B menée par Dolyle et al. [1989]. L'albédo de diffusion simple des poussières était de 0,85, contre $\varpi_0^{\mathrm{dust}} \sim 1$ dans la présente étude. Cependant, la fraction de poussières déduite par leur étude (1 à 2 %) est plus grande que celle que nous avons trouvée (f∼0,1-0,2 %), ce qui semble logique puisque je n'ai pas utilisé d'images où les *spokes* étaient clairement visibles. Ceci induit un écart d'un facteur 10 entre notre profondeur optique : τ_{dust} ∼0,001-0,003 et celle de Doyle et al. [1989], (0,015-0,03).

Pour l'anneau C et la Division de Cassini, on trouve des fractions de poussières de l'ordre de 50 % et des albédos très grands : ϖ_0^{dust} ∼0,7-1,0. En résumé, bien que ces anneaux soient très sombres, une fraction non négigeable de poussières leur permet de diffuser vers l'avant efficacement. Ces poussières possèdent certainement des caractéristiques dynamiques proches des particules de ces anneaux, car les valeurs de profondeur optiques trouvées sont similaires. On peut donc considérer dans le cas de ces anneaux sombres que les poussières sont des particules à fort albédo, injectées en quantités substantielles.

Quittons les paramètres photométriques basiques pour passer à des caractéristiques physiques plus générales, à savoir en premier lieu la rugosité macroscopique de la surface.

7.4 Rugosités macroscopiques

7.4.1 Définition d'une rugosité par la mesure et la théorie

Sur Terre, on définit la rugosité comme étant le résultat de la modification microgéométrique d'une surface, provoquée par le bombardement intensif de cette surface. Apparaissent alors des aspérités appelées « pics » et des cavités appelées « creux ». Sur une coupe perpendiculaire à la surface traitée, les pics et les creux se répartissent également de part et d'autre d'une *ligne centrale* (moyenne algébrique) appelée aussi *ligne moyenne*.
La rugosité d'une surface donnée peut être déterminée par la mesure d'un certain nombre de paramètres. On peut citer notamment, parmi les plus utilisés :
– L l'échelle dominante de la rugosité horizontale.
– R_a Écart-type des irrégularités verticales, ou moyenne arithmétique des valeurs absolues des distances entre pics R_p et creux successifs R_c (voir diagramme de la figure 7.13). R_a correspond à la différence entre cette distance moyenne et la *ligne centrale*. On admet couramment que cette notion synthétise approximativement les différents paramètres dans la rugosité (R_t, R_p et R_t, voir la figure 7.13).

De tels paramètres peuvent être obtenus par les mesures radar, voir par exemple [Palliou et al., 1998], et sont souvent liés à une fonction d'auto-corrélation entre R_a et L. Les mesures radar indiquent **dans le cas des anneaux de Saturne que la rugosité verticale R_a est de l'ordre du centimètre**, soit de l'ordre voire plus grande que la longueur d'onde d'observation (voir § page 19). Ces mesures ont également montré que la rugosité des anneaux était plus élevée dans l'anneau B que dans les anneaux A et C [Ostro et al., 1980, 1982 ; Nicholson et al., 2005]. Assez naïvement, il a été longtemps suggéré que ces notions n'étaient pas forcément adaptées pour les particules des anneaux de Saturne, ces dernières ne consituant pas une surface solide. Les travaux de Zebker et al. [1985], qui sondent les mêmes longueurs d'onde que les mesures radar, impliquent que les petites particules jouant un rôle effectif sont de l'ordre du centimètre et les plus grosses sont de l'ordre du mètre, indiquant que **les mesures radar reflètent réellement la surface des plus grosses particules ou au moins celle de plusieurs petites**.

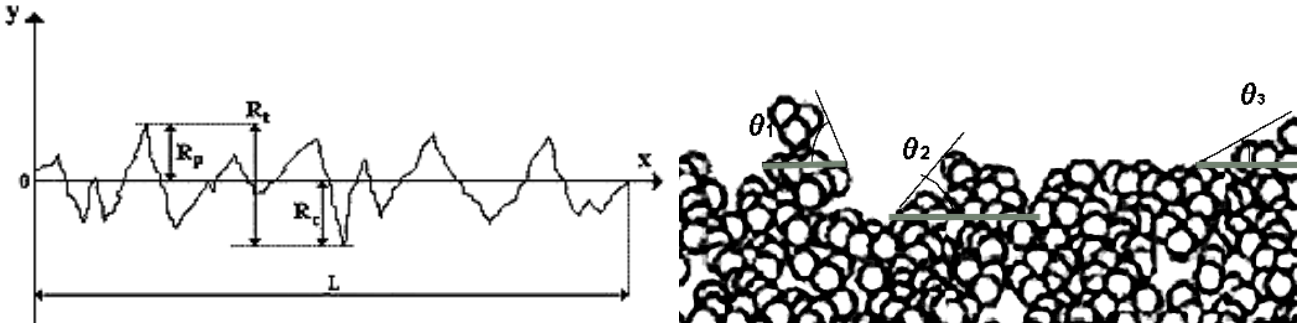


Figure 7.13 – Représentation schématique d'une rugosité définie par les longueurs et la rugosité de Hapke (1986) définie par des angles. R_c, R_p et $R_t = |R_p + R_c|$ ainsi que $\bar{\theta}$ sont définis dans le texte.

Cependant, comment comprendre maintenant une *rugosité angulaire*, telle que définie dans le modèle de Hapke [1986] ? Revenons tout d'abord sur la théorie de Hapke [1986]. Elle fait intervenir des éléments de surface lisses, légèrement plus grands que la longueur d'onde et inclinés selon une distribution d'angles. Ces éléments de surface sont appelés des *facettes*. La normale à chaque facette est décrite par une fonction de distribution $a(\theta)$ où θ représente l'angle entre la surface de la facette et l'horizon.
On se rend compte qu'avec la rugosité angulaire, se perd l'information sur la ligne moyenne, car l'inclinaison de chaque facette n'est pas définie par rapport au même plan horizontal : comme le montre

la figure 7.13, on peut définir des angles θ_1, θ_2, θ_3 pour une surface par rapport à un niveau qui sera différent dans chaque cas.

De plus, la fonction de distribution des angles $a(\theta)$ suppose que les phénomènes qui entrent en jeu dans la modification de la rugosité ont un comportement statistique aléatoire. Cette hypothèse semble particulièrement adaptée pour la majorité des surfaces planétaires (puisque le bombardement météoritique d'une surface est généralement admis pour être aléatoire). Cependant, cette hypothèse isotrope n'est pas valide pour des surfaces érigées par des phénomènes directionnels (dépôts marins, transport éolien) ou des surfaces glacées présentant des rainures dans une direction privilégiée (par exemple les surfaces d'Europe et de Miranda vues à haute résolution). Hapke [1986, 1993] décrit la fonction $a(\theta)$ par une distribution gaussienne :

$$a(\theta) = Ae^{-B\tan^2\theta}\sin\theta\ \mathrm{d}(\tan\theta) \tag{7.8}$$

$A = \frac{2}{\pi}\tan^2\bar{\theta}$ et $B = \frac{1}{\pi}\tan^2\bar{\theta}$ sont des constantes de normalisation dépendant explicitement de $\bar{\theta}$ qui est donné par :

$$\tan\bar{\theta} \equiv \frac{2}{\pi}\int_0^{\pi/2} a(\theta)\tan\theta\ \mathrm{d}\theta \tag{7.9}$$

Puis la fonction de rugosité $S(i, e, \alpha; \bar{\theta})$ est multipliée à la fonction de phase et $\bar{\theta}$ est déterminée par rapport à la décroissance de cette fonction pour $0^o<\alpha<180^o$. Si S ne varie pas entre 0 et 180°, $\bar{\theta}=0^o$, si S est constant entre 0 et 70°, $\bar{\theta}<10^o$, mais si S décroît fortement entre 0 et 180° alors $\bar{\theta}$ augmentera graduellement entre 10 et 90°.

Ainsi, l'angle moyen $\bar{\theta}$ peut théoriquement prendre toutes les valeurs [8] entre 0 et 90° comme le montre la figure 7.14 ci-contre où j'ai décrit plusieurs surfaces pour lesquelles la rugosité macroscopique $\bar{\theta}$ est de 15, 45 et 90°, toutefois la dernière possibilité où $\bar{\theta} \sim 90^o$ est peu crédible.
Il n'est d'ailleurs pas certain qu'une surface planétaire puisse prendre toutes les valeurs entre 0 et 90°. En sédimentologie, les effets de l'érosion, de la gravité, des dépôts marins ou de transport éolien sculptent les surfaces terrestres et seuillent la valeur de la rugosité macroscopique à environ 40°. D'autre part, des études sur les dunes de sable montrent qu'elles s'éffondrent si la rugosité macroscopique (l'échelle entre les pics et les creux de la dune) est supérieure à 40°.
Cependant les surfaces des objets du Système Solaire sans atmosphère sont recouvertes de régolite qui n'est pas soumise à une érosion éolienne ou fluviatile. De ce fait, les rugosités peuvent être plus grandes que celles que l'on peut trouver sur Terre puisque la régolite est très poreuse et peut prendre des formes très extrêmes. Pourtant $\bar{\theta}$ reste généralement inférieure à 40°, d'après le tableau E.1 page 355. En effet $\bar{\theta}$ est compris entre 6 et 35° pour les planètes et satellites sans atmosphère du Système Solaire, les surfaces les plus lisses (du moins aux $\bar{\theta}$ les plus faibles) étant Ganymède et Mars [9] et les plus rugueuses (avec les $\bar{\theta}$ les plus élevés) sont Phobos, Io et Mimas.

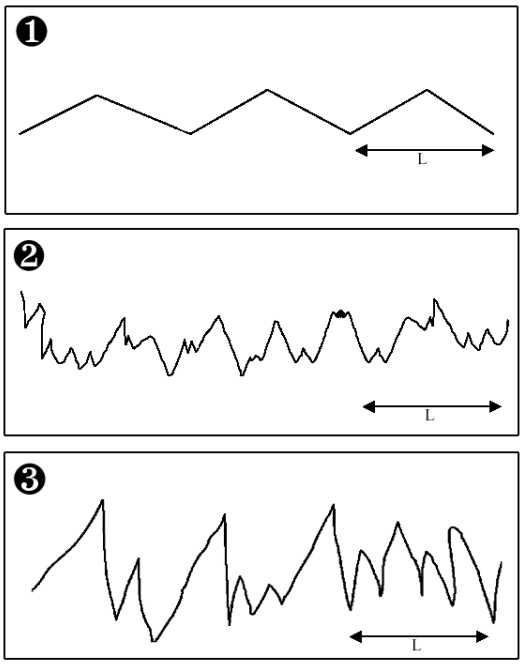


Figure 7.14 – Variation de la rugosité angulaire en fonction de l'inclinaison des facettes (L est l'échelle de la rugosité calculée $L \gg \lambda$).

[8] Cependant Hapke [1993] suggère que $\bar{\theta}$ ne soit pas supérieur à 60°, d'un point de vue purement mathématique, car $S(i, e, \alpha; \bar{\theta})$ devient instable pour des angles $\bar{\theta}>60^o$.

[9] La valeur $\bar{\theta}=6^o$ d'Encelade trouvée par Verbiscer & Veverka (1994) est exclue, car leur courbe de phase est définie entre 13 et 43° d'angle de phase, et la fonction de rugosité $S(\bar{\theta}, \alpha, i, e)$ de Hapke (1986) est valide pour des angles supérieurs à 90°. L'étude photométrique menée par Maurin (2007) avec les images Cassini d'Encelade fournit des valeurs de rugosité macroscopique $\bar{\theta} \sim 24{,}7^o$ en filtres CLEAR et InfraRouge.

7.4.2 Comportement de la rugosité macroscopique de Hapke (1986)

Intéressons nous dès à présent au paramètre de rugosité $\bar{\theta}$ de Hapke [1986] obtenu avec les courbes de phase `CLEAR`, figure 7.15. On remarque globalement que $\bar{\theta}$ est compris entre 0 et 65°, ce qui est nettement plus grand que les rugosités macroscopiques trouvées pour les satellites. A première vue, **les anneaux de Saturne sont donc plus rugueux que les satellites du Système Solaire**.
Ceci pourrait être interprété dans un premier temps comme un effet de résolution, rappelons que l'échelle à laquelle intervient la rugosité macroscopique est comprise entre 100 λ et la taille du pixel d'après Cord [2003], Shepard & Campbell [1998], Helfenstein & Shepard [1999]. Dans ce cas, d'après la figure 5.20, les résolutions radiales des images `CLEAR` varient entre 1 km et 100 km, de plus la longueur d'onde des filtres `CLEAR` est de l'ordre de 0,611 μm. De ce fait, l'échelle de rugosité pour les anneaux de Saturne est de l'ordre de 60 μm-100 km. Celle des images Voyager des satellites est globalement plus grande car les fonctions de phase proviennent de courbes où la majorité du disque est présente sur l'image (voir tableau E.1 pour les références). Ainsi la rugosité macroscopique serait mesurée sur une échelle plus grande (60 μm-1 000 km), ce qui pourrait diminuer significativement les valeurs de $\bar{\theta}$.
Mais il y a un autre effet qui pourrait intervenir, les anneaux de Saturne ne sont pas une surface solide, et les facettes peuvent être interprétées comme des particules en suspension, pouvant alors conduire à une rugosité plus importante. Les simulations numériques de Shkuratov et al. [2005] montrent d'ailleurs qu'une surface faite d'agrégats de particules en suspension ont une fonction de phase avec une pente plus raide pour les angles α compris entre 0 et 135° (donc une rugosité macroscopique plus importante) qu'une surface plane de densité similaire.

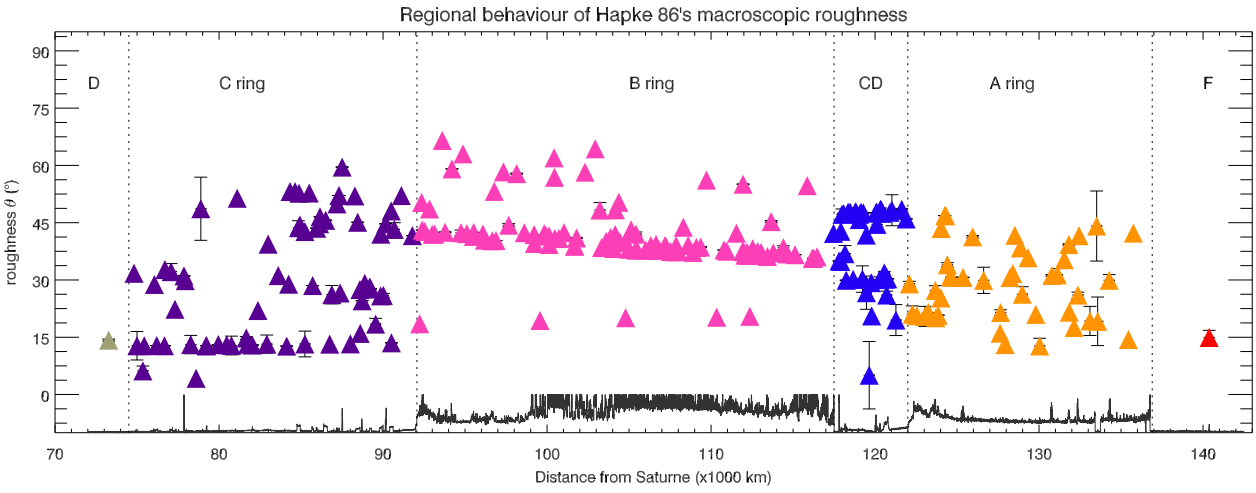


Figure 7.15 – Comportement général du paramètre de rugosité macroscopique $\bar{\theta}$ obtenu par ajustement des courbes de phases en filtres CLEAR (λ=611±450 nm) avec le modèle de Hapke (1986) et la fonction de Henyey-Greenstein à 3 paramètres.

Ici, $\bar{\theta}$ est globalement invariant en fonction du *type d'anneau*, par contre les effets régionaux entre *types d'anneau* mitoyens (et notamment aux transitions entre les anneaux principaux) sont très marqués. De ce fait, trois tendances générales réparties principalement en fonction des anneaux diffus et denses sont observées :

❶ L'anneau C et la Division de Cassini se distinguent par des valeurs de $\bar{\theta}$ similaires, car globalement comprises entre 5 et 50° ;

❷ les anneaux denses possèdent des rugosités macroscopiques sensiblement plus grandes (en particulier pour la limite inférieure) : l'anneau A possède une rugosité $\bar{\theta}$ très dispersée autour de la valeur moyenne $\bar{\theta}$ ∼30° qui est comprise dans la gamme 15-50° tandis que l'anneau B possède une rugosité comprise entre 20-65° ;

❸ enfin, deux comportements régionaux semblent très pertinents dans les anneaux C et B. Tout d'abord dans l'anneau C, les régions internes et centrales possèdent une rugosité macroscopique très faible $\bar{\theta}$ ∼15° qui va augmenter substantiellement avec la distance à Saturne de sorte que les

régions externes ont une rugosité macroscopique plus élevée ($20^o < \bar{\theta} < 15^o$). Au contraire, l'anneau B montre une claire décroissance de $\bar{\theta}$ qui semble corrélée à la distance à Saturne.

Il faut donc expliquer ces tendances, et surtout expliquer comment des effets régionaux entre régions de profondeur optique très différentes (transitions anneau C/anneau B et Division de Cassini/Anneau A) peuvent intervenir.

Tout d'abord, il semble évident que la rugosité $\bar{\theta}$ ne peut pas être associée à la rugosité d'une particule (**rugosité microscopique**), avec laquelle il a été possible d'expliquer qualitativement les effets d'albédos à l'aide de considérations de dynamique collisionnelle sur la **surface d'une particule**. En effet, ici on remarque que l'anneau B possède un $\bar{\theta}$ qui est plus grand que dans les régions ténues de l'anneau C (typiquement les régions internes et centrales), soit en généralisant une rugosité macroscopique plus grande dans les anneaux denses. Or la rugosité microscopique est censée être petite (surface d'une particule plus lisse) dans les anneaux denses. De ce fait, pour expliquer les trois tendances, il faut invoquer d'autres processus que les collisions entre particules. Comme l'échelle de rugosité est sur de grandes échelles qui dépassent la taille d'une simple particule, on peut toujours imaginer des collisions, mais cette fois entre agrégats de particules. A l'**échelle macroscopique**, l'élément de surface peut donc être considéré comme la **surface d'un agrégat**.

Les simulations dynamiques basées sur l'étude des astéroïdes ont longuement étudié la nature des agrégats et ont montré qu'une forme gravitationnellement et collisionnellement stable est celle du « tas de gravats » (traduit de l'anglais *rubble pile*, voir [Richardson et al., 2002] pour une revue). Cet objet peut posséder une distribution de taille, une porosité et des forces de cohésion interne. Richardson et al., [2002] ont d'ailleurs montré que deux formes d'agrégats peuvent exister en fonction de la porosité et des forces de cohésion des *rubble piles*, voir la figure 7.16.

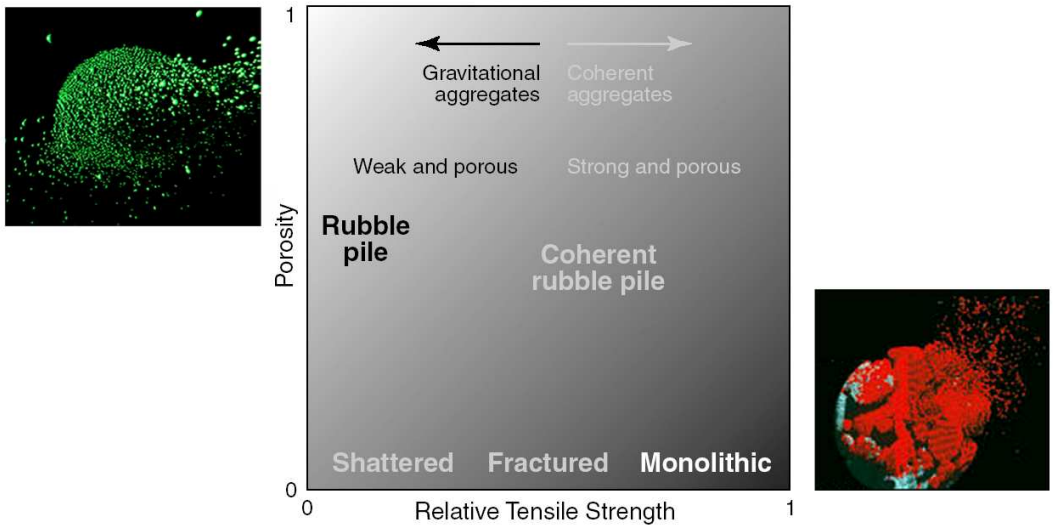


Figure 7.16 – Variation de la rugosité macroscopique par étude de la forme d'un agrégat de type *rubble pile*. Tiré de (Richardson et al., 2002 ; Michel et al., 2001, 2002)

Si les forces de cohésion sont fortes à l'intérieur du *rubble pile*, celui-ci est forcément compact (donc à faible porosité) et il aura une forme monolithique du fait de la prépondérance de la compaction. En d'autres termes, on peut attendre de ce type d'agrégats d'avoir une rugosité macroscopique faible. En revanche, si les forces de cohésion sont faibles et que le *rubble pile* est fortement poreux, la gravité sera prépondérante et l'agrégat aura une forme irrégulière.

Comment maintenant relier la porosité et les forces de cohésion d'un *rubble pile* aux propriétés connues des particules des anneaux de Saturne ? Les mécanismes de formation d'agrégats sont liés aux collisions entre particules individuelles. Si les collisions sont violentes, la formation d'agrégats peut se faire par compaction de particules : l'agrégat sera donc moins poreux et plus monolithique. Si les collisions sont douces, les mécanismes de collage peuvent opérer et l'agrégat aura une forme irrégulière, car hautement poreux et très fragile.

Par conséquent, dans les régions de faible profondeur optique où les collisions s'effectuent à vitesse d'impact élevée, les agrégats de particules ont tendance à être plus lisses, vraisemblablement à cause de

la prépondérance de la compaction collisionnelle sur la formation d'agrégats hautement poreux. Ceci explique notre première tendance selon laquelle l'anneau C et la Division de Cassini ont une rugosité macroscopique $\bar{\theta}$ ∼30°±20°.
De plus, si les douces collisions favorisent la formation d'agrégats, les anneaux A et B peuvent substantiellement être plus rugueux ($\bar{\theta}$ ∼40°±20°) que les régions les plus ténues de l'anneau C et la division de Cassini. Ceci rejoint les résultats des simulations dynamiques qui soutiennent également la forme rugueuse des anneaux denses [Wiedenschilling *et al.*, 1984].
Enfin, la décroissance de $\bar{\theta}$ dans l'anneau B semble être liée à un effet de profondeur optique (τ augmente avec la distance à Saturne), donc dans le prochain paragraphe la nature des corrélations qui peuvent exister entre la rugosité macroscopique et la profondeur optique sera déterminée.

7.4.3 Corrélations des rugosités de Hapke et Shkuratov avec la profondeur optique

Étudions maintenant la corrélation entre la rugosité macroscopique $\bar{\theta}$ de Hapke et la profondeur optique, figure 7.17. Dans cette figure est également représentée la rugosité macroscopique de Shkuratov et al. (1999).

La rugosité de Hapke montre globalement une augmentation de $\bar{\theta}$ avec la profondeur optique, et les comportements extrêmes du nuage de points se trouvent bien représentés par les lois empiriques suivantes :

$$\bar{\theta} = 70 + 4 \cdot \ln \tau \quad (7.10)$$
$$\bar{\theta} = 20 + 4 \cdot \ln \tau \quad (7.11)$$

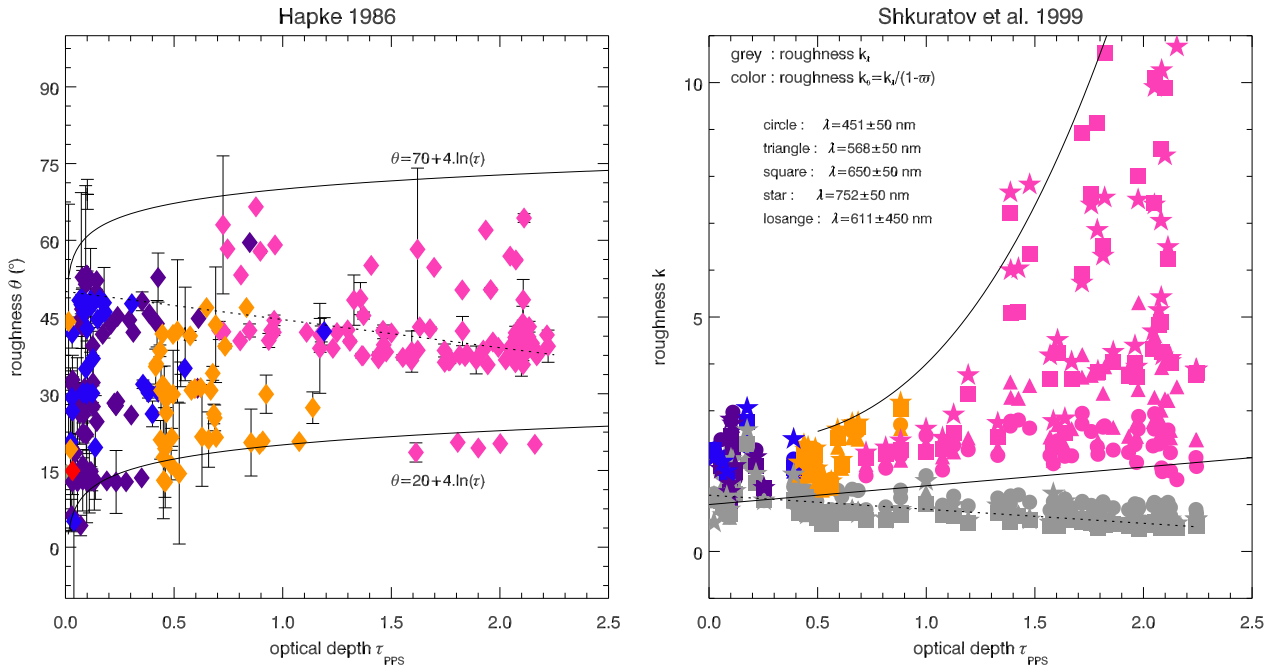


Figure 7.17 – Corrélation des rugosités macroscopiques de Hapke (1986) et Shkuratov et al. (1999) avec la profondeur optique des anneaux.

Cependant, un ensemble de points dans la représentation $\bar{\theta} = f(\tau)$ semble indiquer une décroissance de $\bar{\theta}$ avec la profondeur optique (représentée en traits pointillés sur la figure 7.17), et pourrait remettre en cause notre explication sur la formation d'agrégats dans les régions denses. Toutefois, il est probable que la rugosité macroscopique calculée soit soumise à un effet d'albédo.

Une récente étude de Shkuratov et al. [2005] a montré que l'albédo de diffusion simple intervenait dans la rugosité macroscopique de Hapke [1986]. En simulant une surface de rugosité macroscopique aléatoire suivant une distribution gaussienne, et en obtenant une fonction de phase par une méthode classique de lancer de rayons (*ray-tracing*), plusieurs valeurs de la rugosité macroscopique $\bar{\theta}$ de Hapke [1986] ont pu être trouvées.

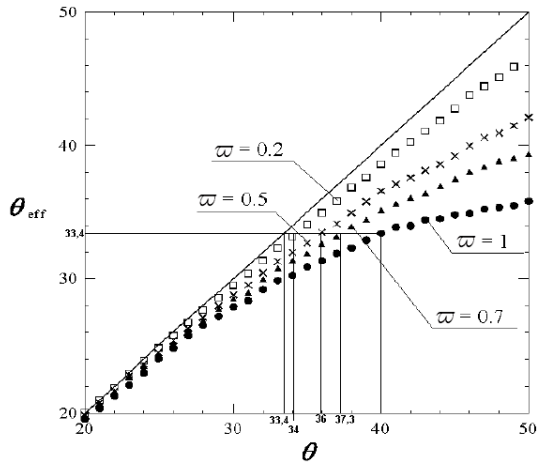


Figure 7.18 – Variation de la rugosité macroscopique en fonction de l'albédo. $\bar{\theta}_{\text{eff}}$ est la rugosité effective dérivant de la modélisation de Hapke (1986) tandis que $\bar{\theta}$ est la rugosité réelle. Tiré de (Shkuratov et al. 2005).

Ces valeurs indiquent qu'une surface ayant un albédo proche de 1 et un $\bar{\theta} \sim 40^{\text{o}}$ aura le même comportement photométrique qu'une surface à faible albédo (ϖ ∼0,2) ayant une rugosité substantiellement plus faible ($\bar{\theta} \sim 34^{\text{o}}$). En effet, la figure 7.18 montre clairement que la rugosité effective dérivée du modèle de Hapke est une fonction décroissante de la vraie rugosité quand l'albédo augmente.
De ce fait, la tendance en pointillés de la figure 7.17 (décroissance de $\bar{\theta}$ avec les τ croissants) reflète la **dépendance de $\bar{\theta}$ avec l'albédo**.

Nous avons donc numériquement la preuve que la rugosité calculée d'une surface à fort albédo sera plus faible que sa rugosité réelle. Analytiquement, Shkuratov et al. [1999] étaient déjà arrivés à cette conclusion, en définissant une constante de rugosité indépendante de l'albédo. En suivant les recommandations de Akimov [1980], Shkuratov et al. [1999] ont défini une rugosité k_λ, sortie directe de l'ajustement, et une seconde rugosité k_0 qui devient indépendante de l'albédo en faisant :

$$k_0 = \frac{k_\lambda}{(1 - \varpi)} \tag{7.12}$$

Dans un premier temps, sur la figure 7.17, j'ai représenté en gris le paramètre k_λ, qui est un paramètre de sortie du modèle. Clairement k_λ décroît avec la profondeur optique selon une tendance indiquée en pointillés. Cette même tendance rappelle d'ailleurs celle de la rugosité de Hapke [1986]. En second lieu, j'ai tracé sur la figure 7.17 la rugosité indépendante de l'albédo k_0 et cette fois, on trouve bien une rugosité macroscopique qui est plus importante dans les régions à forte profondeur optique où la limite supérieure suit la loi empirique :

$$k_0 = 2,3 + 1,7 \cdot \tau^{2,7} \tag{7.13}$$

En conclusion, mes résultats soutiennent une **dépendance en τ de la rugosité des agrégats formés de particules**. Dans les régions de faible profondeur optique, la surface macroscopique est substantiellement plus lisse car la compaction collisionnelle domine la formation d'agrégats. Dans les anneaux denses, c'est la tendance inverse qui est observée.

De ce fait, les anneaux A et B sont plus rugueux que l'anneau C et la Division de Cassini, et la raison la plus convenable pour expliquer cette tendance est que les particules à l'échelle macroscopique sont des agrégats grumeleux de particules. Ces résultats concordent d'ailleurs avec la forme rugueuse des anneaux denses dans les simulations dynamiques [Wiedenschilling *et al.*, 1984 ; Salo, 1992 ; Richardson, 1994] et les mesures radar qui soutiennent que l'anneau B est plus rugueux que l'anneau A et l'anneau C sur des échelles centimétriques, [Ostro et al., 1980, 1982].

7.5 Distributions de taille

7.5.1 Comparaisons absolues des tailles de grains

Grâce à l'étude de l'effet d'opposition, plusieurs tailles caractéristiques correspondant au masquage des ombres et à la rétro-diffusion cohérente ont pu être déterminées.
Commençons tout d'abord par la taille des grains de régolite jouant un rôle prépondérant dans la rétro-diffusion cohérente.

Le modèle de Shkuratov et al. [1999] a offert, malgré lui, deux tailles de grains, comme le montre la figure 7.19. La première série de tailles est liée aux courbes de phase de 0 à 3 degrés obtenues avec les images de la série W1495 et je les ai ajustées avec le **modèle original**, voir la figure G.19. La seconde série provient du **modèle modifié** de Shkuratov et al. [1999] utilisée pour ajuster les courbes de phase de 0 à 180 degrés, voir la figure G.20. Cette série de tailles de grains nous a montré au §6.4.2 que la relation entre l'amplitude et la taille des grains était dégénérée. Pourtant on remarque deux tendances communes dans les deux distributions de tailles de Shkuratov et al. [1999] :
– Les valeurs minimales de tailles de grains augmentent avec la profondeur optique ;
– Les anneaux diffus (anneau C et Division de Cassini) offrent la plus large gamme de tailles de grains tandis que les anneaux denses montrent des gammes plus restreintes.
Ces similarités donnent, à première vue, bon espoir que les distributions de taille en loi de puissance pourront fournir des résultats convergents.

Néanmoins, une analyse plus poussée montre rapidement que les valeurs des deux distributions sont profondémment différentes. Premièrement, les comportements de la Division de Cassini et de l'anneau C fournissent des gammes de tailles s'étendant sur 3 modules [10] (typiquement de 1 à 500 μm) avec le modèle original contre à peine 2 modules avec le modèle modifié (d ∼0,001-0,04μm). De plus, le comportement de d à l'égard des anneaux denses n'est plus le même : pour l'anneau B en particulier, on trouvait avec le modèle original des gammes de tailles ne s'étendant que sur un module (d de l'ordre de la dizaine, à un facteur multiplicatif entre 1 et 9 près), alors qu'avec le modèle modifié, le paramètre d est compris entre 0,002 et 0,06 μm soit presque deux modules.
Ceci impliquerait donc qu'avec le modèle modifié (et les courbes de phase de 0 à 180°), d varie exponentiellement de la même manière pour les anneaux denses que pour les anneaux diffus, ce qui pourrait contredire nos précédents résultats photométriques concernant la rugosité macroscopique.
Toutefois, on remarque que les valeurs du modèle modifié ne montrent pas de dépendance spectrale aussi forte qu'avec les valeurs du modèle original où d augmente avec la longueur d'onde. En effet, sur la figure 7.19, les puces en forme de cercle (λ=451 nm) sont systématiquement en bas du graphique tandis que les puces en forme d'étoile (λ=752 nm) se trouvent majoritairement vers le haut, donc possèdent les plus grandes valeurs.

> Si on regarde maintenant les tailles de grains du modèle modifié de Shkuratov et al. [1999], il n'y a pas de répartition avec la longueur d'onde, ce qui laisse présager que **la dépendance spectrale a été gommée** en même temps que la relation de l'amplitude du pic avec la taille des grains et le libre parcours moyen de diffusion.

D'ailleurs, Shkuratov et al. [1999] précisent qu'il y a indépendance spectrale de d et L lorsque les conditions $d \sim \lambda$ ou $L \sim \lambda$ sont atteintes. Par conséquent, les tailles de grains obtenues avec le modèle modifié ne permettront pas d'obtenir une distribution de taille typique, liée à la longueur d'onde.
En résumé, les différences entre les modèles original et modifié de Shkuratov et al. [1999], bien que très subtiles, semblent conclure sur la **divergence de deux distributions de tailles**.

[10] Un module est un intervalle séparant deux valeurs dont le rapport est un dixième. Par exemple, la distance séparant 0,1 de 1 est la même que celle qui sépare 1 de 10 et celle qui sépare 10 de 100.

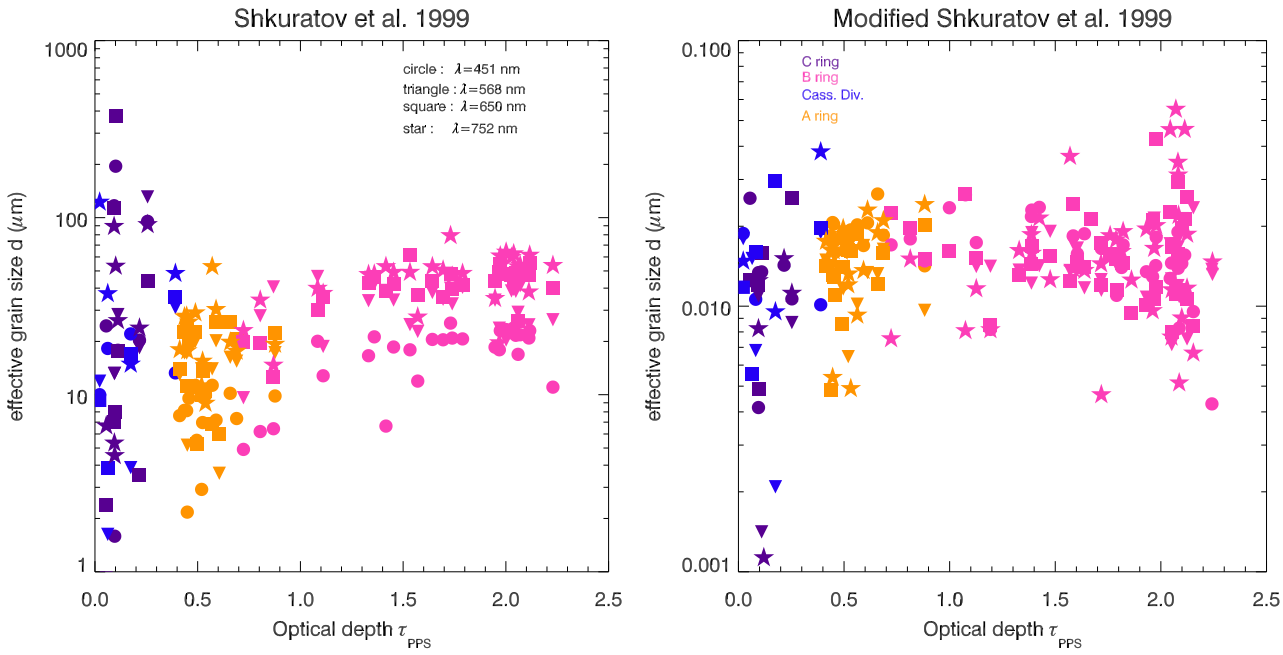


Figure 7.19 – Variations avec la profondeur optique des tailles de grains de régolite obtenues avec les modèles de Shkuratov et al.(1999) sous forme originale et modifiée.

Qu'en est-t-il maintenant pour les autres modèles ? J'ai également utilisé le modèle de Hapke [2002], qui d'après une formule de Helfenstein et al. [1997] vue en (E.65) page 363, peut fournir une taille typique des grains de régolite à partir de l'albédo ϖ_0, le paramètre d'anisotropie g, la longueur d'onde et le rapport des largeurs angulaires des pics de masquage des ombres et de rétro-diffusion cohérente.

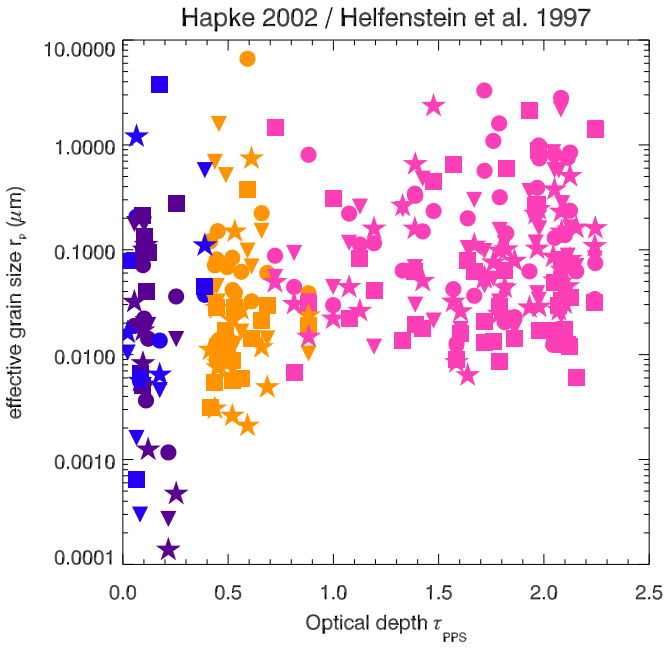


Figure 7.20 – Variations avec la profondeur optique des tailles de grains de régolite obtenues avec le modèle de Hapke (2002).

Les résultats montrent la plus forte extension de taille des grains (5 modules), toutefois il semble également y avoir une indépendance spectrale des tailles obtenues.
Par conséquent, il n'y a vraiment qu'avec le modèle original de Shkuratov et al.[1999] qu'on peut être sûr des tailles absolues de grains obtenues.

7.5.2 Détermination de l'indice de la loi de distribution de taille des grains

A partir d'une méthode développée par Poulet et al. [2002], j'ai pu déterminer l'indice de la loi de puissance caractérisant la distribution de taille des grains de roglite obtenue avec le modèle original de Shkuratov et al [1999], voir le détail avec les équations (7) et (8) page 17. Cette méthode est basée sur plusieurs hypothèses fondatrices :
– il s'agit d'une distribution de taille cumulative (intégration sur la surface des grains) ;
– l'amplitude du pic de rétro-diffusion cohérente $A(\lambda)$ doit décroître avec la taille des grains d de façon linéaire entre les deux longueurs d'onde de la distribution.
J'ai donc utilisé ce modèle avec les résultats précédents (figure G.19 et figure 7.19a) qui ont fourni la distribution de taille ci-dessous, dans le graphe de gauche de la figure 7.21.
J'ai trouvé que l'anneau C et la Division de Cassini ont un indice $q \gtrsim 3$, ce qui implique que la masse totale de la régolite est déterminée par les plus petites particules. Dans le cas de l'anneau A, est trouvé un indice $q \sim 3$. Cependant, le cas le plus intéressant est celui de l'anneau B pour lequel $q \lesssim 3$, ce qui signifie que **l'effet prépondérant dans la régolite est réalisé par les plus grandes tailles**. Ce résultat est **totalement en accord** avec nos précédents résultats sur la déficience des petites tailles de grains tant au niveau du paramètre d'anisotropie (§7.3) que de la morphologie du pic d'opposition (chapitre 6).

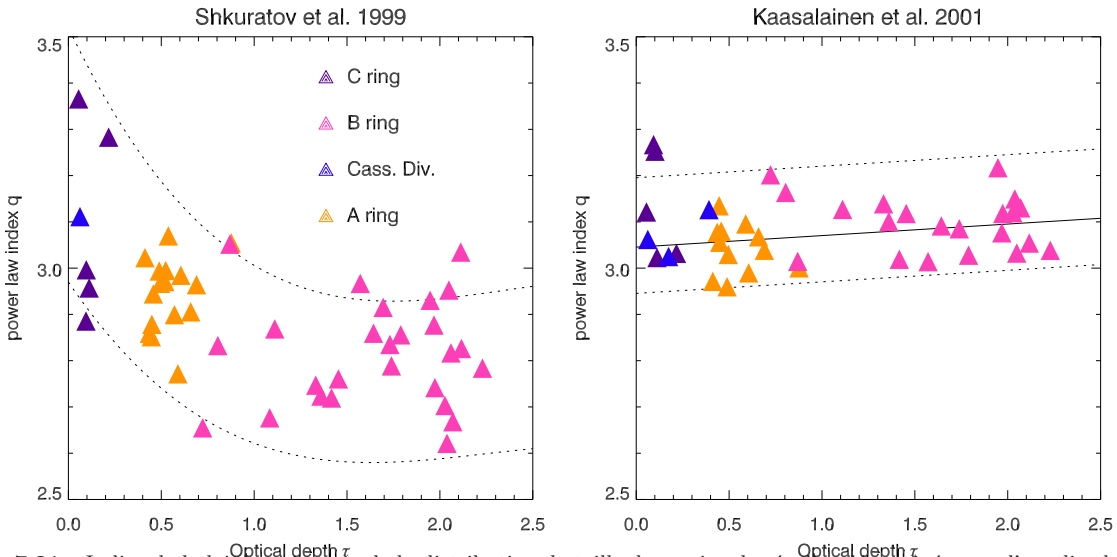


Figure 7.21 – Indice de la loi de puissance de la distribution de taille des grains de régolite déterminée avec l'amplitude du pic de la rétro-diffusion cohérente (Shkuratov et al. 1999) et avec l'amplitude morphologique (Kaasalainen et al. 2001).

Ces résultats ne sont pourtant pas en accord avec ceux de Poulet et al. [2002]. En effet, leur indice q ne varie que très faiblement, entre 3,02 et 3,20 (voir le tableau 6 page 17). De plus le plus grand indice de la loi de puissance est trouvé pour l'anneau B ce qui est exactement l'inverse de ce que j'obtiens.
Il y a plusieurs raisons qui peuvent expliquer ces tendances contradictoires : elles sont toutes liées aux valeurs d'amplitude $A(\lambda)$ qui sont utilisées. On remarque que Poulet et al. [2002] ont eu quelques difficultés (comme moi) à ajuster le modèle de Shkuratov sur leurs données, en partie à cause de la saturation de l'amplitude à 1,5. D'ailleurs, leur amplitude morphologique pour l'anneau C est de 1,49 et 1,50 dans les deux longueurs d'onde utilisées (l'ultraviolet et le vert). Cependant, j'ai prouvé dans le chapitre 6 que l'amplitude morphologique ne correspondait pas exactement à l'amplitude de la rétro-diffusion cohérente, d'une part à cause de la corrélation avec la pente de la partie linéaire, régie par le masquage des ombres d'autre part parce que les résultats sont mieux ajustés et un peu plus cohérents quand l'amplitude comprend la rétro-diffusion et le masquage des ombres (comme avec le modèle de Hapke [2002] où $A = B_{C0} + B_{S0}$). En clair, il n'est pas certain que Poulet et al. [2002] aient utilisé **l'amplitude de la rétro-diffusion cohérente**, donnée par la formule (6.2) page 150, en partie parce que la valeur de d n'a aucun sens physique pour l'anneau C (ils trouvent en effet $d = 0$ μm pour cet anneau). En utilisant les **amplitudes morphologiques**, il est possible de reproduire des valeurs

similaires aux leurs : q est alors supérieur à 3 avec une très faible variation avec la profondeur optique, voir le graphe de droite de la figure 7.19. Par conséquent, il semble clair que ma distribution de taille, reflète certainement plus la réalité que celle de Poulet et al. [2002], en majorité parce que j'utilise le modèle de Shkuratov et al. [1999] dans son domaine de validité ($d > \lambda$ et $L > \lambda$).

7.5.3 Comparaisons relatives des tailles de grains

Dans la figure 7.22 ci-contre, j'ai voulu discuter du rapport $r_{\max}/r_{\min}$ des différentes tailles de grains trouvées à partir des modèles original et modifié de Shkuratov et al. [1999] et du modèle de Hapke [2002]. Si les valeurs de tailles de grains entre les différents modèles de rétro-diffusion cohérente semblaient en profond désaccord (figures 7.19 et 7.20), les rapports de ces tailles vont également dans ce sens, prouvant qu'en relatif comme en absolu, ces trois modèles ne convergent pas vers la même idée de la rétro-diffusion cohérente.

Avec le modèle original de Shkuratov et al. [1999], on observe une **nette décroissance du rapport $r_{\max}/r_{\min}$ avec la profondeur optique**, suggérant une grande diversité des tailles de grains dans les régions à faible profondeur optique et une invariance de ces tailles à plus forte profondeur optique. Ceci va bien dans le sens d'un déficit en petits grains dans les anneaux denses. Cependant, l'utilisation du modèle original de Shkuratov et al. [1999] est gênante car on sait que ce modèle n'est pas représentatif de toute l'opposition des anneaux de Saturne. J'ai en effet utilisé le modèle original sur la portion d'angle de phase allant de 0,01° à 2,5°. De ce fait, bien que j'utilise le modèle dans son ensemble de validité, il est probable qu'il ne fournisse pas des tendances réelles, mais qu'il reflète uniquement l'extrapolation des données.
Toutefois, le modèle de Shkuratov et al. [1999] n'a pas été conçu pour des données couvrant des larges gammes d'angle de phase. En effet, il a été testé massivement sur des courbes de phase expérimentales allant de 0,2° à 3,5°. Les résultats de ces inversions ont d'ailleurs montré que le modèle était très satisfaisant dans cette gamme d'angle de phase. De ce fait, les **valeurs obtenues par le modèle original sont probablement celles qui reflètent le plus fidèlement** le comportement de la rétro-diffusion cohérente.

Le modèle modifié de Shkuratov et al. [1999] et le modèle d'Hapke [2002], couvrent quant à eux toute l'opposition et bien plus ($0°<\alpha<165°$) et **les valeurs de $r_{\max}/r_{\min}$ favorisent une augmentation du rapport de taille avec la profondeur optique**.
Cependant, il semble **difficile de croire en ces tendances** car je sais d'une part que la modification du modèle de Shkuratov et al. [1999] a **échoué** dans la reproduction

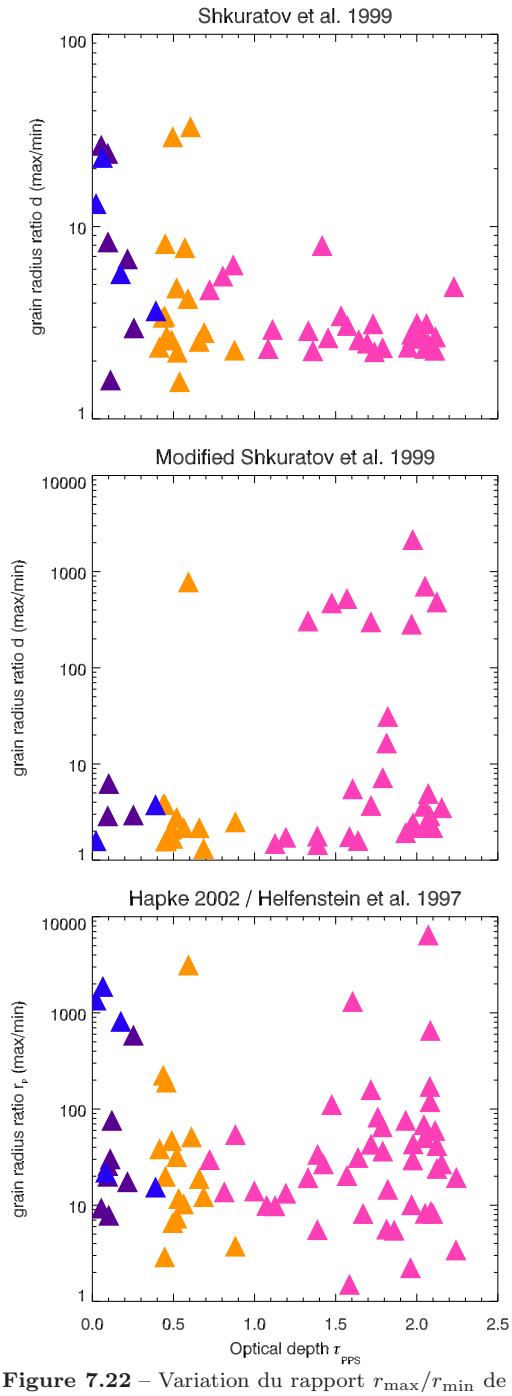


Figure 7.22 – Variation du rapport $r_{\max}/r_{\min}$ de la taille des grains de la rétro-diffusion cohérente avec la profondeur optique.

des amplitudes et du lien avec le libre parcours moyen de diffusion des photons (voir §6.4.2 page 160) et que la taille r_p donnée par Helfenstein et al. [1997] repose sur des **hypothèses douteuses** (voir les équations (E.63) et (E.64) page 363) :

❶ égalité du facteur de remplissage des grains de la rétro-diffusion cohérente et de celui des particules du masquage des ombres ;

❷ égalité du nombre de particules impliquées dans le masquage des ombres et la rétro-diffusion cohérente ;

❸ hypothèse que r_p intervienne tant dans la section efficace d'extinction du masquage des ombres que dans la section efficace de diffusion de la rétro-diffusion cohérente ;

❹ distribution de taille uniforme du masquage des ombres impliquant $Y = 1$.

Il est pourtant tentant de comparer ces distributions de taille à d'autres études, cependant il ne faut pas oublier qu'il s'agit de la **distribution de taille des grains de régolite**. Pour réaliser des comparaisons avec d'autres travaux, comme ceux de Marouf et al. [1983] et Zebker et al. [1985] qui sondent le domaine radio (et par la même des particules de la **taille du centimètre au mètre**), j'ai utilisé le masquage des ombres.

7.5.4 Tailles de particules

Avec le modèle de Hapke [2002], on a un accès aux tailles moyennes des particules dans une longueur d'onde précise. La relation (6.7) page 151 vue au chapitre de l'effet d'opposition fournit à partir de la largeur angulaire du masquage des ombres une taille moyenne de particules $\bar{r}$, le coefficient d'extinction Q_{ext} et le facteur de remplissage $\mathscr{D}$ des particules dans le milieu.
D'après la formule (E.9) page 343, le coefficient d'extinction s'obtient avec la taille des particules, la longueur d'onde et l'indice de réfraction du milieu. Par conséquent, pour avoir accès à la taille des particules, j'ai dû faire plusieurs hypothèses simplificatrices :

– On possède la largeur angulaire du masquage des ombres pour 4 longueurs d'onde. Il sera donc nécessaire de faire varier la taille des particules pour chaque longueur d'onde mais de garder le facteur de remplissage constant pour toutes les longueurs d'onde ;
– La composition des anneaux de Saturne n'est connue qu'en surface mais pas en profondeur. Cependant, dans le visible les couches les plus profondes sont atteintes par la lumière (voir la figure 12 page 14), ce qui signifie que la lumière réfléchie a certainement pénétré des matériaux aux compositions différentes de la glace d'eau, si on part du principe que les particules des anneaux sont consitutées d'un noyau rocheux recouvert d'une couche épaisse de givre. Par conséquent prendre l'indice de réfraction de la glace d'eau n'est pas une bonne approximation.
  Cependant, les distributions de taille déterminées aux longueurs d'onde radio font la supposition que la composition des particules est uniquement de la glace d'eau, alors qu'à ces longueurs d'onde, la lumière pénètre en profondeur dans les particules (voir la figure 12 page 14). Par conséquent, pour comparer mes valeurs aux leurs, il peut sembler honnête de prendre également la composition de la glace d'eau ;
– Comme les filtres ISS ont une largeur spectrale importante (±50 nm), j'ai moyenné les indices de réfraction n_r et n_i sur la largeur du filtre.

Avec ces hypothèses, et suivant les relations (6.7) et (E.9), ont pu être extraites des tailles en fonction de la longueur d'onde et de la profondeur optique, figure 7.24.
Néanmoins, ces valeurs ne fournissent pas l'indice de la distribution de taille car on ne posséde pas comme Marouf et al. [1983], Zebker et al. [1985] ou French & Nicholson [2000], une profondeur optique qui dépend de la longueur d'onde τ_λ, voir en particulier la formule (E.4) page 341, ni une expression qui dépend de la longueur d'onde et de la taille des grains [11].

[11] En effet, pour trouver une distribution de taille, il faut une relation non triviale entre la taille des particules et la proportion des particules dans une gamme de longueur d'onde. Or l'effet de la longueur d'onde du masquage des ombres n'a été que très récemment soulevé, et ce n'est que cette étude qui prouve que le masquage des ombres n'est pas indépendant de la longueur d'onde contrairement aux travaux de Verbiscer et al. (2005) qui soutiennent l'indépendance en longueur d'onde du masquage des ombres, voir page 78 de (Verbiscer et al., 2005)

Typiquement, la figure 7.23 montre que les tailles effectives des particules jouant un rôle dans le masquage des ombres sont comprises entre le centimètre et le mètre, conformément aux travaux Marouf et al. [1983], Zebker et al. [1985].

Ce résultat implique que **ce sont les particules macroscopiques des anneaux qui interviennent dans le masquage des ombres**, bien qu'intuitif, on en a aujourd'hui la preuve claire grâce au modèle de Hapke [2002].

Autre résultat très intéressant de tailles de particules, notons que la taille des grains diminue avec la longueur d'onde. Cela ne paraît pas intuitif à première vue mais comme l'indice de réfraction de la glace d'eau est très faible dans le bleu et plus important dans le rouge et l'infrarouge, il n'y a pas besoin d'invoquer de grosses particules dans le rouge et l'infrarouge. Par conséquent les tailles intermédiaires de particules jouant un rôle prépondérant dans le masquage des ombres optique sont dans le bleu, conformément à l'épaisseur de peau de la glace d'eau, voir la figure 12 page 14.

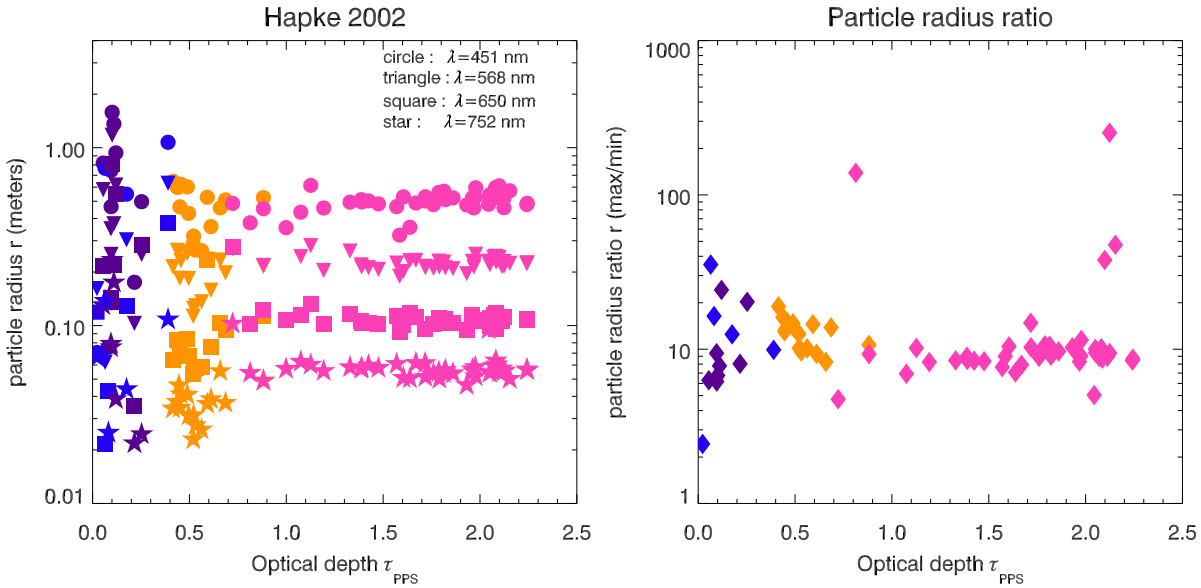


Figure 7.23 – Variation en fonction de la profondeur optique de la taille des particules et du rapport $r_{\max}/r_{\min}$ de la taille des particules du masquage des ombres du modèle de Hapke (2002).

7.6 Facteurs de remplissage

7.6.1 La nature du masquage des ombres

Comparaisons des facteurs de remplissage des modèles de Hapke

Avec le masquage des ombres, on a non seulement accès à la taille des particules, mais également au facteur de remplissage des particules. Comme j'ai utilisé trois modèles différents de masquage des ombres [Kawata & Irvine 1974 ; Hapke 1986, 2002], on obtient 3 valeurs de facteurs de remplissage, représentées aux figures 7.24 et 7.25.

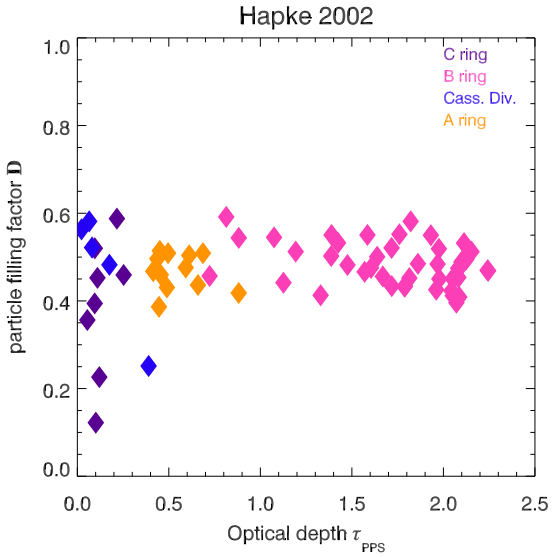


Figure 7.24 – Déduction du facteur de remplissage à partir de la largeur angulaire du masquage des ombres de Hapke (2002).

Poursuivons tout d'abord le dépouillement du modèle de Hapke [2002] avec le facteur de remplissage des particules, obtenu avec la largeur angulaire du masquage des ombres. Clairement, le facteur de remplissage augmente avec la profondeur optique : on trouve $\mathscr{D}$ ∼0,1-0,6 dans l'anneau C et la Division de Cassini et $\mathscr{D}$ ∼0,4-0,6 dans l'anneau A et l'anneau B.
Naïvement, ces résultats peuvent paraître cohérents car les anneaux A et B possèdent de grandes valeurs de facteur de remplissage. Cependant, une partie de l'anneau C et de la Division de Cassini possède également des valeurs élevées de $\mathscr{D}$, ce qui signifierait que ces régions sont aussi denses que les anneaux A et B.

Avant de remettre en cause ces résultats, on peut remarquer que sont également trouvés des facteurs de remplissage similaires avec le modèle de Hapke [1986] pour les anneaux A et B et quelques régions de l'anneau C et de la Division de Cassini, figure 7.25.
En effet, avec le modèle de Hapke [1986] un facteur de remplissage F ∼0,1-0,8 pour l'anneau C, des valeurs entre F ∼0,70-0,99 pour la Division de Cassini. L'anneau A montre une uniformité à l'égard de F de l'ordre de 0,9±0,8 et l'anneau B possède quelques valeurs faibles (F ∼0,4) mais la majorité des valeurs se trouve dans la gamme F ∼0,90-0,99.

Des anneaux denses ou dilués ?

Le plus surprenant avec le modèle de Hapke [1986] réside dans le fait que les facteurs de remplissage tendent rapidement vers 1. Bien que surprenant, il n'y a aucune contre-indication physique qui empêche au facteur de remplissage d'atteindre de si grandes valeurs. Cependant, les précédentes études photométriques des anneaux de Saturne ont fourni des facteurs de remplissage beaucoup plus faibles $D \lesssim 10^{-2}$, [Kawata & Irvine, 1974 ; Pollack, 1975]. Ces résultats sont fondés sur l'hypothèse d'Irvine [1966] selon laquelle $8D \ll 1$. A cette époque, les surfaces planétaires étaient supposées hautement poreuses (P=1-D ∼1). Ceci était d'ailleurs suggéré par les premiers modèles photométriques de Hapke qui fournissaient un facteur de remplissage F=0,15 pour la surface lunaire, [Hapke, 1963].

Cependant, lorsque Hapke a intégré la notion de masquage des ombres avec le modèle de 1986, le facteur de remplissage avait considérablement augmenté : F=0,41 concordant alors avec les échantillons lunaires prélevés par Apollo (∼0,27-0,65). De ce fait, le modèle de Hapke [1986] semble fournir des inversions satisfaisantes grâce aux expériences en laboratoire. Doit-on conserver nos valeurs ? Doivent-elles être obligatoirement remises en cause ? Le problème est qu'il n'y a pas seulement les modèles photométriques dans la lignée de Irvine [1966] qui imposent de faibles facteurs de remplissage, les simulations hydrodynamiques soutiennent également l'hypothèse $10^{-2} \lesssim D \ll 1$.
Goldreich & Tremaine [1978b] ont en effet fourni les premières estimations du taux de remplissage des anneaux à partir de considérations basées sur la dynamique des fluides. En d'autres termes, on suppose que les anneaux de Saturne se comportent comme un fluide visqueux, ce qui est en général une bonne approximation. Cependant, l'utilisation de l'hydrodynamique pose quelques limites liées d'une part à la théorie cinétique qui n'est valide que si le facteur de remplissage $D \ll 1$. Le facteur de remplissage s'écrit :

$$D \simeq \frac{\Omega\tau}{c}\bar{r} \tag{7.14}$$

D'autre part, la viscosité cinématique est correctement définie si $\nu \simeq c/\nu_c$ où c est la vitesse de dispersion et $\nu_c \simeq \Omega\tau$ est la fréquence des collisions définie à la page 22, ce qui impose à ν_c d'être très grande

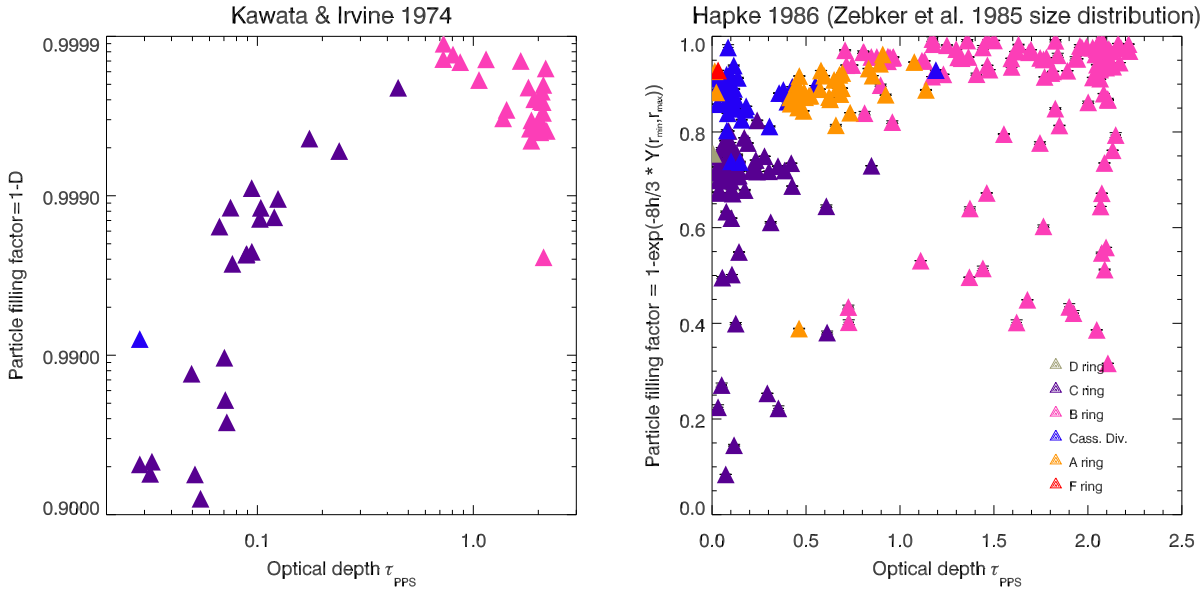


Figure 7.25 – Facteur de remplissage déterminé à partir du modèle de Kawata & Irvine (1974) et de la largeur angulaire du masquage des ombres de Hapke (1986). $r_{\min}$ et $r_{\max}$ sont obtenus à partir de la distribution de taille de Zebker. et al. (1985). Pour l'anneau B, j'ai pris $r_{\min}$=10 cm et $r_{\max}$=10 m, le choix de ces valeurs est discuté dans le tableau 7.4 page 194.

devant la vitesse angulaire orbitale [12] ($\nu_c \gg \Omega$).
La limite supérieure à la vitesse de dispersion étant de 0,2 cm.s^{-1} et la limite inférieure à la taille des particules étant de 10 cm. Avec $\tau = 1$, les bornes limitantes du facteur de remplissage des anneaux de Saturne sont : $10^{-2} \lesssim D \ll 1$. Ceci explique également *a posteriori* le choix d'avoir pris $1 - D$ plutôt que D pour le modèle de Kawata & Irvine [1974] puisque je trouvais des valeurs beaucoup trop faibles [13] ($D \sim 10^{-4}$) dans l'anneau B.

Le masquage des ombres, selon la valeur de D, a deux significations physiques :
– si $D \ll 1$ alors le **masquage des ombres est *inter*-particules**, ce qui implique que ce sont des particules dans un milieu dilué qui créent des ombres ;
– si $D \sim 1$ alors le **masquage des ombres est *intra*-particules**. En d'autres termes, l'effet dominant résulte du masquage des ombres par des effets à la surface des particules.

Pour trouver des valeurs cohérentes du facteur de remplissage, qui augmentent avec la profondeur optique, j'ai donc opté pour des valeurs diamétralement opposées ($1 - D$) à celles que j'avais trouvées initialement (D). Ainsi on trouve dans le cadre du modèle de Kawata & Irvine [1974], un facteur de remplissage de ∼0,9991-0,9998 pour l'anneau B et ∼0,9-0,999 pour l'anneau C. Il semble cohérent de dire que ce modèle, ainsi que celui de Hapke [1986] fournissent des valeurs pertinentes dans le cas où le masquage des ombres serait créé par des grains à la surface des particules.
Si les valeurs trouvées avec le modèle de Hapke [2002] sont acceptables, elles sont aussi invariantes car elles proviennent directement de l'ajustement. Il n'en est pas de même pour le modèle de Hapke [1986] où on peut trouver des valeurs plus petites pour F en partie en jouant sur la fonction $Y(r_{\min}, r_{\max})$, voir l'équation (E.46). Par conséquent, on remarque que **le facteur de remplissage dépend fortement de la taille des particules choisies**, tout comme le facteur de remplissage déterminé en dynamique des fluides par l'équation (7.14).

[12] En fait, c'est un peu plus complexe, la limite $\nu_c \gg \Omega$ correspond également à la condition $\tau \gg 1$ puisque $\nu_c \simeq \Omega\tau$, or l'équation de tension visqueuse dans le régime des hautes fréquences de collisions est donnée par l'équation de Navier-Stockes. Cependant, cette approximation échoue quand la profondeur optique $\tau \lesssim 1$.

[13] J'ai également pris comme choix $1 - D$ car les valeurs du facteur de remplissage étaient plus importantes dans l'anneau C que dans l'anneau B, ce qui paraît être un contresens physique grave. D'ailleurs les modèles de Hapke (1986, 2002) montrent bien que les anneaux les plus denses sont les anneaux B et A. A ce propos, le modèle de Kawata & Irvine (1974) conçoit étrangement que le facteur de remplissage D diminue à mesure que le pic devient de plus en plus étroit.

7.6.2 Sensibilité du facteur de remplissage

Dans le tableau 7.4, je me suis livrée à quelques tests sur les valeurs du facteur de remplissage avec le modèle de Goldreich & Tremaine [1978b] et le modèle de Hapke [1986], ceci uniquement pour montrer à quel point ce paramètre peut être **sensible à la distribution de taille** des particules.

Distribution	uniforme ($r_{\rm eff} \sim 10$ cm)		Zebker et al. [1985]		French & Nicholson [2000]	
	Goldreich Tremaine $D \simeq \frac{\Omega\tau}{c} r_{\rm eff}$	Hapke $F \simeq 1 - e^{-\left[\frac{8h}{3}\right]}$	Goldreich Tremaine $D \simeq \frac{\Omega\tau}{c} r_{\rm eff}$	Hapke $F \simeq 1 - e^{-\left[\frac{8h\sqrt{2}\frac{r_{\rm max}}{r_{\rm min}}}{3\sqrt[3]{\ln \frac{r_{\rm max}}{r_{\rm min}}}}\right]}$	Goldreich Tremaine $D \simeq \frac{\Omega\tau}{c} r_{\rm eff}$	Hapke $F \simeq 1 - e^{-\left[\frac{8h\sqrt{2}\frac{r_{\rm max}}{r_{\rm min}}}{3\sqrt[3]{\ln \frac{r_{\rm max}}{r_{\rm min}}}}\right]}$
Anneau C ($\tau \sim$0,1)	**0,002**	**0,001** - 0,036	**0,02**	**0,08** - 0,82	0,03	0,17 - 0,98
Div. Cass ($\tau \sim$0,2)	0,002	0,020 - 0,046	0,04	0,74 - 0,97	0,11	0,99 - 1,00
Anneau A ($\tau \sim$0,5)	**0,003**	**0,006** - 0,040	**0,55**	**0,39** - 0,96	0,24	0,11 - 0,55
Anneau B ($\tau \sim$2)	**0,022**	0,003 - **0,054**	**1,00**	0,32 - **0,99**	1,00	0,04 - 0,46

Tableau 7.4 – Comparaison des facteurs de remplissage obtenue par les estimations hydrodynamiques de Goldreich & Tremaine (1978b) et par l'ajustement des courbes de phase CLEAR avec le modèle de Hapke (1986). Les valeurs $r_{\rm eff}$, $r_{\rm min}$ et $r_{\rm max}$ de Zebker et al. (1985) sont issues du tableau 4 page 15. Pour l'anneau B, j'ai pris $r_{\rm min}$=1 cm, $r_{\rm max}$=10 m et $r_{\rm eff}$=1,44 m. Les tailles de la distribution de French & Nicholson (2000) proviennent du tableau 5 page 16.

Tout d'abord, je me suis intéressée à une distribution uniforme (1ère colonne du tableau 7.4). Ce cas particulier permet à F, dans le cadre du modèle de Hapke [1986], d'adopter une forme simplifiée indépendante de la taille des particules. Théoriquement, le facteur de remplissage maximal qui peut être obtenu avec des particules sphériques de même taille est $\pi/3\sqrt{2}$=0,74 [Lumme & Bowell, 1981a]. Valeur qui est bien en-deçà de cette limite puisque le F du masquage des ombres est compris entre 0,001 et 0,054. Pour retrouver des valeurs similaires avec le modèle de Goldreich & Tremaine [1978b], il faut que le rayon effectif des particules soit de 10 cm et que la vitesse de dispersion soit $c \sim$0,2 cm.s^{-1}. Il est remarquable de constater le relativement bon accord entre ces deux modèles. Il est clair que le modèle de Hapke [1986] peut permettre de trouver de très faibles facteurs de remplissage ($F \ll 1$), allant de ce fait dans le sens d'un masquage des ombres *inter*-particules.

Si maintenant, on applique la distribution de taille de Zebker et al. [1985], il y a encore un bon accord entre le facteur de remplissage hydrodynamique et celui du masquage des ombres. Cet accord n'est possible qu'en supposant que les vitesses de dispersion sont de l'ordre de $c \simeq 0,2$ cm.s^{-1} pour l'anneau C et la Division de Cassini et si ces vitesses sont légèrement plus petites pour les anneaux A et B ($c \simeq 0,02$ cm.s^{-1}). Ceci rejoint mes précédentes considérations dynamiques sur les douces collisions dans les anneaux denses pour expliquer les variations d'albédo et de paramètre d'anisotropie.
Le facteur de remplissage de Hapke [1986] possède maintenant des valeurs plus grandes que celles trouvées si les particules étaient soumises à une distribution de taille uniforme. En d'autres termes, **c'est la distribution de taille des particules qui impose le masquage des ombres *intra*-particules** (soit $F \simeq 1$). C'est d'ailleurs le résultat qui a été obtenu avec Hapke [2002] où j'ai pu déterminer une distribution de taille et un facteur de remplissage $\mathscr{D} \lesssim 0,6$.

Enfin, j'ai utilisé la distribution de French & Nicholson [2000], légèrement plus tronquée que celle de Zebker et al. [1985]. En effet, d'après les tableaux 4 et 5, les tailles maximales $r_{\rm max}$ et effectives $r_{\rm eff}$ des particules sont plus grandes dans les distributions de French & Nicholson [2000], alors que les indices de la loi de puissance sont globalement les mêmes entre les deux études. Une telle distribution ne donne pas d'accord convenable entre le facteur de remplissage hydrodynamique et celui du masquage des ombres. Non seulement les tendances générales sont divergentes (F décroît avec τ avec le modèle de Hapke

tandis que D croît avec τ avec le modèle de Goldreich & Tremaine), mais les gammes de valeurs ne se recouvrent pas, sauf pour l'anneau A. Les résultats de French & Nicholson [2000], ne semblent donc pas refléter le comportement physique que l'on est en droit d'attendre d'une distribution de taille.

7.6.3 La Division de Cassini : plus dense que prévu...

Avant de conclure, il est souhaitable de faire une petite digression sur les valeurs du facteur de remplissage peu accomodantes de la Division de Cassini.
En effet, si globalement, il y a un bon accord entre les facteurs de remplissage de Goldreich & Tremaine et Hapke pour l'anneau C, cet autre anneau sombre, la Division de Cassini, souvent qualifiée d'anneau diffus, ne semble pas si faiblement dense. Avec une distribution de taille uniforme ou celle de Zebker et al. [1985], on remarque que le facteur de remplissage hydrodynamique est systématiquement beaucoup plus faible que celui de Hapke, indiquant :

- soit que le modèle d'Hapke n'a pas ajusté correctement les courbes de phase de la Division de Cassini, ce qui paraît peu crédible du fait que la qualité de l'ajustement est tout à fait comparable à celle de l'anneau C pour lequel il y a justement accord entre les deux valeurs du facteur de remplissage (hydrodynamique et masquage des ombres) ;
- soit que la **vitesse de dispersion dans la Division de Cassini est surestimée**. En effet, des valeurs seulement dix fois plus petites permettraient d'obtenir un accord entre le facteur de remplissage de Goldreich et celui de Hapke. Il n'est pas impossible que les vitesses de dispersion soient plus petites dans la Division de Cassini, puisque c dépend de la vitesse angulaire et que la Division de Cassini se trouve justement entre l'anneau B et l'anneau A.

L'étude du masquage des ombres avec les modèles de Hapke [1986, 2002] semble donc montrer que la Division de Cassini se comporte comme un anneau dense, ce qui n'est pas exclu si les vitesses de dispersion sont de l'ordre de $c \simeq 0,02$ cm.s^{-1}.

7.6.4 Facteurs de remplissage dynamiques et photométriques

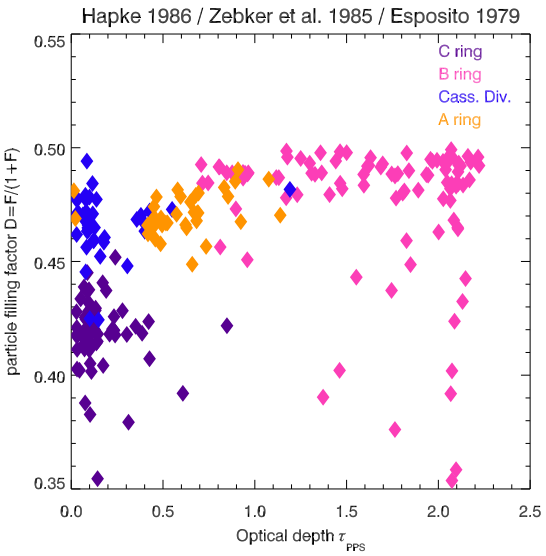


Figure 7.26 – Facteur de remplissage obtenu avec le modèle de masquage des ombre de Hapke (1986), modifié d'après les considérations dynamiques d'Esposito (1979).

D'après Esposito [1979], afin de pouvoir comparer le facteur de remplissage F obtenu par la photométrie avec celui obtenu par la dynamique D, il faudrait utiliser la relation suivante :

$$F \equiv \frac{D}{1-D} \tag{7.15}$$

avec F le facteur de remplissage photométrique et D le facteur de remplissage dynamique. Cette approximation découle du fait que le facteur de remplissage déterminé est un **facteur de remplissage effectif lié à la propagation des photons**. La limite de validité de ce modèle est $D^2 \ll 1$, qui est beaucoup plus souple que la limite imposée par Irvine [1966] ($8D \ll 1$).
Dans la figure 7.26 où est représenté le facteur de remplissage de Hapke [1986] modifié avec le modèle d'Esposito [1979], l'anneau B conserve les plus fortes valeurs de D, maintenant inférieures à 0,5 (D ∼0,3-0,49). L'anneau C possède également des facteurs de remplissage plus faibles : D ∼0,32-0,45. Enfin, les facteurs de remplissage de la Division de Cassini sont plus restreints (D ∼0,42-0,49), et de même ordre de grandeurs que l'anneau A. L'inversion d'Esposito [1979] semble donc corriger les grandes valeurs du facteur de remplissage obtenues précédemment. Cependant, elles sont fortement seuillées et

comprisent dans un intervalle très restreint : 0,35<D<0,49. Le dernier modèle de Hapke tient d'ailleurs compte de l'effectivité du facteur de remplissage dû aux photons (voir l'équation (6.9) page 152), c'est pourquoi j'avais conservé la notation $\mathscr{D}$. Finalement, l'accord entre le D modifié de Hapke [1986] et le $\mathscr{D}$ de Hapke [2002] est très satisfaisant (figures 7.24 et 7.26). De plus, les valeurs trouvées concordent bien avec la limite supérieure des simulations dynamiques de Salo & Kaarjalainen, [2003] qui indiquent des facteurs de remplissage de l'ordre de 0,03 à 0,4 pour des régions de profondeur optique comprises entre τ=0,1 et τ=2,5. Bien que mes valeurs sont très grandes pour l'anneau C et la Division de Cassini.

En conclusion, les anneaux de Saturne possèdent une large gamme de taux de remplissage ($0{,}1 \lesssim D \lesssim 0{,}5$), indiquant que la majorité des anneaux de Saturne sont denses. Aussi, le fait que les anneaux de Saturne possèdent une distribution de taille est responsable des grandes valeurs de D, conduisant inévitablement à un masquage des ombres *intra*-particules. D'autre part, l'hypothèse du masquage des ombres *inter*-particules ($D \ll 1$) dans le cas des anneaux de Saturne ne semble pas justifiée car elle conduirait à ce que l'ensemble du système d'anneaux principaux soit très dilué ($10^{-3} \lesssim D \lesssim 10^{-2}$), ce qui n'est physiquement pas acceptable au vu du peu de lumière transmise par l'anneau B à α>160°.

7.7 Extension verticale

7.7.1 Comparaison des modèles inter et intra-particules

Le facteur de remplissage conduit à une autre propriété physique très intéressante, qui est l'extension verticale des particules des anneaux de Saturne. D'après Goldreich & Tremaine [1978b], une bonne approximation de l'extension verticale des anneaux peut être donnée à partir de la vitesse de dispersion : $H \simeq c/\Omega$, soit, en utilisant la relation (7.14) :

$$H \simeq \frac{\tau}{D}\bar{r} \tag{7.16}$$

Kawata & Irvine [1974] fournissent une définition similaire, éq. (6.8) page 152, à un facteur 4/3 près. J'ai donc poursuivi la comparaison des estimations hydrodynamiques et des modélisations du masquage des ombres en utilisant les valeurs du facteur de remplissage trouvées dans le tableau 7.4, ce qui permet d'obtenir l'extension verticale des anneaux de Saturne, tableau 7.6 ci-dessous.

Distribution	uniforme ($r_{\rm eff} \sim 10$ cm)		Zebker et al. [1985]	
	Goldreich Tremaine $H \simeq \frac{\tau}{D} r_{\rm eff}$	Hapke *inter*-particules $H = \frac{4}{3}\frac{\tau}{F} r_{\rm eff}$	Hapke *intra*-particules $H = \frac{4}{3}\frac{\tau_{\rm PPS}}{F} r_{\rm eff}$	Hapke/Esposito *intra*-particules $H = \frac{4}{3}\frac{\tau_{\rm PPS}}{D} r_{\rm eff}$
Anneau C ($\tau \sim$0,1)	5 m	1 m - 92 m	9 cm - 4 m	9 cm - 3 m
Div. Cass ($\tau \sim$0,2)	10 m	2 m - 119 m	16 cm - 8 m	17 cm - 8 m
Anneau A ($\tau \sim$0,5)	17 m	1 m - 157 m	4 m - 17 m	2 m - 4 m
Anneau B ($\tau \sim$2)	45 m	40 m - 1000 m	8 m - 74 m	3 m - 17 m

Tableau 7.5 – Comparaison des extensions verticales obtenues par les estimations hydrodynamiques de Goldreich & Tremaine (1978b) et par l'ajustement des courbes de phase CLEAR avec le modèle de Hapke (1986). Les valeurs du rayon effectif $r_{\rm eff}$ des anneaux A, C et CD sont issues de (Zebker et al. 1985), cf. tableau 4 page 15, pour l'anneau B, $r_{\rm min}$=1 cm, $r_{\rm max}$=10 m et $r_{\rm eff}$=1,44 m.

Dans un premier temps, sont calculées les extensions verticales relatives à une distribution de taille uniforme, de rayon effectif $r_{\rm eff} \sim 10$ cm. Ces résultats fournissent des extensions métriques pour les

anneaux A, C et la Division de Cassini, voire kilométriques dans le cas de l'anneau B. On remarque qu'il n'y a pas de bon accord entre les valeurs obtenues par Goldreich & Tremaine [1978b] et celles du modèle de masquage des ombres inter-particules de Hapke [1986]. Comme les limites supérieures imposées par les ondes spirales de densité [Esposito et al. 1983 ; Pignouf et al. 2007] sont comprises entre 5 m et 200 m, bien que nos valeurs paraissent trop grandes, elles sont théoriquement possibles puisque j'ai supposé un milieu extrêmement dilué, composé de particules centimétriques.
Si on augmente la taille des particules, en utilisant la distribution de taille de Zebker et al. [1985], on trouve maintenant des valeurs cette fois en-deçà des limites supérieures : des extensions verticales comprises entre 3 cm et 75 m, en utilisant le facteur de remplissage du masquage des ombres *intra*-particules de Hapke [1986].

7.7.2 Comparaison avec les extensions des simulations dynamiques

Comme il l'a été vu au paragraphe précédent, la façon dont j'ai calculé l'extension verticale est loin d'être inattaquable. D'après Salo & Kaarjalainen [2003], l'extension verticale d'une couche de particules identiques réparties dans une fraction de volume D est égale à :

$$H = \frac{4}{3}\frac{\tau_{\rm dyn}}{D} r_{\rm unif} \tag{7.17}$$

où $r_{\rm unif}$ est la taille des particules pour une distribution uniforme. Comme cette formule a été utilisée, j'avais pris le rayon effectif de la distribution de taille de Zebker et al. [1985]. Cependant la profondeur optique utilisée depuis le début est une profondeur optique photométrique décrite dans le cadre du transfert radiatif de Chandrasekhar [1960] (τ ou $\tau_{\rm PPS}$). Cette profondeur optique n'est pas exactement égale à la profondeur optique dynamique. Cette dernière est calculée directement à partir des simulations en divisant la surface des particules sur la surface totale de la région simulée ($L_x \times L_y$) :

$$\tau_{\rm dyn} = \sum_i \frac{\pi r_i}{L_x \times L_y} \tag{7.18}$$

De plus, une loi empirique lie les deux profondeurs optiques τ et $\tau_{\rm dyn}$, voir [Salo & Karjalainen, 2003] :

$$\frac{\tau}{\tau_{\rm dyn}} \approx 1 + k \cdot D \qquad \text{avec} \quad k \in [1;1,5] \tag{7.19}$$

Distribution	Zebker et al. [1985]		$r_{\rm min}$=0,1m $r_{\rm max}$=5m q=3
	Goldreich Tremaine $H \simeq \frac{\tau}{D} r_{\rm eff}$	Hapke/Esposito *intra*-particules $H = \frac{4}{3}\frac{\tau_{\rm PPS}}{D} r_{\rm eff}$	Salo Kaarjalainen $H = \frac{4}{3}\frac{L_x}{\sqrt{\pi N_{\rm part} D}} \tau_{\rm dyn}^{1,5}$
Anneau C (τ ∼0,1)	1 m	9 cm - 3 m	7,5 m - 20,7 m
Div. Cass (τ ∼0,2)	10 m	17 cm - 8 m	8,2 m - 21,4 m
Anneau A (τ ∼0,5)	2 m	2 m - 4 m	10,0 m - 22,6 m
Anneau B (τ ∼2)	3 m	3 m - 17 m	12,4 m - 20,7 m

Tableau 7.6 – Comparaison des extensions verticales obtenues en utilisantla distribution de taille de Zebker et al. (1985) (voir aussi le tableau 4 page 15, pour l'anneau B, $r_{\rm min}$=1 cm, $r_{\rm max}$=10 m et $r_{\rm eff}$=1,44 m) via l'ajustement des courbes de phase CLEAR avec les modèles de Hapke (1986) et Esposito (1979) avec les extensions verticales extraites des simulations dynamiques de Salo & Kaarjalainen (2003).

L'équation (7.19) indique que l'approximation $\tau \approx \tau_{\rm dyn}$ n'est valide qu'en cas de très faibles facteurs de remplissage ($D \lesssim$0,1). Mais ce problème est contourné en utilisant le modèle d'Esposito [1979].

D'après le tableau 7.6, mes gammes de valeurs d'extensions verticales semblent harmonieusement comprises entre celles des estimations hydrodynamiques de Goldreich & Tremaine [1978b] et celles des simulations dynamiques de Salo & Kaarjalainen [2003].
Les valeurs de H obtenues par les simulations dynamiques sont généralement plus grandes que celles trouvées avec le masquage des ombres. Ceci est en grande partie dû au fait que les facteurs de remplissage sont assez faibles ($0{,}03<D<0{,}3$ pour les profondeurs optiques typiques des anneaux principaux et avec une distribution de taille en loi de puissance où $r_{\min}$=10 cm ; $r_{\max}$=5 m et q=3). De plus, il y a très peu de contraste entre les extensions verticales de Salo & Kaarjalainen obtenues pour les régions à haute profondeur optique et celles à basse profondeur optique, par conséquent les valeurs des simulations dynamiques représentent la **limite supérieure** de l'épaisseur des anneaux de Saturne.
Dans le cas de l'hydrodynamique, les valeurs de Goldreich & Tremaine [1978b] sont systématiquement plus faibles que les extensions verticales fournies par le modèle de masquage des ombres de Hapke [1986]. Ces valeurs, représentent dans la majorité des cas une **limite inférieure**. Le cas de la Division de Cassini reste dans le cadre du modèle de Goldreich & Tremaine [1978b] problématique, des vitesses de dispersion plus faibles permettraient néanmoins un meilleur accord avec les données.

Pour terminer, j'ai représenté dans la figure 7.27 l'extension verticale obtenue à partir du facteur de remplissage modifié $F = 1 - D$ du modèle de Kawata & Irvine [1974].
Cependant il reste maintenant à expliquer pourquoi j'ai soustrait 1 à D, pourquoi ne pas avoir utilisé la relation d'inversion d'Esposito [1979] (voir l'équation (7.15)) ?
Les valeurs d'extension verticale trouvées pour l'anneau C et l'anneau B avec le facteur de remplissage modifié se trouvent dans la gamme 1-25 mètres. Ces valeurs sont totalement en accord avec les extensions verticales estimées à partir des vitesses de dispersion de Goldreich & Tremaine [1978b], et justifient par la même le choix d'avoir pris un facteur de remplissage défini par $F = 1 - D$.

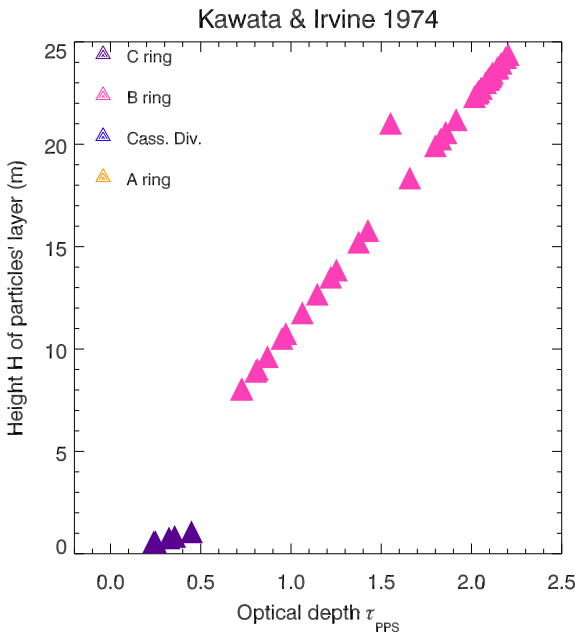


Figure 7.27 – Variation avec la profondeur optique de l'extension verticale des particules macroscopiques du masquage des ombres (Kawata & Irvine, 1974).

En effet, le modèle original de Kawata & Irvine [1974] avait été testé sur les courbes de phase de Franklin & Cook [1965], et le facteur de remplissage trouvé à l'époque conduisait déjà à des extensions verticales impensables aujourd'hui : 800 mètres.
C'est d'ailleurs pour cette raison qu'il m'a semblé impossible d'expliquer le facteur de remplissage D comme celui d'une couche représentant la surface des particules car si c'était le cas, l'épaisseur de la surface des particules (800 mètres d'après Kawata & Irvine [1974]) serait supérieure à l'extension verticale des particules (∼10 mètres d'après [Rosen et al., 1991ab]).

Par conséquent, les valeurs de facteur de remplissage obtenues dans le cadre du masquage des ombres *intra*-particules conduisent à des extensions verticales tout à fait convaincantes, ce qui laisse présager :
- **① que le facteur de remplissage est le bon**
- **② que la distribution de taille utilisée est correcte.**

En conclusion, **l'extension verticale des anneaux ne semble pas représenter une épaisseur absolue** de la couche des particules des anneaux :
– si on prend une distribution de taille non-uniforme des particules dans les anneaux de Saturne, l'épaisseur est relativement petite car les grosses particules auront tendance à se répartir dans le plan vertical de la planète.
– si maintenant on prend une distribution de taille uniforme, le facteur de remplissage sera systématiquement plus faible et conduira à une épaisseur très importante, allant de la centaine de mètres au kilomètre.

Chapitre 8

Discussion et Perspectives

« Définir, c'est limiter. »

Oscar Wilde
Le portrait de Dorian Gray

Sommaire

8.1 Synthèse des résultats obtenus 202
8.1.1 Propriétés surfaciques et tri-dimensionnelles des anneaux de Saturne 202
Utilisation de concepts dynamiques pour valider la photométrie 202
Epaisseur des anneaux de Saturne : monocouche ou multicouche ? 204
8.1.2 Carte d'identité des anneaux principaux de Saturne 206
L'anneau A : le royaume des fines poussières 206
L'anneau B : moins épais que prévu ... mais plus complexe 208
La Division de Cassini : un anneau à part entière 210
L'anneau C : le royaume de la ségrégation 212
Les anneaux D et F : des annelets à spirale et encore beaucoup de mystères 214
8.1.3 Une meilleure connaissance des caméras ISS de Cassini 217
8.2 Apports et limitations des modèles photométriques 218
8.2.1 Une photométrie de plus en plus complexe 218
8.2.2 Quelques certitudes sur le masquage des ombres 219
8.2.3 Le problème de la rétro-diffusion cohérente 219
8.2.4 Y-a-t-il unicité de la vision d'une surface par un modèle photométrique ? 220
8.3 Perspectives 222
8.3.1 De la planétologie comparée avec l'effet d'opposition 222
Analyse critique des données 222
Analyse critique des modèles de l'effet d'opposition 223
Analyse critique des surfaces étudiées 226
8.3.2 Effets physiques non étudiés mais prometteurs 228
Effet d'élévation (*'tilt' effect*) 228
Effet de la profondeur optique 228
8.3.3 Un code photométrique numérique 228
8.3.4 Interactions anneaux/satellites : lien entre la photométrie et la dynamique 229

8.1 Synthèse des résultats obtenus

8.1.1 Propriétés surfaciques et tri-dimensionnelles des anneaux de Saturne

Utilisation de concepts dynamiques pour valider la photométrie

Ce n'est pas un hasard si tout au long de cette thèse, j'ai représenté :
– le choix des structures intéressantes ou *types d'anneau* (annexe D, §D.5 page 322) ;
– les paramètres morphologiques de l'effet d'opposition (chapitre 5, §5.1.3 page 126) ;
– les paramètres photométriques (chapitre 7, §7.1 et 7.3 page 165)
en fonction de la profondeur optique des anneaux. En fait, j'ai remarqué que la profondeur optique est un paramètre clef des anneaux, qui est très souvent corrélé avec d'autres propriétés physiques.

Les anneaux de Saturne possèdent donc deux paramètres déterminants : l'albédo et la profondeur optique (qui plus est, la plus large gamme de profondeur optique de tous les systèmes d'anneaux connus). En outre, la profondeur optique s'est révélée être le paramètre clef des comportements dynamiques et photométriques des anneaux de Saturne.

En effet, plusieurs corrélations de ces paramètres avec la profondeur optique peuvent s'expliquer à partir de concepts dynamiques :

❶ Les particules des anneaux denses sont intimement liées à leur activité collisionnelle. Celle-ci étant régulière et sans conséquences sur l'état de surface des particules (collisions élastiques) d'après $\nu_c \simeq \Omega\tau$ la **fréquence des collisions** et $\epsilon_n \simeq \sqrt{1-\frac{0,6}{1-\tau^2}}$, le **coefficient de restitution**. De ce fait, l'activité collisionnelle va atteindre la limite due au cisaillement keplerien, ce qui provoque une invariance des vitesses d'impact ($v_i \lesssim$0,2 cm.s^{-1}) aux fortes profondeurs optiques (voir la figure 8.1). Ceci est responsable de :
  – la saturation des paramètres morphologiques liés à la rétro-diffusion cohérente dans l'anneau B ;
  – la saturation du paramètre d'anisotropie dans la direction de rétro-diffusion dans l'anneau B (τ>1), les particules sont plus lisses ($\epsilon_n \sim$1) et entrent dans un régime proche de la réflexion spéculaire où elles diffusent massivement la lumière vers l'arrière ;
  – la corrélation positive de l'albédo de diffusion simple avec τ pour les anneaux denses et brillants, s'explique également par le fait que les particules sont lisses, mais surtout très réfléchissantes ;
  – la distribution de taille des grains de régolite des anneaux denses est réduite ($q \lesssim 3$) : ceci peut s'expliquer par le manque de petites particules qui se regroupent pour former des agrégats ;
  – la corrélation positive des rugosités macroscopiques de Hapke [1986] et Shkuratov et al. [1999] avec τ va également dans le sens d'anneaux denses plus rugueux.

❷ Les fortes vitesses d'impact dans les anneaux diffus et sombres, qui possèdent intrinsèquement des coefficients de restitutions faibles (collisions inélastiques) gèrent le comportement des particules (voir la figure 8.2). Ces collisions rares ($\nu_c \simeq \Omega\tau$) mais violentes (v_i>1 cm.s^{-1} et ϵ_n<0,5) sont responsables de :
  – l'anti-corrélation de l'albédo de diffusion simple avec τ pour les anneaux diffus et sombres, qui s'explique par le fait que les plus denses de ces régions ont des surfaces très lisses qui vont absorber efficacement la lumière. Les régions à plus faible profondeur optique ont des surfaces plus fracturées et vont moins bien absorber la lumière ;
  – des faibles rugosités macroscopiques de Hapke [1986] et Shkuratov et al. [1999] avec τ sont dues au fait que les collisions violentes ont tendance à compacter les particules en agrégats ou à générer des débris qui peuvent être considérés comme des particules ;
  – les plus grands indices de puissance de la distribution de taille des grains de régolite ($q \sim$3,5) et des particules vont également dans ce sens car les collisions violentes vont générer un large panel de tailles de particules.

En résumé, pour des surfaces lisses, les collisions sont très élastiques, figure 18 page 20, voir [Bridges *et al.*,1984,1996 ; Hatzes *et al.*,1988,1991]. Dès que la surface est couverte de givre ou de fissures et de dislocations dues aux collisions ou au stress thermique, les collisions deviennent plus dissipatives. La compaction et la dislocation de la surface ont alors des effets antagonistes et le coefficient de la restitution dépend fortement de la vitesse d'impact. Le collage peut se produire entre particules ayant une surface givrée ou irrégulière à basse vitesse d'impact ($< 0{,}2$ cm.s^{-1} d'après Goldreich & Tremaine, [1978]) et avec des tailles typiques plus petites qu'un mètre. Seuls les dix premiers micromètres sont certainement impliqués dans ce mécanisme de collage [Spilker *et al.*, 2003].

De par l'antagonisme entre l'effet destructeur du passage dans l'ombre (provoquant un stress thermique qui fracture la surface des particules, [Leyrat, 2006]) combiné au bombardement météoritique et l'effet tantôt lissant des collisions, **l'état de surface des particules des anneaux semble être lié de façon complexe à des processus tant dynamiques que photométriques. Ceci explique l'ambivalence de la profondeur optique à expliquer des processus dynamiques et photométriques.**

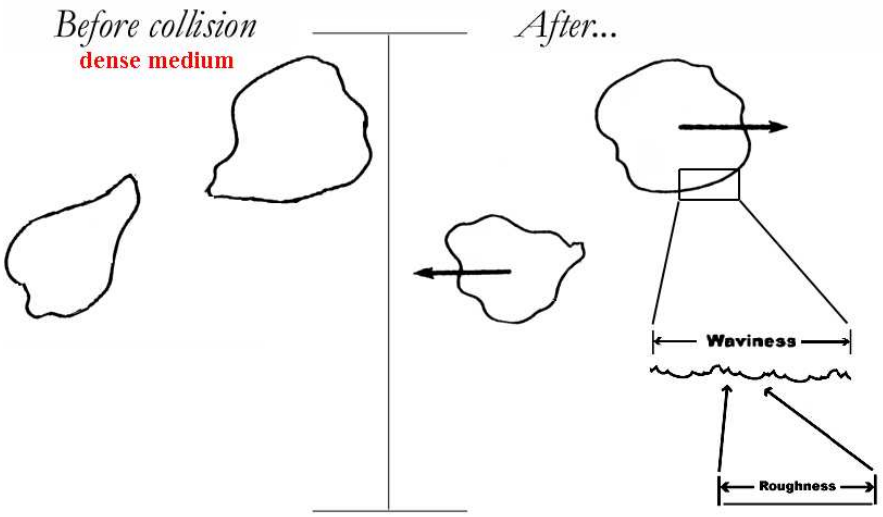


Figure 8.1 – Mise en évidence de deux types de rugosités par des collisions douces. La rugosité « macroscopique » (*waviness*) peut être sensiblement plus faible que dans des collisions violentes et pourrait expliquer les comportements de l'albédo ϖ_0 et de l'anisotropie g avec τ. La rugosité microscopique (*roughness*) pourrait être liée à l'effet d'opposition (via la rétro-diffusion cohérente).

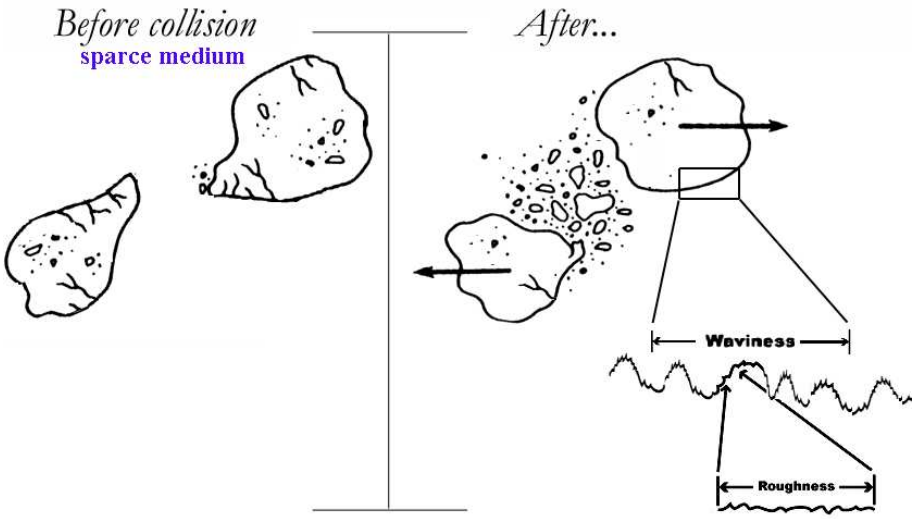


Figure 8.2 – Mise en évidence de deux types de rugosités par des collisions violentes et corrélation avec la distribution de taille des particules.

Epaisseur des anneaux de Saturne : monocouche ou multicouche ?

Avec le modèle de masquage des ombres de Hapke [1986], et quelques hypothèses simplificatrices (voir page 204), j'ai pu calculer l'épaisseur des anneaux dans des régions typiques, figure 8.3.

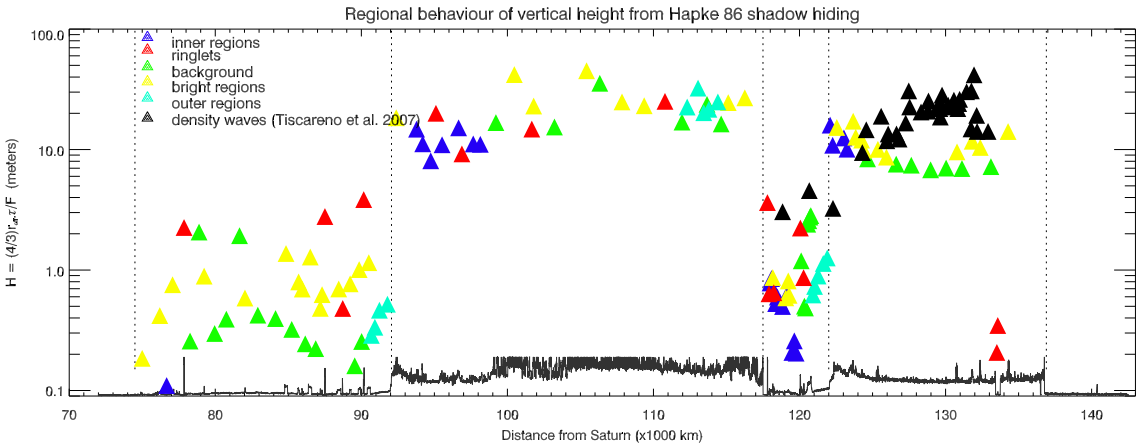


Figure 8.3 – Extension verticale du modèle de Masquage des ombres de Hapke (1986) avec la distribution de taille de Zebker et al. (1985) pour les anneaux principaux de Saturne représentés en type d'anneau.

On remarque tout d'abord un très fort effet régional dans l'anneau C qui s'illustre par la pertinence de la représentation en *types d'anneau*. Mais le plus impressionnant dans cette représentation est la gamme de valeurs de l'épaisseur, qui s'étend du centimètre à plusieurs mètres. Des épaisseurs dans des régions comme l'anneau C et la Division de Cassini impliquent des répartitions en monocouche.
Typiquement une monocouche de quelques centimètres ne signifie pas que les particules sont réparties sur une couche faisant le diamètre d'une particule centimétrique, puisque les plus grosses particules d'après les sondages radio de Zebker et al. [1985] sont de l'ordre du mètre. Une monocouche signifie que l'épaisseur est inférieure au diamètre des plus grosses particules. Dynamiquement, les monocouches sont tout aussi probables que les multicouches et les deux types d'épaisseurs ont déjà été simulés, voir [Hénon, 1981] et [Salo, 1992]. Cependant, les inversions radio sont en faveur d'un modèle à une couche de particules pour l'anneau C et à plusieurs (∼3) couches de particules pour l'anneau A [Zebker et al., 1985]. Toutefois, dans les simulations dynamiques [Salo, 1992 ; Salo & Karjalainen, 2003ab ; Salo et al., 2001,2004 ; Morishima & Salo, 2006], les multicouches (épaisseur supérieure à plusieurs fois la taille des plus grosses particules) sont systématiquement favorisées à faible et à forte profondeur optique (voir le tableau 7.6 page 197).

Pourtant, il semble que Heikki Salo ait utilisé deux approximations assez fortes qui pourraient faire en sorte que ses simulations dynamiques n'aient plus rien à voir avec un système dynamique tel que les anneaux de Saturne :

❶ la distribution de taille est trop tronquée : le rapport $r_{\max}/r_{\min}$ est de l'ordre de la dizaine, d'après la distribution de taille de French & Nicholson [2000]. Cependant, j'ai démontré que cette distribution de taille n'est pas adaptée au masquage des ombres, ce qui est assez gênant, elle pourrait de ce fait être inadaptée à toute simulation. Ce même problème n'est pas rencontré avec la distribution de taille de Zebker et al. [1985], qui semble donc mieux correspondre au masquage des ombres et au comportement des anneaux en général. Cependant Salo ne peut pas utiliser une telle distribution de taille car il est limité par la puissance de son ordinateur (il serait préférable qu'il parallélise son code numérique) ;

❷ l'hypothèse sur la vitesse d'impact et le coefficient de restitution est trop légère. En effet, dans les simulations de Heikki Salo, le coefficient de restitution utilisé est celui de la loi de Bridges et al. [1984]. J'ai montré que cette loi ne reflète qu'un seul état de surface (§ page 19), or les anneaux reflètent différents états de surface liés à la profondeur optique, de ce fait cette approximation pourrait ne favoriser qu'un seul type de collisions, ce qui ne correspond pas à la réalité.

D'ailleurs, dans les simulations dynamiques de [Salo, 1992 ; Salo & Karjalainen, 2003ab ; Salo et al., 2001,2004 ; Morishima & Salo, 2006], on peut être surpris par la quasi-invariance de l'épaisseur des anneaux en fonction de la profondeur optique et du facteur de remplissage (voir le tableau 7.6 page 197). Il est fort probable que les hypothèses simplificatrices sur la distribution de taille et le coefficient de restitution des particules soient les limitations de ces simulations. Par conséquent, il n'y a aucune contre-indication dynamique à la répartition en monocouche de certaines régions de l'anneau C et de la Division de Cassini.

Dans le détail, que nous apprennent les valeurs d'épaisseur de la figure 8.3 ? Il existe peu de valeurs sur l'épaisseur verticale des anneaux déduites des observations, pour lesquelles une étude comparative serait faisable. L'étude de Tiscareno et al. [2007] fournit une épaisseur déduite des ondes de densité dans l'anneau A et dans quelques régions de la Division de Cassini. Si ces valeurs sont globalement en accord avec les notres pour la Division de Cassini, elles sont systématiquement plus grandes pour l'anneau A. Comment expliquer ce décalage ?
Il faut pour cela, revenir aux sources de la détermination de l'épaisseur d'un anneau à partir des ondes de densité. D'après Goldreich & Tremaine [1978], la vitesse entre les particules des anneaux peut être dérivée de la viscosité ν, il s'en suit l'épaisseur verticale des anneaux : $H \sim c/\Omega$, (voir les équations (9) à (11) page 18) en supposant que les vitesses aléatoires dans les anneaux sont isotropes.
Les équations (9) à (11) supposent également que les interactions entre les particules des anneaux sont des collisions isolées de deux particules ; cette condition n'est pas acceptable quand la densité de particules d'anneau est suffisamment forte pour que la dimension particulaire devienne importante [Wisdom & Tremaine, 1988].
De plus, les ondes d'instabilité gravitationnelle ou *wakes* [Julian & Toomre, 1966 ; Salo 1995] jouent un rôle dominant en conduisant la viscosité dans un anneau [Daisaka et al., 2001], et produisent ainsi des vitesses aléatoires plus grandes dans le plan des anneaux que dans la direction verticale [Daisaka & Ida, 1999], diminuant de ce fait l'épaisseur verticale donnée par la vitesse aléatoire. Par conséquent, l'épaisseur des anneaux dérivée par les ondes de densité dans l'anneau A doit être interprétée comme une limite supérieure, ce qui nous arrange bien ! En effet d'après la figure 8.3 les épaisseurs de l'anneau A déterminées par les ondes de densité (où le disque est supposé stable) sont de l'ordre de plusieurs dizaines de mètres alors qu'avec le modèle du masquage des ombres (qui ne fait aucune supposition sur l'auto-gravité du disque et qui découle directement des observations) j'ai trouvé des épaisseurs de 4 à 10 mètres.

Finalement, la vision qui semble se dégager est la répartition en multicouche de la majorité des anneaux et la répartition en mono-couche de quelques régions de l'anneau C et de la Division de Cassini.
Pourtant, il est généralement admis [Nicholson et al., 2000] que les modèles photométriques optiques font la supposition d'un anneau classique épais de plusieurs particules, par exemple [Doyle et al., 1989 ; Cooke, 1991 ; Ferrari, 1992 ; Dones et al., 1993].
Comment alors est-t-il possible d'obtenir une monocouche si l'on a fait la supposition dès le départ (dès l'inversion de Chandrasekhar [1960]) de se placer dans une multicouche ?
Ici encore, il y a un problème de sémantique dans l'utilisation de l'appellation monocouche et multicouche. En photométrie, il n'y a pas à proprement parler de monocouche ni de multicouche, d'ailleurs ces appellations sont inconnues pour Chandrasekhar [1960] qui évoque plutôt un plan parallèle. En fait, comme je l'ai détaillé dans le paragraphe E.2.3 page 346, l'espace est défini en couches de diffuseurs élémentaires subdivisées en fonction de la profondeur optique (voir le graphique E.9 page 348).

Il y a effectivement une hypothèse de multicouche dans le modèle d'inversion de Chandrasekhar [1960], mais il s'agit d'une multicouche de diffuseurs élémentaires. De plus, il est fort probable que le diffuseur élémentaire des modèles photométriques remplisse sa fonction et ne soit pas un élément plus grand tel que le grain ou la particule. Par conséquent, il n'y a pas non plus de contre-indication photométrique à la répartition en monocouche de certaines régions de l'anneau C et de la Division de Cassini.

Pour terminer la synthèse de nos résultats, un résumé par anneau des propriétés photométriques et dynamiques qui ont été contraintes à partir de cette thèse sera abordé.

8.1.2 Carte d'identité des anneaux principaux de Saturne

Si l'on comparait l'étude photométrique que j'ai faite à une enquête de Police, l'idée émanant des anneaux constituerait des indices conduisant à un « portrait robot » de chaque anneau. La sensibilité et le domaine de validité de chaque modèle font en sorte que le « portrait robot » ne correspond jamais à une vraie photographie, mais permettent de se rapprocher plus ou moins de la réalité. Avec tous les modèles photométriques utilisés, ont été obtenus plusieurs « portraits robots » que je vais maintenant fusionner en un seul. Cependant il faut être clair, les indices recueillis sont trop limités pour remonter à l'âge ou à l'origine de chaque anneau.

L'anneau A : le royaume des fines poussières

Figure 8.4 – Image composite en vraies couleurs (RGB) de l'**anneau A** obtenue à partir des images de la caméra NAC le 12 décembre 2004 durant l'orbite 8 (séquence 1481). L'angle de phase est de 45° et la résolution radiale au milieu de l'anse est de 10,5 km.pixel^{-1}. L'échelle de longueur indiquée n'est valide qu'au milieu de l'anse.

L'anneau A se situe à l'extrémité du système principal des anneaux de Saturne. Avec ses dimensions hors-norme et une profondeur optique moyenne $\tau \sim$0,5 (14 600 km, ce qui en fait le 2è anneau le plus large et dense du Système Solaire), il offre une richesse et une diversité de structures : des ondes spirales de densité et de courbure excitées par les satellites, au nombre d'une cinquantaine, deux lacunes comprenant en leur sein des annelunes et annelets, ainsi qu'une asymétrie azimutale de brillance en forme de quadrupôle, expliquée par des ondes d'instabilité gravitationnelle sur des échelles de 100 m.
Je me suis intéressée à la structure fine de l'anneau A, et le fait que la limite de Roche se situe dans cet anneau (voir page 60) laissait présager une structure riche en agrégats. Effectivement, avec des paramètres tels que la rugosité macroscopique des modèles photométriques de Hapke [1986] et Shkuratov et al. [1999], j'ai pu montrer que l'anneau A était significativement rugueux. Cependant, à l'instar de l'anneau B, l'anneau A est composé de très fines poussières qui sont non seulement responsables des très élevées amplitudes du pic d'opposition (figure 5.16 page 134) mais également du pic de diffusion vers l'avant (figure 7.11 page 176).
Par conséquent, ce qui se dégage principalement des contraintes apportées sur l'anneau A est **l'abondance de débris et la prépondérance des fines poussières dans les comportements diffusifs extrêmes** (diffusions pures vers l'avant et l'arrière).

J'ai voulu savoir s'il était possible de caractériser l'auto-gravité de l'anneau A (coefficient de Toomre, taille des agrégats) avec les épaisseurs du masquage des ombres. D'après [Julian & Toomre, 1964 ; Salo 1995 ; Daisaka & Ida, 1999], les ondes d'instabilité gravitationnelle produisent des vitesses aléatoires plus grandes dans le plan des anneaux que dans la direction verticale. Les composantes radiale c_r et azimutale c_θ de la vitesse de dispersion peuvent être déterminées par leur rapport, estimé à : $c_\theta/c_r = \kappa/2\Omega$ où κ est la fréquence épicyclique. L'épaisseur de l'anneau A étant supérieure à la taille des particules, la composante radiale [1] de la vitesse de dispersion peut être approximée par :

$$c_r \simeq H\Omega \tag{8.1}$$

où Ω est donné dans le tableau 3 page 13. Avec nos valeurs épaisseurs verticales (tableau 7.6 et figure 8.3) on trouve des vitesses de dispersion radiales de l'ordre de c_r ∼0,008-0,255 cm.s^{-1}. D'après [Toomre, 1964], la composante radiale de la vitesse de dispersion possède une limite inférieure donnée par : $c_{r\ \mathrm{min}} = 3,36\frac{G\sigma}{\kappa}$, ce qui permet d'obtenir le coefficient de Toomre $Q = c_r \cdot (c_{r\ \mathrm{min}})^{-1}$, soit :

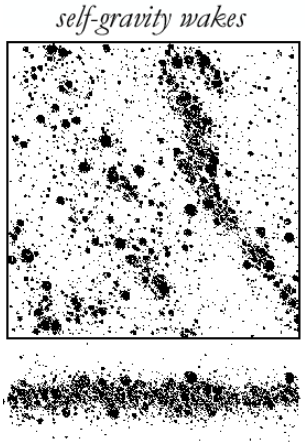


Figure 8.5 – Épaisseur d'un anneau en présence d'ondes d'instabilité gravitationelle (Richardson, 1993).

$$Q = c_r \cdot \frac{\kappa}{3,36\ G\sigma} \tag{8.2}$$

Cependant, κ étant inconnu dans le cas des anneaux de Saturne (et de l'anneau A), on suppose généralement que $\kappa \simeq \Omega$. Pour la densité de surface, elle peut être estimée d'après Salo et al. [2004] :

$$\sigma = \frac{4}{3}\rho\tau r_{\mathrm{eff}} \tag{8.3}$$

r_{eff} a été pris comme étant le rayon effectif des particules utilisé dans le chapitre 7 avec la distribution de taille moyenne de Zebker et al. [1985] et comme gamme de masse volumique 450 kg.m^{-3}<ρ<918 kg.m^{-3} où la limite supérieure correspond à la glace d'eau et la limite inférieure est la valeur utilisée dans les simulations dynamiques de Salo et al. [2004]. Finalement les valeurs de c_r, Q, σ et λ_{crit} sont résumées dans le tableau 8.1.

Que donnent maintenant les simulations dynamiques N-corps dans l'anneau A ? Ces simulations sont basées sur la modélisation de l'asymétrie azimutale de brillance de l'anneau A à partir de la théorie des ondes d'instabilité gravitationnelle. La longueur d'onde caractéristique (indépendante du temps) de l'instabilité gravitationnelle peut être donnée sous la forme :

$$\lambda_{\mathrm{crit}} \approx \frac{c_r^2}{G\sigma} \tag{8.4}$$

La taille typique des grumeaux dans les simulations est de l'ordre de $\frac{1}{4}L_x$ où la taille de la boîte simulée est L_x=305 m. Les autres propriétés sont dans le tableau 8.1.

Anneau A	Masquage des ombres		Asymétrie azimutale Salo et al. [2004]
c_r (cm.s^{-1})	éq. (8.1)	0,008-0,255	0,001
σ (kg.m^{-2})	éq. (8.3)	301-615	500
Q	éq. (8.2)	0,9-5,5	1-2
λ_{crit} (m)	éq. (8.4)	17-322	76

Tableau 8.1 – Comparaison des propriétés physiques de l'anneau A avec le modèle de masquage des ombres de Hapke [1986] et les simulations dynamiques de Salo [2004].

Finalement, la limite supérieure de nos résultats fournit un bon accord avec les simulations dynamiques N-corps de Salo et al. [2004]. Les vitesses de dispersion obtenues sont légèrement plus grandes, favorisant de ce fait les collisions légèrement plus violentes que celles des simulations. Le modèle du masquage des ombres, fournit donc des valeurs satisfaisantes à l'égard des instabilités gravitationnelles dans l'anneau A.

[1] Une autre approximation de la vitesse de dispersion existe $c_r \simeq r_{\mathrm{eff}}\Omega$, cependant, cette vitesse doit être considérée comme la limite inférieure dans le cas où l'extension verticale serait inférieure à la taille des plus grosses particules.

L'anneau B : moins épais que prévu ... mais plus complexe

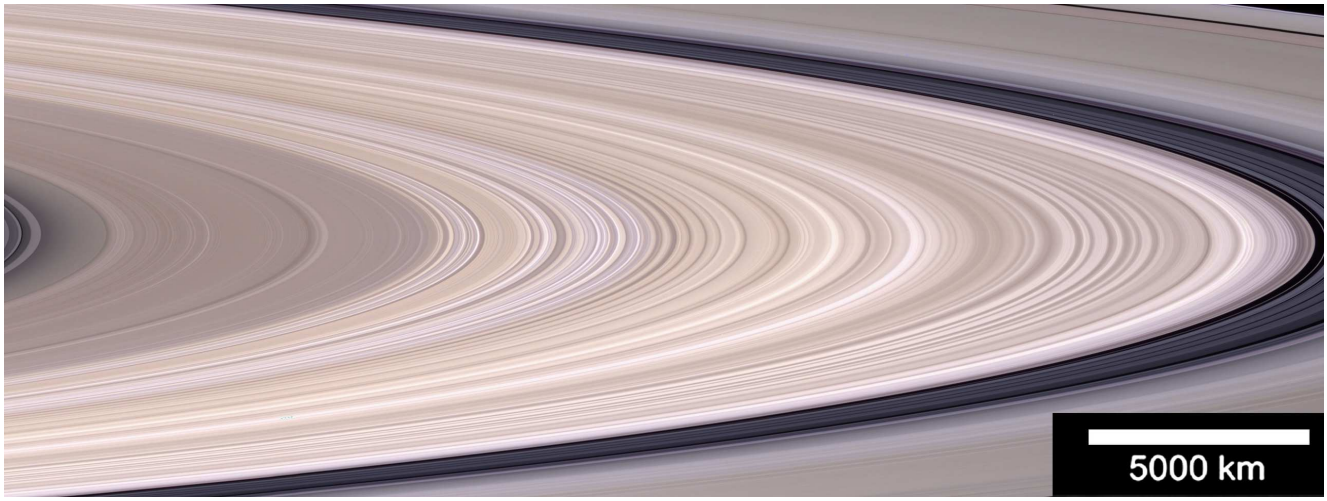


Figure 8.6 – Image composite en vraies couleurs (RGB) de l'**anneau B** obtenue à partir des images de la caméra NAC le 12 décembre 2004 durant l'orbite 8 (séquence 1481). L'angle de phase est de 45° et la résolution radiale au milieu de l'anse est de 10,5 km.pixel^{-1}. L'échelle de longueur indiquée n'est valide qu'au milieu de l'anse.

Lorsque j'ai inversé les courbes de phase de l'anneau B avec le modèle de Chandrasekhar [1960], la plus faible dispersion entre les courbes provenant de différentes géométries d'illumination a été obtenue. Ceci a paru de prime abord être la preuve que l'anneau B était beaucoup moins complexe qu'initialement prévu. Cependant, dans toute cette thèse, j'ai obtenu une majorité de résultats globalement invariants pour l'anneau B :
– **saturation** des paramètres morphologiques A et HWHM du pic d'opposition (figures 5.10 page126 et 6.3 page149) ;
– quasi **saturation** de l'albédo de diffusion simple ϖ_0 (figure 7.1 page166) ;
– **saturation** de la fraction f_a de contaminants (figure 7.9 page174) ;
– **saturation** du paramètre d'anisotropie g (figure 7.11 page176) ;
– **saturation** du rapport de taille $r_{\max}/r_{\min}$ des particules impliquées dans le masquage des ombres (figure 7.23 page191) ;
– **saturation** du facteur de remplissage D des particules (figure 7.26 page195).
D'ailleurs, en ce qui concerne l'inversion de Chandrasekhar [1960] qui semblait au départ simple, elle peut également être vue comme une sorte de dégénérescence. En effet lorsque l'on applique les formules d'inversion en réflexion ou en transmission (équations (E.30) et (E.32) page 348), il est notable de remarquer que le facteur en exponentielle qui dépend de la profondeur optique n'a aucun effet. Ceci s'explique aisément par le fait qu'à τ>1, le terme en $(1 - e^{-\tau/\mu})$ tend vers 1. Autrement dit, on peut supprimer ce terme ou prendre τ=3 ou 10, cela ne change strictement rien : d'où la dégénérescence de τ dans le modèle de Chandrasekhar [1960] dans le cas de l'anneau B.
Cette idée de saturation et de dégénérescence implique donc que **le transfert radiatif ne peut être résolu analytiquement dans l'anneau B**. Ceci rejoint donc les conclusions de Doyle et al. [1989] selon lesquelles la densité de l'anneau B et son interaction avec la lumière sont d'une complexité quasi insurmontable. Pourtant, le moins que l'on puisse dire est que le signal reçu n'est pas saturé : l'annneau B possède de fortes variations de brillance et de couleurs sur ses 25 600 km de longueur. Par conséquent, ce que l'on peut comprendre de la saturation des paramètres photométriques et physico-chimiques c'est que les variations au sein de l'anneau sont moins fortes qu'en fonction des autres anneaux.

L'**un des résultats les plus ambigüs de cette thèse** sur l'effet d'opposition concerne la taille des grains dans l'anneau B impliqués de la rétro-diffusion cohérente.
En utilisant le modèle de Shkuratov et al. [1999] dans son domaine de validité, j'ai obtenu une saturation à τ>1 du rapport de taille $d_{\max}/d_{\min}$. Ce résultat concorde également avec les résultats morphologiques

où l'amplitude A est minimale dans l'anneau B (figures 7.22 page 189 et 6.3 page 149), et comme A décroît quand d diminue dans les modèles de rétro-diffusion cohérente, nous obtenons bien les plus grandes tailles de grains dans cet anneau. Ceci conduit à deux résultats majeurs :
– l'anneau B est constitué de grains micrométriques qui sont plus grands que dans les autres anneaux ;
– l'anneau B possède des tailles de grains qui s'étendent sur des gammes restreintes.
Ces résultas s'expliquent assez aisément grâce à l'interaction matière/champ magnétique qui prévoit l'érosion des grains micrométriques à $\tau>1$ par collisions avec le plasma magnétosphérique. Comme le plasma magnétosphérique est en rotation synchrone avec la planète (soit en plein milieu de l'anneau B) et que la profondeur optique de l'anneau B est majoritairement supérieure à 1, toutes les conditions sont remplies pour faire disparaître les petits grains.
Pourtant, un résultat de notre étude assez inquiétant réside dans les valeurs extrêmement faibles de tailles de grains (d et $r_{\rm p}$) fournies par le modèle modifié de Shkuratov et al [1999] et le modèle de Hapke et al. [2002] respectivement. **Ceci pourrait remettre donc en cause la destruction des plus petits grains micrométriques dans l'anneau B par le plasma.** Cependant si ces petits grains étaient présents, on devrait avoir leur signature photométrique dans la diffusion vers l'avant, ce qui n'est pas le cas. On peut toutefois trouver une théorie pour expliquer la présence de ces grains et leur expression uniquement dans la rétro-diffusion cohérente. Si ces grains sont enfouis dans le plan de l'anneau B, même en diffusant massivement vers l'avant, les particules sont trop réfléchissantes et la diffusion vers l'arrière l'emporte. Ceci expliquerait également l'absence de *spokes* prononcées depuis le début de la mission Cassini [2]. Cependant, la rétro-diffusion cohérente n'agit que sur les plus petites particules, et étant un effet statistique quantique : il importe peu si les grains se trouvent dans le plan de l'anneau B ou pas.
Par conséquent, les deux résultats se valent et il ne semble pas possible de déterminer lequel peut l'emporter. D'une part, le modèle original de Shkuratov et al [1999] n'a été utilisé que sur des courbes de phase incomplètes ($\alpha<3^{\rm o}$), d'autre part les modèles de Hapke [2002] et Shkuratov et al. [1999] modifié ont des difficultés à ajuster les données complètes ($0^{\rm o}<\alpha<165^{\rm o}$) et violent la relation avec le libre parcours moyen de transport des photons. **Les deux résultats sont donc attaquables, mais les deux peuvent tout à fait s'expliquer par des modèles et des observations**. De nouveaux modèles d'effet d'opposition, plus précis et tenant compte de la nature vectorielle de la lumière devraient permettre de dissoudre l'ambigüité apparente de nos résultats actuels en favorisant l'une ou l'autre possibilité de taille de grains.

Un autre résultat très intéressant de cette thèse, et beaucoup plus franc à l'égard de l'anneau B concerne les valeurs d'extension verticale des particules.
Les épaisseurs de l'anneau B ont pu être calculées avec le masquage des ombres, mais elles sont plus faibles que celles calculées dans les simulations dynamiques simples [Salo & Karjalainen, 2003]. Une explication probable est la non prise en compte dans ces simulations du régime de surstabilité visqueuse atteint dans les régions où $\tau>1$. Ce phénomène s'explique par une oscillation en dehors du plan vertical d'une couche de particules compacte ($D \gtrsim 0{,}5$) qui peut même cohabiter avec les ondes d'instabilité gravitationnelle de Julian & Toomre [1964]. Ainsi l'épaisseur de l'anneau pulse et peut donc être significativement réduite.

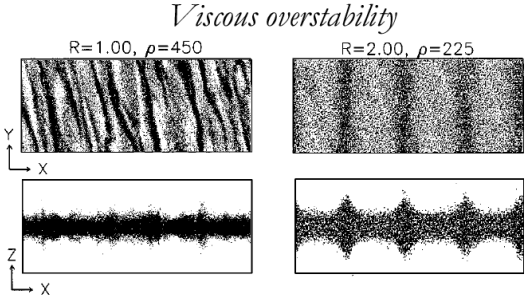


Figure 8.7 – Simulations numériques de Salo et al. 2001 de la surstabilité visqueuse dans les anneaux denses ($\tau>1$).

La combinaison des différents effets (auto-gravité, surstabilité...) dans de nouvelles simulations numériques pourra éventuellement préciser si les valeurs d'épaisseurs sont plus petites et concordent avec les nôtres.

[2] D'après la théorie des *spokes*, c'est uniquement lorsque les poussières sont soulevées d'environ 80 km en dehors du plan des anneaux que les spokes sont les plus contrastées, voir [McGhee et al., 2004] et page 18.

La Division de Cassini : un anneau à part entière

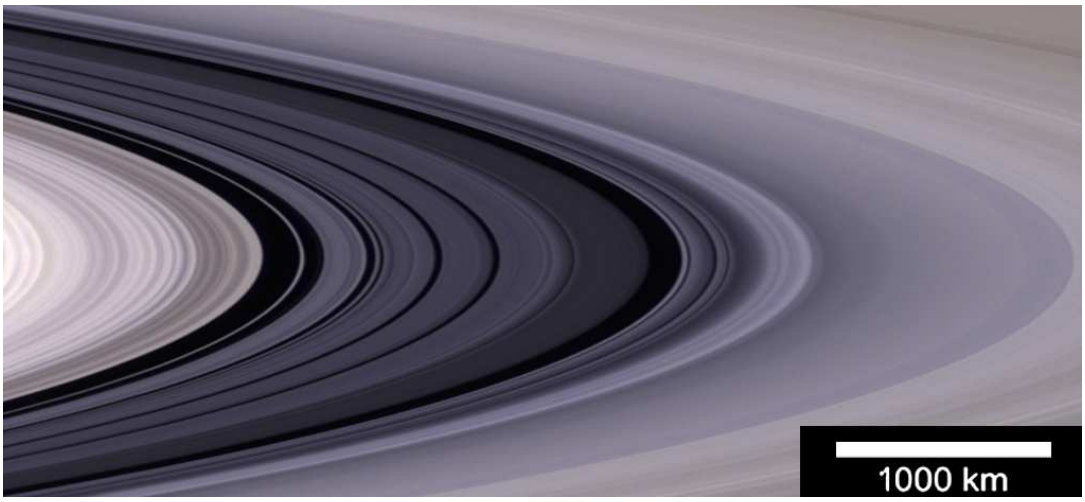


Figure 8.8 – Image composite en vraies couleurs (RGB) de la **Division de Cassini** obtenue à partir des images de la caméra NAC le 12 décembre 2004 durant l'orbite 8 (séquence 1481). L'angle de phase est de 45° et la résolution radiale au milieu de l'anse est de 10,5 km.pixel^{-1}. L'échelle de longueur indiquée n'est valide qu'au milieu de l'anse.

Jusqu'en 1979, **la Division de Cassini était supposée être un espace vide de matière** de 4 000 km, au point même qu'en préparant les survols de Saturne par Pioneer et Voyager, la NASA souhaitait faire passer les sondes dans ce « trou », pour éviter de faire un détour en passant autour des anneaux. Les études photométriques antérieures, basées sur les observations au sol n'obtenaient en effet aucun signal dans la Division de Cassini [Dollfus, 1970 ; Franklin *&* Colombo, 1970], cependant il était suggéré que la Division contenait une quantité faible et finie de particules [Pollack, 1975]. C'est uniquement pour conserver intacte cette faible proportion de matière que les ingénieurs de la NASA ont décidé de ne pas traverser les anneaux principaux.
Pourtant, ce que les sondes Voyager 1 et 2 ont observé, c'est bien plus qu'une division : un anneau si sombre qu'il est apparu depuis la Terre comme un espace vide pendant plus de 4 siècles [3]. Le photopolarimètre de Voyager 1 a fourni une profondeur optique moyenne de $\tau \sim 0{,}2$ supérieure à la majorité des régions internes de l'anneau C et les occultations radio de Voyager 1 et 2 ont fourni une taille maximale de l'ordre de 7,5 mètres ($r_{\rm eff} \sim 2{,}4$ mètres) également supérieure aux tailles trouvées dans l'anneau C. La matière contenue dans la Division de Cassini est donc loin d'être fine et pauvre.

La sonde Cassini a permis d'imager pour la première fois la couleur de la Division de Cassini vue à haute résolution. Elle est sombre et bleue (voir la figure 8.8). Je me suis attachée durant cette thèse de caractériser photométriquement la noirceur bleutée qu'arbore la Division de Cassini.
– Pour ce qui est de la noirceur, les particules de la Division de Cassini sont fortement absorbantes ($\varpi_0 \ll 1$) et possèdent une surface très fracturée, ce qui s'illustre par la décroissance de l'albédo ϖ_0 avec τ.
– En ce qui concerne le bleuté, les rapports de couleurs des fonctions de phase montrent que la Division de Cassini est l'anneau le moins rouge et le moins vert des anneaux A, B et C. Le bleu ne domine donc pas dans les rapports de fonctions de phase, mais la couleur bleue s'explique par la synthèse soustractive des couleurs.

Avec la sonde Cassini sur place, la Division de Cassini également est visible sous toutes les géométries d'illumination, et se distingue particulièrement en diffusion vers l'avant où un pic très prononcé est

[3] A l'heure actuelle, les observations depuis la Terre peuvent observer la Division de Cassini, mais les résultats sont fortement bruités, et ce pour deux raisons. Tout d'abord, la proximité avec l'anneau B contamine la brillance reçue de la Division de Cassini. Enfin, le signal est peu sensible dans cette région car la taille d'un pixel à Saturne depuis la Terre est de 285 km et que la PSF de la caméra du télescope spatial Hubble (WFPC2) est de 7 pixels, ce qui siginifie que la plus petite structure résolue est de ∼2000 km, ce qui représente la moitié de la largeur totale de la Division de Cassini. En général, les études photométriques déduites des observations du HST excluent la Division de Cassini pour les deux raisons précédemment évoquées (Poulet et al., 2002 ; French et al. 2007)

observé dans nos fonctions de phase. Ceci renforce donc la présence et même l'abondance de fines poussières dans cet anneau.
Pourtant il n'y a pas qu'en diffusion vers l'avant où la Division de Cassini brille, elle possède également un pic très prononcé de diffusion vers l'arrière, se matérialisant par un effet d'opposition très pronconcé [4].
L'étude morphologique démontre que les plus grandes amplitudes se trouvent dans la Division de Cassini (A∼1,6-2,4) impliquant donc les plus petites tailles de grains du système d'anneaux principaux (puisque A↗ quand la taille des grains $d \searrow$ d'après Shkuratov et al. [1999]).

La dualité de ces comportements diffusifs extrêmes conduit naturellement à **deux populations de diffuseurs dans la Division de Cassini** :
– une population de fines poussières (ou grains), responsable tant de la diffusion pure vers l'avant que de la diffusion pure vers l'arrière ;
– une population de particules macroscopiques (tailles centimétriques à métriques, voir Zebker et al. [1985] et la figure 7.23 page 191) qui est responsable de l'anisotropie de la diffusion simple et de son penchant pour la diffusion vers l'arrière (figure 7.11 page 176).
Comme les collisions sont censées être plus grandes dans les anneaux diffus (τ<1), [Goldreich & Tremaine, 1978], il est théoriquement possible de trouver une quantité substantielle de débris pouvant reproduire les différentes tailles de diffuseurs trouvées.

Les collisions sont justement un point très pertinent dans la confrontation de la vision de la Division de Cassini par la photométrie et par la dynamique. **Le facteur de remplissage de la Division de Cassini déterminé avec le masquage des ombres semble anormalement élevé**. J'ai en effet trouvé un facteur de l'ordre de 0,42 à 0,49 alors qu'il est de l'ordre de 0,04 avec les estimations hydrodynamiques.
Il faut savoir que le facteur de remplissage hydrodynamique, d'après Goldreich & Tremaine [1978] dépend principalement du rapport de la vitesse angulaire sur la vitesse de dispersion (voir l'équation (7.14) page 192). Comme il est suggéré que les collisions sont violentes dans les anneaux diffus (voir page 23), j'ai utilisé la limite supérieure de c ∼0,2 cm.s^{-1} pour trouver D ∼0,04. Cependant pour trouver un accord avec des facteurs de remplissage significativement plus grands, il suffit de diminuer la vitesse de dispersion d'au moins un facteur 10. Cependant, si les collisions sont plus douces, la rugosité et la distribution de taille des particules (qui en dépendent) seront substantiellement différentes. **Concernant la vitesse de dispersion dans la Division de Cassini, la situation est donc dans une impasse.**

Il y a un dernier point très intéressant dans la combinaison des paramètres photométriques : **la conciliation du facteur de remplissage (relativement grand) de la Division de Cassini avec une répartition verticale en monocouche de certaines régions**. A première vue, ceci peu paraître improbable, cependant l'extension verticale des anneaux ne représente pas une épaisseur absolue de la couche. Si on considère une distribution de taille de particules dans les anneaux de Saturne, l'épaisseur peut être relativement petite car les grosses particules auront tendance à se répartir dans le plan vertical de la planète. De plus, comme le facteur de remplissage est relativement grand, il indique que la couche (de taille inférieure aux plus grosses particules) où sont réparties la majorité des particules est bien remplie.
Une représentation presque visionaire de la Division de Cassini a d'ailleurs été fournie par Hénon [1981], figure 8.9 [5].

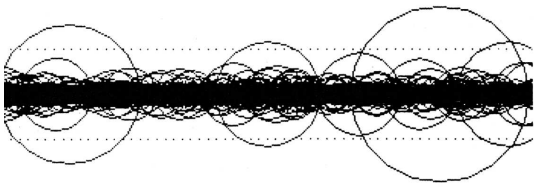


Figure 8.9 – Vue par la tranche d'une simulation dynamique des anneaux de Saturne conduisant à une répartition en monocouche, (Hénon, 1981), particulièrement bien adaptée à la vision de la Division de Cassini adoptée à partir de l'étude photométrique du chapitre 7.

[4] A ce propos, les images ISS de l'effet d'opposition de la Division de Cassini sont trompeuses, car le pic n'apparaît pas de façon aussi proéminente que dans les anneaux A et B alors que la surbrillance est particulièrement plus intense dans les images de ces anneaux.
[5] Bien que la représentation soit conforme à celle que nous nous faisons de la Division de Cassini, Hénon (1981) a utilisé pour ses simulations des valeurs de taille de particules un peu inquiétantes : 32 km !

L'anneau C : le royaume de la ségrégation

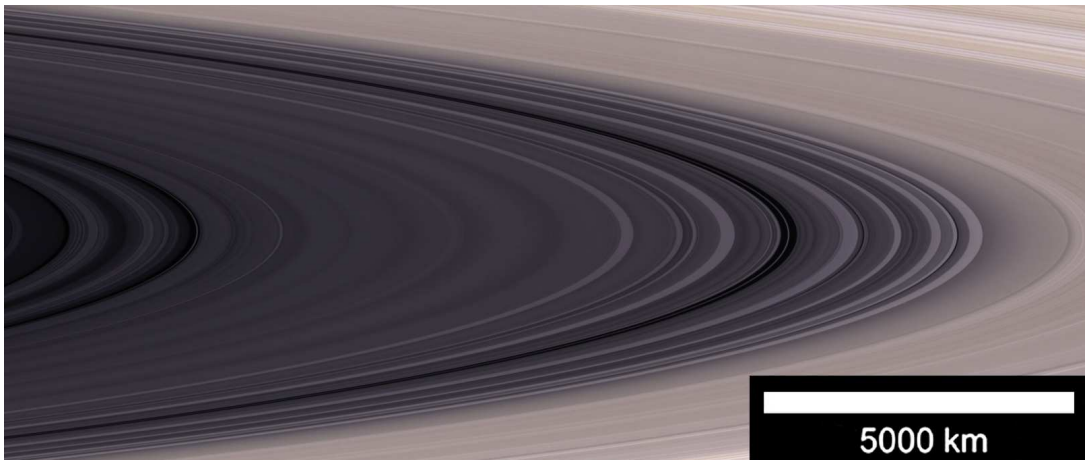


Figure 8.10 – Image composite en vraies couleurs (RGB) de l'**anneau C** obtenue à partir des images de la caméra NAC le 12 décembre 2004 durant l'orbite 8 (séquence 1481). L'angle de phase est de 45° et la résolution radiale au milieu de l'anse est de 10,5 km.pixel^{-1}. L'échelle de longueur indiquée n'est valide qu'au milieu de l'anse.

L'anneau C a été découvert en 1850 et a souvent été appelé dans le passé « anneau de crèpe » (*crepe ring*, voir [Pollack, 1975]). Étant le plus sombre et le plus large (17 500 km) des anneaux principaux, il est en moyenne légèrement moins dense que la Division de Cassini, avec une profondeur optique de $\tau_{\rm PPS}$ ∼0,1 contre 0,2 dans la Division de Cassini. Pourtant, à mesure que l'on se rapproche de l'anneau B, des régions beaucoup plus denses ($\tau_{\rm PPS}$ ∼0,4) apparaissent : il s'agit des *plateaux*. Les *plateaux* sont une structure unique dans les anneaux des planètes géantes que l'on ne retrouve que dans les anneaux de Saturne. La Division de Cassini semble également posséder quelques *plateaux* mais ils ne sont pas aussi brillants et aussi nets que ceux de l'anneau C.
L'anneau C est probablement l'anneau possédant le plus de structures distinctes : j'en ai défini 5 pour cet anneau : les régions internes ; le fond ; les *plateaux* ; les annelets ; les régions externes, puis j'ai étendu cette nomenclature aux autres anneaux principaux. Pourtant, ce que l'étude photométrique a montré, c'est que **la représentation en type d'anneau n'est pertinente que pour l'anneau C**. Ceci est totalement inédit dans l'étude des anneaux de Saturne puisque jamais une telle corrélation n'avait été aussi franche à l'égard du type d'anneau[6]. Il semble donc qu'une réelle ségrégation règne dans l'anneau C, distinguant chaque type d'anneau depuis la capacité à réfléchir la lumière (albédo) à la rugosité macroscopique et la distribution verticale. Revenons donc point par point sur les différents types d'anneau :

Les régions internes se sont montrées très réfléchissantes, avec un albédo ϖ_0 ∼0,5, et ce malgré une profondeur optique très faible ($\tau_{\rm PPS}$ ∼0,05). Du point de vue de l'anisotropie de la diffusion simple, les régions internes rétro-diffusent majoritairement (g ∼-0,25). Une rugosité macroscopique de l'ordre de $\bar{\theta}$ ∼15-30° a été obtenue, ces faibles valeurs concordent avec l'idée que les collisions sont plus violentes dans ces régions (à cause de la très faible profondeur optique) et produisent des agrégats compacts à surface lisse. Ces collisions violentes vont également dans le sens d'une très forte quantité de débris générés, ce qui est cohérent avec la taille des plus petites particules, très faible et conduisant aux pics d'opposition les plus proéminents (A ∼1,7 et HWHM∼0,3°). Toutefois, on trouve dans ces régions une répartition des particules en monocouche (H ∼0,1 m), ce qui est passablement acceptable au vu des fortes vitesses de collisions. Cependant, cette épaisseur n'étant pas une épaisseur absolue, il est probable qu'elle soit substantiellement plus grande si toutes les particules étaient prises en compte. Autre point important, l'étude de Zebker et al. [1985] a montré que l'anneau C possède des tailles de particules plus petites que la Division de Cassini, il y a donc *a fortiori* un plus petit nombre de régions qui sont disposées en monocouche et ces monocouches seront significativement différentes des monocouches de la Division de Cassini (comparer les figures 8.9 et 8.11) ;

[6] En effet, bien que ce soit Cooke [1991] qui ait utilisé cette représentation la première, la corrélation qu'elle avait réalisé entre

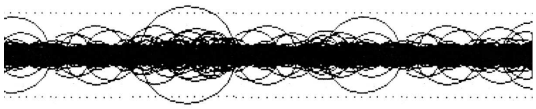


Figure 8.11 – Illustration d'une répartition en monocouche. Adapté de (Hénon, 1981).

Le fond correspond à une sorte de matériel diffus qui constitue la partie centrale de l'anneau C et qui se retrouve entre les plateaux de la partie externe. Ces régions, bien que régulièrement réparties entre les plateaux, ont un albédo très spécifique : ϖ_0 ∼0,35 pour une profondeur optique moyenne de $\tau_{\rm PPS}$ ∼0,1. Cependant, les régions du fond de l'anneau C n'ont pas montré un comportement homogène à l'égard de l'anisotropie de la diffusion : bien que la majorité soit rétro-diffusante (g ∼-0,25) comme les régions internes, quelques régions du fond proches des régions extérieures peuvent diffuser vers l'avant (g ∼0,25). La rugosité macroscopique trouvée est très faible, de l'ordre de $\bar{\theta}$ ∼15°, avec quelques exceptions à $\bar{\theta}$ ∼30 et 50° qui sont difficilement explicables. Cette rugosité macroscopique, reflète certainement, comme dans les régions internes, la prépondérance de la compaction (conduisant à des agrégats lisses) sur la formation d'agrégats gravitationels (plus rugueux et spécifiques des anneaux denses). Enfin, concernant l'effet d'opposition, nous avons été surpris du peu de différences morphologiques entre les régions du fond et les *plateaux* environnants, que ce soit pour A, HWHM et S. Il n'a pas été possible de déterminer si cette homogénéité est due réellement aux deux types d'anneau, ou bien au modèle morphologique utilisé, qui a globalement été tenu en échec au niveau de la nomenclature des types d'anneau ;

Les *plateaux* sont des régions brillantes (ou plutôt moins sombres que les régions environnantes), faisant entre 40 et 180 km de largeur, aux bords abrupts [7]. Globalement, que ce soit en terme d'albédo (ϖ_0 ∼0,2) ou en terme d'anisotropie (g ∼-0,4), les plateaux ont montré un comportement très spécifique et inattendu. En effet, rien ne laissait présager que ces régions, qui paraissent si brillantes, soient autant absorbantes (faible albédo). Les plateaux, d'après notre modèle de masquage des ombres, font en moyenne entre 50 cm et 1 m, ce qui en fait des régions plus épaisses que le fond environnant ;

Les annelets, en plus de leurs variations azimutales de brillance (chapitre 4 page 100), sont des régions avec un albédo et une anisotropie très variable (ϖ_0 ∼0,1-0,6 et g ∼-0,4 à 0,4). La répartition des annelets est systématiquement une multicouche de particules (H ∼50 cm et 1 m) d'après le modèle de masquage des ombres, mais en raison de l'étroitesse de ces régions, les résultats sont encore préliminaires et ont besoin d'être confirmés ;

Les régions externes appelées *rampe* uniquement dans l'anneau C et la Division de Cassini sont une région visiblement très lisse avec une profondeur optique $\tau_{\rm PPS}$ ∼0,05 à 0,2 qui augmente avec la distance à Saturne. Son apparence est pourtant trompeuse car d'après le modèle de Hapke [1986], cette région serait significativement rugueuse $\bar{\theta}$ ∼40-50°. Ajoutez à $\bar{\theta}$ un albédo assez fort (ϖ_0 ∼0,55) et une nette préférence pour la diffusion vers l'arrière (g ∼-0,4), cette frontière entre l'anneau C et l'anneau B semble d'un point de vue photométrique déjà faire partie de l'anneau B (en plus de la similitude avec les paramètres morphologiques). Une étude plus poussée permettrait de savoir si la *rampe* est plus contaminée que l'anneau B ou bien si ce sont les fracturations de la surface des diffuseurs qui sont réellement responsables de la non-absorption de la lumière et de la prépondérance de la réflexion sur l'extinction, via ϖ_0.

Que reste-t-il finalement à comprendre de l'anneau C ? Il semble que l'orgine de la ségrégation des types de structures n'ait pas encore été totalement élucidée. **J'ai clairement montré qu'une telle ségrégation existe et qu'elle est unique dans l'anneau C, cependant pourquoi cette ségrégation est-elle aussi forte dans l'anneau C et pas autant dans la Division de Cassini ? Peut-on réellement expliquer la ségrégation de la rugosité et de la taille de particules par le modèle de bombardement météoritique et transport balistique de Cuzzi *&* Estrada [1998] ?**

---

les types d'anneau et l'albédo avait échoué dans les régions internes car plusieurs de ces régions étaient en réalité des *plateaux*.

[7] C'est principalement à cause de ces régions qu'il a été indispensable d'améliorer le code d'extraction de courbe de phase, car ces structures sont si fines, qu'une mauvaise reprojection peut faire échouer l'extraction à moins d'un pixel (ceci n'étant valable que pour les images où la résolution radiale était d'au plus 40 km.pixel^{-1}).

Les anneaux D et F : des annelets à spirale et encore beaucoup de mystères

Dans cette thèse, il y a deux annelets qui ont montré des comportements très marginaux comparativement aux anneaux précédemment cités : il s'agit de l'anneau D (en particulier l'annelet D73 uniquement étudié ici) et de l'anneau F.

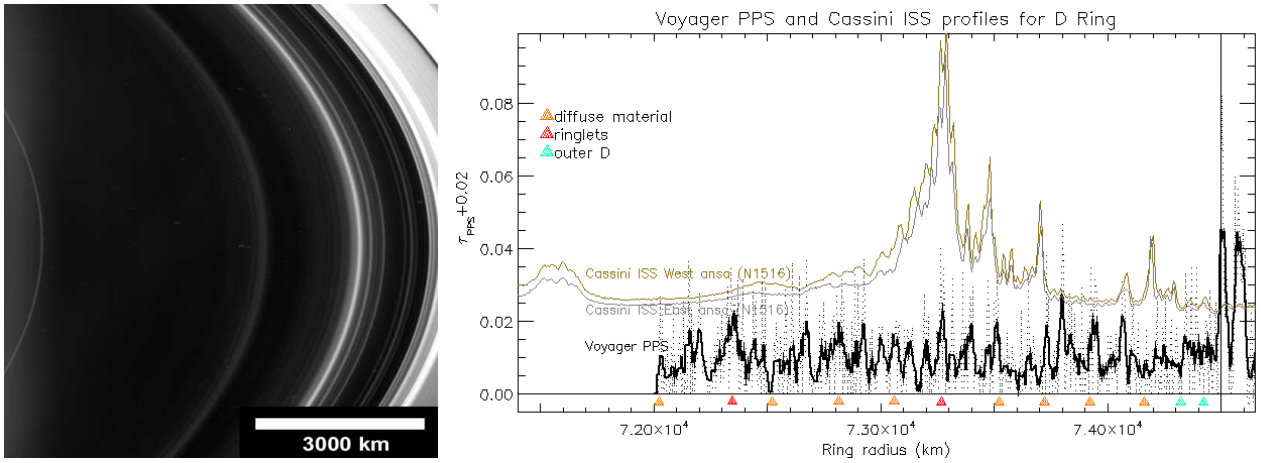


Figure 8.12 – A gauche - Image en noir et blanc de l'anneau D obtenue à partir de l'image N1532676869 de la caméra NAC. L'angle de phase est de 150° et la résolution radiale au milieu de l'anse est de 10,8 km.pixel^{-1}. L'échelle de longueur indiquée n'est valide qu'au milieu de l'anse. - A droite - Comparaison du profil de profondeur optique PPS de Voyager avec deux profils radiaux d'ISS/Cassini (on a également ajouté 0,02 à l'intensité en I/F des profils ISS).

L'anneau D a été découvert à l'Observatoire du Pic du Midi par Pierre Guérin et a été imagé en détail par les sondes Voyager [Horn, 1984,1985 ; Showalter et al., 1996]. Il est composé de trois structures principales appelées D68, D72 et D73, noyées dans un matériel plus diffus.
L'anneau D dans cette thèse a été une surprise, je n'ai pu l'étudier qu'en partie car sa proximité avec Saturne rend ses parties internes très sensibles à la diffusion de la lumière par Saturne, qui est très complexe à soustraire [Hedman et al., 2007]. A cause du traitement de données très systématique, il était préférable de restreindre l'étude à l'annelet D73, qui est plus externe et le moins contaminé (en principe) à la lumière parasite de Saturne.

D'un point de vue radial, l'annelet D73 n'est pas une structure unique, elle est composée d'un ensemble d'une dizaine de plus petits annelets entre 73 200 et 74 000 km semblant constituer une sorte d'onde quasi périodique assimiliée par Hedman et al. [2007] comme une spirale. Avec la compétence que j'ai développée sur la spirale de l'anneau F, il semble clair que la structure spirale de l'annelet D73 est beaucoup plus simple.
Tout d'abord, elle n'est pas excentrique ni inclinée : ceci se remarque aisément dans la figure 8.12 où j'ai ai tiré deux profils radiaux de la partie extérieure de l'anneau D sur deux anses diamétralement opposées observées au même moment (comparer les profils radiaux des figures 8.12 et 8.14).
Ce qui a été remarqué, c'est que la structure de D73 est parfaitement reconnectée sur elle-même au delà de 73 300 km (chaque pic de brillance coïncide sur les deux anses dans la figure 8.12), c'est-à-dire après le plus brillant pic. Pourtant, en-deçà de 73 300 km, chaque pic de brillance n'est pas exactement à la même position radiale sur les deux anses : on a donc **une spirale dans le matériau intérieur au pic central de D73 (entre 72 700 et 73 300 km) et une structure périodique dans le matériau extérieur du pic central de D73 (entre 73 300 et 74 400 km)**. Et c'est là où notre opinion diverge totalement avec celle de Hedman et al. [2007] :

– Hedman et al. [2007] ont interprété les structures entre 73 200 et 74 000 km comme une spirale. Cependant, s'il s'agissait d'une spirale on observerait un décalage des pics entre eux et une variation radiale du nombre de pics (ce qui n'est pas le cas sur la figure 8.12).
– Hedman et al. [2007] ont interprété les structures entre 73 200 et 74 000 km comme une spirale qui se déroule de plus en plus, et ce depuis 1996 (d'après les occulations stellaires de Bosh et al. [2002]). Cependant, l'occultation de Voyager n'a pas été utilisée. Ni non plus les images de Voyager.

Par conséquent, s'il est fait référence à une spirale dans l'anneau D, elle est située entre 72 700 et 73 300 km, une région qui n'a pas été étudiée par Hedman et al. [2007]. Cassini a donc fait la découverte d'une seconde spirale dans les anneaux de Saturne, beaucoup plus simple que celle de l'anneau F. Cependant cette structure nécessite d'être caractérisée plus en détail, ce qui sera peut-être fait prochainement. Il est fortement probable que la région située entre 73 200 et 74 000 km ne soit pas une spirale mais un ensemble d'annelets concentriques individuels dont l'écartement périodique a pu varier (ou non) dans le temps.
En effet, peut-on réellement croire à l'écartement progressif des annelets concentriques entre 1996 et 2006 déterminé par Hedman et al. [2007] ? Pourquoi les occultations et les images de Voyager n'ont pas été utilisées dans cette étude ? Les observations de Voyager corroborent-t-elles (ou non) la structure quasi-périodique ?
En fait, les images Voyager montrent une structure ondulée entre les annelets D68 et D72 (également visibles dans le profil PPS de Voyager, figure 8.12), de plus l'annelet D72 était beaucoup plus brillant que D73. Hedman et al. [2007] ont suggéré que la structure ondulée observée par Voyager ait été détruite en août 1984. Ainsi les ondulations observées aujourd'hui au-delà de D73 résulteraient de la collision entre une météorite et un anneau initialement incliné. Il y a pourtant une contre-indication majeure à cette théorie : une collision avec un anneau initialement incliné va conduire à une spirale autour d'un anneau toujours incliné. Or Hedman et al. [2007] n'ont pas clairement démontré que D73 est incliné, à moins que la structure spirale que j'ai décrite soit inclinée.
Cependant, une autre théorie peut être avancée : on pourrait penser que les structures entre les annelets D68 et D72 se sont étalées progressivement en 20 ans et que D72 de Voyager soit devenu D73 de Cassini. Pour affirmer ou infirmer cette théorie, j'ai alors pensé aux courbes de phase, qui avec les modèles photométriques sont un moyen efficace pour contraindre la nature des particules.

La figure 8.13 présente la fonction de phase utilisée pendant cette thèse (D73) et la fonction de phase de D72 obtenue par Showalter et al. [1996], et le moins que nous puissions dire est que **les fonctions de phase de D73 de Cassini et D72 de Voyager conduisent à des comportements photométriques différents**.

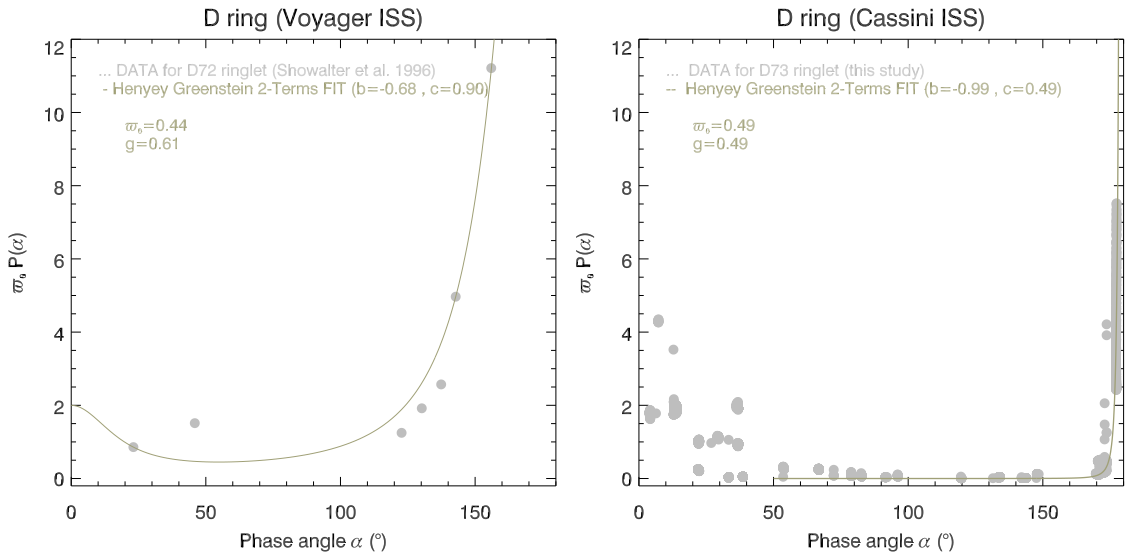


Figure 8.13 – Fonctions de phase des annelets D72 et D73 obtenues respectivement avec les images de Voyager (Showalter et al. 1996) et de Cassini.

– L'annelet D72 observé par Voyager possède deux pics très larges de diffusion vers l'avant et vers l'arrière. Cependant, il n'y a pas assez de données aux faibles angles de phase pour confirmer cette rétro-diffusion. La diffusion vers l'avant est très précoce, et se manifeste dès α>100° ce qui tend à montrer que les particules sont très faiblement compactées de sorte que leur lobe de diffraction n'interfère pas.
– L'annelet D73 observé avec Cassini montre deux pics proéminents de diffusion vers l'avant et l'arrière. C'est la diffusion vers l'avant qui domine, d'où un g positif, mais pas très élevé. La diffusion vers

l'avant est toutefois très tardive (α>170°), comparativement à D72 de Voyager, ce qui s'explique par des poussières plus compactées.

Cette analyse photométrique tend à montrer que ces deux annelets ne sont pas constitués des mêmes particules ou que ces particules n'ont pas la même répartition spatiale. Par conséquent il paraît peu probable que l'annelet D72 de Voyager soit le précurseur de D73 de Cassini. Le mystère demeure donc sur l'anneau D pour expliquer sa variabilité sur une échelle de 20 ans. Une étude photométrique plus poussée (différentes longueurs d'onde et différents annelets) permettra dans un premier temps de mieux caractériser les annelets de l'anneau D pour mieux les comprendre.

Une spirale beaucoup plus complexe étudiée dans cette thèse se trouve dans l'anneau F. Il suffit en effet de tirer plusieurs profils radiaux à différents instants et longitudes inertielles (figure 8.14) pour se rendre compte à quel point la spirale de l'anneau F est plus complexe que celle de l'anneau D.

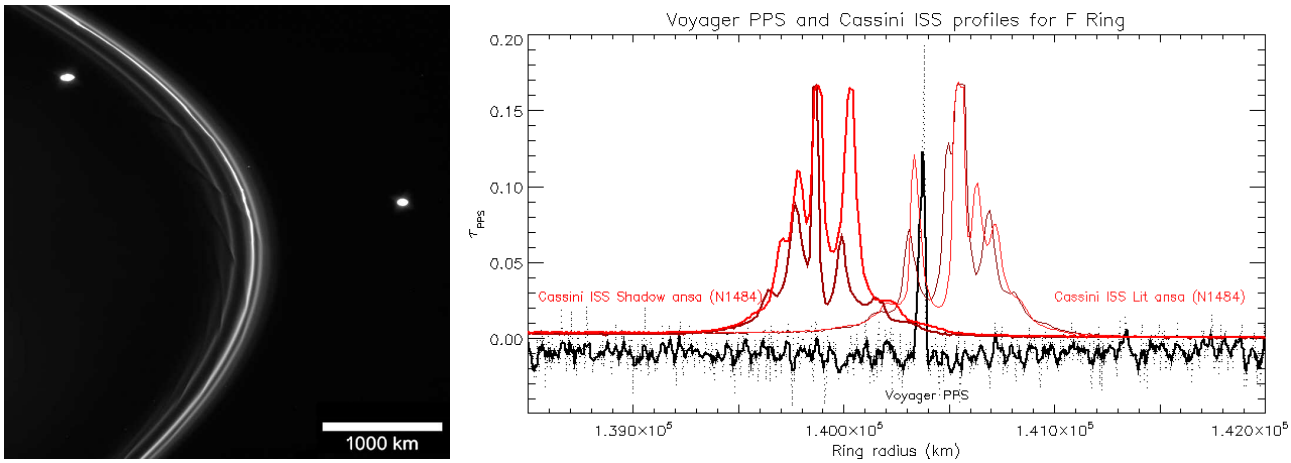


Figure 8.14 – Image en noir et blanc de l'**anneau F** obtenue à partir de l'image N1492087389 de la caméra NAC. L'angle de phase est de 35° et la résolution radiale au milieu de l'anse est de 11 km.pixel^{-1}. L'échelle de longueur indiquée n'est valide qu'au milieu de l'anse. - A droite - Comparaison du profil de profondeur optique PPS de Voyager avec quatre profils radiaux d'ISS/Cassini (l'intensité en I/F a été multipliée par 5).

Tout comme l'anneau D, beaucoup de données multi-longueurs d'onde manquent à l'anneau F. De ce fait, **toutes les propriétés déduites pour ces deux anneaux sont moyennées en longueur d'onde**. Globalement, j'ai montré que l'anneau F possède un albédo de diffusion simple relativement élevé (ϖ_0 ∼0,9), avec une profondeur optique faible ($\tau_{\rm PPS}$ ∼0,15) : les deux valeurs sont donc anti-corrélées, conformément à celles des anneaux diffus. L'anneau F diffuse massivement la lumière vers l'avant (g ∼0,99) avec une fraction de poussière proche de l'unité (f∼90%). D'un point de vue macroscopique, la rugosité est du même ordre de grandeur que celle de l'annelet D73 ($\bar{\theta}$ ∼15°). Il manque malheureusement une étude plus poussée de l'effet d'oppposition, mais on a la preuve claire que l'anneau F ne présente pas de pic d'opposition. En fait, ce que j'ai prouvé, c'est que les variations azimutales de l'anneau F sont plus grandes que les variations aux faibles angles de phase (0°<α<3°), c'est l'une des seules structures dans les anneaux principaux à ne pas posséder de pic proéminent d'opposition.

Pourtant, les observations Cassini sont-elles en accord avec celles de Voyager, conduiront-elles à une vision unique de l'anneau F ? Il suffit pour cela de comparer les graphes de la figure 8.15. Il est évident que ces deux courbes ne conduiront pas aux mêmes conclusions :

– Tout d'abord, l'anneau F de Voyager ne semble pas posséder de pic d'opposition alors que nos données, mêmes légèrement bruitées à cause de la prise en compte de différentes structures azimutales ayant des brillances différentes, conduisent finalement à une remontée très légère vers α ∼0°.
– les données Voyager sont caractérisées par une invariance de la brillance entre 10 et 70° : c'est le domaine du masquage des ombres. Une telle invariance signifie que l'anneau F est particulièrement lisse (masquage des ombres intra-particules) ou bien particulièrement compact (masquage des ombres inter-particules). On retrouve un résultat similaire avec Cassini, bien que l'invariance obtenue s'étende

jusqu'à 150°. Ceci signifie en outre que l'anneau F n'est pas sensible à la diffusion multiple.
– Enfin, le pic de diffusion vers l'avant est très précoce dans les données Voyager (α>100°), tandis qu'il est très fin dans le cas de Cassini (α>150°). Ceci change totalement la nature et l'organisation spatiale des diffuseurs impliqués dans cette diffusion. Dans le premier cas, on est en droit de s'attendre à des diffuseurs de forme irrégulière tandis que dans le second cas, des diffuseurs sphériques et lisses sont exigés pour produire un pic aussi étroit.

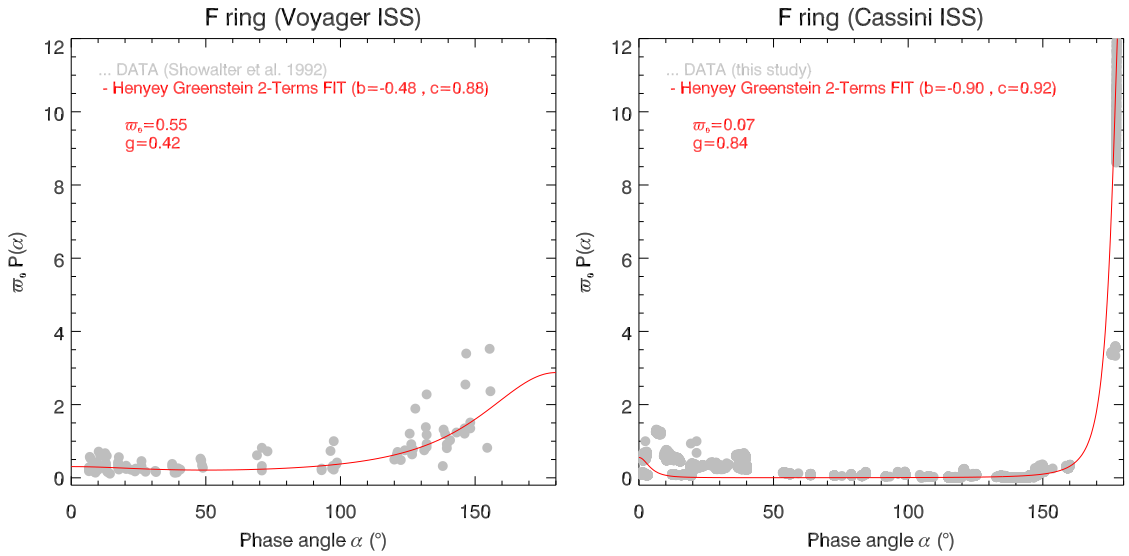


Figure 8.15 – Fonctions de phase de l'anneau F obtenues respectivement avec les images de Voyager (Showalter et al. 1992) et de Cassini.

Par conséquent, l'étude photométrique menée par Showlater [1992] ne semble pas converger vers le même comportement photométrique que j'ai précédemment décrit. Cependant, avant d'écarter l'une ou l'autre des observations ou même de statuer sur une éventuelle évolution du comportement diffusif des particules de l'anneau F, il faut que j'affine mes résultats qui ne tiennent pas compte du modèle orbital de l'anneau F (qui est très excentrique). Bien que mon algorithme d'extraction des courbes de phase comporte une étape de recalage par rapport au profil PPS, il est toutefois nécessaire de prendre une précaution supplémentaire pour une structure aussi variable. Aussi, il serait intéressant d'obtenir des courbes de phase (multi-longueurs d'onde) pour plusieurs structures azimutales du cœur ainsi que des *strands*, afin d'être à même de caractériser la nature et l'état de surface des particules composant les différentes structures radiales et azimutales de l'anneau F.

8.1.3 Une meilleure connaissance des caméras ISS de Cassini

La totalité du travail photométrique mené dans la troisième partie de la thèse a permis de mieux faire connaissance avec les caméras, et en particulier avec les filtres.
Le fait d'avoir travaillé sur les images où les filtres à bandes larges (`CLEAR`) et étroites (`BL1`, `BL2`, `GRN`, `RED`, `IR1`) ont été utilisés a finalement conduit à une étude comparative de la sensibilité des filtres `CLEAR`. Jusqu'à présent, on ne savait pas que ces filtres `CLEAR` se comportaient comme les filtres bleus (`BL1`, `BL2`), mais mon étude photométrique, tant à travers l'effet d'opposition, que l'albédo de diffusion simple a finalement convergé vers cette solution.
Autre découverte très intéressante, j'ai remarqué que la majorité des images ISS sont de très bonne qualité et possèdent peu de bruit résiduel. Cependant, quelques rares exceptions exhibent des artéfacts très difficiles à éliminer avec les chaînes de traitement pré-existantes. Heureusement, j'ai pu isoler ces images, elles font partie de séries d'observations commençant par `IOSIC`.

8.2 Apports et limitations des modèles photométriques

8.2.1 Une photométrie de plus en plus complexe

Depuis les prémices de la modélisation photométrique, beaucoup de doutes sont apparus sur la façon dont on peut caractériser une surface planétaire et sur la façon dont un modèle mathématique peut l'intégrer.
Les premiers modèles ne faisaient place que pour la diffusion simple de la lumière, par des particules beaucoup plus grandes que la longueur d'onde d'observation [Hapke, 1963,1981 ; Irvine, 1966 ; Bobrov, 1970]. L'optique géométrique était l'approximation la plus simple permettant de développer un formalisme conforme aux rayons parallèles.
Puis la diffusion multiple s'est avérée importante pour les surfaces à fort albédo, puisque la diffusion simple ne permettait pas d'expliquer les pics d'opposition, [Kawata & Irvine 1974 ; Esposito 1979 ; Lumme & Bowell, 1981a ; Cuzzi et al., 1984]. Cependant pour rester dans l'approximation de l'optique géométrique, ce sont une fois encore des particules macroscopiques qui ont été invoquées.
Avec la rétro-diffusion cohérente, nous sommes dans le domaine de l'optique quantique et les échelles d'interaction de la lumière (considérée alors comme un photon) et la matière sont beaucoup plus petites. Pourtant, expliquer la résultante de l'interaction lumière/matière à toutes les échelles, en utilisant différentes approximations relève véritablement du défi.

Il existe des modèles photométriques tantôt purement basés sur l'optique quantique [Mishchenko & Dlugach, 1992b], tantôt couplant l'optique géométrique et l'optique quantique [Shkuratov et al., 1999 ; Hapke, 2002], et tantôt reposant uniquement sur l'optique géométrique [Kawata & Irvine, 1974 ; Hapke, 1986]. Les résultats de ces modélisations, présentés dans le chapitre 7, ont permis de déterminer un certain nombre de propriétés surfaciques et tri-dimensionnelles des anneaux de Saturne. En les étudiant une à une, et en les confrontant à d'autres études (en particulier dynamiques), nous avons trouvé que ces propriétés étaient plausibles tant dans leur gamme de valeurs que dans leurs variations avec l'albédo ou la profondeur optique.

Cependant, si on met bout-à-bout toutes les propriétés physico-chimiques d'un même modèle, permettent-elles de reconstituer une vision réelle des anneaux de Saturne ?

Cela est un peu moins certain. Chaque modèle est basé sur des hypothèses qui permettent la mise en marche d'un formalisme mathématique spécifique. C'est finalement ce formalisme qui va limiter la vision de la surface étudiée.
Le modèle de Kawata & Irvine [1974] par exemple repose sur le masquage des ombres entre des particules sphériques, de même taille. De plus ce modèle est intrinsèquement limité par l'hypothèse d'Irvine [1966] selon laquelle le facteur de remplissage est $8D \ll 1$. En utilisant ce modèle dans son domaine de validité, on trouve des incohérences dynamiques fortes, prouvant que l'hypothèse du masquage des ombres *inter*-particules était inadaptée. Heureusement elle ne l'est qu'à moitié car la profondeur optique en sortie du modèle est égale au dixième près à la profondeur optique du photopolarimètre de Voyager ($\tau_{\rm PPS}$). Il a donc fallu brutalement inverser le facteur de remplissage en posant $F = 1 - D$, et avec cette hypothèse d'anneaux denses, on trouve des extensions verticales de 1 m dans l'anneau C et de 15 mètres dans l'anneau B. Naïvement, on pourrait croire que cette inversion $(1 - D)$ dépasse la limite supérieure de 0,74 imposée par un facteur de remplissage de particules sphériques soumises à une distribution de taille uniforme [Lumme & Bowell, 1981a]. Cependant, on est bien en-deçà des limites physiques car le facteur de remplissage obtenu est intrinsèquement photométrique, donc reflète une grandeur effective due à la propagation des photons. En utilisant $D' = \frac{F}{1-F}$, on obtient dans le cadre du modèle de Kawata & Irvine [1974] des valeurs inférieures à 0,5 conformes aux simulations dynamiques de Salo & Kaarjalainen [2003]. Finalement, la vision des anneaux de Saturne obtenue avec ce modèle est celle d'une couche épaisse de plusieurs particules (figure 8.16).
Les estimations hydrodynamiques de Goldreich & Tremaine [1978] indiquent qu'une taille unique de

particules de 10 cm peut reproduire les facteurs de remplissage obtenus. Par conséquent, les anneaux de Saturne, avec le pur masquage des ombres *inter*-particules apparaissent commes des régions très denses. Cependant, le fait qu'un seul phénomène physique soit implémenté est forcément limitant.

8.2.2 Quelques certitudes sur le masquage des ombres

J'ai utilisé deux modèles de masquage des ombres :
- le masquage des ombres *inter*-particules, via le modèle de Kawata *&* Irvine [1974]. Ce modèle arrive à expliquer l'effet d'opposition en imposant un facteur de remplissage très faible dans tous les anneaux ($D \sim 10^{-4} - 10^{-3}$). En particulier, le facteur de remplissage est le plus faible dans l'anneau B pour reproduire les courbes avec les fortes pentes ;
- le masquage des ombres *intra*-particules, via les modèles de Hapke [1986,2002] et Shkuratov et al. [1999]. Bien que ces modèles ne décrivent pas en termes clairs ce qu'est un masquage des ombres *intra*-particules, il semble que l'effet de la rugosité macroscopique semble gérer ce type de masquage des ombres. Dans ce cas, des valeurs du facteur de remplissage D entre 0,35 et 0,50 sont trouvées dans les anneaux principaux, conduisant à des anneaux compacts.

Mes résultats favorisent plutôt le masquage des ombres *intra*-particules, non seulement à cause des valeurs élevées des facteurs de remplissage trouvées, mais également parce qu'il ne semble pas possible d'expliquer le masquage des ombres *inter*-particules sans invoquer un milieu extrêmement dilué dans l'anneau B ($D \sim 10^{-4}$), ce qui semble peu probable vu la profondeur optique élevée de cet anneau et l'absence de diffusion vers l'avant, indiquant une réflexion quasi spéculaire de la surface.
Toutefois, la **saturation observée dans le paramètre morphologique HWHM** ne permet pas une détermination très précise du masquage des ombres avec le modèle de Hapke [2002], pour lequel on peut également observer une **saturation du facteur de remplissage**.

8.2.3 Le problème de la rétro-diffusion cohérente

Il n'y a pas de doute sur la capacité des modèles à intégrer des phénomènes aux échelles de longueur profondément différentes. En effet le scénario, basé sur les collisions, qui lie les paramètres de l'effet d'opposition et paramètres photométriques, possède des fondations solides basées sur les variations de la profondeur optique tant avec les estimations analytiques hydrodynamiques qu'avec les simulations numériques dynamiques. Cependant, cela ne veut pas dire pour autant que toutes les tailles trouvées soient physiquement acceptables. Avec la rétro-diffusion cohérente par exemple, il y a violation de l'hypothèse fondatrice selon laquelle le libre parcours moyen de transport des photons Λ doit être plus grand que la longueur d'onde d'observation. C'est en fait une violation indirecte car en sortie des modèles de Hapke [2002], le paramètre Λ est bien supérieur à λ, c'est en déterminant la relation de Λ avec la taille des particules et l'amplitude de la rétro-diffusion cohérente que l'on obtient un dysfonctionnement.

Peut-être que cette violation de $\Lambda < \lambda$ vient du calcul de la taille des particules r_p de [Helfenstein et al., 1997], ou bien de la relation entre l'amplitude, la taille des particules et du libre parcours moyen de transport des photons ?

On arrive en tout cas aux limites du modèle, limite imposée par le fait qu'il n'intègre pas la modélisation du degré linéaire de polarisation. En effet, en tant qu'effet quantique, on est en droit de s'attendre à des effets forts de la rétro-diffusion cohérente sur la lumière tant polarisée que dépolarisée. Les données polarimétriques dans la gamme de 0^o à 6^o d'angles de phase ont d'ores et dèjà montré un effet d'opposition dans les anneaux de Saturne [Lyot, 1929 ; Dollfus, 1996].

Tant que Cassini n'aura pas imagé l'effet d'opposition avec des filtres polarisés et tant que ne seront pas utilisés des modèles qui prennent en compte la nature vectorielle de la

lumière, il ne sera pas possible de résoudre le problème de la rétro-diffusion cohérente.

De nouveaux modèles et des données spectrales encore plus diversifiées devraient permettre à la photométrie de franchir un second cap.

8.2.4 Y-a-t-il unicité de la vision d'une surface par un modèle photométrique ?

Des modèles comme ceux de Hapke [1986, 2002] et Shkuratov et al. [1999] intègrent différents types de diffusion (simple, multiple, isotrope, anisotrope) et différents types d'interactions de la lumière avec la matière (diffusion vers l'avant, vers l'arrière, masquage des ombres, rétro-diffusion cohérente). Cependant, ces modèles ne sont-ils pas trop ambitieux ? Parviennent-ils réellement à inverser les propriétés de la surface à partir du comportement d'un élément de volume ? En effet, n'oublions pas que le paramètre d'entrée fondamental de tous les modèles est la fonction de phase. La fonction de phase qui d'après l'inversion de Chandrasekhar [1960] résume le comportement diffusif d'un élément de volume.

Quel est le lien entre le diffuseur élémentaire (intégré dans un élément de volume dans les modèles) et les objets tri-dimensionnels et macroscopiques que représentent les particules des anneaux ? Obtient-on réellement les propriétés diffusantes des particules avec la fonction de phase ou celles des diffuseurs élémentaires ? De plus, si les particules se regroupent en agrégats sous l'effet des collisions ou de l'auto-gravité, quel est l'élément de volume intégré dans les modèles : la particule ou l'agrégat ?

Il semble difficile de répondre à ces questions, mais le bilan que l'on peut faire de ces modèles est loin d'être sinistre. Un modèle comme celui de Hapke [2002] par exemple, est capable de fournir une distribution de taille allant du centimètre au mètre, avec la théorie du masquage des ombres tout en penchant pour des grains micrométriques avec la théorie de la rétro-diffusion cohérente.
Comment vont s'agencer toutes ces tailles ? La rugosité macroscopique $\bar{\theta}$ de Hapke [1986] tend à prédire une augmentation de la rugosité avec l'albédo, sur une échelle comprise entre 60 μm et 100 km.

- En utilisant ensuite le paramètre h du masquage des ombres, on se rend compte que le milieu est extrêment dilué, dans le cas d'une distribution de taille uniforme. Des considérations hydrodynamiques peuvent reproduire cette forte porosité, à condition que les particules aient un rayon de 10 cm et soient réparties sur une extension verticale de plusieurs mètres (figure 8.17).
- Si maintenant nous supposons une distribution de taille en loi de puissance avec un rapport $r_{\max}/r_{\min} \sim 100$, [Zebker et al., 1985], les facteurs de remplissage sont significativement plus élevés, mais les rugosités restent les mêmes.

Pourtant, deux types de surfaces peuvent illustrer de telles valeurs. Le premier cas serait une surface composée d'agrégats de particules soumises à la distribution de taille (figure 8.18) où la rugosité macroscopique serait la rugosité des agrégats, les simulations dynamiques penchent pour cette solution. La seconde, moins probable dynamiquement mais tout aussi probable photométriquement est une surface avec une couche poreuse de fines particules qui serait responsable de la rugosité macroscopique, et une couche de particules macroscopiques. La résultante globale de ces tailles serait alors donnée par la distribution de taille (figure 8.19).
Cette solution est rendue possible dans l'anneau B en particulier par l'augmentation de l'écart entre l'albédo de diffusion simple ϖ_0 et l'albédo de diffusion multiple ϖ_n. L'albédo de diffusion implique que les particules en surface diffusent la lumière vers l'avant, donc font pénétrer la lumière plus en profondeur : seules des petites particules sont susceptibles de produire un tel effet. Cependant, comme ces albédos sont élevés, cela signifie qu'à un moment, la lumière va être diffusée vers l'arrière, on peut donc invoquer des grosses particules. La disposition d'une couche de particules fines en surface superposée à une couche de particules macroscopiques permet d'expliquer les variations de ϖ_0 et ϖ_n. Cependant, ces fines particules peuvent également se trouver à la surface des particules. Il n'y a donc pas de raison de favoriser une des deux solutions.
Photométriquement, les deux possibilités sont permises et il n'y a que des arguments dynamiques qui

peuvent en favoriser une.

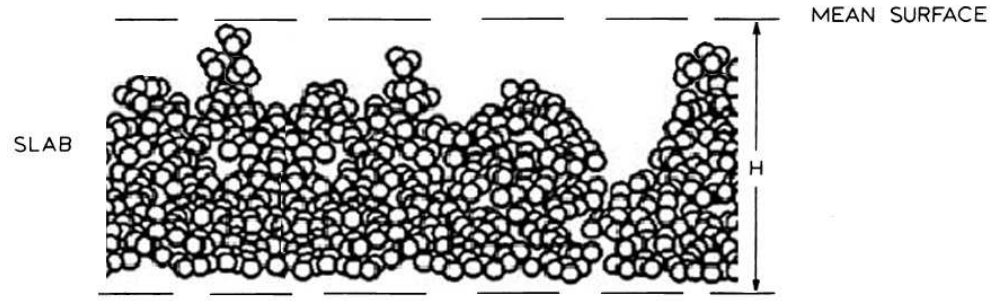


Figure 8.16 – Réprésentation schématique d'une vue par la tranche de la surface type modélisée par Kawata & Irvine (1974)

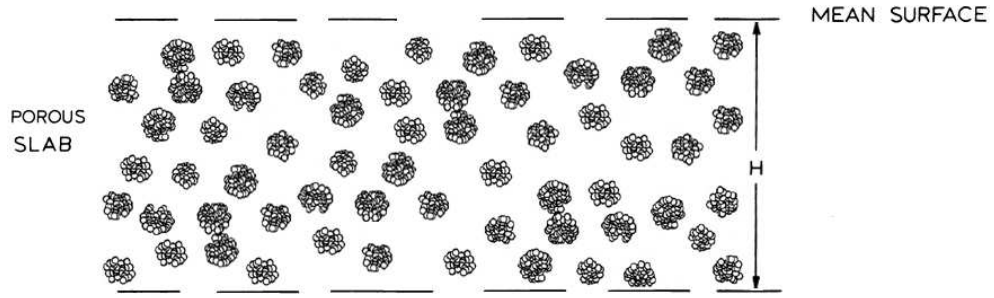


Figure 8.17 – Réprésentation schématique d'une vue par la tranche de la surface type modélisée par Hapke (1986)

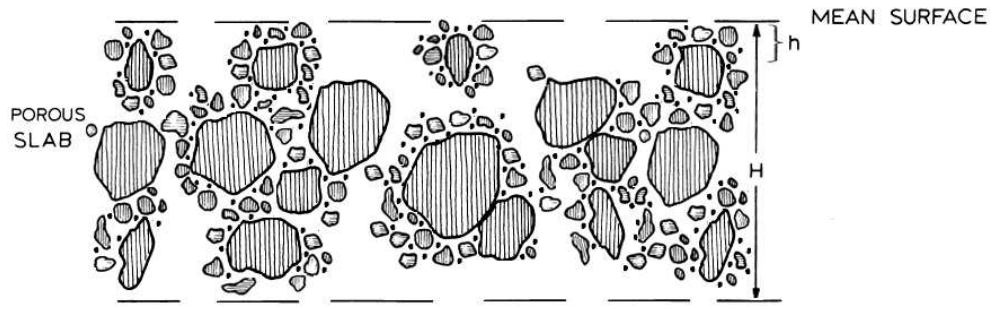


Figure 8.18 – Réprésentation schématique d'une vue par la tranche de la surface type modélisée par Hapke (1986,2002)

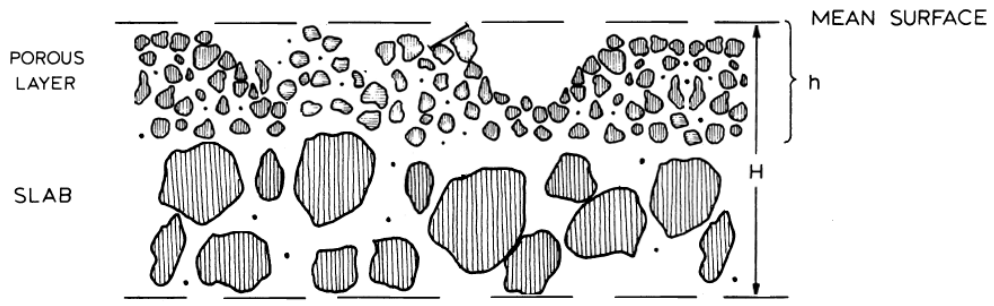


Figure 8.19 – Autre possibilité de surface type modélisée par Hapke (1986,2002), en vue par la tranche.

8.3 Perspectives

8.3.1 De la planétologie comparée avec l'effet d'opposition

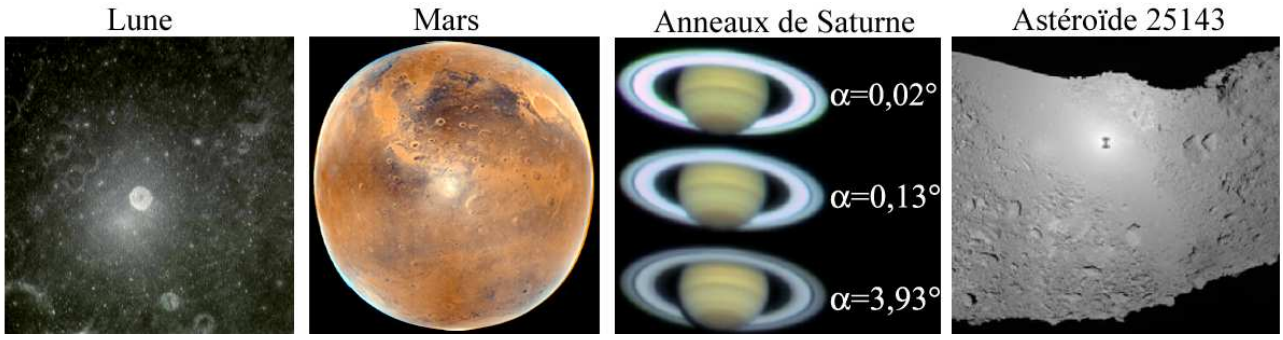


Figure 8.20 – L'effet d'opposition observé sur diverses surfaces planétaires : sur la Lune (image prise le 24 décembre 1968, Droits Apollo 8/NASA Photo ID AS08-12-2148), sur Mars (Droits Mars Global Surveyor), à la surface des anneaux de Saturne (Opposition observée le 13, 14 janvier et 18 février, Droits Anne Verbiscer) et sur l'astéroïde 25143 Itokawa (Droits Hayabusa/JaXa)

Analyse critique des données

L'effet d'opposition, une croissance non linéaire de la fonction de phase de 25° à 0°, a constitué une opportunité unique d'étudier différents anneaux et satellites du Système Solaire (voir l'annexe F page 367). J'ai tout d'abord pu remarquer la diversité de la morphologie de la fonction de phase aux faibles angles de phase (α<20°). Chose inédite, les anneaux et les satellites ont un comportement spécifique à l'égard de la partie linéaire de la fonction de phase à α>3°. Les anneaux à fort albédo ont en effet une fonction de phase plus pentue que les satellites à fort albédo, suggérant ainsi que la physique qui inhérente à cette portion de fonction de phase s'applique différemment.
Une telle distinction n'est pas aussi franche pour la morphologie du pic d'opposition, qui semble résulter d'un jeu subtil entre la taille angulaire du Soleil et les effets environnementaux (processus d'érosion et de modification chimique par bombardement météoritique). D'une part la taille finie du Soleil agit comme une convolution de la fonction de phase et pourrait modifier l'étroitesse du pic d'opposition [Shkuratov, 1991], d'autre part les effets environnementaux auraient tendance à homogénéiser les différences de tailles de régolite et de composition chimique d'un système endogène. Cependant, l'étude morphologique ne peut pas préciser lequel de ces processus est prépondérant. En effet, la taille finie du Soleil ne semble pas dominer les effets de taille de grains et de composition. Le système d'Uranus par exemple montre les pics d'opposition les plus étroits. A première vue, ceci irait dans le sens de la prépondérance de l'effet de la taille angulaire du Soleil puisque Saturne et Jupiter, plus proches du Soleil sont éclairés par une source d'un diamètre moyen de 0,10° et 0,06°, plus grand donc que celui d'Uranus ($\alpha_{\odot\min}$=0,03°). Cependant les pics d'opposition du système de Neptune ne suivent pas cette tendance. Eclairé par une source bien plus étoite ($\alpha_{\odot\min}$=0,02°) que celle du système d'Uranus, le système de Neptune ne semble pas avoir les plus grandes amplitudes et les pics les plus fins.

Doit-on remettre en cause les données de Neptune, qui malgré leurs faibles angles de phase, sont loin d'être inattaquables du fait du manque de données recouvrantes ? Doit-on forcément en conclure que la taille finie du Soleil domine les effets de granulométrie, de porosité et de composition ? Auquel cas nous serions en train de comparer des « écosystèmes » qui intrinsèquement ne seraient pas comparables.

Les données actuelles ne permettent de répondre à ces questions et même si le télescope Hubble observe à nouveau le système de Neptune, il n'a pas suffisamment de sensibilité et d'angle d'ouverture pour répondre à nos interrogations. Seule une sonde spatiale pourra défaire le mystère de l'effet d'opposition

à la surface des satellites et anneaux de Neptune : ce sera peut-être New Horizons lors de son lointain survol de Neptune en 2014 ou la sonde d'exploration du système de Neptune, encore en projet à la NASA, qui sera lancée en 2035.

Analyse critique des modèles de l'effet d'opposition

L'étude morphologique des courbes de phase est depuis longtemps un moyen simple et rapide de comparer des données qui paraissent avoir à l'œil des comportements semblables. Les modèles morphologiques de Bobrov [1970], Lumme & Irvine [1976], Akimov [1980] et Kaasalainen et al. [2001] témoignent de l'effort et de la volonté de paramétriser la forme de la fonction de phase des satellites et anneaux du Système Solaire.
Cependant, l'étude morphologique, même avec des données irréprochables, est très limitée dans l'interprétation physique. Du fait du nombre de processus physiques impliqués dans l'effet d'opposition, il y a une forte dégénérescence de la variation des paramètres morphologiques. Cette dégénérescence reflète d'une part le couplage des paramètres morphologiques entre eux, et la complexité et le nombre important de propriétés physico-chimiques et optiques du milieu d'autre part. L'utilisation de modèles plus sophistiqués s'est révélée également très difficile. La modélisation de l'effet d'opposition est jonchée d'idées reçues, pour la majorité profondémment fausses. Ceci est dû tant au manque de modélisations morphologiques et physiques sérieuses qu'au manque de comparaisons des observations avec les simulations numériques existantes.

Première insuffisance : la pente de la partie linéaire de la fonction de phase. Belskaya & Shevchenko [2000] ont en effet étudié la fonction de phase des astéroïdes et ont avancé que la pente β de la partie linéaire, appelée le *coefficient de phase* augmente quand l'albédo diminue selon la loi :

$$\beta(\text{mag.deg}^{-1}) = 0,013 - 0,024 \ln p_v$$

Cependant, la tendance de mon étude morphologique montre clairement que la pente S de la partie linéaire augmente avec la profondeur optique (donc grossièrement avec l'albédo). Mes résultats sont en plus, confirmés par les simulations numériques qui prouvent que la pente de la partie linéaire augmente avec la profondeur optique (donc grossièrement avec l'albédo). Mon étude et celle de Stankevich et al. [1999] seraient donc en désaccord avec les résultats de Belskaya & Shevchenko [2000] ?
La paramétrisation morphologique utilisée par Belskaya & Shevchenko [2000] est celle de [Shevchenko 1996,1997] où la courbe de phase est donnée en magnitude :

$$V_0(1,\alpha) = \overbrace{-\frac{a}{1+\alpha}}^{\text{variation exponentielle}} + \overbrace{\underbrace{V_0(1,0)}_{\text{ordonnée à l'origine}} + \underbrace{\beta\cdot\alpha}_{\text{partie linéaire}}}^{\text{variation linéaire}}$$

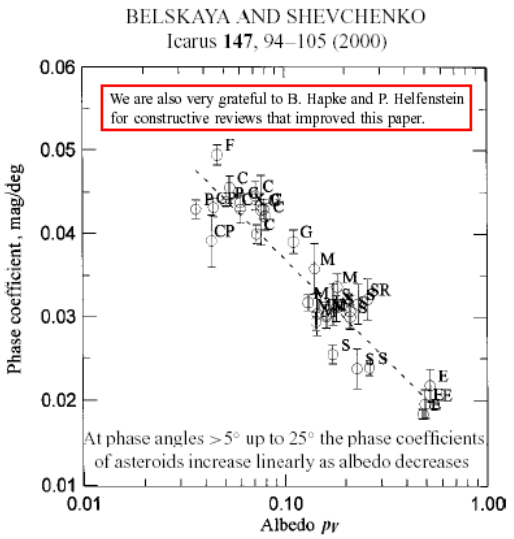


Figure 8.21 – Variation du coefficient de phase avec l'albédo (Belskaya & Shevchenko, 2000).

Comparativement à la fonction linéaire-exponentielle de Kaasalainen et al. [2001] ou la fonction linéaire par partie de Lumme & Irvine que nous avons toutes deux utilisées, il y a peu de différences conceptuelles mais il est nécessaire de prendre quelques précautions avec les fonctions de phase données en magnitude :

❶ a est l'amplitude de la diminution exponentielle de la fonction de phase ;

❷ $V_0(1,0)$ est l'ordonnée à l'origine de la droite ajustant la partie linéaire ;

❸ β est la pente de la partie linéaire de la courbe qui est croissante avec α du fait qu'il s'agit d'une fonction de phase. Plus la partie linéaire est pentue est plus β est faible du fait de l'échelle en magnitude (l'unité de β est mag.deg^{-1}). Dans cette thèse, il y a également une pente de la partie linéaire (décroissante avec α), donnée par le paramètre $-S$. Ceci implique que plus la partie linéaire est pentue, plus le paramètre S est grand (l'unité de S est I/F.deg^{-1} ou $\varpi_0 P$.deg^{-1}).

Par conséquent un β (en mag.deg^{-1}) qui diminue quand l'albédo augmente signifie bien que la pente de la fonction de phase (en I/F.deg^{-1} ou $\varpi_0 P$.deg^{-1}) est plus raide quand l'albédo augmente ! Ces résultats sont donc en accord avec la modélisation morphologique tant des anneaux de Saturne (figure 5.10 page 126) que des anneaux et satellites des planètes géantes du Système Solaire (figure F.14 page 381) et sont également en accord avec les simulations numériques du masquage des ombres de Stankevich et al. [1999] (tableau 6.1 page 157).
Il semble que cette erreur soit liée à la volonté effrénée d'Irina Belskaya et Vasilij Shevchenko d'accorder leurs résultats avec des études qui prédisent que le masquage des ombres décroît avec l'albédo [Hapke, 1993 ; Helfenstein et al., 1997]. D'ailleurs, il n'est pas surprenant de comprendre qu'une telle erreur ait pu passer dans les filets de deux référés [8], puisque les deux référés en question sont Bruce Hapke et Paul Helfenstein !
Par conséquent, mes résultats, ceux de Stankevich et al. [1999] et ceux de Belskaya & Shevchenko [2000] sont maintenant en désaccord avec les résultats de Hapke [1993] et Helfenstein et al. [1997], ce qui amène à la deuxième hypothèse inexacte.

Deuxième insuffisance : l'amplitude du masquage des ombres. D'après Helfenstein et al. [1997] qui ont modélisé plus d'une vingtaine de surfaces planétaires (planètes, satellites, astéroïdes) avec la théorie de Hapke [1986], l'amplitude du masquage des ombres décroît avec l'albédo. Cette assertion est maintenant reprise sans la moindre réserve par un bon nombre de travaux photométriques [Poulet et al., 2002 ; Kulyck & Jockers, 2004 ; Verbiscer et al., 2007]. Cependant, l'utilisation du modèle de Hapke [1986] est pourtant loin d'être une référence puisqu'il n'implémente qu'un seul des deux processus physiques intervenant dans l'effet d'opposition. De plus, il n'y a jamais eu d'explication physique solide de cette tendance (voir le chapitre 7).
L'étude morphologique a montré que l'amplitude du modèle de Hapke [1986] ne correspond pas à l'amplitude du masquage des ombres mais à celle du pic d'opposition, géré en majorité par la rétro-diffusion cohérente [9]. Il a donc été prouvé que l'amplitude de la rétro-diffusion cohérente décroît avec l'albédo, ce qui va à l'encontre d'une autre hypothèse inexacte.

Troisième insuffisance : l'amplitude de la rétro-diffusion cohérente. Un des résultats de l'étude morphologique menée par Belskaya & Shevchenko [2000] sur les astéroïdes réside dans le fait que l'amplitude de la rétro-diffusion cohérente augmente avec l'albédo. Cette étude a au moins le mérite de comparer des objets éclairés avec une source de taille angulaire très faible et similaire. On peut donc être sûr de la compatibilité des données entre elles, par contre l'interprétation qui en est faite est beaucoup plus douteuse.
En effet, la façon dont est calculée cette « amplitude de rétro-diffusion cohérente » laisse d'une part suggérer qu'il ne s'agit pas d'une amplitude et d'autre part que cette valeur n'a rien à voir avec la rétro-diffusion cohérente.
Belskaya & Shevchenko [2000] ont appelé « amplitude de rétro-diffusion cohérente », la valeur de la fonction de phase à α=0,3°, il s'agit donc d'une valeur qui possède une unité (la magnitude), contrairement à une amplitude. Notons dans le cas des anneaux de Saturne que la majorité du pic est contenue dans les angles de phase inférieurs à 0,3°, donc si la rétro-diffusion cohérente est sensible à la taille angulaire du Soleil, les fonctions de phase des astéroïdes devraient être encore plus piquées et la valeur de la fonction de phase à 0,3° ne serait pas représentative du pic d'opposition.
De plus, pour prouver qu'il s'agissait bien d'une amplitude, Belskaya & Shevchenko [2000] ont déter-

[8] La revue *Icarus* est en effet une revue avec un comité de lecture consitué de deux correcteurs en général anonymes, que nous appellerons ici référés, de l'anglais *referee*.
[9] comparez les figures 5.10 page 126 et 6.7 page 156 et remarquez les similitudes de tendances et de valeurs

miné un rapport de l'intensité de la fonction de phase entre 0,3° et 5°. Ce rapport montre les mêmes tendances avec l'albédo que la pseudo « amplitude de rétro-diffusion cohérente », ce qui leur a donné confiance dans le fait que cette amplitude de la rétro-diffusion cohérente augmentait réellement avec l'albédo. Cependant, le rapport d'intensité entre 0,3° et 5° ne couvre plus uniquement le domaine de prépondérance de la rétro-diffusion cohérente. D'ailleurs la vraie amplitude du pic d'opposition dans leur étude est donnée par le paramètre a. Etrangement, ce paramètre n'est pas discuté, ni même représenté : peut-être tout simplement parce qu'il fournit une tendance contradictoire avec celle que Belskaya & Shevchenko [2000] veulent imposer par tous les moyens.
En utilisant les considérations théoriques d'Hapke [1993], qui manquent cruellement de fondations physiques solides (voir [Hapke, 1993] page 230) et en cachant sous le tapis le seul paramètre qui correspond à une amplitude, Belskaya & Shevchenko [2000] ont donc réussi à corroborer la tendance de leur pseudo « amplitude de rétro-diffusion cohérente » avec la physique (incomplète) de la théorie de Hapke [1993].

Quatrième insuffisance : le rôle de l'albédo pour la caractérisation de l'effet d'opposition. D'après Belskaya & Shevchenko [2000], l'albédo est déterminant pour la caractérisation de l'effet d'opposition. Ceci vient en conclusion de leur étude morphologique du pic et de la partie linéaire de la fonction de phase, gérés respectivement par la rétro-diffusion cohérente et le masquage des ombres, où Belskaya & Shevchenko [2000] trouvent des variations franches (mais fausses car mal-interprétées) entre des pseudo–paramètres morphologiques et l'albédo des astéroïdes.
J'ai montré avec l'étude photométrique du chapitre 7 que l'effet d'opposition est lié à une quantité importante de propriétes physico-chimiques et optiques du milieu : indice de réfraction, porosité, taille des grains, distributions de taille, rugosité macroscopique. Réduire la relation entre tous ces paramètres à une simple dépendance avec l'albédo est illusoire.

C'est d'ailleurs un des résultats de l'étude morphologique de l'annexe F. Les paramètres morphologiques dépendent assez faiblement de l'albédo. **Même si plusieurs relations ont pu être trouvées entre les paramètres morphologiques (A, HWHM et S) et l'albédo, les coefficients de corrélations ont toujours été très faibles et les ajustements très mauvais**. Les paramètres morphologiques dépendent donc de propriétés beaucoup trop diverses pour être corrélés simplement avec l'albédo. Et cette même remarque peut-être faite pour la **profondeur optique**. Bien que de nombreuses corrélations ont pu être trouvée avec ce paramètre tant photométrique que dynamique, la **dispersion dans ces corrélations** indique que la profondeur optique a un rôle important mais que d'autres propriétés physico-chimiques interviennent.

Cinquième insuffisance : dépendance en longueur d'onde du masquage des ombres. Conceptuellement, les anciens modèles de masquage des ombres [Kawata & Irvine, 1974 ; Hapke, 1986] n'ont pas implémenté de paramètre dépendant de la longueur d'onde. Le manque de paramètres dépendants de la longueur d'onde a été interprété à tort comme une invariance du masquage des ombres avec la longueur d'onde [Verbiscer et al., 2005].
Notre étude morphologique a pourtant montré que la pente S du masquage des ombres (en unités I/F.deg^{-1} ou $\varpi_0 P$.deg^{-1}) variait en fonction de la longueur d'onde. Ce qui est totalement inédit, aucune autre étude morphologique ne s'est intéressée à la dépendance en longueur d'onde du masquage des ombres.
Pourtant, les récents modèles n'étaient pas contre l'idée d'une telle dépendance spectrale.

- Un premier pas a été franchi par Shkuratov et al. [1999] qui ont intégré un paramètre du masquage des ombres k_λ, dont le sens physique reste obscur, mais qui dépend de l'albédo. C'était une façon indirecte de montrer la dépendance du masquage des ombres avec la longueur d'onde.
- Le modèle de Hapke [2002] a quant à lui fait dépendre la largeur angulaire du masquage des ombres en fonction de la section efficace de diffusion des particules et du rayon des particules. On pourrait d'ailleurs reprocher à Verbiscer et al. [2005] leur adhésion à l'hypothèse de l'invariance du masquage des ombres avec λ, puisqu'ils ont utilisé le modèle de Hapke [2002] et que leurs résultats montrent une variation en longueur d'onde du paramètre $h_{\rm sh}$.

Analyse critique des surfaces étudiées

Finalement, une étude naïve sur un plan basique et sans *a priori* a permis de balayer cinq hypothèses physiques qui ne reposaient pas sur les théories actuelles mais qui étaient maintenues par des modèles obsolètes et des interprétations discutables des observations.

Pourtant, ne serait-il pas plus simple d'étudier tous ces modèles et de déterminer toutes les tendances importantes avec des mesures en laboratoire ? La Terre est la planète du Système Solaire qui possède la plus grande variété de surfaces (figure 8.22), pourquoi ne pas faire des inversions sur ces surfaces ?

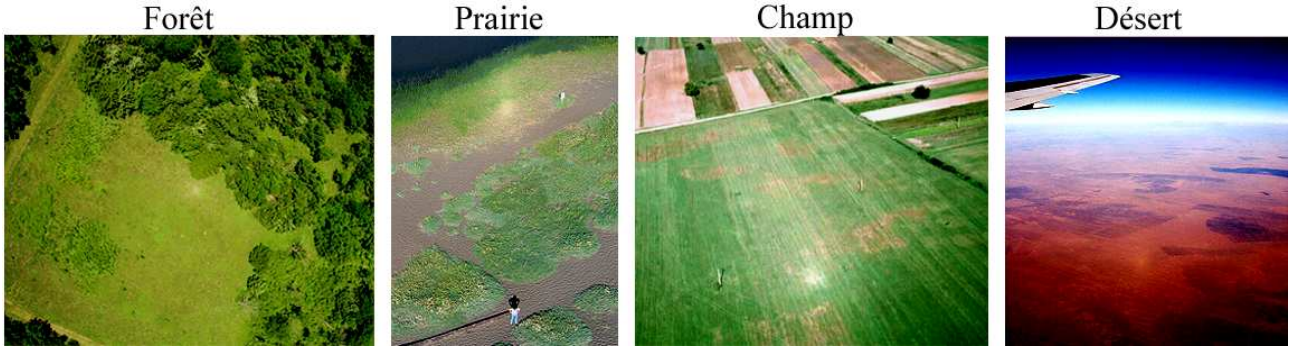


Figure 8.22 – L'effet d'opposition observé sur diverses surfaces terrestres : une forêt du Kansas, sur l'herbe de Rodeo Beach CA, dans un champ (Droits James S. Aber) et dans le désert de l'Ouzbéquistan (Droits Eva Seidenfaden).

On peut se demander avec quelle prétention nous nous sommes permis ici de contraindre le comportement de l'interaction lumière/matière avec des surfaces lointaines dont on ne sait rien par mesure directe ou retour d'échantillon. En effet, on ne sait pas à quoi ressemblent les anneaux de Saturne de près ! Sur l'image Cassini possédant la vue la plus rapprochée des anneaux, et qui constitue la meilleure résolution spatiale jamais atteinte de toute la durée de la mission, la taille du pixel était de 100 mètres. Or les plus grosses particules des anneaux font d'après des mesures radio indirectes environ 10 mètres. Toutefois, les surfaces terrestres, bien qu'abondemment observées par des amateurs (et le commun des mortels) ont rarement été sollicitées pour la modélisation de l'effet d'opposition [Hapke et al., 1996 ; Verbiscer et al., 1990], au profit des expériences en laboratoire. En effet, avec les expériences en laboratoire, on peut plus précisément caractériser la surface que l'on étudie et on peut savoir exactement de quoi elle est faite car on est parfaitement libre de prendre ce que l'on veut.

Cependant, les expériences en laboratoire peuvent-elles réellement simuler une surface planétaire ? Ce n'est pas en disposant sur quelques centimètres d'épaisseur une couche d'un matériau quelconque que l'on pourra comprendre le comportement diffusif d'une surface planétaire. En effet, les expériences en laboratoire tentent-elles réellement de reproduire une surface planétaire type ? Ou s'agit-t-il d'un compromis entre le coût et la simplicité ou le manque de volonté de reproduire une surface complexe qui finalement serait aussi difficile à comprendre qu'une surface réelle ?

La majorité des expériences en laboratoire est d'une relative simplicité qui peut mettre en doute leur capacité à fournir des comportements universels, et leur application à n'importe quel type de surface planétaire.
Prenons par exemple la récente étude de Shepard & Helfenstein [2007]. Cette étude affirme avoir mis en échec le modèle de Hapke [2002] pour la reconnaissance des propriétés physico-chimiques et structurelles d'un ensemble de 20 échantillons. Le principe de cette étude était d'extraire les fonctions de phase multi-longueur d'onde d'échantillons différents puis de les analyser avec le modèle de Hapke [2002] qui aurait dû miraculeusement identifier et distinguer chaque échantillon.
Cependant, en inversant les données du problème, comment ont été classés ces échantillons pour fina-

lement permettre une comparaison des propriétés inversées du modèle de Hapke [2002] avec les vraies propriétés physico-chimiques des échantillons ? En fait, les échantillons sont distingués uniquement en fonction de la granulométrie et de la porosité, ce qui n'est pas du tout suffisant pour contraindre une surface.
Après une étude minutieuse de l'ensemble d'échantillons de Shepard & Helfenstein [2007], il est notable de remarquer que les échantillons sont tellement variés en terme de granulométrie, de composition, de forme que cela ne constitue pas une étude homogène et décisive. C'est d'ailleurs une des conclusions de cette étude : le modèle photométrique de Hapke [2002] n'est pas parvenu à distinguer ces échantillons ni en relatif, ni en absolu. Cependant, on ne peut pas demander à un modèle de faire le tri qui n'a été effectué au préalable.
J'ai en effet remarqué que plusieurs propriétés physico-chimiques n'ont pas été prises en compte :
– la forme des grains : les échantillons AO120, AO220, AO320 et AO500 sont des grains à facettes assimilables à des cubes ; les échantillons BC1, FE et MO sont des grains en forme d'agrégats ; les échantillons CC et CO sont des grains sphériques.
– l'indice de réfraction : les échantillons AO sont des oxydes d'Aluminium, les échantillons CC et CO sont des composés à base de Cobalt ; les échantillons BC1, FE et MO ont une composition chimique différente (respectivement de l'argile, de l'oxyde de Fer et de l'oxyde de Manganèse). Tous ces composés n'ont pas les mêmes propriétés optiques, ils ont des indices de réfraction réel et imaginaire qui varient avec la longueur d'onde.
– la pertinence de la composition par rapport aux surfaces planétaires connues. Les silicates, les composés les plus répandus dans les poussières et objets telluriques (planètes, satellites, astéroïdes, comètes etc.) du Système Solaire sont les grands absents de cette étude. Par contre, on se demande quelle est la pertinence des oxydes de Colbalt et de Manganèse ?

Les mêmes remarques pourraient être également faites à l'étude de McGuire & Hapke [1995], qui ont analysé des billes de métal, de résine et de verre pour contraindre la forme des diffuseurs avec la fonction de Henyey-Greenstein (page 359). Pouvons-nous être réellement sûrs de l'universalité de cette inversion ? Les surfaces planétaires n'ont rien à voir des billes de métal de 1 cm de diamètre ! Aussi, peut-on être sûrs que les données de ces études sont suffisantes pour permettre les inversions (tantôt réussies tantôt ambigües) qu'elles revendiquent ?
Les gammes d'angles de phase sont de 1-170° pour [McGuire & Hapke, 1995] ; 3-130° pour [Shepard & Helfenstein, 2007] ; 1-70° pour [Nelson et al., 1998] ; 0,15-26° pour [Kaasalainen, 2003] ; 0,2-40° pour [Shkuratov et al., 1999] ; 10-115° pour [Cord, 2003] et 1-70° pour [Nakamura et al., 1999]. En effet, toute la difficulté des faibles et grands angles de phase réside dans la configuration géométrique de la source lumineuse et du goniomètre. De plus, alors que pour l'étude des objets du Système Solaire, on connait la taille angulaire de la source d'illumination (le Soleil), dans toutes ces études, la taille angulaire de la source n'est jamais précisée. On peut alors se demander si ce ne sont pas les observations de Cassini qui constituent une expérience de laboratoire rigoureuse !

Aucune étude en laboratoire n'a fourni des fonctions de phase de 0 à 180° comme ISS/Cassini l'a fait avec les anneaux de Saturne.

Cassini contourne donc avec une aisance et une simplicité les contraintes expérimentales qu'il y a sur Terre, cela peut-être grâce au coût de la mission Cassini. Ce ne sont en effet pas les expériences en laboratoire ni mêmes toutes les sondes interplanétaires qui coûtent 4 milliards de dollars...
Ce qui donne tant de confiance aux arguments avancés dans cette thèse, ce sont la qualité, la sensibilité et la richesse des données d'ISS/Cassini. Cependant, comme il l'a déjà été précisé, l'instrument ISS n'a founi un très bon panel que pour les anneaux de Saturne.

Peut-on sûr que mes conclusions générales sont applicables à n'importe quel objet du Système Solaire ? Est-il permis de comparer les propriétés diffusives des anneaux de Saturne avec des surfaces planétaires solides comme les satellites ou même les astéroïdes ? Y-a-t-il une universalité des lois photométriques à toutes les surfaces planétaires ?

Il existe de bonnes raisons de croire que les anneaux de Saturne ont des comportements semblables aux

surfaces des planètes, satellites ou astéroïdes, car les valeurs d'albédo et d'anisotropie sont comparables. Toutefois, il serait intéressant de pousser l'étude morphologique que nous avons menée en annexe F à une étude photométrique. C'est-à-dire qu'au lieu de comparer la morphologie de la fonction de phase des surfaces planétaires du Système Solaire, il serait intéressant d'inverser ces fonctions de phase, et de comparer directement les propriétés physiques obtenues.

8.3.2 Effets physiques non étudiés mais prometteurs

Effet d'élévation (‘*tilt*’ *effect*)

Les courbes de phase que j'ai obtenues contiennent encore beaucoup d'informations qui n'ont pas été extraites et interprétées. Parmi celles-ci, il y a l'effet d'élévation (ou ‘*tilt*’ *effect*) qui consiste à représenter la brillance (ou la fonction de phase) non plus en fonction de l'angle α mais en fonction de la variable $\bar{B}$:

$$\bar{B} \equiv \sin^{-1}\bar{\mu} = \left(\arcsin\left[\frac{1}{\sin B} + \frac{1}{\sin B'}\right]\right)^{-1} \tag{8.5}$$

où B et B' sont les angles d'élévation du Soleil et de l'observateur par rapport au plan des anneaux. L'effet d'élévation, étudié pour la première fois par Esposito *&* Lumme [1977], avait pu montrer que la profondeur optique de l'anneau B se devait d'être supérieure à l'unité. Bien que reconnu maintenant car mesuré par les profils d'occultations de Voyager, c'était la première fois qu'une étude requierait une profondeur optique aussi élévée dans les anneaux de Saturne [Pollack, 1975]. L'effet d'élévation permet de mieux contraindre la diffusion multiple, il serait donc intéressant de savoir si les résultats d'un tel modèle de diffusion multiple concorde avec les résultats des modèles photométriques utilisés ([Hapke, 2002] avec la diffusion multiple anisotrope, [Shkuratov et al., 1999] avec la diffusion multiple isotrope).

Effet de la profondeur optique

Un second sujet très prometteur qui m'a pourtant gênée durant cette thèse est la profondeur optique. Je me suis servie du seul profil de profondeur optique utilisé et validé à ce jour, mais il faut bien savoir que les instruments UVIS et RSS à bord de Cassini ont réalisé plusieurs dizaines d'occultations des anneaux depuis l'insertion orbitale de Cassini. Il serait d'une part intéressant d'utiliser ces données et d'autre part, il faudrait pouvoir extraire des données d'imagerie une profondeur optique, pour pouvoir la comparer à celle des occultations. De telles méthodes d'inversion pour les images ont déjà été utilisées sur les images Voyager, [French *&* Nicholson, 2000] voir la figure E.4 page 341, et sur une partie des images Cassini du SOI [Porco et al., 2005]. Un travail reste donc à faire dans ce sens pour trouver la profondeur optique qui conviendrait pour que mes données fusionnent avec moins de dispersion.

8.3.3 Un code photométrique numérique

L'étude de l'effet d'opposition, et en particulier de la rétro-diffusion cohérente a démontré la nécessité de prendre en compte la nature vectorielle de la lumière. Cependant, les modèles analytiques actuels n'en tiennent pas compte. Il serait donc intéressant de passer de la modélisation à la simulation.
Franchir ce pas est maintenant possible car nous avons un point de départ (voire plusieurs) :

❶ Les modèles analytiques utilisés dans le chapitre 7 ont fourni des contraintes sur les propriétés physico-chimiques des particules qui sont nécessaires lorsque l'on veut faire des simulations (conditions initales). Les simulations photométriques multi-longueurs d'onde permettraient en plus de contraindre plus précisément ces propriétés telles que la distribution de taille, la texture ou la

composition. Toutefois, il faut développer un code qui permettrait de simuler une atmosphère de particules entièrement paramétrisable (distribution de taille, texture, composition etc.) ;

❷ J'ai déjà en ma possession plusieurs codes de transfert radiatif de type Monte-Carlo [10] (`GRIMALDI` et `MCARaTS`). Il faudrait maintenant les tester [11] et intégrer les phénomènes physiques qui intéressent ce domaine plus particulièrement :
- La simulation du masquage des ombres a déjà été réalisée [Stankevich et al., 1999] ;
- La rétro-diffusion cohérente, bien qu'étant un effet quantique (donc impossible à traiter par la méthode de *ray-tracing*), a été récemment simulée à partir de ses effets indirects : le *external near-field effect* [Petrova et al., 2007] et le *internal-field coherent backscattering effect* [Muinonen et al., 2007]. Cependant, il n'est pas certain que ces deux mécanismes puissent reproduire les pics d'opposition très fins des anneaux de Saturne, à en voir les larges pics de rétro-diffusion cohérente obtenus par Petrova et al. [2007] et Muinonen et al. [2007].

8.3.4 Interactions anneaux/satellites : lien entre la photométrie et la dynamique

Un dernier point qu'il semblerait intéressant de développer dans le futur est l'étude des interactions entre anneaux et satellites. En effet, la mission Cassini a permis de découvrir que plusieurs des satellites proches de Saturne (en déçà de l'orbite d'Encelade) baignent dans un nuage de poussière coorbital (figure,8.23) : Prométhée, Atlas, Janus et Épiméthée ainsi que Pallène possèdent leur propre anneau de poussières comme les bien connus anneau E d'Encelade et anneau G de Mimas. Ces anneaux sont la preuve claire que la surface de certains satellites s'érode dans le milieu environnant.

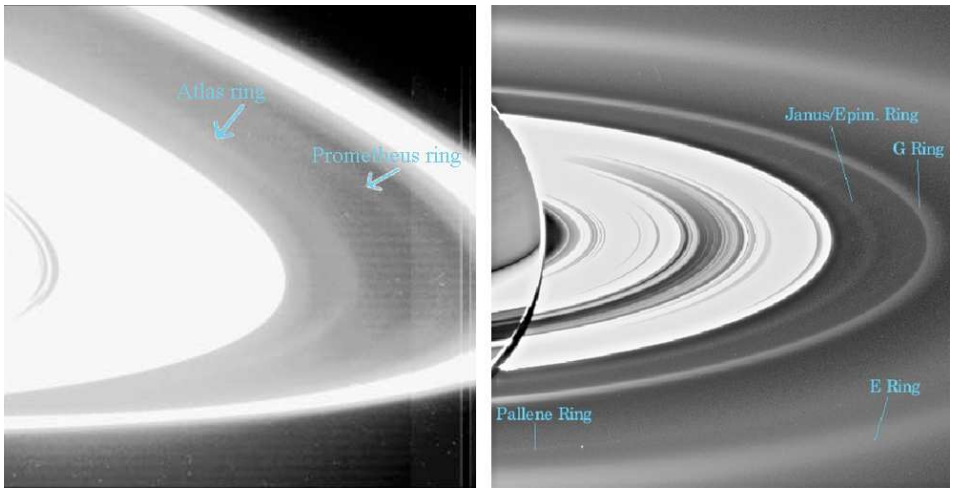


Figure 8.23 – A gauche : Erosion de la surface des satellites et création d'anneaux (exemples : Atlas et son anneau de poussière orbitant sur la même orbite, Prométhée et son anneau. Image Cassini W1467350634).
A droite : autres exemples d'érosion de la surface des satellites et création d'anneaux (exemples : Janus et Epiméthée ont un anneau sur leur orbite commune, Pallène récemment découvert possède son propre anneau et Encelade alimente l'anneau E par le biais de geysers. Image Cassini WAC du 15/09/2006).

Peut-on caractériser les poussières de ces anneaux et démontrer de façon claire qu'elles proviennent de la surface du satellite concerné ? Peut-on caractériser cette érosion (nature, durée de vie etc...) ?
L'étude de l'interaction entre anneau et satellite est un vériatble défi car elle permettrait d'utiliser en même temps des outils photométriques et dynamiques. Et comme je l'ai montré dans cette thèse, ces deux branches sont loin d'être indépendantes...

[10] Les techniques de transfert radiatif par Monte-Carlo consiste à envoyer des rayons à partir d'une source de lumière, que l'on fait ensuite rebondir sur les particules en fonction du coefficient d'absorption (déterminé à partir de la composition, la taille etc...) de celles-ci jusqu'à ce que le photon soit réellement absorbé. Le problème de cette technique, c'est qu'on lance une quantité considérable de rayons de la source pour rien (puisque beaucoup d'endroits éclairés ne seront pas vus par l'observateur), toutefois il est possible de modifier les distributions d'émissions pour augmenter l'efficacité de cette méthode. En résumé, Monte Carlo, n'est rien d'autre que du ray-tracing côté source au lieu de côté caméra

[11] Un de ces codes est parallélisable, ce qui serait particulièrement intéressant si l'on veut similer un grand nombre de particules distinctes et utiliser un grand nombre de rayons. De plus, le CEA (et le SAP) offre des perspectives très intéressantes puisqu'il possède un grand nombre de micro-processeurs destinés à l'utilisation de codes parallélisés.

...What is this quintessence of dust?

William Shakespeare,
Hamlet, Act 2. Scene II

Conclusion

Pendant la thèse ici présentée, je me suis intéressée à deux sujets : la nature des interactions entre particules au voisinage de la limite de Roche et les propriétés physico-chimiques et l'état de surface des particules. Ces deux questions ne pouvaient être résolues avant l'arrivée de la sonde Cassini, qui a apporté une richesse qualitative (sensibilité et résolution spatiale) et quantitative (nombre de prises de vue sur des échelles temporelles allant d'une orbite à plusieurs années et sur des géométries d'illumination variées). Quatre grandes conclusions émergent de ce travail :

① J'ai identifié une spirale dans l'anneau F en expliquant que la variation radiale du nombre de filaments (*strands*) en fonction de la longitude ne peut être due qu'à un seul type de forme géométrique. Les observations de Cassini ont non seulement permis d'illustrer la théorie de la spirale, elles ont également permis d'harmoniser les observations de Voyager 2 avec celles de Voyager 1, les dernières tenaient en échec la théorie des *strands* (en anneaux fermés). Cependant, la durée de vie de la spirale est sujet à débat : les images Cassini montrent plusieurs spirales s'effacer progressivement (sur une échelle de 3 ans) laissant la place à de nouvelles, il est donc fort probable qu'il n'y ait plus de trace de la spirale observée par Voyager. Bien qu'ayant identifié une conséquence claire des interactions entre particules au voisinage de la limite de Roche, il reste maintenant à comprendre la nature et la cause de ces interactions. La possibilité de collisions entre les satellites éphémères et un grumeau dense du cœur de l'anneau F offre de nouvelles perspectives pour la compréhension d'une ou plusieurs spirales.
② Pour la première fois, il a été montré que l'effet d'opposition ($0^o<\alpha<25^o$) et les fonctions de phase ($0^o<\alpha<180^o$) ont des comportements différents d'un anneau à l'autre, se traduisant respectivement par des variations subtiles en terme de taille des grains, rugosité et facteur de remplissage pour l'effet d'opposition et en terme de composition, albédo et anisotropie de diffusion pour la photométrie. Ces variations ont ensuite pu être corrélées avec la profondeur optique, démontrant ainsi la prépondérance de la dynamique dans les propriétés diffusantes des particules.
③ L'étude de l'effet d'opposition a permis de prendre conscience qu'un certain nombre d'hypothèses admises dans la communauté photométrique étaient inexactes. Par exemple :
– l'amplitude du masquage des ombres ne décroît pas (mais augmente) avec l'albédo ;
– l'amplitude de la rétro-diffusion cohérente n'augmente pas (mais diminue) avec l'albédo ;
– le masquage des ombres dépend de la section efficace des particules.
Ces assertions avaient pu subsister jusqu'à présent à cause de l'utilisation de modèles obsolètes et de certaines observations discutables qui en maintenaient la validité. Il semble donc important de ne plus utiliser ces modèles pour une interprétation physique, même s'ils représentent une paramétrisation simple et rapide des fonctions de phase.
④ Avec les modèles les plus récents, j'ai toutefois obtenu un bon accord entre les tendances liées à la morphologie de la fonction de phase et celles liées aux paramètres physiques de ces modèles :
– la diminution de l'amplitude du pic d'opposition avec la profondeur optique s'explique par l'augmentation (observée) avec τ de la taille des grains impliqués dans la rétro-diffusion cohérente.
– l'augmentation de la pente de la partie linéaire avec la profondeur optique s'explique par l'augmentation (observée) avec τ du taux de compaction des particules impliquées dans le masquage des ombres.
Cependant, les images en filtres polarisés et des simulations tant photométriques que polarimétriques sont nécessaires pour pouvoir expliquer complètement l'effet d'opposition.

Bibliographie

[Akimov, 1980] Akimov, L. A. (1980). On the nature of the opposition effect. *Vestn. Khar'kov. Univ., No. 204, p. 3 - 12 = Fiz. Luny Planet. Fundam. Astrometr., Vyp. 15*, 204:3–12.

[Akkermans *et al.*, 1988] Akkermans, E., Wolf, P., Maynard, R. & Maret, G. (1988). Theoretical study of the coherent backscattering of light by disordered media. *Journal de Physique, France*, 49:77–98.

[Anderson, 1958] Anderson, P. W. (1958). Absence of Diffusion in Certain Random Lattices. *Physical Review*, 109:1492–1505.

[Avanesov *et al.*, 1991] Avanesov, G., Zhukov, B., Ziman, Y., Kostenko, V., Kuzmin, A., Muravev, V., Fedotov, V., Bonev, B., Mishev, D., Petkov, D., Krumov, A., Simeonov, S., Boycheva, V., Uzunov, Y., Weide, G. G., Halmann, D., Possel, W., Head, J., Murchie, S., Schkuratov, Y. G., Berghanel, R., Danz, M., Mangoldt, T., Pihan, U., Weidlich, U., Lumme, K., Muinonen, K., Peltoniemi, J., Duxbury, T., Murray, B., Herkenhoff, K., Fanale, F., Irvine, W. & Smith, B. (1991). Results of TV imaging of PHOBOS - Experiment VSK-Fregat. *Planetary and Space Science*, 39:281–295.

[Baillié, 2005] Baillié, K. (2005). Modélisation numérique de l'anneau F de Saturne. Mémoire de Master, Ecole Doctorale d'Astronomie et Astrophysique d'Ile-de-France.

[Baruteau, 2005] Baruteau, C. (2005). Physique des disques protoplanétaires et dynamique gravitationnelle. Mémoire de Master, Ecole Doctorale d'Astronomie et Astrophysique d'Ile-de-France.

[Bauer *et al.*, 2006] Bauer, J. M., Grav, T., Buratti, B. J. & Hicks, M. D. (2006). The phase curve survey of the irregular saturnian satellites : A possible method of physical classification. *Icarus*, 184:181–197.

[Belskaya & Shevchenko, 2000] Belskaya, I. N. & Shevchenko, V. G. (2000). Opposition Effect of Asteroids. *Icarus*, 147:94–105.

[Belskaya *et al.*, 2003] Belskaya, I. N., Shevchenko, V. G., Kiselev, N. N., Krugly, Y. N., Shakhovskoy, N. M., Efimov, Y. S., Gaftonyuk, N. M., Cellino, A. & Gil-Hutton, R. (2003). Opposition polarimetry and photometry of S- and E-type asteroids. *Icarus*, 166:276–284.

[Blanco & Catalano, 1974] Blanco, C. & Catalano, S. (1974). Mutual Eclipses of Jupiter's Satellites. *Astronomy & Astrophysics*, 33:303–+.

[Bobrov, 1970] Bobrov, M. S. (1970). Physical properties of Saturn's rings. *In Surfaces and interiors of planets and satellites, edited by A. Dollfus (Academic, New York)*, pages 376–461.

[Bohren & Huffman, 1983] Bohren, C. F. & Huffman, D. R. (1983). *Absorption and scattering of light by small particles*. New York : Wiley, 1983.

[Bosh *et al.*, 2002] Bosh, A. S., Olkin, C. B., French, R. G. & Nicholson, P. D. (2002). Saturn's F Ring : Kinematics and Particle Sizes from Stellar Occultation Studies. *Icarus*, 157:57–75.

[Bosh & Rivkin, 1996] Bosh, A. S. & Rivkin, A. S. (1996). Observations of Saturn's inner satellites during the May 1995 ring-plane crossing. *Science*, 272:518–521.

[Brahic, 1977] Brahic, A. (1977). Systems of colliding bodies in a gravitational field. I - Numerical simulation of the standard model. *Astronomy & Astrophysics*, 54:895–907.

[Brahic & Sicardy, 1981] Brahic, A. & Sicardy, B. (1981). Apparent thickness of Saturn's rings. *Nature*, 289:447–450.

[Bridges *et al.*, 1984] Bridges, F. G., Hatzes, A. & Lin, D. N. C. (1984). Structure, stability and evolution of Saturn's rings. *Nature*, 309:333–335.

[Bridges *et al.*, 1996] Bridges, F. G., Supulver, K. D., Lin, D. N. C., Knight, R. & Zafra, M. (1996). Energy Loss and Sticking Mechanisms in Particle Aggregation in Planetesimal Formation. *Icarus*, 123:422–435.

[Brown *et al.*, 2006] Brown, R. H., Baines, K. H., Bellucci, G., Buratti, B. J., Capaccioni, F., Cerroni, P., Clark, R. N., Coradini, A., Cruikshank, D. P., Drossart, P., Formisano, V., Jaumann, R., Langevin, Y., Matson, D. L., McCord, T. B., Mennella, V., Nelson, R. M., Nicholson, P. D., Sicardy, B., Sotin, C., Baugh, N., Griffith, C. A., Hansen, G. B., Hibbitts, C. A., Momary, T. W. & Showalter, M. R. (2006). Observations in the Saturn system during approach and orbital insertion, with Cassini's visual and infrared mapping spectrometer (VIMS). *Astronomy and Astrophysics*, 446:707–716.

[Buratti *et al.*, 1992] Buratti, B. J., Gibson, J. & Mosher, J. A. (1992). CCD photometry of the Uranian satellites. *Astronomical Journal*, 104:1618–1622.

[Buratti *et al.*, 1996] Buratti, B. J., Hillier, J. K. & Wang, M. (1996). The Lunar Opposition Surge : Observations by Clementine. *Icarus*, 124:490–499.

[Buratti *et al.*, 1991] Buratti, B. J., Lane, A. L., Gibson, J., Burrows, H., Nelson, R. M., Bliss, D., Smythe, W., Garkanian, V. & Wallis, B. (1991). Triton's surface properties - A preliminary analysis from ground-based, Voyager photopolarimeter subsystem, and laboratory measurements. *Journal of Geophysical Research Supplement*, 96:19197–+.

[Burns *et al.*, 1999] Burns, J. A., Showalter, M. R., Hamilton, D. P., Nicholson, P. D., de Pater, I., Ockert-Bell, M. E. & Thomas, P. C. (1999). The Formation of Jupiter's Faint Rings. *Science*, 284:1146–+.

[Canup & Esposito, 1995] Canup, R. M. & Esposito, L. W. (1995). Accretion in the Roche zone : Coexistence of rings and ring moons. *Icarus*, 113:331–352.

[Casares *et al.*, 2005] Casares, J., Ribas, I., Paredes, J. M., Martí, J. & Allende Prieto, C. (2005). Orbital parameters of the microquasar LS I +61 303. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 360:1105–1109.

[Chandrasekhar, 1960] Chandrasekhar, S. (1960). *Radiative transfer*. New York : Dover, 1960.

[Charnoz *et al.*, 2001] Charnoz, S., Brahic, A., Ferrari, C., Grenier, I., Roddier, F. & Thébault, P. (2001). Detection of arcs in Saturn's F ring during the 1995 Sun ring-plane crossing. *Astronomy and Astrophysics*, 365:214–221.

[Chaty, 2007] Chaty, S. (2007). communication privée.

[Cheng & Domingue, 2000] Cheng, A. F. & Domingue, D. L. (2000). Radiative transfer models for light scattering from planetary surfaces. *Journal of Geophysical Research*, 105:9477–9482.

[Clark & McCord, 1980] Clark, R. N. & McCord, T. B. (1980). The rings of Saturn - New near-infrared reflectance measurements and a 0.326-4.08 micron summary. *Icarus*, 43:161–168.

[Clark & Roush, 1984] Clark, R. N. & Roush, T. L. (1984). Reflectance spectroscopy - Quantitative analysis techniques for remote sensing applications. *Journal of Geophysical Research*, 89:6329–6340.

[Colwell *et al.*, 2006] Colwell, J. E., Esposito, L. W. & Sremčević, M. (2006). Self-gravity wakes in Saturn's A ring measured by stellar occultations from Cassini. *Geophysics Research Letters*, 33:7201–+.

[Commerçon, 2007] Commerçon, B. (2007). Étude numérique de l'effondrement et de la fragmentation de cœurs denses prestellaires. Mémoire de Master, Ecole Doctorale d'Astronomie et Astrophysique d'Ile-de-France.

[Cooke, 1991] Cooke, M. L. (1991). *Saturn's rings : Photometric studies of the C Ring and radial variation in the Keeler Gap*. Thèse de doctorat, AA(Cornell Univ., Ithaca, NY.).

[Cord, 2003] Cord, A. (2003). *Hétérogénéité optique et réflectance spectrale des surfaces planétaires solides : Étude expérimentales et théoriques*. Thèse de doctorat, FR(Université Paul Sabatier, Toulouse III).

[Cuzzi, 1985] Cuzzi, J. N. (1985). Rings of Uranus - Not so thick, not so black. *Icarus*, 63:312–316.

[Cuzzi & Burns, 1988] Cuzzi, J. N. & Burns, J. A. (1988). Charged particle depletion surrounding Saturn's F ring - Evidence for a moonlet belt ? *Icarus*, 74:284–324.

[Cuzzi & Estrada, 1998] Cuzzi, J. N. & Estrada, P. R. (1998). Compositional Evolution of Saturn's Rings Due to Meteoroid Bombardment. *Icarus*, 132:1–35.

[Cuzzi *et al.*, 2002] Cuzzi, J. N., French, R. G. & Dones, L. (2002). HST Multicolor (255-1042 nm) Photometry of Saturn's Main RingsI : Radial Profiles, Phase and Opening Angle Variations, and Regional Spectra. *Icarus*, 158:199–223.

[Cuzzi *et al.*, 1984] Cuzzi, J. N., Lissauer, J. J., Esposito, L. W., Holberg, J. B., Marouf, E. A., Tyler, G. L. & Boishchot, A. (1984). Saturn's rings - Properties and processes. *In* Greenberg, R. & Brahic, A., éditeurs : *IAU Colloq. 75 : Planetary Rings*, pages 73–199.

[Cuzzi & Pollack, 1978] Cuzzi, J. N. & Pollack, J. B. (1978). Saturn's rings : Particle composition and size distribution as constrained by microwave observations. I - Radar observations. *Icarus*, 33:233–262.

[Cuzzi & Scargle, 1985] Cuzzi, J. N. & Scargle, J. D. (1985). Wavy edges suggest moonlet in Encke's gap. *Astrophysical Journal*, 292:276–290.

[Daisaka & Ida, 1999] Daisaka, H. & Ida, S. (1999). Spatial structure and coherent motion in dense planetary rings induced by self-gravitational instability. *Earth, Planets, and Space*, 51:1195–1213.

[Daisaka *et al.*, 2001] Daisaka, H., Tanaka, H. & Ida, S. (2001). Viscosity in a Dense Planetary Ring with Self-Gravitating Particles. *Icarus*, 154:296–312.

[de Haan *et al.*, 1987] de Haan, J. F., Bosma, P. B. & Hovenier, J. W. (1987). The adding method for multiple scattering calculations of polarized light. *Astronomy & Astrophysics*, 183:371–391.

[de Pater *et al.*, 2005] de Pater, I., Gibbard, S. G., Chiang, E., Hammel, H. B., Macintosh, B., Marchis, F., Martin, S. C., Roe, H. G. & Showalter, M. (2005). The dynamic neptunian ring arcs : evidence for a gradual disappearance of Liberté and resonant jump of courage. *Icarus*, 174:263–272.

[Decriem *et al.*, 2005] Decriem, J., Didelon, P., Brahic, A., Charnoz, S., Ferrari, C. & AIM Team (2005). APIS, a New Tool to Study Planetary Rings Images and Spectra. *In Bulletin of the American Astronomical Society*, volume 37 de *Bulletin of the American Astronomical Society*, pages 760–+.

[Dennefeld, 1974] Dennefeld, M. (1974). Theoretical studies of an atmosphere around Saturn's rings. *In* Woszczyk, A. & Iwaniszewska, C., éditeurs : *Exploration of the Planetary System*, volume 65 de *IAU Symposium*, pages 471–481.

[Dermott, 1981] Dermott, S. F. (1981). The 'braided' F-ring of Saturn. *Nature*, 290:454–457.

[Dollfus, 1970] Dollfus, A. (1970). *Surfaces and interiors of planets and satellites*. London : Academic Press, 1970, edited by Dollfus, A.

[Dollfus, 1996] Dollfus, A. (1996). Saturn's Rings : Optical Reflectance Polarimetry. *Icarus*, 124:237–261.

[Domingue *et al.*, 1997] Domingue, D., Hartman, B. & Verbiscer, A. (1997). The Scattering Properties of Natural Terrestrial Snows versus Icy Satellite Surfaces. *Icarus*, 128:28–48.

[Domingue & Verbiscer, 1997] Domingue, D. & Verbiscer, A. (1997). Re-Analysis of the Solar Phase Curves of the Icy Galilean Satellites. *Icarus*, 128:49–74.

[Domingue *et al.*, 1995] Domingue, D. L., Lockwood, G. W. & Thompson, D. T. (1995). Surface textural properties of icy satellites : A comparison between Europa and Rhea. *Icarus*, 115:228–249.

[Dones, 1987] Dones, H. C. J. (1987). *Dynamical and photometric studies of Saturn's rings*. Thèse de doctorat, AA(California Univ., Berkeley.).

[Dones *et al.*, 1993] Dones, L., Cuzzi, J. N. & Showalter, M. R. (1993). Voyager Photometry of Saturn's A Ring. *Icarus*, 105:184–215.

[Doyle *et al.*, 1989] Doyle, L. R., Dones, L. & Cuzzi, J. N. (1989). Radiative transfer modeling of Saturn's outer B ring. *Icarus*, 80:104–135.

[Drossart, 1993] Drossart, P. (1993). Optics on a fractal surface and the photometry of the regoliths. *Astrophysics and Space Science*, 41:381–393.

[Dubois, 2005] Dubois, Y. (2005). Modélisation de la formation des structures dans l'Univers. Mémoire de Master, (A&A).

[Dumont & Levasseur, 1985] Dumont, R. & Levasseur, A. C. L. R. (1985). Zodiacal light gathered along the line of sight - Retrieval of the local scattering coefficient from photometric surveys of the ecliptic plane. *Astrophysics and Space Science*, 33:1–9.

[Durisen *et al.*, 1996] Durisen, R. H., Bode, P. W., Dyck, S. G., Cuzzi, J. N., Dull, J. D. & White, II, J. C. (1996). Ballistic Transport in Planetary Ring Systems Due to Particle Erosion Mechanisms. *Icarus*, 124:220–236.

[Efford & Wilson, 1988] Efford, N. D. & Wilson, L. (1988). Photometric Characterisation of the Lunar Surface Using Hapke's Equation. *In Lunar and Planetary Institute Conference Abstracts*, volume 19 de *Lunar and Planetary Inst. Technical Report*, pages 295–+.

[Epstein *et al.*, 1984] Epstein, E. E., Janssen, M. A. & Cuzzi, J. N. (1984). Saturn's rings - 3-mm low-inclination observations and derived properties. *Icarus*, 58:403–411.

[Esposito, 1979] Esposito, L. W. (1979). Extensions to the classical calculation of the effect of mutual shadowing in diffuse reflection. *Icarus*, 39:69–80.

[Esposito *et al.*, 1987] Esposito, L. W., Harris, C. C. & Simmons, K. E. (1987). Features in Saturn's rings. *Astrophysical Journal Supplement Series*, 63:749–770.

[Esposito & Lumme, 1977] Esposito, L. W. & Lumme, K. (1977). The tilt effect for Saturn's rings. *Icarus*, 31:157–167.

[Esposito *et al.*, 1979] Esposito, L. W., Lumme, K., Benton, W. D., Martin, L. J., Ferguson, H. M., Thompson, D. T. & Jones, S. E. (1979). International planetary patrol observations of Saturn's rings. II - Four color phase curves and their analysis. *Astronomical Journal*, 84:1408–1415.

[Esposito *et al.*, 1983a] Esposito, L. W., Ocallaghan, M., Simmons, K. E., Hord, C. W., West, R. A., Lane, A. L., Pomphrey, R. B., Coffeen, D. L. & Sato, M. (1983a). Voyager photopolarimeter stellar occultation of Saturn's rings. *Journal of Geophysical Research*, 88:8643–8649.

[Esposito *et al.*, 1983b] Esposito, L. W., Ocallaghan, M. & West, R. A. (1983b). The structure of Saturn's rings - Implications from the Voyager stellar occultation. *Icarus*, 56:439–452.

[Estrada *et al.*, 2003] Estrada, P. R., Cuzzi, J. N. & Showalter, M. R. (2003). Voyager color photometry of Saturn's main rings : a correction. *Icarus*, 166:212–222.

[Ferrari, 1992] Ferrari, C. (1992). *Variations azimutales de brillance des anneaux planétaires*. Thèse de doctorat, FR(Université Paris XI, Orsay).

[Ferrari & Brahic, 1994] Ferrari, C. & Brahic, A. (1994). Azimuthal brightness asymmetries in planetary rings. 1 : Neptune's arcs and narrow rings. *Icarus*, 111:193–210.

[Ferrari *et al.*, 1999] Ferrari, C., Charnoz, S., Brahic, A. & Thebault, P. (1999). The Saturn's F ring from 1985 to 1995 : azimuthal structure and new objects. *In AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts*, volume 31 de *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts*, pages 55.07–+.

[Ferrari *et al.*, 2005] Ferrari, C., Galdemard, P., Lagage, P. O., Pantin, E. & Quoirin, C. (2005). Imaging Saturn's rings with CAMIRAS : thermal inertia of B and C rings. *Astronomy & Astrophysics*, 441:379–389.

[Ferrari & Leyrat, 2006] Ferrari, C. & Leyrat, C. (2006). Thermal emission of spherical spinning ring particles. The standard model. *Astronomy & Astrophysics*, 447:745–760.

[Filacchione *et al.*, 2007] Filacchione, G., Capaccioni, F., Coradini, A., Cerroni, P., Tosi, F., Bellucci, G., Brown, R. H., Baines, K. H., Buratti, B. J., Clark, R. N., Nicholson, P. D., Nelson, R. M., Cuzzi, J. N., McCord, T. B., Hedman, M. H. & Showalter, M. R. (2007). Cassini-VIMS Observations of Saturn's Main Rings. *In Lunar and Planetary Institute Conference Abstracts*, volume 38 de *Lunar and Planetary Institute Conference Abstracts*, pages 1513–+.

[Flynn & Cuzzi, 1989] Flynn, B. C. & Cuzzi, J. N. (1989). Regular structure in the inner Cassini Division of Saturn's rings. *Icarus*, 82:180–199.

[Franklin & Colombo, 1970] Franklin, F. A. & Colombo, G. (1970). A Dynamical Model for the Radial Structure of Saturn's Rings. *Icarus*, 12:338–+.

[Franklin & Cook, 1958] Franklin, F. A. & Cook, A. F. (1958). Optical Properties of Saturn's Rings : I, Transmission. *Smithsonian Contributions to Astrophysics*, 2:377–+.

[Franklin & Cook, 1974] Franklin, F. A. & Cook, A. F. (1974). Photometry of Saturn's satellites - The opposition effect of Iapetus at maximum light and the variability of Titan. *Icarus*, 23:355–362.

[Franklin & Cook, 1965] Franklin, F. A. & Cook, F. A. (1965). Optical properties of Saturn's rings. II. Two-color phase curves of the 2 bright rings. *Astronomical Journal*, 70:704–+.

[French *et al.*, 1988] French, R. G., Elliot, J. L., French, L. M., Kangas, J. A., Meech, K. J., Ressler, M. E., Buie, M. W., Frogel, J. A., Holberg, J. B., Fuensalida, J. J. & Joy, M. (1988). Uranian ring orbits from earth-based and Voyager occultation observations. *Icarus*, 73:349–378.

[French *et al.*, 2003] French, R. G., McGhee, C. A., Dones, L. & Lissauer, J. J. (2003). Saturn's wayward shepherds : the peregrinations of Prometheus and Pandora. *Icarus*, 162:143–170.

[French & Nicholson, 2000] French, R. G. & Nicholson, P. D. (2000). Saturn's Rings II. Particle sizes inferred from stellar occultation data. *Icarus*, 145:502–523.

[French *et al.*, 2007] French, R. G., Verbiscer, A., Salo, H., McGhee, C. & Dones, L. (2007). Saturn's Rings at True Opposition. *The Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 119:623–642.

[Ganem, 2006] Ganem, D. (2006). Simulation numérique d'instabilité gravitationnelle dans l'anneau F de Saturne. Mémoire de Master, Ecole Doctorale d'Astronomie et Astrophysique d'Ile-de-France.

[Gehrels *et al.*, 1980] Gehrels, T., Baker, L. R., Beshore, E., Blenman, C., Burke, J. J., Castillo, N. D., Dacosta, B., Degewij, J., Doose, L. R., Fountain, J. W., Gotobed, J., Kenknight, C. E., Kingston, R., McLaughlin, G., McMillan, R., Murphy, R., Smith, P. H., Stoll, C. P., Strickland, R. N., Tomasko, M. G., Wijesinghe, M. P., Coffeen, D. L. & Esposito, L. W. (1980). Imaging photopolarimeter on Pioneer Saturn. *Science*, 207:434–439.

[Gerstl & Zardecki, 1985] Gerstl, S. A. & Zardecki, A. (1985). Discrete-ordinates finite-element method for atmospheric radiative transfert and remote sensing. *Applied Optics*, 1:81–93.

[Giese *et al.*, 1978] Giese, R. H., Weiss, K., Zerull, R. H. & Ono, T. (1978). Large fluffy particles - A possible explanation of the optical properties of interplanetary dust. *Astronomy & Astrophysics*, 65:265–272.

[Giuliatti Winter *et al.*, 2000] Giuliatti Winter, S. M., Murray, C. D. & Gordon, M. (2000). Perturbations to Saturn's F-ring strands at their closest approach to Prometheus. *Planetary and Space Science*, 48:817–827.

[Goldreich & Rappaport, 2003] Goldreich, P. & Rappaport, N. (2003). Origin of chaos in the Prometheus-Pandora system. *Icarus*, 166:320–327.

[Goldreich & Tremaine, 1978a] Goldreich, P. & Tremaine, S. (1978a). The formation of the Cassini division in Saturn's rings. *Icarus*, 34:240–253.

[Goldreich & Tremaine, 1978b] Goldreich, P. & Tremaine, S. (1978b). The velocity dispersion in Saturn's rings. *Icarus*, 34:227–239.

[Goldreich & Tremaine, 1979] Goldreich, P. & Tremaine, S. (1979). Towards a theory for the Uranian rings. *Nature*, 277:97–99.

[Grundy & Schmitt, 1998] Grundy, W. M. & Schmitt, B. (1998). The temperature-dependent near-infrared absorption spectrum of hexagonal H_2O ice. *Journal of Geophysical Research*, 103:25809–25822.

[Hanner *et al.*, 1981] Hanner, M. S., Giese, R. H., Weiss, K. & Zerull, R. (1981). On the definition of albedo and application to irregular particles. *Astronomy & Astrophysics*, 104: 42–46.

[Hansen & Hovenier, 1974] Hansen, J. E. & Hovenier, J. W. (1974). Interpretation of the polarization of Venus. *Journal of Atmospheric Sciences*, 31:1137–1160.

[Hansen & Travis, 1974] Hansen, J. E. & Travis, L. D. (1974). Light scattering in planetary atmospheres. *Space Science Reviews*, 16:527–610.

[Hapke, 1981] Hapke, B. (1981). Bidirectional reflectance spectroscopy. I - Theory. *Journal of Geophysical Research*, 86:3039–3054.

[Hapke, 1984] Hapke, B. (1984). Bidirectional reflectance spectroscopy. III - Correction for macroscopic roughness. *Icarus*, 59:41–59.

[Hapke, 1986] Hapke, B. (1986). Bidirectional reflectance spectroscopy. IV - The extinction coefficient and the opposition effect. *Icarus*, 67:264–280.

[Hapke, 1990] Hapke, B. (1990). Coherent backscatter and the radar characteristics of outer planet satellites. *Icarus*, 88:407–417.

[Hapke, 1993] Hapke, B. (1993). *Theory of reflectance and emittance spectroscopy.* Topics in Remote Sensing, Cambridge, UK : Cambridge University Press, |c1993.

[Hapke, 1999] Hapke, B. (1999). Scattering and diffraction of light by particles in planetary regoliths. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 61:565–581.

[Hapke, 2002] Hapke, B. (2002). Bidirectional Reflectance Spectroscopy5. The Coherent Backscatter Opposition Effect and Anisotropic Scattering. *Icarus*, 157:523–534.

[Hapke *et al.*, 1996] Hapke, B., Dimucci, D., Nelson, R. & Smythe, W. (1996). The Nature of the Opposition Effect in Frost, Vegetation and Soils. *In Lunar and Planetary Institute Conference Abstracts*, volume 27 de *Lunar and Planetary Inst. Technical Report*, pages 491–+.

[Hapke *et al.*, 1998] Hapke, B., Nelson, R. & Smythe, W. (1998). The Opposition Effect of the Moon : Coherent Backscatter and Shadow Hiding. *Icarus*, 133:89–97.

[Hapke *et al.*, 1993] Hapke, B. W., Nelson, R. M. & Smythe, W. D. (1993). The opposition effect of the moon - The contribution of coherent backscatter. *Science*, 260:509–511.

[Harris *et al.*, 1989a] Harris, A. W., Young, J. W., Bowell, E., Martin, L. J., Millis, R. L., Poutanen, M., Scaltriti, F., Zappala, V., Schober, H. J., Debehogne, H. & Zeigler, K. W. (1989a). Photoelectric observations of asteroids 3, 24, 60, 261, and 863. *Icarus*, 77:171–186.

[Harris *et al.*, 1989b] Harris, A. W., Young, J. W., Contreiras, L., Dockweiler, T., Belkora, L., Salo, H., Harris, W. D., Bowell, E., Poutanen, M., Binzel, R. P., Tholen, D. J. & Wang, S. (1989b). Phase relations of high albedo asteroids - The unusual opposition brightening of 44 NYSA and 64 Angelina. *Icarus*, 81:365–374.

[Hartman & Domingue, 1998] Hartman, B. & Domingue, D. (1998). Scattering of Light by Individual Particles and the Implications for Models of Planetary Surfaces. *Icarus*, 131:421–448.

[Hatzes *et al.*, 1991] Hatzes, A. P., Bridges, F., Lin, D. N. C. & Sachtjen, S. (1991). Coagulation of particles in Saturn's rings - Measurements of the cohesive force of water frost. *Icarus*, 89:113–121.

[Hatzes *et al.*, 1988] Hatzes, A. P., Bridges, F. G. & Lin, D. N. C. (1988). Collisional properties of ice spheres at low impact velocities. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 231:1091–1115.

[Hedman *et al.*, 2007] Hedman, M. M., Burns, J. A., Showalter, M. R., Porco, C. C., Nicholson, P. D., Bosh, A. S., Tiscareno, M. S., Brown, R. H., Buratti, B. J., Baines, K. H. & Clark, R. (2007). Saturn's dynamic D ring. *Icarus*, 188:89–107.

[Helfenstein *et al.*, 1997] Helfenstein, P., Veverka, J. & Hillier, J. (1997). The Lunar Opposition Effect : A Test of Alternative Models. *Icarus*, 128:2–14.

[Higa *et al.*, 1998] Higa, M., Arakawa, M. & Maeno, N. (1998). Size Dependence of Restitution Coefficients of Ice in Relation to Collision Strength. *Icarus*, 133:310–320.

[Higa *et al.*, 1995] Higa, M., Arakawa, M., Maeno, N., Iijima, Y. & Kato, M. (1995). Ejection velocity of ice impact fragments. *Icarus*, 118:341–354.

[Hillier *et al.*, 1990] Hillier, J., Helfenstein, P., Verbiscer, A., Veverka, J., Brown, R. H., Goguen, J. & Johnson, T. V. (1990). Voyager disk-integrated photometry of Triton. *Science*, 250:419–421.

[Hänninen, 1993] Hänninen, J. (1993). Numerical simulations of moon-ringlet interaction. *Icarus*, 103:104–123.

[Hänninen & Salo, 1995] Hänninen, J. & Salo, H. (1995). Formation of isolated narrow ringlets by a single satellite. *Icarus*, 117:435–438.

[Hénon, 1981] Hénon, M. (1981). A simple model of Saturn's rings. *Nature*, 293:33–35.

[Holberg, 1982] Holberg, J. B. (1982). Identification of 1980S27 and 1980S26 resonances in Saturn's A ring. *Astronomical Journal*, 87:1416–1422.

[Holberg *et al.*, 1982] Holberg, J. B., Forrester, W. T. & Lissauer, J. J. (1982). Identification of resonance features within the rings of Saturn. *Nature*, 297:115–120.

[Horn *et al.*, 1984] Horn, L. J., Lane, A. L. & Cuzzi, J. N. (1984). Low Optical Depth Features in Saturn's D Ring. *In Bulletin of the American Astronomical Society*, volume 16 de *Bulletin of the American Astronomical Society*, pages 677–+.

[Horn *et al.*, 1985] Horn, L. J., Lane, A. L. & Cuzzi, J. N. (1985). Tenuous D Ring Material. *In Bulletin of the American Astronomical Society*, volume 17 de *Bulletin of the American Astronomical Society*, pages 717–+.

[Howell, 1988] Howell, J. R. (1988). Thermal radiadiation in participating media : the past, the present, and some possible futures. *Journal of Heat Transfert*, 110:1220–1229.

[Hudgins *et al.*, 1993] Hudgins, D. M., Sandford, S. A., Allamandola, L. J. & Tielens, A. G. G. M. (1993). Mid- and far-infrared spectroscopy of ices - Optical constants and integrated absorbances. *Astrophysical Journal Supplement*, 86:713–870.

[Irvine, 1966] Irvine, W. M. (1966). The shadowing effect in diffuse reflection. *Journal of Geophysical Research*, 71:2931–2937.

[Irvine & Pollack, 1968] Irvine, W. M. & Pollack, J. B. (1968). Infrared optical properties of water and ice spheres. *Icarus*, 8:324–360.

[John, 1991] John, S. (1991). Localization of light. *Physics Today*, 44:32–40.

[Julian & Toomre, 1966] Julian, W. H. & Toomre, A. (1966). Non-Axisymmetric Responses of Differentially Rotating Disks of Stars. *Astrophysical Journal*, 146:810–+.

[Kaasalainen, 2003] Kaasalainen, S. (2003). Laboratory photometry of planetary regolith analogs. I. Effects of grain and packing properties on opposition effect. *Astronomy and Astrophysics*, 409:765–769.

[Kaasalainen *et al.*, 2001] Kaasalainen, S., Muinonen, K. & Piironen, J. (2001). Comparative study on opposition effect of icy solar system objects. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 70:529–543.

[Karjalainen & Salo, 2004] Karjalainen, R. & Salo, H. (2004). Gravitational accretion of particles in Saturn's rings. *Icarus*, 172:328–348.

[Karkoschka, 2001] Karkoschka, E. (2001). Comprehensive Photometry of the Rings and 16 Satellites of Uranus with the Hubble Space Telescope. *Icarus*, 151:51–68.

[Karkoschka, 2003] Karkoschka, E. (2003). Sizes, shapes, and albedos of the inner satellites of Neptune. *Icarus*, 162:400–407.

[Kawata & Irvine, 1974] Kawata, Y. & Irvine, W. M. (1974). Models of Saturn's rings which satisfy the optical observations. *In* Woszczyk, A. & Iwaniszewska, C., éditeurs : *Exploration of the Planetary System*, volume 65 de *IAU Symposium*, pages 441–464.

[Khare *et al.*, 1984] Khare, B. N., Sagan, C., Arakawa, E. T., Suits, F., Callcott, T. A. & Williams, M. W. (1984). Optical constants of organic tholins produced in a simulated Titanian atmosphere - From soft X-ray to microwave frequencies. *Icarus*, 60:127–137.

[Klinger, 1981] Klinger, J. (1981). Some consequences of a phase transition of water ice on the heat balance of comet nuclei. *Icarus*, 47:320–324.

[Kolvoord *et al.*, 1990] Kolvoord, R. A., Burns, J. A. & Showalter, M. R. (1990). Periodic features in Saturn's F ring - Evidence for nearby moonlets. *Nature*, 345:695–697.

[Kramer & MacKinnon, 1993] Kramer, B. & MacKinnon, A. (1993). Localization : Theory and Experiment. *Reports on Progress in Physics*, 56:1469–1564.

[Kuga & Ishimaru, 1984] Kuga, Y. & Ishimaru, A. (1984). Retroreflectance from a dense distribution of spherical particles. *Journal of the Optical Society of America*, 1:831–835.

[Kulyk & Jockers, 2004] Kulyk, I. & Jockers, K. (2004). Ground-based photometric observations of Jupiter's inner satellites Thebe, Amalthea, and Metis at small phase angles. *Icarus*, 170:24–34.

[Lagendijk & vanTiggelen, 1996] Lagendijk, A. & vanTiggelen, B. A. (1996). Resonant multiple scattering of light. *Physics Reports*, 270:143–215.

[Lane *et al.*, 1982] Lane, A. L., Hord, C. W., West, R. A., Esposito, L. W., Coffeen, D. L., Sato, M., Simmons, K. E., Pomphrey, R. B. & Morris, R. B. (1982). Photopolarimetry from Voyager 2 - Preliminary results on Saturn, Titan, and the rings. *Science*, 215:537–543.

[Lebofsky *et al.*, 1970] Lebofsky, L. A., Johnson, T. V. & McCord, T. B. (1970). Saturn's rings : Spectral reflectivity and compositional implications. *Icarus*, 13:226–230.

[Lewis & Stewart, 2005] Lewis, M. C. & Stewart, G. R. (2005). Expectations for Cassini observations of ring material with nearby moons. *Icarus*, 178:124–143.

[Leyrat, 2006] Leyrat, C. (2006). *Propriétés physiques des anneaux de Saturne : de CAMIRAS à la mission CASSINI*. Thèse de doctorat, FR(Université Paris 7 Denis Diderot, Paris).

[Liou & Wu, 1996] Liou, B.-T. & Wu, C.-Y. (1996). Composite Discrete-ordinate solutions for radiative transfer in a two-layer medium with Fresnel interfaces. *Numerical Heat Transfert PartA*, 30:739–751.

[Liou *et al.*, 1983] Liou, K. N., Cai, Q., Pollack, J. B. & Cuzzi, J. N. (1983). Light scattering by randomly oriented cubes and parallelepipeds. *Applied Optics*, 22:3001–3008.

[Lissauer, 1987] Lissauer, J. J. (1987). Timescales for planetary accretion and the structure of the protoplanetary disk. *Icarus*, 69:249–265.

[Lissauer & Peale, 1986] Lissauer, J. J. & Peale, S. J. (1986). The production of 'braids' in Saturn's F ring. *Icarus*, 67:358–374.

[Lissauer *et al.*, 1981] Lissauer, J. J., Shu, F. H. & Cuzzi, J. N. (1981). Moonlets in Saturn's rings. *Nature*, 292:707–711.

[Lumme & Bowell, 1981a] Lumme, K. & Bowell, E. (1981a). Radiative transfer in the surfaces of atmosphereless bodies. I - Theory. II - Interpretation of phase curves. *Astronomical Journal*, 86:1694–1721.

[Lumme & Bowell, 1981b] Lumme, K. & Bowell, E. (1981b). Radiative transfer in the surfaces of atmosphereless bodies. II. Interpretation. *Astronomical Journal*, 86:1705–1721.

[Lumme & Irvine, 1976] Lumme, K. & Irvine, W. M. (1976). Photometry of Saturn's rings. *Astronomical Journal*, 81:865–893.

[Lumme *et al.*, 1983] Lumme, K., Irvine, W. M. & Esposito, L. W. (1983). Theoretical interpretation of the ground-based photometry of Saturn's B ring. *Icarus*, 53:174–184.

[Lynch *et al.*, 2000] Lynch, D. K., Mazuk, A. L., Russell, R. W., Hackwell, J. A. & Hanner, M. S. (2000). 8- to 13-μm Spectra of Saturn's A and B Rings. *Icarus*, 146:43–47.

[Lyot, 1929] Lyot, B. (1929). Recherches sur la polarisation de la lumiere des planetes et de quelques substances terrestres. *Annales de l'Observatoire de Paris de l'annee 1929 Num. 1*, 7.

[Marouf & Tyler, 1982] Marouf, E. A. & Tyler, G. L. (1982). Microwave edge diffraction by features in Saturn's rings - Observations with Voyager 1. *Science*, 217:243–245.

[Marouf & Tyler, 1986] Marouf, E. A. & Tyler, G. L. (1986). Detection of two satellites in the Cassini division of Saturn's rings. *Nature*, 323:31–35.

[Marouf *et al.*, 1982] Marouf, E. A., Tyler, G. L. & Eshleman, V. R. (1982). Theory of radio occultation by Saturn's rings. *Icarus*, 49:161–193.

[Marouf *et al.*, 1986] Marouf, E. A., Tyler, G. L. & Rosen, P. A. (1986). Profiling Saturn's rings by radio occultation. *Icarus*, 68:120–166.

[Marouf *et al.*, 1983] Marouf, E. A., Tyler, G. L., Zebker, H. A., Simpson, R. A. & Eshleman, V. R. (1983). Particle size distributions in Saturn's rings from Voyager 1 radio occultation. *Icarus*, 54:189–211.

[Maurin, 2007] Maurin, A.-S. (2007). Détermination des propriétés photométriques d'Encelade. Mémoire de Master, Ecole Nationale Supérieure de Géologie.

[McEwen *et al.*, 1988] McEwen, A. S., Soderblom, L. A., Johnson, T. V. & Matson, D. L. (1988). The global distribution, abundance, and stability of SO2 on Io. *Icarus*, 75:450–478.

[McGhee, 2000] McGhee, C. A. (2000). *Comet Shoemaker-Levy's 1994 collision with Jupiter and Saturn's 1995 ring plane crossings*. Thèse de doctorat, AA(CORNELL UNIVERSITY).

[McGhee *et al.*, 2005] McGhee, C. A., French, R. G., Dones, L., Cuzzi, J. N., Salo, H. J. & Danos, R. (2005). HST observations of spokes in Saturn's B ring. *Icarus*, 173:508–521.

[McGuire & Hapke, 1995] McGuire, A. F. & Hapke, B. W. (1995). An experimental study of light scattering by large, irregular particles. *Icarus*, 113:134–155.

[Millis & Thompson, 1975] Millis, R. L. & Thompson, D. T. (1975). UBV photometry of the Galilean satellites. *Icarus*, 26:408–419.

[Mishchenko, 1992a] Mishchenko, M. I. (1992a). Light scattering by nonspherical ice grains - An application to noctilucent cloud particles. *Earth Moon and Planets*, 57:203–211.

[Mishchenko, 1992b] Mishchenko, M. I. (1992b). Polarization characteristics of the coherent backscatter opposition effect. *Earth Moon and Planets*, 58:127–144.

[Mishchenko, 1992c] Mishchenko, M. I. (1992c). The angular width of the coherent back-scatter opposition effect - an application to icy outer planet satellites. *Astrophysics and Space Science*, 194:327–333.

[Mishchenko, 1993a] Mishchenko, M. I. (1993a). Light scattering by size-shape distributions of randomly oriented axially symmetric particles of a size comparable to a wavelength. *Applied Optics*, 32:4652–4666.

[Mishchenko, 1993b] Mishchenko, M. I. (1993b). On the nature of the polarization opposition effect exhibited by Saturn's rings. *Astrophysical Journal*, 411:351–361.

[Mishchenko & Dlugach, 1992a] Mishchenko, M. I. & Dlugach, Z. M. (1992a). Can weak localization of photons explain the opposition effect of Saturn's rings ? *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 254:15P–18P.

[Mishchenko & Dlugach, 1992b] Mishchenko, M. I. & Dlugach, Z. M. (1992b). The amplitude of the opposition effect due to weak localization of photons in discrete disordered media. *Astrophysics and Space Science*, 189:151–154.

[Mishchenko *et al.*, 2006] Mishchenko, M. I., Rosenbush, V. K. & N., K. N. (2006). Weak localization of electromagnetic waves and opposition phenomena exhibited by high-albedo atmosphereless solar system objects. *Applied Optics*, 45:4459–4463.

[Morishima & Salo, 2006] Morishima, R. & Salo, H. (2006). Simulations of dense planetary rings. *Icarus*, 181:272–291.

[Morrison *et al.*, 1974] Morrison, D., Morrison, N. D. & Lazarewicz, A. R. (1974). Four-color photometry of the Galilean satellites. *Icarus*, 23:399–416.

[Mouginot, 2005] Mouginot, J. (2005). Variation d'albédo et fonction de phase dans l'anneau C de Saturne à partir d'images de la sonde CASSINI. Mémoire de Master, Ecole Doctorale d'Astronomie et Astrophysique d'Ile-de-France.

[Moura, 1998] Moura, L. M. (1998). *Identification des propriétés radiatives des matériaux semi-transparents diffusants en situation de non-symétrie azimutale du champ radiatif*. Thèse de doctorat, FR(Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, Lyon).

[Muinonen *et al.*, 2007] Muinonen, K., Zubko, E., Tyynelä, J., Shkuratov, Y. G. & Videen, G. (2007). Light scattering by Gaussian random particles with discrete-dipole approximation. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 106:360–377.

[Müller, 1885] Müller, G. (1885). Resultate aus Helligkeitsmessungen des Planeten Saturn. *Astronomische Nachrichten*, 110:225–+.

[Müller, 1893] Müller, G. (1893). Helligkeitsbestimmungen der grossen Planeten und einiger Asteroiden. *Publikationen des Astrophysikalischen Observatoriums zu Potsdam*, 30:198–389.

[Murray *et al.*, 2005] Murray, C. D., Chavez, C., Beurle, K., Cooper, N., Evans, M. W., Burns, J. A. & Porco, C. C. (2005). How Prometheus creates structure in Saturn's F ring. *Nature*, 437:1326–1329.

[Murray & Giuliatti, 1996] Murray, C. D. & Giuliatti, S. M. (1996). Periodic collisions between the moon Prometheus and Saturn's F ring. *Nature*, 380:139–141.

[Murray *et al.*, 1997] Murray, C. D., Gordon, M. K. & Giuliatti Winter, S. M. (1997). Unraveling the Strands of Saturn's F Ring. *Icarus*, 129:304–316.

[Nakamura *et al.*, 1999] Nakamura, A. M., Kamei, A., Kogachi, M. & Mukai, T. (1999). Laboratory measurements of laser-scattered light by rough surfaces. *Advances in Space Research*, 23:1201–1204.

[Näränen *et al.*, 2004] Näränen, J., Kaasalainen, S., Peltoniemi, J., Heikkilä, S., Granvik, M. & Saarinen, V. (2004). Laboratory photometry of planetary regolith analogs. II. Surface roughness and extremes of packing density. *Astronomy & Astrophysics*, 426:1103–1109.

[Nelson *et al.*, 1998] Nelson, R. M., Hapke, B. W., Smythe, W. D. & Horn, L. J. (1998). Phase Curves of Selected Particulate Materials : The Contribution of Coherent Backscattering to the Opposition Surge. *Icarus*, 131:223–230.

[Nicholson *et al.*, 1990] Nicholson, P. D., Cooke, M. L. & Pelton, E. (1990). An absolute radius scale for Saturn's rings. *Astronomical Journal*, 100:1339–1362.

[Nicholson *et al.*, 2005] Nicholson, P. D., French, R. G., Campbell, D. B., Margot, J.-L., Nolan, M. C., Black, G. J. & Salo, H. J. (2005). Radar imaging of Saturn's rings. *Icarus*, 177:32–62.

[Nicholson *et al.*, 1996] Nicholson, P. D., Showalter, M. R., Dones, L., French, R. G., Larson, S. M., Lissauer, J. J., McGhee, C. A., Sicardy, B., Seitzer, P. & Danielson, G. E. (1996). Observations of Saturn's ring-plane crossing in August and November. *Science*, 272:509–516.

[Ockert *et al.*, 1987] Ockert, M. E., Cuzzi, J. N., Porco, C. C. & Johnson, T. V. (1987). Uranian ring photometry - Results from Voyager 2. *Journal of Geophysical Research*, 92:14969–14978.

[Ostro *et al.*, 1980] Ostro, S. J., Pettengill, G. H. & Campbell, D. B. (1980). Radar observations of Saturn's rings at intermediate tilt angles. *Icarus*, 41:381–388.

[Ostro *et al.*, 1982] Ostro, S. J., Pettengill, G. H., Campbell, D. B. & Goldstein, R. M. (1982). Delay-Doppler radar observations of Saturn's rings. *Icarus*, 49:367–381.

[Pang *et al.*, 1983a] Pang, K., Ajello, J. M., Lumme, K. & Bowell, E. (1983a). Interpretation of integrated-disk photometry of Callisto and Ganymede. *Journal of Geophysical Research*, 88:569–+.

[Pang *et al.*, 1983b] Pang, K. D., Voge, C. C., Rhoads, J. W. & Ajello, J. M. (1983b). Saturn's E-Ring and Satellite Enceladus. *In Lunar and Planetary Institute Conference Abstracts*, volume 14 de *Lunar and Planetary Inst. Technical Report*, pages 592–593.

[Petrova *et al.*, 2007] Petrova, E. V., Tishkovets, V. P. & Jockers, K. (2007). Modeling of opposition effects with ensembles of clusters : Interplay of various scattering mechanisms. *Icarus*, 188:233–245.

[Pignouf *et al.*, 2007] Pignouf, A., Pinngoui, B. & Pingouin, C. (2007). High precision of the determination of vertical height of Saturn's rings. *Picsou Magazine*.

[Pilcher *et al.*, 1970] Pilcher, C. B., Chapman, C. R., Lebofsky, L. A. & Kieffer, H. H. (1970). Saturu's Rings : Identification of Water Frost. *Science*, 167:1372–1373.

[Pollack, 1975] Pollack, J. B. (1975). The rings of Saturn. *Space Science Reviews*, 18:3–93.

[Pollack & Cuzzi, 1980] Pollack, J. B. & Cuzzi, J. N. (1980). Scattering by nonspherical particles of size comparable to wavelength - A new semi-empirical theory and its application to tropospheric aerosols. *Journal of Atmospheric Sciences*, 37:868–881.

[Pollack *et al.*, 1973] Pollack, J. B., Summers, A. & Baldwin, B. (1973). Estimates of the sizes of the particles in the rings of Saturn and their cosmogonic implications. *Icarus*, 20:263–278.

[Porco *et al.*, 1984a] Porco, C., Danielson, G. E., Goldreich, P., Holberg, J. B. & Lane, A. L. (1984a). Saturn's nonaxisymmetric ring edges at 1.95 R(s) and 2.27 R(s). *Icarus*, 60:17–28.

[Porco *et al.*, 1984b] Porco, C., Nicholson, P. D., Borderies, N., Danielson, G. E., Goldreich, P., Holberg, J. B. & Lane, A. L. (1984b). The eccentric Saturnian ringlets at 1.29 R(s) and 1.45 R(s). *Icarus*, 60:1–16.

[Porco *et al.*, 2005] Porco, C. C., Baker, E., Barbara, J., Beurle, K., Brahic, A., Burns, J. A., Charnoz, S., Cooper, N., Dawson, D. D., Del Genio, A. D., Denk, T., Dones, L., Dyudina, U., Evans, M. W., Giese, B., Grazier, K., Helfenstein, P., Ingersoll, A. P., Jacobson, R. A., Johnson, T. V., McEwen, A., Murray, C. D., Neukum, G., Owen, W. M., Perry, J., Roatsch, T., Spitale, J., Squyres, S., Thomas, P., Tiscareno, M., Turtle, E., Vasavada, A. R., Veverka, J., Wagner, R. & West, R. (2005). Cassini Imaging Science : Initial Results on Saturn's Rings and Small Satellites. *Science*, 307:1226–1236.

[Porco & Nicholson, 1987] Porco, C. C. & Nicholson, P. D. (1987). Eccentric features in Saturn's outer C ring. *Icarus*, 72:437–467.

[Porco *et al.*, 2007] Porco, C. C., Weiss, J., Richardson, D. C., Dones, L., Quinn, T. & Throop, H. (2007). Light Scattering in Saturn's Rings I : Basic Formulation, Ring Thickness, and the A Ring Azimuthal Asymmetry. *Submitted to Aston. J.*

[Porco *et al.*, 2004] Porco, C. C., West, R. A., Squyres, S., McEwen, A., Thomas, P., Murray, C. D., Delgenio, A., Ingersoll, A. P., Johnson, T. V., Neukum, G., Veverka, J., Dones, L., Brahic, A., Burns, J. A., Haemmerle, V., Knowles, B., Dawson, D., Roatsch, T., Beurle, K. & Owen, W. (2004). Cassini Imaging Science : Instrument Characteristics And Anticipated Scientific Investigations At Saturn. *Space Science Reviews*, 115:363–497.

[Poulet & Cuzzi, 2002] Poulet, F. & Cuzzi, J. N. (2002). The Composition of Saturn's Rings. *Icarus*, 160:350–358.

[Poulet *et al.*, 2002] Poulet, F., Cuzzi, J. N., French, R. G. & Dones, L. (2002). A Study of Saturn's Ring Phase Curves from HST Observations. *Icarus*, 158:224–248.

[Poulet *et al.*, 2000a] Poulet, F., Sicardy, B., Dumas, C., Jorda, L. & Tiphène, D. (2000a). The Crossings of Saturn Ring Plane by the Earth in 1995 : Ring Thickness. *Icarus*, 145:147–165.

[Poulet *et al.*, 2000b] Poulet, F., Sicardy, B., Nicholson, P. D., Karkoschka, E. & Caldwell, J. (2000b). Saturn's Ring-Plane Crossings of August and November 1995 : A Model for the New F-Ring Objects. *Icarus*, 144:135–148.

[Puetter & Russell, 1977] Puetter, R. C. & Russell, R. W. (1977). The 2-4-micron spectrum of Saturn's rings. *Icarus*, 32:37–40.

[Rabinowitz *et al.*, 2007] Rabinowitz, D. L., Schaefer, B. E. & Tourtellotte, S. W. (2007). The Diverse Solar Phase Curves of Distant Icy Bodies. I. Photometric Observations of 18 Trans-Neptunian Objects, 7 Centaurs, and Nereid. *Astronomical Journal*, 133:26–43.

[Renner *et al.*, 2005] Renner, S., Sicardy, B. & French, R. G. (2005). Prometheus and Pandora : masses and orbital positions during the Cassini tour. *Icarus*, 174:230–240.

[Richardson, 1994] Richardson, D. C. (1994). Tree Code Simulations of Planetary Rings. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 269:493–+.

[Richardson *et al.*, 2005] Richardson, D. C., Elankumaran, P. & Sanderson, R. E. (2005). Numerical experiments with rubble piles : equilibrium shapes and spins. *Icarus*, 173:349–361.

[Richardson *et al.*, 2002] Richardson, D. C., Leinhardt, Z. M., Melosh, H. J., Bottke, Jr., W. F. & Asphaug, E. (2002). Gravitational Aggregates : Evidence and Evolution. *Asteroids III*, pages 501–515.

[Rosen *et al.*, 1991a] Rosen, P. A., Tyler, G. L. & Marouf, E. A. (1991a). Resonance structures in Saturn's rings probed by radio occultation. I - Methods and examples. *Icarus*, 93:3–24.

[Rosen *et al.*, 1991b] Rosen, P. A., Tyler, G. L., Marouf, E. A. & Lissauer, J. J. (1991b). Resonance structures in Saturn's rings probed by radio occultation. II - Results and interpretation. *Icarus*, 93:25–44.

[Rosenbush *et al.*, 2006] Rosenbush, V., Kiselev, N. & Avramchuk, V. (2006). Similarity and diversity in photometric and polarimetric opposition effects of small Solar System bodies. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 100:325–339.

[Rougier, 1933] Rougier, G. (1933). Photometrie photoelectrique globale de la lune. *Annales de l'Observatoire de Strasbourg*, 2:203–+.

[Ruperti Jr., 1996] Ruperti Jr., N. J. (1996). *Etude du probème inverse de conductio-rayonnement de la chaleur*. Thèse de doctorat, FR(Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, Lyon).

[Salo, 1992] Salo, H. (1992). Gravitational wakes in Saturn's rings. *Nature*, 359:619–621.

[Salo, 1995] Salo, H. (1995). Simulations of dense planetary rings. III. Self-gravitating identical particles. *Icarus*, 117:287–312.

[Salo & Karjalainen, 2003] Salo, H. & Karjalainen, R. (2003). Photometric modeling of Saturn's ringsI. Monte Carlo method and the effect of nonzero volume filling factor. *Icarus*, 164:428–460.

[Salo *et al.*, 2004] Salo, H., Karjalainen, R. & French, R. G. (2004). Photometric modeling of Saturn's rings. II. Azimuthal asymmetry in reflected and transmitted light. *Icarus*, 170:70–90.

[Salo *et al.*, 2001] Salo, H., Schmidt, J. & Spahn, F. (2001). Viscous Overstability in Saturn's B Ring. I. Direct Simulations and Measurement of Transport Coefficients. *Icarus*, 153:295–315.

[Schaefer & Tourtellotte, 2001] Schaefer, B. E. & Tourtellotte, S. W. (2001). Photometric Light Curve for Nereid in 1998 : A Prominent Opposition Surge. *Icarus*, 151:112–117.

[Schmidt *et al.*, 1999] Schmidt, J., Salo, H., Petzschmann, O. & Spahn, F. (1999). Vertical distribution of temperature and density in a planetary ring. *Astronomy and Astrophysics*, 345:646–652.

[Schmidt *et al.*, 2001] Schmidt, J., Salo, H., Spahn, F. & Petzschmann, O. (2001). Viscous Overstability in Saturn's B-Ring. II. Hydrodynamic Theory and Comparison to Simulations. *Icarus*, 153:316–331.

[Schmude, 2007] Schmude, R. W. (2007). Wideband Photometry of Saturn : 1995-2007. *In AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts*, volume 39 de *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts*, pages 26.01–+.

[Seeliger, 1884] Seeliger, H. (1884). Zur Photometrie des Saturnringes. *Astronomische Nachrichten*, 109:305–+.

[Seeliger, 1887] Seeliger, H. (1887). Zur Theorie der Beleuchtung der grossen Planeten inbesondere des Saturn. *Abhandl. Bayer. Akad. Wiss. Math.-Naturvw. KLII*, 16:405–516.

[Shepard & Campbell, 1998] Shepard, M. K. & Campbell, B. A. (1998). Shadows on a Planetary Surface and Implications for Photometric Roughness. *Icarus*, 134:279–291.

[Shepard & Helfenstein, 2003] Shepard, M. K. & Helfenstein, P. (2003). Albedo Dependence of Photometric Roughness. *In Bulletin of the American Astronomical Society*, volume 35 de *Bulletin of the American Astronomical Society*, pages 941–+.

[Shepard & Helfenstein, 2007] Shepard, M. K. & Helfenstein, P. (2007). A test of the Hapke photometric model. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 112(11):3001–+.

[Shevchenko, 1996] Shevchenko, V. G. (1996). Analysis of the Asteroid Phase Dependences of Brightness. *In Lunar and Planetary Institute Conference Abstracts*, volume 27 de *Lunar and Planetary Institute Conference Abstracts*, pages 1193–+.

[Shevchenko, 1997] Shevchenko, V. G. (1997). Analysis of Asteroid Brightness-Phase Relations. *Solar System Research*, 31:219–+.

[Shkuratov, 1988] Shkuratov, I. G. (1988). A diffraction mechanism for the formation of the opposition effect of the brightness of surfaces having a complex structure. *Kinematika i Fizika Nebesnykh Tel*, 4:33–39.

[Shkuratov, 1991] Shkuratov, I. G. (1991). The effect of the finiteness of the angular dimensions of a light source on the magnitude of the opposition effect of the luminosity of atmosphereless bodies. *Astronomicheskii Vestnik*, 25:71–75.

[Shkuratov & Helfenstein, 2001] Shkuratov, Y. G. & Helfenstein, P. (2001). The Opposition Effect and the Quasi-fractal Structure of Regolith : I. Theory. *Icarus*, 152:96–116.

[Shkuratov *et al.*, 1999] Shkuratov, Y. G., Kreslavsky, M. A., Ovcharenko, A. A., Stankevich, D. G., Zubko, E. S., Pieters, C. & Arnold, G. (1999). Opposition Effect from Clementine Data and Mechanisms of Backscatter. *Icarus*, 141:132–155.

[Showalter, 1991] Showalter, M. R. (1991). Visual detection of 1981S13, Saturn's eighteenth satellite, and its role in the Encke gap. *Nature*, 351:709–713.

[Showalter, 1996] Showalter, M. R. (1996). Saturn's D ring in the Voyager Images. *Icarus*, 124:677–689.

[Showalter, 1998] Showalter, M. R. (1998). Detection of Centimeter-Sized Meteoroid Impact Events in Saturn's F Ring. *Science*, 282:1099–+.

[Showalter, 2004] Showalter, M. R. (2004). Disentangling Saturn's F Ring. I. Clump orbits and lifetimes. *Icarus*, 171:356–371.

[Showalter & Burns, 1982] Showalter, M. R. & Burns, J. A. (1982). A numerical study of Saturn's F-ring. *Icarus*, 52:526–544.

[Showalter *et al.*, 1991] Showalter, M. R., Cuzzi, J. N. & Larson, S. M. (1991). Structure and particle properties of Saturn's E Ring. *Icarus*, 94:451–473.

[Showalter & Nicholson, 1990] Showalter, M. R. & Nicholson, P. D. (1990). Saturn's rings through a microscope - Particle size constraints from the Voyager PPS scan. *Icarus*, 87:285–306.

[Showalter *et al.*, 1992] Showalter, M. R., Pollack, J. B., Ockert, M. E., Doyle, L. R. & Dalton, J. B. (1992). A photometric study of Saturn's F Ring. *Icarus*, 100:394–411.

[Smith *et al.*, 1982] Smith, B. A., Soderblom, L., Batson, R., Bridges, P., Inge, J., Masursky, H., Shoemaker, E., Beebe, R., Boyce, J., Briggs, G., Bunker, A., Collins, S. A., Hansen, C. J., Johnson, T. V., Mitchell, J. L., Terrile, R. J., Cook, A. F., Cuzzi, J., Pollack, J. B., Danielson, G. E., Ingersoll, A., Davies, M. E., Hunt, G. E., Morrison, D., Owen, T., Sagan, C., Veverka, J., Strom, R. & Suomi, V. E. (1982). A new look at the Saturn system : The Voyager 2 images. *Science*, 215:505–537.

[Smith *et al.*, 1981] Smith, B. A., Soderblom, L., Beebe, R. F., Boyce, J. M., Briggs, G., Bunker, A., Collins, S. A., Hansen, C., Johnson, T. V., Mitchell, J. L., Terrile, R. J., Carr, M. H., Cook, A. F., Cuzzi, J. N., Pollack, J. B., Danielson, G. E., Ingersoll, A. P., Davies, M. E., Hunt, G. E., Masursky, H., Shoemaker, E. M., Morrison, D., Owen, T., Sagan, C., Veverka, J., Strom, R. & Suomi, V. E. (1981). Encounter with Saturn - Voyager 1 imaging science results. *Science*, 212:163–191.

[Spilker *et al.*, 2003] Spilker, L., Ferrari, C., Cuzzi, J. N., Showalter, M., Pearl, J. & Wallis, B. (2003). Saturn's rings in the thermal infrared. *Planetary and Space Science*, 51:929–935.

[Spilker *et al.*, 2005] Spilker, L. J., Pilorz, S. H., Edgington, S. G., Wallis, B. D., Brooks, S. M., Pearl, J. C. & Flasar, F. M. (2005). Cassini CIRS Observations of a Roll-Off in Saturn Ring Spectra at Submillimeter Wavelengths. *Earth Moon and Planets*, 96:149–163.

[Spitale *et al.*, 2006] Spitale, J. N., Jacobson, R. A., Porco, C. C. & Owen, Jr., W. M. (2006). The Orbits of Saturn's Small Satellites Derived from Combined Historic and Cassini Imaging Observations. *The Astronomical Journal*, 132:692–710.

[Squyres & Veverka, 1981] Squyres, S. W. & Veverka, J. (1981). Voyager photometry of surface features on Ganymede and Callisto. *Icarus*, 46:137–155.

[Stamnes *et al.*, 1988] Stamnes, K., Tsay, S.-C., Jayaweera, K. & Wiscombe, W. (1988). Numerically stable algorithm for discrete-ordinate-method radiative transfer in multiple scattering and emitting layered media. *Applied Optics*, 27:2502–2509.

[Stankevich *et al.*, 1999] Stankevich, D. G., Shkuratov, Y. G. & Muimonen, K. (1999). Shadow hiding effect in inhomogeneous layered particulate media. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 63:445–448.

[Stewart, 1974] Stewart, J. (1974). Causal transport laws in relativistic thermodynamics. *In Ondes et Radiations Gravitationnelles*, pages 339–+.

[Synnott *et al.*, 1981] Synnott, S. P., Peters, C. F., Smith, B. A. & Morabito, L. A. (1981). Orbits of the small satellites of Saturn. *Science*, 212:191–+.

[Synnott *et al.*, 1983] Synnott, S. P., Terrile, R. J., Jacobson, R. A. & Smith, B. A. (1983). Orbits of Saturn's F ring and its shepherding satellites. *Icarus*, 53:156–158.

[Thomas *et al.*, 1991] Thomas, P., Veverka, J. & Helfenstein, P. (1991). Voyager observations of Nereid. *Journal of Geophysical Research*, 96:19253–+.

[Thompson & Lockwood, 1992] Thompson, D. T. & Lockwood, G. W. (1992). Photoelectric photometry of Europa and Callisto 1976-1991. *Journal of Geophysical Research*, 97:14761–+.

[Thomson *et al.*, 2005] Thomson, F., Wong, K., Marouf, E., French, R., Rappaport, N., McGhee, C., Anabtawi, A., Asmar, S., Barbinis, E., Fleischman, D., Goltz, G., Johnston, D. & Rochblatt, D. (2005). Cassini Radio Occultations of Saturn's Rings : Scattered Signal and Particle Sizes. volume 37 de *Bulletin of the American Astronomical Society*, pages 762–+.

[Throop *et al.*, 2004] Throop, H. B., Porco, C. C., West, R. A., Burns, J. A., Showalter, M. R. & Nicholson, P. D. (2004). The jovian rings : new results derived from Cassini, Galileo, Voyager, and Earth-based observations. *Icarus*, 172:59–77.

[Tiscareno *et al.*, 2007] Tiscareno, M. S., Burns, J. A., Nicholson, P. D., Hedman, M. M. & Porco, C. C. (2007). Cassini imaging of Saturn's rings II : A wavelet technique for analysis of density waves and other radial structure in the rings. *Icarus*, 189:14–34.

[Toomre, 1964] Toomre, A. (1964). On the gravitational stability of a disk of stars. *Astrophys. J.*, 139:1217–1238.

[van Albada & Lagendijk, 1985] van Albada, M. P. & Lagendijk, A. (1985). Observation of weak localization of light in a random medium. *Physical Review Letters*, 55:2692–2695.

[van de Hulst, 1957] van de Hulst, H. C. (1957). *Light Scattering by Small Particles*. Light Scattering by Small Particles, New York : John Wiley AMP Sons, 1957.

[van de Hulst, 1970] van de Hulst, H. C. (1970). High-order Scattering in Diffuse Reflection from a Semi-infinite Atmosphere. *Astronomy & Astrophysics*, 9:374–+.

[vanRossum & Nieuwen, 1999] vanRossum, M. C. W. & Nieuwen, T. M. (1999). Multiple scattering of classical waves : microscopy, mesoscopy, and diffusion. *Reviews of Modern Physics*, 71:313–371.

[Verbiscer *et al.*, 2007] Verbiscer, A., French, R., Showalter, M. & Helfenstein, P. (2007). Enceladus : Cosmic Graffiti Artist Caught in the Act. *Science*, 315:815–.

[Verbiscer *et al.*, 2005] Verbiscer, A. J., French, R. G. & McGhee, C. A. (2005). The opposition surge of Enceladus : HST observations 338-1022 nm. *Icarus*, 173:66–83.

[Verbiscer *et al.*, 2006] Verbiscer, A. J., Peterson, D. E., Skrutskie, M. F., Cushing, M., Helfenstein, P., Nelson, M. J., Smith, J. D. & Wilson, J. C. (2006). Near-infrared spectra of the leading and trailing hemispheres of Enceladus. *Icarus*, 182:211–223.

[Verbiscer & Veverka, 1989] Verbiscer, A. J. & Veverka, J. (1989). Albedo dichotomy of RHEA - Hapke analysis of Voyager photometry. *Icarus*, 82:336–353.

[Veverka, 1977] Veverka, J. (1977). Photometry of satellite surfaces. *IAU Colloq. : Planetary Satellites*, 28:171.

[Veverka *et al.*, 1987] Veverka, J., Thomas, P., Helfenstein, P., Brown, R. H. & Johnson, T. V. (1987). Satellites of Uranus - Disk-integrated photometry from Voyager imaging observations. *Journal of Geophysical Research*, 92:14895–14904.

[Warell, 2004] Warell, J. (2004). Properties of the Hermean regolith : IV. Photometric parameters of Mercury and the Moon contrasted with Hapke modelling. *Icarus*, 167:271–286.

[Warren, 1984] Warren, S. G. (1984). Optical constants of ice from the ultraviolet to the microwave. *Applied Optics*, 23:1206–1225.

[Weidenschilling *et al.*, 1997] Weidenschilling, S. J., Spaute, D., Davis, D. R., Marzari, F. & Ohtsuki, K. (1997). Accretional Evolution of a Planetesimal Swarm. *Icarus*, 128:429–455.

[Whitaker, 1969] Whitaker, E. A. (1969). An Investigation of the Lunar Heiligenschein. *NASA Special Publication*, 201:38–+.

[Wisdom & Tremaine, 1988] Wisdom, J. & Tremaine, S. (1988). Local simulations of planetary rings. *Astronomical Journal*, 95:925–940.

[Wolf & Maret, 1985] Wolf, P.-E. & Maret, G. (1985). Weak localization and coherent backscattering of photons in disordered media. *Physical Review Letters*, 55:2696–2699.

[Zebker *et al.*, 1985] Zebker, H. A., Marouf, E. A. & Tyler, G. L. (1985). Saturn's rings - Particle size distributions for thin layer model. *Icarus*, 64:531–548.

[Zebker & Tyler, 1984] Zebker, H. A. & Tyler, G. L. (1984). Thickness of Saturn's rings inferred from Voyager 1 observations of microwave scatter. *Science*, 223:396–398.

[Zebker *et al.*, 1983] Zebker, H. A., Tyler, G. L. & Marouf, E. A. (1983). On obtaining the forward phase functions of Saturn ring features from radio occultation observations. *Icarus*, 56:209–228.

Annexe A

Communications & Articles

Liste des publications dans les congrès et revues à comité de lecture

Déau, E., Charnoz, S., Dones, L., Brahic, A., Porco, C. The opposition effect in Saturn's rings using Cassini/ISS : Morphology of phase curves at optical wavelengths. Soumis à *Icarus* le 24 avril 2007

Dones, H. C., **Déau**, E., Charnoz, S., Brahic, A., Porco, C. 2007. Cassini Imaging of the Opposition Effect in Saturn's Rings. AAS/ Division on Dynamical Astronomy Meeting *Abstracts* 38.

Déau, E., Charnoz, S., Dones, L., Brahic, A., Porco, C. 2006. Sunshine On The Rings : The Opposition Effect Seen At High Resolution With CASSINI-ISS. AAS/Division for Planetary Sciences Meeting *Abstracts* 38, #51.01.

Dones, H. C., **Déau**, E., Charnoz, S., Baker, E., Weiss, J., Porco, C. 2006. Cassini ISS Photometry of Saturn's Rings. AAS/Division for Planetary Sciences Meeting *Abstracts* 38, #51.02.

Déau, E., Fulchignoni, M. 2006. Huygens Identifies Rings Around Saturn : 350 Years Later. AAS/Division for Planetary Sciences Meeting *Abstracts* 38, #42.01.

Charnoz, S., Porco, C. C., **Déau**, E., Brahic, A., Spitale, J. N., Bacques, G., Baillie, K. 2005. Cassini Discovers a Kinematic Spiral Ring Around Saturn. *Science* 310, 1300-1304.

Charnoz, S., **Déau**, E., Brahic, A., Bacques, G., Porcco, C. 2005. Saturn's F ring seen by CASSINI ISS : several strands or a single spiral ?. AAS/Division for Planetary Sciences Meeting *Abstracts* 37, 768.

Publication (à paraître) dans la revue *Icarus*

The Opposition Effect in Saturn's Rings using Cassini/ISS: Morphology of Phase Curves at Optical Wavelengths

Estelle Déau

UMR AIM,
Université Paris 7 & CEA Saclay,
Service d'Astrophysique
Centre de l'Orme des Merisiers, bat. 709
91191 Gif-sur-Yvette Cedex FRANCE
e-mail : edeau@cea.fr
Phone : +33 (0) 1 69 08 80 56

Sébastien Charnoz

UMR AIM,
Université Paris 7 & CEA Saclay

Luke Dones

Southwest Research Institute,
1050 Walnut Street, Suite 300
Boulder COLORADO 80302,

André Brahic

UMR AIM,
Université Paris 7 & CEA Saclay

Carolyn C. Porco

CICLOPS,
3100 Marine Street Suite A353,
Boulder COLORADO 80303

Submitted to *Icarus*: 24 Apr 07
Received: 24 Apr 07
Acknowledged: 26 Apr 07

Reviewer I assigned: 11 May 07
Reviewer II assigned: 14 May 07

Review I received: 20 Aug 07
Review II received: 11 Jun 07

Decision made: 21 Aug 07 (moderate revise)

46 pages
4 tables
11 figures.

keywords: Planetary rings; Rings and satellites of Jupiter, Saturn, Uranus, Neptune – phase curves; opposition effect – coherent backscattering, shadowing, shadow-hiding

Running head:
Cassini/ISS observes the opposition effect in Saturn's rings

Direct editorial correspondence to :
Estelle Déau
UMR AIM,
Université Paris 7 & SAp/CEA Saclay,
Centre de l'Orme des Merisiers, bat. 709
91191 Gif-sur-Yvette Cedex FRANCE
FRANCE
e-mail : edeau@cea.fr

ABSTRACT

The Cassini cameras have captured the opposition effect in Saturn's rings with a high radial resolution at phase angles down to 0.001° in the entire main ring system. We derive phase functions with a phase angle coverage of 0°-25° in the Wide-Angle Camera clear filters with a central wavelength $\lambda_{\rm eff} = 0.635$ μm. This paper is the first of a series dealing with the opposition effect in Saturn's rings as seen by Cassini/ISS. In the first part of the paper, we characterize the morphology of the phase functions of 211 different features in the main rings. We find that the shape of the phase function is accurately represented by a logarithmic model (Bobrov 1970, in Surfaces and Interiors of Planets and Satellites, Academic, edited by A. Dollfus). For practical purposes, we also parametrize the phase curves by a simple linear-by-part model (Lumme and Irvine 1976, Astronomical Journal, 81, p865), which provides three morphological parameters : the amplitude and the Half-Width at Half-Maximum (HWHM) of the surge, and the slope S of the linear-part of the phase function at larger phase angles. Our analysis demonstrates that all of these parameters show trends with the optical depth of the rings.

In the second part, we compare the rings to other Solar System objects in a self-consistent way by re-processing numerous published pre-Cassini data sets with the same procedure. We find that all icy bodies have a a similar HWHM, whereas they have a wide range of amplitudes. It appears that brighter Saturnian rings (A and B rings) are photometrically closer to the Galilean icy satellites or the Saturnian satellites, whereas dim Saturnian rings (C ring and Cassini Division) are much closer to Uranian and Neptunian satellites. Cross comparison between multiple objects with a common data processing shows also that Solar System objects belonging to a common family (rings, satellites, hosting planet etc) have comparable opposition surges. For the behavior of the curves at larger phase angles (α>2°), a relation between the slope of the phase function and the single scattering albedo ϖ_0 describe a continuous effect for all the surfaces of these atmosphereless bodies.

1. Introduction

When one views the rings of Saturn with the Sun directly behind the observer, a phenomenon called the *opposition effect* can be seen. The opposition effect, also known as the opposition surge, is a sudden, nonlinear rise in brightness with decreasing phase (Sun–ring–observer) angle that occurs as the phase angle approaches zero. The opposition effect, which occurs for most Solar System bodies (e.g., Helfenstein et al. 1997, Shkuratov et al. 1999, Belskaya and Shevchenko 2000, Belskaya et al. 2003, 2006, Simonelli and Buratti 2004, Verbiscer et al. 2005, 2007, Rosenbush et al. 2006, Rabinowitz et al. 2007), was discovered in the course of Müller's long-term photometry of the Saturn system, beginning in 1878 [e.g., Müller, 1885, 1893]. Seeliger (1884, 1887) inferred that the opposition effect was due to the rings, since Jupiter did not show a comparable opposition brightening (Pollack 1975). Lyot (1929) discovered that the linear polarization of Saturn's rings also changed rapidly near zero phase angle (Dollfus 1996). Although laboratory experiments undertaken by Lyot (1929) showed similar polarization behavior for samples of MgO, the precise nature of the opposition effect remained poorly understood.

Until the late 1980s, the opposition effect of Saturn's rings (Franklin and Cook 1958, 1965, Lumme et al. 1983), planetary satellites, and asteroids was explained by "shadow hiding" (e.g., Irvine 1966, Kawata and Irvine 1974, Hapke 1986, Buratti et al. 1996). For Saturn's rings, the most popular model invoked *inter*-particle shadowing. That is, when the Sun is exactly behind the observer, the shadows formed by the ring particles fall directly behind the particles, so all surfaces within the field of view are bright. When the Sun is not directly behind the observer, the shadows fall on other ring particles, thus making the scene darker. For moons and asteroids, the opposition effect was ascribed to *intra*-particle shadowing between different grains within the bodies' surfaces (Veverka 1977).
In the late 1990s, after a long debate on the importance of a supplementary physical mecanism to expain the high opposition surge observed in some atmosphereless bodies and laboratory measurements (Kuga and Ishimaru 1984, Lumme et al. 1987, Harris et al. 1989, Hapke 1990), the "coherent backscattering" effect was introduced. Coherent backscattering is a construtive interference effect between two raylights which travel in opposit path in a optically thick medium (to allow multiple scattering). The scatterers effective in the coherent backscattering have a typical size parameter $x = \frac{2\pi r}{\lambda} \gtrsim 1$, where r is the size of the particle and λ the wavelength of incident light (Mishchenko 1993). Consequently, the optical interactions of the medium strongly depend on the size domain and can be summarized by these two simple cases :

- ❶ $x \gtrsim 1$, *intra*-particle interactions are preponderant via the multiple-coherent backscattering (especially at small phase angles $\alpha < 10^o$, Mishchenko 1993),
- ❷ $x \gg 1$, i.e. in the geometric optics regime, *inter*-particles interactions dominate the optical scattered field, via the single scattering (until $\alpha > 20^o$ where the shadow hiding can operates, Irvine 1966) and via the multiple scattering from 30-40^o to 180^o (Cuzzi et al. 2002).

Coherent backscatter models were applied to the opposition effects of Saturn's rings, icy satellites, and E-type asteroids by Mishchenko and Dlugach (1992), Mishchenko (1993), and Mishchenko and Dlugach (1993), respectively and give informations on the nature of their regolith. However, even combining with the shadow hiding effect, nothing in the coherent backscatter permit accurately to distinguish the aspects of the opposition effect that most likely characterize the particles' properties themselves from the aspects that characterize the packing density and the

aggregate structure of these particles. Whereas Shkuratov and Helfenstein (2001) implemented the subparticle complexity in the coherent-backscatter theory, a third opposition mecanism called the "near-field" effect recently reported by Petrova et al. (2007) is proposed to deal with the scattering effeciency of wavelength-sized clusters. The near-field effect operates in the vicinity of clusters, where the waves in the immediate vicinity of constituent particles are strongly inhomogeneous and manifests itself in compact structures of scatterers with sizes and at distances both comparable to the wavelength.

To constrain these photometric models with the observations, previous studies of the rings' opposition effect were based on groundbased data which resolved the main rings (Lumme & Irvine 1976, Esposito et al. 1979, Poulet et al. 2002, French et al. 2007). Ground-based observations, though valuable, have a low to moderate spatial resolution (for the Hubble Space Telescope, 1 pixel at Saturn =285 km and the full-width at half-maximum (FWHM) of the point-spread function of Hubble's Planetary Camera =7 pixels, see Cuzzi et al. (2002)). This indicates that the signal is averaged over large regions in the rings. Unfortunately, the rings are highly heterogeneous features that may present rapid spatial variations of their optical properties (Esposito et al. 1987). So the interest of *spacecraft* observations is the ability to probe the signal in very narrow ring features ($\sim$ 40 km in the present paper), which may have much more uniform optical properties. This allows an easier study of the opposition effect which is an already complex phenomenon. Pioneer, Voyager 1 and Voyager 2 did not observe the rings at phase angles near zero. However, Cassini, which became an artificial satellite of Saturn in 2004, is the first spacecraft to observe the opposition effect in the rings, with several instruments (Nelson et al. 2006, Altobelli et al. 2006), including the Narrown Angle (NAC) and Wide Angle (WAC) cameras of the Imaging Science Subsystem (ISS). For the observations we report, typically 1 pixel=40 km; the FWHM of the WAC is 1.8 pixels, Porco et al. (2004). With Cassini images we are thus able to characterize how the surge varies throughout individual features in the ring system.

Both shadow-hiding and coherent backscattering are likely to play roles in determining the phase curves of Solar System bodies at low phase angles (Helfenstein et al. 1997, Hapke et al. 1998). Shadow-hiding probably dominates at phase angles greater than a few degrees, while coherent backscattering takes effect at the very smallest phase angles. The shadow-hiding effect gives clues about the tri-dimensionnal structure of a layer of particles which, according to Kawata and Irvine (1974), could have a typical size of $\bar{r} = 15$m. (see also Salo and Karjalainen 2003, French et al. 2007). By contrast, the coherent backscattering component sheds light on the nature of the ring particle surfaces at a scale not much larger than optical wavelengths. Indeed, previous photometric studies which investigate the opposition effect in the Saturn's rings determined ranges of typical size for coherent-backscattering effect of about $d = 10$ μm (Mishchenko and Dlugach 1993, Poulet et al 2002, French et al. 2007).
By modeling the rings' phase curves, we thus hope to discern features vastly smaller than those we can see directly with Cassini's cameras.

This is the first of a series of papers dealing with the opposition effect in Saturn's rings as seen by Cassini/ISS. Here, we focus on the characterization of the behavior of the opposition effect in the rings. In a subsequent paper, we will test the contributions of shadow-hiding and coherent backscattering in producing the rings' surge by using recent photometric models.
In the first part of the present paper, we describe our procedure for extracting photometric

data from Cassini images and fit empirical models to the data. Since the recent theories have difficulties with linking the behavior of the opposition effect with the physical properties of the surface material (Nelson et al. 1990, Shepard and Helfenstein 2007), we think it is necessary to have an experimental approach, by which we derive and correlate the parameters describing the shape of the opposition phase curve. Thus, in the second part, we characterize the morphology of the opposition surge in 211 different locations in the main rings and focus our attention on correlations and common behaviors among the morphological parameters in Saturn's rings, in order to better constrain, from an experimental point of view, the nature of the effect. Finally, by re-processing published phase curves of multiple objects of the Solar System, we do an extensive comparison of the behavior of the opposition effect of Saturn's rings with the surges of other atmosphereless objects.

2. Observations and reductions

2.1. The Cassini Imaging Data Set

The Cassini ISS instrument is composed of two cameras, a wide angle camera (WAC) and a narrow angle camera (NAC) equipped with 1024×1024 CCD matrices. Both use a set of about twenty filters ranging from near-infrared to ultraviolet, that will be called hereafter COLOR filters, Porco *et al.* (2004). The majority of images discussed in the present paper has been taken in CLEAR mode ($\lambda_{\rm eff} = 0.635\mu$m), designating the absence of filters resulting in a spectral bandwidth spanning from 0.20 to 1.1 μm.

The observation campaign of the opposition effect on the rings of Saturn is divided in seven sequences, from July 2005 to December 2006. These observations were conduced conjointly by the VIMS, CIRS and ISS instruments. Six of ISS sequences were obtained using the WAC only and the last one using the NAC only. Depending on the sequence, different filters were used and different spatial and angular resolutions were achieved. In the present paper, the first of a series aimed at a detailed study of the opposition effect, we will focus on sequences obtained using the WAC camera in CLEAR filter mode, table 1. Images of the A and B ring are shown in figure 1 to illustrate the quality of the data set. Other sequences in COLOR filters will be discussed in a subsequent paper. However in order to illustrate the quality of the data and the precise shape of the opposition spot, some NAC images will be discussed in section 3.1.1.

The wide angle camera captured rings at zero phase angle two times on June 2 and June 27, 2005 (they will be designated as *June 2* and *June 26* sequences in the rest of the paper, for practical purpose). In the *June 7* sequence, the WAC images have an average resolution of $\sim$ 44 km per pixel; the rings are observed in reflexion. In each individual image, the phase angle varies by about 3 degrees. In the majority of the set, the opposition point at zero phase angle is visible with a very good sampling : about 0.005 degree per pixel. This set covers the full ring system by tracking the opposition spot. Most of the set has an excellent photometric quality, however in dark regions (C ring and Cassini Division) the strong Saturnshine produces ghost images of the secondary mirror perturbing the signal significantly. The amplitude of this artifact is quite constant, about 0.05 in I/F, which does not significantly affect the photometry of the bright regions as A and B rings. However it is very troublesome for dark regions like the C ring and the Cassini Division. This is why images from the *June 7* sequence have not been considered for these two regions. The same instrument artifact has been observed and discussed in (Hedman

et al., 2007).
The *June 26* sequence has similar characteristics, see table with a better radial resolution of about 30 km per pixel and spans the B and C ring. The presence of the ghost signal in the C ring is not clear. A detailed photometric analysis in these images (cf. section 3.1.1) shows that the derived phase function seem to be consistent with an unperturbed signal, very differently from images in which the ghost were clearly identified. It is why the images of the C ring taken on June 26 have been considered for the C ring phase function.
The *July 23* sequence has the best radial resolution ($\sim$13 km.pixel^{-1}) and spans all A, B rings and the Cassini Division [1]. In this set, the ghost artifact seems absent owing to a much larger angular separation with the bright Saturn globe.

2.2. Data reduction

Raw images are calibrated first with a standard pipeline of Porco *et al.* (2004) called CISSCAL, using the 3.4 version. They are converted into the I/F units. This ratio is dimensionless, with I is the specific intensity measured by Cassini, and πF is the incident flux from the Sun. So it is a measure of the local reflectivity under the current observing geometry.

Cassini images are not directly exploitable to study the photometric behavior of rings. In order to do this, the relevant data we need is the so-called *phase function* which is linked to the I/F ratio as a function of the phase angle, and corrected from effects of observation geometry. A full procedure has been designed to extract this information that is detailed below, allowing to reconstruct the phase function from different images with different observation geometry and resolutions.

2.2.1. Extraction procedure

The first step is to reproject the images in a (Radius, Longitude) frame, in which features at a same radius from Saturn are horizontally aligned. This procedure critically depends on the quality on the navigation. When possible, the edges of the A, B, C rings as well as ring features reported in (Esposito *et al.* 1987) were used as fiducial references. Distances reported in (Esposito *et al.* 1987) were corrected according to Nicholson *et al.* (1990). The resulting navigation error on WAC images varies from 1 to 1.5 pixels from the center to the edge of the image.
The I/F in a ring at constant distance from Saturn is obtained by extracting the data on a line of constant radius (*i.e.* an horizontal line) in the reprojected map of calibrated brightness. Other geometrical parameters are extracted in the same way : phase angle α, cosine of incidence angle μ_0, cosine of the emission angle μ, optical depth of the rings obtained from the PPS Voyager instrument ($\lambda = 0.260$ μm), (Esposito *et al.*, 1987); radius scale has been corrected with the procedure of Nicholson *et al.* (1990).
This procedure works very well for structures with width larger than the navigation accuracy. However radial structures are visible at all scales down to one pixel, (figure 3). For structures radially smaller than 5 pixels, navigation error make the extraction along a constant radius line

[1] The radial location of the opposition in each image is represented in the figure 2.

false close to the edges of the image, inducing accidental extraction in nearby different features. To overcome this problem and to ensure that we always extract the same structure, we developed a *ring tracking* technique using a basic pattern recognition algorithm to follow a single feature. Extensive visual check of the result shows the method is reliable down to 1 pixel of radial width.

2.2.2. Construction of the phase function

The ultimate information we need is the phase function of individual ring particles to characterize their surface properties. Unfortunately, the signal received in the camera is heavily altered because of the finite thickness of the rings (Porco et al., 2007). Also, the intensity of the signal depends on angle observation with respect to the ring normal. Inverting such complex collective photometric effects would require the use a complex and detailed light scattering code with many uncontrollable assumptions concerning the photometrical properties of particles. Such code has been developed by Salo (1992, 1995), Richardson (1994), Porco *et al.* (1999), Salo et al. (2005), Porco *et al.* (2007). However, for our present purposes, they cannot be used to derive the phase functions in hundreds of different regions as we wish to do here. Consequently, as a first approximation, we use in the present paper the classical approach of Chandrasekhar (1960) linking the I/F to the phase function with the following assumptions : homogeneous layer of particles and single scattering. This latter assumption may be justified for phase angles smaller than $\sim 30^{\circ}$ (Cuzzi *et al.*, 2002). In reflexion, the phase function $\varpi_0 \cdot P(\alpha)$ is derived from the solution to the radiative transfer equation (the designation *phase function* is not strictly accurate since what we really determine is the product of the single scattering albedo, ϖ_0, times the particle phase function, $P(\alpha)$) :

$$\varpi_0 \cdot P(\alpha) = \frac{I}{F} \times \frac{4(\mu + \mu_0)}{\mu_0} \times \left(1 - e^{-\tau\left(\frac{1}{\mu}+\frac{1}{\mu_0}\right)}\right)^{-1} \quad (1)$$

with τ, μ, μ_0, α standing for : the normal optical depth, cosine of emission angle, cosine of incidence angle and phase angle respectively. In order to allow future comparisons with detailed numerical models, numerous analytical parametrization of the observations are provided by morphological model in section 2.2.3. As one can see, the value of the optical depth ia necessary to derive the phase function. Preceding worka haa shown that the exponential factor can be neglected in first approximation for ground-based observations, see (Cuzzi *et al.*, 2002, Poulet *et al.*, 2002). However, we noticed that we obtained much more coherent results when taking into account the exponential factor, when comparing results from different geometry of observations. Consequently, we keep the initial formula of Chandrasekhar, as previous photometric studies based on *in-situ* observations of Saturn's rings (Cooke 1991, Ferrari 1992, Dones 1987, Doyle 1989, Showalter 1992 and Dones 1993).

$P(\alpha)$ obtained with the equation (1) is the particle's disk integrated phase function which determines the angular distribution of single scattered radiation from the body as a whole. The phase function is normalized over solid angle to the single scattering albedo :

$$\frac{1}{4\pi} \int \left[\varpi_0 \cdot P(\alpha)\right] \, \mathrm{d}\Omega = \varpi_0 \quad (2)$$

To derive the albedo, the full phase curve, from 0 to 180 degrees of phase angle, must be known. In this study, we have restricted our data $0 < \alpha < 25$ degrees, so that we may avoid separating the albedo from the phase function. The derivation of the albedo is under progress and will be presented in a forthcoming paper.

2.2.3. Morphological models

The purpose of the present paper is to provide an accurate description of the morphological behavior of the observed phase curves. This is the very first step prior any attempt of further model either analytical or numerical modeling with different photometrical models will be done in a companion paper. As a consequence, special care has been given here to parametrizing the observations efficiently and conveniently. In addition morphological parametrization is necessary to compare efficiently hundreds of phase curves at different location in the rings and derive statistical behavior as will be done in section 3. Several morphological models have been used in the past to describe quantitatively the shape of the phase functions : the logarithmic model of Bobrov (1970), the linear-by-part model of Lumme and Irvine (1976) and the linear-exponential model of Kaasalainen *et al.* (2001). The specific properties of these three models make them adapted for different and complementary purposes. The logarithmic model is interesting for direct comparisons with numerical models, the linear-by-part model is convenient to describe the shape in an intuitive way, and finally the linear-exponential model is adapted for comparison with other Solar System bodies.

The logarithmic model

As Bobrov (1970), Lumme and Irvine (1976) and Esposito *et al.* (1979), we remark that a logarithmic model describes very well the phase curves. It depends on two parameters (a_0 and a_1) has the following from : The first model has the following form :

$$\varpi_0 P(\alpha) = a_0 + a_1 \times \log(\alpha) \tag{3}$$

In general, this model is the best morphological fit to the data. It is reasonably accurate down 0.05^o of phase angle (may be due to the finite angular size of the sun, see section 3). For large phase angles, the fit is satisfactory up to $\alpha \simeq 15$ degrees. Whereas the meaning of a_0 and a_1 are not easily in term of shape, the values of these two parameters are reported in table 2 to allow an easy comparison with future numerical simulations.

The linear-by-part model

For an intuitive description of the main features of the phase curves, the linear-by-part model is the most convenient one. It is constituted of two pieces of linear functions fitting both the surge at small phase angle ($\alpha < \alpha_1$) and the linear regime at higher phase angle ($\alpha > \alpha_2$). So it depends on 4 parameters :

$$\varpi_0 P(\alpha < \alpha_1) = A_0 \times \alpha + B_0 \tag{4}$$

$$\varpi_0 P(\alpha > \alpha_2) = A_1 \times \alpha + B_1 \tag{5}$$

Lumme and Irvine (1976) and Esposito *et al.* (1979) use α_1=0.27° and α_2=1.5°. By testing several values of α_1, it appears that for our data set, values of α_1 less than 0.3 yield a general overestimation of A_0, especially in the C ring and values of α_1 greater than 0.3 yield an underestimation of A_0 only in the B ring. Consequently we found the our data were better reproduced using $\alpha_1 = 0.3^o$ which is now adopted in the rest of the paper.
With this four outputs A_0, B_0, A_1 and B_1, the shape of the curve is characterized by introducing three morphological parameters : A, HWHM and S designating the amplitude of the surge, the

half-width at half-maximum of the surge and the slope at large phase angle respectively. The two parameters of the surge are defined by :

$$\mathrm{A} = \frac{B_0}{B_1} \qquad \mathrm{HWHM} = \frac{(B_0 - B_1)}{2(A_0 - A_1)} \quad \text{and} \quad S = A_1 \tag{6}$$

The purpose of this model is not, of course, an accurate description of the data but rather a convenient description of the main trends of the phase curve.

The linear-exponential model

The last model describes the shape of the phase function as a combination of an exponential peak and a linear part. Its main interest is that it has been used in previous work for the study of the backscattering of Solar System's icy satellites and rings (Kaasalainen *et al.* 2001, Poulet *et al.* 2002). We found that this model does not fit well the phase curves : in particular A, HWHM and S are under or overestimates (see section 3.2). In addition, the converging solutions found by a downhill simplex technique have large error bars which means that a large set of solutions is possible and thus produce some difficulties for the comparison to other objects. However, for completeness, we give the details of this model : the 4 parameters I_s, I_b, S and w such that the phase function is represented by :

$$\varpi_0 P(\alpha) = I_b - \mathrm{S}\alpha + I_s \cdot e^{-\frac{\alpha}{2w}} \tag{7}$$

For consistency with previous work, the three following parameters used to characterize the shape of the phase function are A, HWHM and S, so that :

$$\mathrm{A} = \frac{I_s + I_b}{I_b} \quad \text{and} \quad \mathrm{HWHM} = 2 \cdot \ln 2w \tag{8}$$

In the following, we discuss the variability of A, HWHM and S derived from the linear-by-part model in the section 3. In section 3.2, we use the results of linear-by-part model and compare them with the results derived from the phase curves found for planetary objects.

2.2.4. Linking morphological parameters with physical properties

The use of a simple morphological model is generally not adapted to derive the physical properties of the medium. However, the theories developed for the coherent-backscattering and the shadow hiding effects deduce their properties by parametrizing the opposition phase curve (Mishchenko and Dlugach 1992ab, Shkuratov et al. 1999, Hapke 1986,2002). So we can connect the morphological parameters A, HWHM and S with some physical characteristics of the medium derived from these models.

HWHM , the half width at half maximum, is generally associated to the coherent-backscatter effect. It can be related to the grain size, index of refraction and packing density of regolith, (Mishchenko and Dlugach 1992b, Hapke 1998). The HWHM is maximum for a effective grain size near $\lambda/2$ and increases when the regolith grains filling factor f increases. The variation of HWHM with this three physical measurements is complex, see fig. 9 of Mishchenko (1993). For high values of f, the HWHM shifts towards the greater grain size. However, recent model of Hapke (2002) defines two HWHMs : the coherent-backscatter

HWHM, which is defined similarly that in the model of Mishchenko and Dlugach (1992b), and the shadow hiding HWHM. Using this model, French et al. (2007) found that the coherent-backscatter HWHM have closer, even smaller, values of morphological HWHM than the shadow-hiding HWHM, which was generally ten times larger. This reinforces the idea that the coherent backscatter is mainly responsible for the width of the observed surge.

A is the amplitude of the opposition peak. It's a function of grain size in such way that A decreases with increasing grain size(Shkuratov *et al.* 1997, Nelson *et al.* 2002). This anti-correlation finds a natural explanation by the fact that for a macroscopic surface, irregularities are to larger enough to coherent effects that sould do a microscopic one. Mishchenko and Dlugach (1992a) underline the fact A is linked to the intensity of the background I_b which is a decreasing function of increasing absorption (Lumme *et al.* 1990), thus A must increase with increasing absorption or decreasing albedo ϖ_0.

S can be regarded as the only parameter of the shadow hiding. This slope depends on the particle filling factor D and the vertical extension of the layer of individual particles (Irvine 1966). When the slope is shallow, the variation of α do not change the visibility of shadows and the particle filling factor and the vertical extension must be small to make visible the few proportion of shadows, for any observation geometry. By contrast, when S is steep, the particle filling factor and the vertical extend are inevitably larger and will contribute to a broad and large peak with a weak amplitude which will be regarded as a slope. For a compact medium as the satellite's surface, the slope is a consequence of the macroscopic roughness which creates shadow hiding effect (Hapke 1986). Then a steeper slope is due to a surface tilt which vary from millimeter to centimeter scales (Hapke 1984).

From the theorical assertions made above, the HWHM and the amplitude are governed by both coherent backscatter and shadow hiding effects whereas the slope of the linear part of the phase curve is the direct measure of the shadow hiding effect. To understand the role of these two effects on the different surface materials which have different values of grains size, regolith grain filling factor, absorption factor (or inverse albedo), particle filling factor and vertical extension, some correlations with the three morphological output parameters are needed.

3. Shape of the phase curves at the opposition

Due to the automation of the extraction and fitting procedure (cf section 2.2) and the high resolution of images, it was possible to extract the phase function in as many as 211 different locations, in the D, C, B rings, Cassini Division and A ring (in increasing distance from Saturn). In this section, we first present the typical behavior of some selected phase curves in different regions of the main rings (section 3.1.1), then we discuss similarities and differences and what are the general trends in sections 3.1.2 and 3.1.3.

3.1. The opposition effect in Saturn's rings

3.1.1. Overview of the ISS phase curves from 0 to 25 degrees

Examples of phase curves in various ring regions are presented in figure 5. Each pair of graphs shows in the left side a zoom from 0 to 2.5 degrees and on the right side, the full phase curve from 0 to 25 degrees. These curves were obtained by combining several WAC images with a large distribution of viewing geometries, table 1 : each curve is built from the merging of 10 to 70 different images with various values of emission angle, incidence angle, phase angle etc. The dispersion of points is not a simple measure of the error bar but also reflects the limits of the Chandrasekhar (1960) inversion formula that was used to extract the phase function from the measured values of I/F. It seems that some important physics may be missing, explaining the scattering of points. Curves for the A and D rings (figure 5) are incomplete between 3 to 20° which is due to removal of images because of an artifact (cf section 2.1).
Generally speaking, all phase curves present a bright opposition surge below 1° and a slope decreasing linearly for α >1°. Whereas the phase curves presented here goes down ∼0.01° of phase angle, NAC images taken in COLOR filters capture the opposition spot at much higher angular resolution (figure 3). The resulting phase function (figure 4) demonstrates that the opposition surge flattens below 0.02 degree, which corresponds to the sun angular radius at Saturn. This is the first time the opposition spot is imaged at such fine scale. This flattening may be interpreted as a result of the finite angular size of the Sun convolved with intrinsic phase function of the ring particle (Kawata and Irvine 1974, Shkuratov *et al.* 1999). The study of NAC images in COLOR filters will be reported in a forthcoming paper. We now come back to the phase curves derived from WAC images.

Whereas the general shape is similar from one ring to another, cf figure 5, some details in the shape may vary significantly.

First pair of graphs in the figure 5 shows the phase curve derived in the D ring from images of *June 26*. Due to short exposure time (10 ms), the D ring ringlets are too faint to be detected. In images of *June 26*, a bright spot is visible from 67 000 km to the inner boundary of the C ring : this corresponds to the expected location of the background sheet of material constituting part of the D ring (Hedman et al. 2007). However camera artifact may be visible in such dim regions of the image but could not be clearly identified here. So the fact that a strong increase of brightness at the expected location of the opposition and the coherent variation of the signal with observing geometry between different images suggest that we indeed see the opposition effect in the D ring. However some doubts still remain. From 0.5 to 2 degrees, the curve is similar to other rings. Below 0.5 degree an exponential surge and a flattening at zero degree distinguish this phase function from the other ones. Does it reflect optical properties of D ring dust ? Is it an artifact ? This plateau below 0.5 degree is much too large to be explained by the finite angular radius of the Sun (0.025 degree). Because of these uncertainties, at this point it is speculative to interpret this specific behavior as real.

For the C ring (figure 5), the shape of the phase function is well defined below 2 degrees. It is comparatively wider than in dense A and B rings. More precisely, the base of the opposition surge seems wider for the C ring (∼1°) than for the A and B ring (∼0.5°). This could be also interpreted as a steeper slope of the linear regime of the phase function for α > 2°. Wavy features between 5 to 25 degrees can be attributed to images artifact. Their amplitude is about

15% of the total signal of the C ring.

The B ring (figure 5) seems to have the narrowest opposition surge of all rings. This was already underlined by groundbased observations of Franklin and Cook (1965), Lumme and Irvine (1976), Esposito *et al.* (1979). Only HST observations of Poulet et al. (2002) have indicated the narrowest peak in the A ring. However, the HST result could be a result of the lack of data below 0.3 degrees of phase angle whereas the other studies, particularly the data of Esposito et al. (1979) have values as small as $\alpha \sim 0.01^o$ and found the same trend as us. The B ring has also the steepest slope in the linear regime explaining why the opposition spot is so contrasty in the B ring images.

The Cassini Division (figure 5) has a phase function similar to the C ring in amplitude and width of the opposition surge and slope of the linear regime. This trend was also noticed by Poulet et al. (2002) p. 231. The similarities between the C ring and the Cassini Division is suggestive of a strong dependence of the opposition effect on the optical depth. We will come back to this in section 3.1.2.

An example of the A ring phase function is given in the last pair of graphs in the figure 5. At first sight, the signal appears much more disturbed than in other rings : specifically, pieces of phase functions extracted from different images show a wide dispersion in this graph, whereas signal from an individual image has a very low dispersion. The origin of this is not clear and may be due to the artifact reported in section 2. The dispersion of the data is about 15% of the signal whereas the camera artifact should represent at most 5% of the signal only (estimated on the background). It may be possible that the dispersion may be also due to an intrinsic photometric effect which is not corrected by the Chandrasekhar single scattering model (equation(1)). Indeed, the A ring has an intermediate optical depth ∼0.5 so that it neither appears as a solid surface (like the B ring) or as a dilute system (like the C ring). Here, we are in an intermediate regime where many collective effects may influence strongly the apparent phase function (multiple scattering, gravitational wakes, density waves, etc.). A sophisticated model is required here to investigate such effect (Porco *et al.*, 2007). However the general trends are quite clear and the A ring phase curve has a smaller peak amplitude than the B ring's. We see in addition that the slope of the linear regime is shallower than in the B ring but steeper than in less dense rings. Thus the phase curve at opposition in the A ring is somewhat intermediate between the B and C rings, strengthening the idea of a dependence on the optical depth.

Finally, we conclude this section by remarking that the opposition effect is very diverse in Saturn s rings, and could be the consequence of differenct properties of the surface ring particles in various ring regions. Some general trends can be underlined, as we see in the next section.

3.1.2. Behavior of the opposition effect inside the main ring system

In order to quantify differences in terms of morphological shape in our 211 phase curves in CLEAR filters (see section 3.1.1), we use the three parameters A, HWHM and S. They are represented in the figure 6 as a function of the normal optical depth of the rings.

The amplitude A of the surge (figure 6a) seems correlated with the optical depth of the rings. The following trends may be noted :

- ❶ the amplitude of low optical depth (<0.5) and high optical depth (>1.8) data points has a large dispersion around their mean value,
- ❷ for intermediate optical depth ($0.5< \tau <1.5$) the amplitude has a much smaller dispersion,
- ❸ there is a general trend for a slowly decreasing amplitude with the optical depth.

Besides these trends, more specific behaviors may be reported. The C ring and the Cassini Division have a similar scattering of amplitude (± 0.2) however their mean value are different :1.6 for the Cassini Division and 1.4 for the C ring. It seems also that the scattering of amplitudes in the C ring decreases with increasing optical depth. For the A ring, it is interesting to note that regions of lower optical depth ($0.3<\tau<0.5$) connect well with data-points in the C ring both in terms in mean value and dispersion. A good continuity with the B ring is also observed ($0.7<\tau<1.1$).
The angular half width of the peak at half maximum (figure 6b) decreases also slightly when the optical depth increases. The dispersion around the mean value behaves similarly as for the amplitude. For $\tau<0.5$ the C ring and the Cassini Division have similar mean values and dispersion of HWHM (0.3 ± 0.2). In a general way, the opposition surge is widest in the C ring and the Cassini Division. As for the amplitude, the scattering of HWHM is narrow for intermediate optical depth ($0.5<\tau<1.6$). Again, the behavior of the A ring is clearly intermediate between the C and B rings. To summarize, the behavior of HWHM is a decreasing function of increasing optical depth, with important dispersion at low and high τ.

The general trend for the slope of the linear regime (figure 6a) is a strong increase with increasing optical depth, with a uniform dispersion and with central value well represented by $S\sim 0.07\tau^{1/2}$.

Whereas the slope S has a steep tendency with the optical depth, the first two parameters A and HWHM have a soft tendency with the optical depth. Consequently, the figure 6 which presents the A, HWHM and S according to the optical depth, yields the following trends :

- ❶ The morphological parameters of the surge (A and HWHM) are anti-correlated with the optical depth ;
- ❷ the morphological parameter of the linear regime (S) is strongly correlated with the optical depth of the rings.

We can then conclude that the trends of all the morphological parameters are linked to the optical depth. Indeed, the dispersion of the amplitude and HWHM seems very dependent on the optical depth. For intermediate and high optical depth ($\tau \succeq 1$) the dispersion is small (either in the A or B ring), whereas the dispersion is high for low values of τ (C ring and Cassini Division).

In addition, the drastic differences between, on the one hand, the amplitude and the angular width of the surge and, on the other hand, the slope of the linear part across the main ring system suggests that these characteristics originate from different physical mechanisms. However, we must check if some correlations exist between the morphological parameters which depend on the same portion of the curve (e.g., A and HWHM for the surge) and also if parameters describing different parts of the phase curve can be correlated (e.g., A,HWHM and S for, respectively, the surge and the linear part). This is the purpose of the next section.

3.1.3. Behavior of the opposition effect inside each ring

Cross comparisons between morphological parameters

We investigate now if some correlations exist between the three morphological parameters. In order to constrain the morphology of the surge, we correlate the amplitude A with the angular width HWHM for the different rings.

The amplitude A is represented as a function of HWHM in figure 7. Rings are presented with an increasing slope of the linear function A=f(HWHM).

For the Cassini Division, the amplitude A has the steepest function of the HWHM (figure 7a). A linear fit gives a slope of about 1.2 with a correlation coefficient of 47 % (see table 3). This mean that narrow surges have a low amplitude and inversly wide surges have large amplitude.
In the C ring, values of A are smaller and values of HWHM are greater than in the Cassini Division (figure 7b). This qualitative difference between the Cassini Division and the C ring is thus confirmed by previous study of Poulet *et al.* (2002). For this ring, we find a slope for A=f(HWHM) of about 0.9 with a good correlation coefficient of 79 %.
The A ring shows a similar variation of A=f(HWHM) as for the C ring (1.0) with a correlation coefficient of 56 %.
Finally, A and HWHM in the B ring have values smaller than in the faint rings (C ring and Cassini Division). Data points of A and HWHM for the B ring are concentrated in a similar range as the A ring one, however with a much shallower slope (0.6 with a correlation coefficient weakly reliable of 29 %, see table 3). This mean that the shape of opposition phase curves in the B ring may have various angular width with an almost constant value of the amplitude.

To conclude, the amplitude of the surge seems correlated with the angular width, at least for the C ring, A ring and Cassini Division whereas the amplitude is independent of HWHM for the B ring. The slope of A=f(HWHM) seems to decrease from the Cassini Division to the B ring, passing by the C and A rings, suggesting that the slope is a decreasing function of the optical depth. This argument supports again the relevance of the optical depth as an important parameter acting on the shape of the opposition surge (as in previous section 3.1.2).

Whereas the slope S and the HWHM are thought to be related to different portion of the phase curve (linear part and surge respectively), it is interesting to note that they are somewhat correlated. We simply note that S is a decreasing linear function the angular width. Slopes and correlation coefficients are reported in table 3.

Regional behavior

We now compare differences of behavior within each ring (figures 7 and 8) as well as between rings (figure 9). The figures 7 and 8 compares respectively A=f(HWHM) and S=f(HWHM) by introducing a *ring type* nomenclature based on the regional behavior of the C ring, well studied by Cooke (1991) and decomposed into three *ring types* : inner ring, background and *plateaux*. We have modified and extended this nomenclature to five classes of ring features, then applicable to the entire main rings system :

❶ inner regions characterized by low optical depth in all the rings (for example, the dark

bands in the Cassini Division, see Flynn and Cuzzi(1989)),

❷ background are morphological smooth regions without abrupt variation of τ,

❸ bright regions (*plateaus* in C ring or density, bending waves in the A ring located by Esposito *et al.* (1983)) are the regions in each ring with the highest optical depth,

❹ *ringlets* according to Holberg *et al.* (1982) are thinner ring embedded in a less dense region or a gap,

❺ outer regions (for example the so-called *ramp* for the C ring and the Cassini Division (Cuzzi and Estrada 1998)) mark the transition at the boundaries of each ring.

Values of A and HWHM in each ring are plotted in figure 7, and the linear correlation of A=f(HWHM) found for each ring in section 3.1.3 is overplotted.
Comparison of graphs from 7a to 7d shows that the inner regions in all rings have the highest amplitude and the greatest HWHM. However, this general observation is not clear for the Cassini Division (figure 7a in which the linear function gives fits not very convincing) and also in the A ring (figure 7c in which we have no data in the middle and outer regions).
Another important trends to notice is the regional behavior in the C ring (figures 7b and 9) which shows clearly that A and HWHM decrease with increasing distance from Saturn. By contrast, the B ring (figure 7d), have lower HWHM and A in the inner and outer regions than on the middle of the ring. Particularly, the transition with the C ring and the B ring which corresponds to the C ring ramp and the inner B ring regions seem to have A and HWHM which vary continuously.

In figure 9a and b, the amplitude A and the HWHM seem to vary smoothly across the main ring system (C to A rings). From the C ring to the middle of the B ring, a smooth decrease is observed. No sharp transition is observed between the C and B rings. The outer regions of the C ring which are rich in gaps, plateaus and ringlets, have a somewhat larger value of amplitude. >From the middle of the B ring to the outer of the A ring, both A and HWHM seem to increase again. The Cassini Division presents (1) larger values of A and HWHM as in the C ring and (2) strongly dispersed values which may be indeed real because no image artifact seems visible in this Division.
The slope has a significantly different behavior (figure 9c) because strong jumps are observed at the boundaries of each ring. This reinforces differences of behavior of the surge and the linear part of the phase curve with the distance from Saturn.

To conclude the section 3.1, the ISS data set provides several trends of the opposition effect behavior in Saturn's rings which concern the :

❶ morphology of the rings' phase curves : In section 3.1.2, strong dependences on the optical depth of the rings of A, HWHM and S are established: anti-correlation of A and HWHM with τ and correlation of S with τ (figure 6) ;

❷ correlation between the morphological parameters : we showed in the section 3.1.3 that the parameters of the surge A and HWHM are correlated (figure 7), whereas there is only a weak dependence of HWHM and S (figure 8) ;

❸ regional behavior of A, HWHM and S across the main ring system : indeed, the classification of ring type features defined in section 3.1.3 shows that A and HWHM vary

continuously across the ring system, whereas S varies abruptly at the boundaries of each ring (see figure 9).

3.2. The opposition effect elsewhere in the Solar System

We have applied the same fitting procedure to phase curves of satellites and other rings obtained by previous ground-based and *in-situ* observations, see table 4 for references. For a comprehensive study of the morphology of the opposition phase curves, the solar phases curves of the galilean satellites (Io, Europa, Ganymede and Callisto) and the jovian rings were chosen, as well as the phase curves of the Saturnian rings (A, B, C and E rings) and some saturnian satellites (Enceladus, Rhea, Iapetus and Phoebe), the rings and satellites of Uranus (the innermost satellites [2], Titania, Oberon and Miranda) and finally some arcs of the neptunian rings (Egalité and Fraternité) and two of the outer satellites of Neptune (Nereid and Triton). This study should give an extensive comparison of the rings of Saturn with the rings around other giant planets (Jupiter, Uranus and Neptune) as well as a comparison between rings and satellites for each giant planet of our Solar System. For practical purpose, the well known phase curve of the Moon is added as a reference. For these phase curves, a comparison of their surge is only possible because they have similar value of their solar angular radius ($\alpha_{\rm min}$=0.051, 0.028, 0.014, 0.009$^{\rm o}$ respectively for Jupiter, Saturn, Uranus and Neptune). Indeed, the behaviour down the solar angular radius represents a little part of the surge, which is well represented by a linear function up to 0.3$^{\rm o}$. However the solar angular radius at the Moon is $\alpha_{\rm min}$=0.27$^{\rm o}$ which is close to the upper limit of the linear function which fits the surge. We will see in the next of the paper if it changes significantly the behavior of the moon.

In order to compare properly the morphological parameters of Saturn's ring with those of the other objects, we have converted the magnitude of the phase curves to I/F unit ($I/F = 10^{-0.4M}$ Verbiscer et al. (1989)). This modification allows to compare directly the slope of the linear part of all the curves. Because we give our slope in $\varpi_0 P(\alpha)$ unit, we also converted our ISS results for S to $I/F.{\rm deg}^{-1}$ by applying the factor $f_{\varpi_0 P \rightarrow {\rm I/F}}$ which corresponds to the ratio of the mean level of I/F curves over the mean level of $\varpi_0 P$ curves (see table 2).

In this section we make some comparisons of the morphological parameters obtained with the linear-by-part model. The use of this model is motivated by the fact that it gives the most stable results for any given coverage in phase angle. As noticed by French *et al.* (2007), the linear-exponential model did not fit very well the data and can both under and overestimate the morphological parameters. With two typical Saturn's rings phase curves of ISS/Cassini, we have tested the influence of the portion 0-0.5 degree on the converging solutions for A, HWHM and S, and we observe a slight underestimation of A, a strong overestimation of HWHM and a moderate underestimation of S. By removing data of section of 0.1 degree, the incomplete phase function is fitted by the linear-exponential model and provides new solution, designated as $A_{\rm remove}$, ${\rm HWHM}_{\rm remove}$ and $S_{\rm remove}$. The initial solution found for the complete phase function is called $A_{\rm optimal}$, ${\rm HWHM}_{\rm optimal}$ and $S_{\rm optimal}$. The deviation with the optimal value seems to be

[2]The seven innermost satellites of Uranus : Bianca, Cressida, Desdemona, Juliet, Portia, Rosalind and Belinda are called hereafter the Portia group, to follow the designation of Karkoschka (2001). The phase function of the Portia group is then the averaged phase function for these seven satellites.

constant and weak for A ($A_{\rm remove}/A_{\rm optimal} \sim 0.96$) but depends strongly on the morphology of the surge for HWHM and S. Indeed, HWHM will be strongly overestimated according to apparent width of the peak ($\rm HWHM_{remove}/HWHM_{optimal} \sim 1.2$ for a narrow peak (a typical B ring phase curve) and ~ 2.1 for a wide peak (a typical C ring phase curve)). Whereas the results obtained with the linear-exponential model are given in figures 1, 2 and 3 of Supplementary online material, it seemed important to warn the future users of this model about the sensitivity of its fit with the data.

3.2.1. Behaviors of the opposition surge

The figure 10 shows the behavior of the surge parameters A and HWHM obtained with the linear-by-part model for different objects in the Solar System. In this graph it seems first that two different groups may be qualitatively distinguished : on the one hand a group of objects with a similar value of the HWHM, in the range 0.2^o to 0.5^o, but with significant different values of the amplitude, from 1 to 2. It is interesting to note that these bodies (including Saturnian rings and satellites, Uranian and Neptunian satellites as well as Europa and Ganymede) are icy bodies. Indeed, previous spectrometry studies in the Infra-red found spectral signatures of the water ice at 1.5 μm and 2.0 μm at the surface of these objects (see Johnson et al. 1975 and Cruikshank 1980 for the surface composition of Saturnian and Uranian satellites and Prentice 1990 and Brown et al. 1998 for the Neptunian satellites). Within this group, we note also that similar objects are gathered in the (A,HWHM) space : uranian satellites have on average the largest values of the amplitude, 1.7. Saturn rings have an amplitude between 1.3 and 1.6, with the faintest rings (D and C rings, Cassini Division) closer to the neptunian and uranian satellites and the brightest (A and B rings) more similar to the saturnian and galilean satellites. Saturn's satellites, along with Europa and Ganymede, have the lowest values of amplitude. We note also that whereas all satellites have quite a constant HWHM (between 0.3^o and 0.5^o) Saturn's rings have systematically a lower value , between 0.15^o and 0.35^o, may be suggestive of a different state of their surface. A very striking feature is also the peculiar behavior of non-icy bodies, such as Io, Callisto, the Moon : they all have a similar amplitude (about 1.27) but a very varying HWHM; from 0.6^o to 1.3^o.

Does it mean that non icy bodies have an intrinsically different behavior for their opposition effect ? Does it imply some deep structural difference of the surface regolith of icy bodies ? For the moment we note that the opposition effect is poorly understood, especially at phase angle smaller than 1^o in the coherent backscattering regime. Whereas physical implications are still hard to draw from these graphs, it is interesting to see that the data processing we have used naturally distributes different kind of surfaces in different locations of the (A, HWHM) space, and that "endogenically linked objects" are quite well gathered in small portions of this space. This may be suggestive that a common environmental processes (meteoroid bombardment, surface collisions, space weathering etc...) may imply different surface processing mechanisms that may determine the micro-structure of the surface, and then, in turn the behavior of the opposition surge at very low phase angle, as it may be linked with the spatial organization of micrometer surface regolith (Mishchenko 1992b, Shkuratov *et al.* 1999). This idea is supported by the quite good superposition of the position of Enceladus and the E ring in the (A, HWHM) space. Since a long time (Pang et al. 1983,1984, Herkenhoff and Stevenson 1984, Porco et al. 2006, Spahn et al. 2006, Verbiscer et al. 2007), the surface of Enceladus and the E ring particles seem to be linked, but here, for the first time, we demonstrate that the morphology of the opposition

surge for these two objects is almost the same, then yielding to important implications for their surface regolith. To conclude about that point, the "endogenic" or "ecosystemic" classification of the opposition surge seems also confirmed by the studies of Bauer et al. (2006) and Verbiscer et al. (2007) which demonstrate that the classification of the opposition surge of the Saturnian outermost and innermost Saturnian satellites respectively is a function of the distance from Saturn.
A more revelant study should be the comparison of rings with "ringmoons" or small satellites which are in the vicinity of the rings. Several examples of such a ring/ringmoon system are present in each giant planet environment :

- ❶ for Jupiter : Metis and Adrastea with the main ring (Showalter et al. 1987), Amalthea and Thebe with the Gossamer ring (Burns et al. 1999) ;
- ❷ for Saturn : Pan, Dapnhis and Atlas with the outer A ring (Smith et al. 1981, Spitale et al. 2006), Prometheus and Pandora with the F ring (Smith et al. 1981), the case of the E ring with Enceladus studied here semms to show a correlation ;
- ❸ for Uranus : Cordelia and Ophelia with the ϵ ring (French and Nicholson 1995) ;
- ❹ for Neptune : Galatea with the Adams ring (Porco 1991).

Unfortunately, opposition phase curves of these small satellites (<50 km) are not availiable beacuse they require fine spatial resolution.

Finally, we must insist on the fact that the clustering of ecosystemic objects and the apparent coherent clumping are not a consequence of any observational bias. Indeed, as referred in the table 4, the phase functions of each group of satellites did not came from a single observation. Also, sets of data taken at different epochs with different instruments give for the same objects similar results. This is the case for example for the present Cassini results which are consistent with the results of Franklin and Cook (1965) and a similar trend was noticed for the rings of Uranus, observed by Herbst et al. (1987) and Karkoschka (2001), and for the satellites of Uranus, for which we use the phase curves of Buratti et al. (1992) and Karkoschka (2001), see table 4. This is why it seems clear that the morphology of the surge, as studied in the (A, HWHM) space, is a pure environmental effect and then the spatial distribution of atmosphereless objects in the (A, HWHM) space is linked to the notion of endogenically modified surface regolith.

3.2.2. Behavior of the linear part

We turn now to the case of the slope S as a function of the single scattering albedo ϖ_0 for some rings (figure 10a) and satellites (figure 10b) of the Solar System. As French et al. (2007) derive the single scattering albedo for 3 regions in the A, B, C rings, which we did not do for our 211 ring features, we have re-processed the data from French et al. (2007), and keep their values of ϖ_0. The value of ϖ_0 is generally computed with phase curves with the larger coverage of α as possible (0 to 180 degrees), that's why we did not compute directly the single scattering albedo with the phase curves presented in this paper. Thus, references of phase curves and ϖ_0 are not systematically the same. However, for the specific case of the Jovian rings and the E ring of Saturn, we have re-processed the full phase curves of Throop et al. (2004) and Showalter et al. (1991) for which the computation of ϖ_0 was missing and computed the single scattering

albedo with a Henyey-Greenstein function with two terms (Henyey and Greenstein 1941).
In this figure, rings and satellites of the Solar System have different values of their slope as function of their albedo, and a slight increase for S with increasing ϖ_0 is noticed. For the rings (figure 10a), it seems that a good correlation appears between S and the albedo, that may be roughly fitted by a function like $S \sim 0.001 + 0.02 \cdot \varpi_0^2$. A similar fit works as well for icy and non icy bodies (the Moon, Saturnian and Uranian satellites are not far from the dashed line in figure 10b). This fit to the points could be $S \sim 0.001 + 0.01 \cdot \varpi_0^2$. However, three objects fall far from this curve : Europa, Ganymede and Io. This correlation is suggestive that multiple-scattering maybe a strong element at play in the regime of self-shadowing (beyond $\sim 1^o$ of phase angle), in qualitative agreement with Kawata and Irvine (1974).

These two singular behaviors for the surge and the linear part seems to be the strongest trends of the opposition effect in satellites and rings of the Solar System and the use of more sophisticated models is needed to understand them.

4. Discussion

We showed in the previous section that each of the three morphological parameters of the phase functions had a specific behavior according to the optical depth and the single scattering albedo. It seems necessary to connect these behaviors to the two known physical mechanisms of the opposition effect.
The first characteristic of the opposition effect it that it occurs at low phase angle and acts on the multiple scattered light in the regolith on the surface of the particles : the underlying phenomenon is the coherent backscattering effect. The coherent-backscattering effect increases in brightness by almost a factor two, while using grains size smaller than the wavelength of the incident light (Mishchenko and Dlugach 1992b, Shkuratov *et al.* 1999). In contrast, the second phenomenon of the opposition effect, the shadow-hiding effect, is known to produce a wide peak from 0 to 2 degrees, and to decrease the brightness up to 20 degrees (Seeliger 1876, Hapke 1986).

The combination of the two effects at very low phase angle is still a matter of debate and today two theories disagree in order to explain the peak of the opposition. The theory of Mishchenko and Dlugach (1992a,b) assumes that the peak is a pure backscattering-effect whereas the theory of Hapke (2002) shows that the peak results from a coupling of coherent-backscattering and shadow hiding at low phase angles. This coupling should be due to the fact that the coherent-backscattering could act on both multiple and single scattered light whereas the shadow hiding is a single scattered light effect. Thus, using the theory of Hapke (2002), it does not seem to be possible to ascribe the morphological parameters of the peak (A and HWHM) solely to the coherent-backscattering.

However, the mechanism of the coherent backscattering effect is common to Mishchenko and Dlugach (1992a,b) and Hapke (2002). The width due to the coherent backscattering effect should depend on several parameters such as the grain size, the imaginary index of refraction and the packing density of the regolith.
No general modeling has yet attempted to reproduce the amplitude of the surge by combining the coherent-backscattering and the shadow hiding effects. With the models of Shkuratov

et al. (1999) and Mishchenko and Dlugach (1992a), an estimation is possible but only refers to the coherent-backscattering enhancement. For example, from the Shkuratov *et al.* (1999) theory, Poulet *et al.* (2002) derive the following expression for the amplitude of the surge : $A \sim 1 + e^{-d/L}/2$ where d is the effective radius of grains and L is the free mean path of photons in the regolithic medium. It turns out that the amplitude could not be greater than 1.5, which contradicts our morphological results. This variation might be due to the shadow-hiding effect which is not taken into account in this computation of the amplitude.

Thus A and HWHM of the surge could include the combined effect of coherent-backscattering effect and the shadow-hiding effect, whereas the slope S of the linear part seems to be only due to the shadow-hiding effect: the interferences caused by coherent-backscattering effect seem not to be very significant at larger phase angles (Mishchenko et al. 2006 and Hapke 2002) This means the shadow-hiding light iss not affected by the coherent-backscattering. S should depend on the particle filling factor D and the vertical extension of the layer of particles, according to several models of shadowing (Irvine 1966, Kawata and Irvine 1974, Esposito 1979, Hapke 2002). But the microscopic and/or macroscopic roughness of the medium should be also taken into account, as underlined by Hapke (1984,1986), Shkuratov *et al.* (1999) and Shepard and Helfenstein (2007) and then increase the number of physical parameters on which S depends.

The goal of this first paper was not to derive directly the physical properties obtained from the models. First, because there is a large set of models and it seemed more convenient to separate the morphological models to the more physical and sophisticated ones. Second because the broadband filter data set used here is not appropriate for a majority of physical models which need a fine spectral resolution. Consequently, more investigations will be provided for this purpose by using color phase curves in the second paper.

5. Conclusion

The present study, thanks to the quality of its data (radial and angular resolution), allows us to highlight several observational facts never reported in the history of the observation of the opposition effect in the Solar System.

The slope, the HWHM and the amplitude of the rings' opposition phase curves are clearly corelated with the optical depth of the rings (figure 6). Whereas a physical description of such a dependance would need a full new physical model, we provide here some arguments explaining how the optical depth may indeed influence these three parameters. The optical depth is both a measure of :

❶ the local volume density of material, and

❷ the local collisional activity

Indeed, basic analytical computation shows that the the volume density of ring particle is proportional to τ/H (with τ standing for the optical depth and H standing for the vertical height of the rings). So one may expect regions of higher optical depth to have a much higher volume density of particles. This is also in agreement with local simulation of ring dynamics (Wisdom and Tremaine 1988), that shows that the vertical width of material increases with decrease optical depth, because of the lower efficiency of collisional damping. So one may expext the volume

density of particles to be an increasing function of the optical depth. In the case the slope of the phase function for phase angles >1° is mainly determined by the effect of shadow hiding, one would expect this slope to vanish (i.e. no shadow hiding) as the volume density tends to 0 (see Kawata and Irvine 1974), corresponding to low optical depth regions. Conversely, regions of high optical depth, i.e with large volume density, may have a steep phase function due to shadow hiding in high volume density regions. This seems qualitatively in agreement with observations (see figure 6) where we see that the slope is steep at high optical depth and much shallower at small optical depth. So the shadow hiding in regions of different optical depth may explain the observations. We now turn to the case of the HWHM and the amplitude.Wherease there is still a debate on what determine their value (Mishchenko and Dlugach 1992ab, Shkuratov 1999, Hapke 2002), authors agree to link them the coherent-backscatering process, which may be controled by the regolith at the surface of ring particles (Poulet et al. 2002).Like for planetary surfaces, the regolith is expected to be the result of fracturation and erosional processes at the surface of the ring-particles, due (in particular) to the on-going collisional activity inside rings. Numerical studies of the dynamics of the ring-particles have shown that the optical depth is a key parameter controling the collisional activity of rings. On the one hand, the number of collisions per orbit per perticle is proportional to τ (in the regime of low optical depth , see Wisdom and Tremaine 1988), on the other hand, the random velocity in a ring of thickness H is about $H \times \Omega$ (with Ω standing for the local keplerian freqency). Since H is a decreasig function of τ, thus impact velocities are lower in regions of high optical depth. In short, particles in low-optical depth regions may suffer rare but violent collisions, conversely, in high-optical depth regions particles suffer frequent but gentle collisions. This may explain qualitatively why the HWHM and amplitude have different behaviour in the data (figures 6 and 9). However,impact velocities has a lower bound $\sim 2r \times \Omega$ (with r standing for the particle's radius) due to the keplerian shear across the diameter of a particle. This "shear dominated limit" is reached when the optical depth is high, typically for τ>1. In such high density regime the dynamics of collisions is entirely controled by the keplerian shear rather than by the random impact velocities. This may qualitatively explain why values of HWHM and Amplitude seem constant for τ>1 : in this regime, the collisional activity beeing about independant of optical depth, the physical properties of the regolith may be about constant which is indeed observed In conclusion, in the absence of self-consistent physical model of the opposition effect, these qualitative arguments show that their are good reasons to believe that the optical depth is a key factor determining the opposition effect in the ring through two different mechanisms :

- ❶ the optical depth (which is a measure of volume density) may influence the slope, assuming that shadow hiding is active for at phase angles > 1°
- ❷ the optical depth may controls the HWHM and amplitude (at phase angles <1°) if the structure of the regolith is influence by the collisional activity.

Finally, we note that these previous arguments strenghten the conclusions drawn in section 3.2 saying that environemantal effects are maybe the key element determining the opposition effect as the optical depth is a direct measure of the collisional and dynamical activity in the surroundng of particles.

This present study concerns only the morphology of the phase curve for a variety of distinct features in the solar system but without concerning with the wavelength-dependence of each phase curves. The second paper will focus on the optical wavelength-dependent variations within

805 the phase curves by using several models of coherent-backscattering and shadow hiding effects
806 coupled or not.

The authors would like to thank F. Poulet, C. Ferrari and S. Rodriguez for useful comments that improved the quality of the paper. This work was supported by the Conseil Régional de la Martinique.

REFERENCES

Anderson, P. W. 1958. Absence of Diffusion in Certain Random Lattices. Physical Review 109,1492-1505.

Bauer, J. M., Grav, T., Buratti, B. J., & Hicks, M. D. 2006. The phase curve survey of the irregular saturnian satellites: A possible method of physical classification. Icarus, 184, 181-197

Belskaya, I. N., Ortiz, J. L., Rousselot, P., Ivanova, V., Borisov, G., Shevchenko, V. G., Peixinho, N. 2006. Low phase angle effects in photometry of trans-neptunian objects: 20000 Varuna and 19308 (1996 TO_{66}). Icarus 184, 277-284.

Belskaya, I. N., & Shevchenko, V. G. 2000. Opposition Effect of Asteroids. Icarus, 147, 94

Belskaya, I. N., Shevchenko, V. G., Kiselev, N. N., Krugly, Y. N., Shakhovskoy, N. M., Efimov, Y. S., Gaftonyuk, N. M., Cellino, A., Gil-Hutton, R. 2003. Opposition polarimetry and photometry of S- and E-type asteroids. Icarus 166, 276-284.

Belskaya, I. N., Ortiz, J. L., Rousselot, P., Ivanova, V., Borisov, G., Shevchenko, V. G., & Peixinho, N. 2006. Low phase angle effects in photometry of trans-neptunian objects: 20000 Varuna and 19308 (1996 TO66). Icarus, 184, 277

Blanco, C., & Catalano, S. 1974. On the photometric variations of the Saturn and Jupiter satellites. A&A, 33, 105

Bobrov, M., S., In surfaces and Interiors of Planets and Satellites, edited by A. Dollfus (Academic, New York)

Burns, J. A., Showalter, M. R., Hamilton, D. P., Nicholson, P. D., de Pater, I., Ockert-Bell, M. E., & Thomas, P. C. 1999. The Formation of Jupiter's Faint Rings. Science, 284, 1146

Buratti, B. J., et al. 1991. Triton's surface properties - A preliminary analysis from ground-based, Voyager photopolarimeter subsystem, and laboratory measurement. J. Geophys. Res., 96, 19197

Buratti, B. J., Gibson, J., & Mosher, J. A. 1992. CCD photometry of the Uranian satellites. AJ, 104, 1618-1622

Buratti, B. J., Hillier, J. K., & Wang, M. 1996. The Lunar Opposition Surge: Observations by Clementine. Icarus, 124, 490

Brown, M. E., Koresko, C. D., & Blake, G. A. 1998. Detection of Water Ice on Nereid. ApJ, 508, L175

Chandrasekhar, S. 1960. Radiative transfer. New York: Dover, 1960

Cooke, M. L. 1991.Saturn's rings: Photometric studies of the C Ring and radial variation in the Keeler Gap. Ph.D. Thesis

Corey, R., Kissner, M., Saulnier, P. 1995. Coherent backscattering of light. American Journal of Physics 63, 560-564.

Cruikshank, D. P. 1980. Near-infrared studies of the satellites of Saturn and Uranus. Icarus, 41, 246

Cuzzi, J. N., & Estrada, P. R. 1998. Compositional Evolution of Saturn's Rings Due to Meteoroid Bombardment. Icarus, 132, 1

Cuzzi, J. N., French, R. G., & Dones, L. 2002. HST Multicolor (255-1042 nm) Photometry of Saturn's Main Rings I: Radial Profiles, Phase and Opening Angle Variations, and Regional Spectra. Icarus, 158, 199-223

de Pater, I., et al. 2005. The dynamic neptunian ring arcs: evidence for a gradual disappearance of Liberté and resonant jump of courage. Icarus, 174, 263

Dollfus, A. 1996. Saturn's Rings: Optical Reflectance Polarimetry. Icarus, 124, 237

Domingue, D. L., Lockwood, G. W., & Thompson, D. T. 1995. Surface textural properties of icy satellites: A comparison between Europa and Rhea. Icarus, 115, 228

Domingue, D., & Verbiscer, A. 1997. Re-Analysis of the Solar Phase Curves of the Icy Galilean Satellites. Icarus, 128, 49

Dones, H. C. J. 1987. Dynamical and photometric studies of Saturn's rings. Ph.D. Thesis

Dones, L., Cuzzi, J. N., & Showalter, M. R. 1993.Voyager Photometry of Saturn's A Ring. Icarus, 105, 184

Doyle, L. R., Dones, L., & Cuzzi, J. N. 1989. Radiative transfer modeling of Saturn's outer B ring. Icarus, 80, 104

Esposito, L. W., Lumme, K., Benton, W. D., Martin, L. J., Ferguson, H. M., Thompson, D. T., & Jones, S. E. 1979. International planetary patrol observations of Saturn's rings. II - Four color phase curves and their analysis. AJ, 84, 1408

Esposito, L. W. 1979. Extensions to the classical calculation of the effect of mutual shadowing in diffuse reflection. Icarus. 39. 69-80

Esposito, L. W., Cuzzi, J. N., Holberg, J. B., Marouf, E. A., Tyler, G. L., & Porco, C. C. 1984. Saturn's rings - Structure, dynamics, and particle properties. Saturn, 463

Esposito, L. W., Harris, C. C., & Simmons, K. E. 1987. Features in Saturn's rings. ApJS, 63, 749

Ferrari, C. 1992. Variations azimutales de brillance des anneaux planetaires. Ph.D. Thesis, Universite Paris XII Orsay

Ferrari, C., & Brahic, A. 1994. Azimuthal brightness asymmetries in planetary rings. 1: Neptune's arcs and narrow rings. Icarus, 111, 193

Flynn, B. C., & Cuzzi, J. N. 1989. Regular structure in the inner Cassini Division of Saturn's rings. Icarus, 82, 180

Foryta, D. W., & Sicardy, B. 1996. The Dynamics of the Neptunian ADAMS Ring's Arcs. Icarus, 123, 129

Franklin, F. A., & Cook, A. F., II 1958. Note on the nature of Saturn's rings. AJ, 63, 398

Franklin, F. A., & Cook, F. A. 1965. Optical properties of Saturn's rings. II. Two-color phase curves of the 2 bright rings. AJ, 70, 704

Franklin, F. A., & Cook, A. F. 1974. Photometry of Saturn's satellites - The opposition effect of Iapetus at maximum light and the variability of Titan. Icarus, 23, 355-362

French, R. G., Dones, L., Salo, H., McGhee, C. A., & Verbiscer, A. 2005. HST Observations of the Opposition Effect in Saturn's Rings. Bulletin of the American Astronomical Society, 37, 772

French, R. G., Verbiscer, A., Salo, H., McGhee, C. A., & Dones, L. 2005. Saturn's rings at true opposition. Icarus, submitted

French, R. G., & Nicholson, P. D. 1995. Edge waves and librations in the Uranus epsilon ring. Bulletin of the American Astronomical Society, 27, 857

Hapke, B. 1984. Bidirectional reflectance spectroscopy. III - Correction for macroscopic roughness. Icarus, 59, 41

Hapke, B. 1986. Bidirectional reflectance spectroscopy. IV - The extinction coefficient and the opposition effect. Icarus, 67, 264

Hapke, B. 1990. Coherent backscatter and the radar characteristics of outer planet satellites. Icarus, 88, 407

Hapke, B. 1993. Theory of reflectance and emittance spectroscopy. Topics in Remote Sensing, Cambridge, UK: Cambridge University Press, |c1993

Hapke, B., Nelson, R., & Smythe, W. 1998. The Opposition Effect of the Moon: Coherent Backscatter and Shadow Hiding. Icarus, 133, 89

Hapke, B. 2002. Bidirectional Reflectance Spectroscopy V- The Coherent Backscatter Opposition Effect and Anisotropic Scattering. Icarus, 157, 523

Harris, A. W., et al. 1989. Phase relations of high albedo asteroids - The unusual opposition brightening of 44 Nysa and 64 Angelina. Icarus, 81, 365

Harris, A. W., et al. 1989. Photoelectric observations of asteroids 3, 24, 60, 261, and 863. Icarus, 77, 171

Hedman M. M., Burns J. A., Showalter M. R., Porco C. C., Nicholson P. D., Bosh A. S., Tiscareno M. S., Brown R. H., Buratti B. J., Baines K. H. and Clark R. 2007. Saturn's dynamic D ring. Icarus in press.

Helfenstein, P., & Veverka, J. 1987. Photometric properties of lunar terrains derived from Hapke's equation. Icarus, 72, 342

Helfenstein, P.,Veverka, J., Hillier, J. 1997. The Lunar Opposition Effect: A Test of Alternative Models. Icarus 128, 2-14.

Henyey, G., Greenstein, J. 1941. Diffuse radiation in the galaxy. ApJ. 93,70-83

Herbst, T. M., Skrutskie, M. F., & Nicholson, P. D. 1987. The near-infrared phase curve of the Uranian rings. Icarus, 71, 103

Herkenhoff, K. E., & Stevenson, D. J. 1984. Formation of Saturn's E-Ring by Evaporation of Liquid from the Surface of Enceladus. Lunar and Planetary Institute Conference Abstracts, 15, 361

Holberg, J. B., Forrester, W. T., & Lissauer, J. J. 1982. Identification of resonance features within the rings of Saturn. Nature, 297, 115

Irvine, W. M. 1966. The shadowing effect in diffuse reflection. J. Geophys. Res., 71, 2931

Irvine, W. M., Muinonen, K., & Lumme, K. 1988. Is the Mutual Shadowing Explanation for the Opposition Effect of Saturn's Rings Still Valid? BAAS, 20, 853

John, S. 1991. Localization of light. Physics Today 44, 32-40.

Kaasalainen, S., Muinonen, K., & Piironen, J. 2001. Comparative study on opposition effect of icy solar system objects. Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 70, 529

Kaasalainen, S. 2003. Laboratory photometry of planetary regolith analogs. I. Effects of grain and packing properties on opposition effect. Astronomy and Astrophysics 409, 765-769.

Karkoschka, E. 2001. Comprehensive Photometry of the Rings and 16 Satellites of Uranus with the Hubble Space Telescope. Icarus, 151, 51-68

Kawata, Y., & Irvine, W. M. 1974. Models of Saturn's rings which satisfy the optical observations. IAU Symp. 65: Exploration of the Planetary System, 65, 441

Kramer, B., MacKinnon, A. 1993. Localization: Theory and Experiment. Reports on Progress in Physics 56, 1469-1564.

Kuga, Y., Ishimaru, A. 1984. Retroreflectance from a dense distribution of spherical particles. Journal of the Optical Society of America A 1, 831-835.

Lagendijk, A., van Tiggelen, B. A. 1996. Resonant multiple scattering of light. Physics Reports 270, 143-215.

Lee, P., Helfenstein, P., Veverka, J., & McCarthy, D. 1992. Anomalous-scattering region on Triton. Icarus, 99, 82

Lumme, K., & Bowell, E. 1981. Radiative transfer in the surfaces of atmosphereless bodies. I - Theory. AJ, 86, 1694

Lumme, K., & Bowell, E. 1981. Radiative transfer in the surfaces of atmosphereless bodies. II. Interpretation. AJ, 86, 1705

Lumme, K., & Irvine, W. M. 1976. Photometry of Saturn's rings. AJ, 81, 865

Lumme, K., Irvine, W. M., & Esposito, L. W. 1983. Theoretical interpretation of the ground-based photometry of Saturn's B ring. Icarus, 53, 174

Lumme, K., Muinonen, K., Peltoniemi, J., Karttunen, H., & Bowell, E. 1987. A Possible Explanation for Anomalously Sharp Opposition Effects. BAAS, 19, 850

Lyot, B. 1929. Recherches sur la polarisation de la lumiere des planetes et de quelques substances terrestres. Annales de l'Observatoire de Paris de l'annee 1929. Vol. VIII Num. 1

McCord, T. B., et al. 2004. Cassini VIMS observations of the Galilean satellites including the VIMS calibration procedure. Icarus, 172, 104

McEwen, A. S., Soderblom, L. A., Johnson, T. V., & Matson, D. L. 1988. The global distribution, Abundance, and Stability of SO_2 on Io. Icarus, 75, 450-478

Millis, R. L., & Thompson, D. T. 1975. UBV photometry of the Galilean satellites. Icarus, 26, 408

Minnaert, M. 1961. Photometry of the Moon. Planets and Satellites, 213

Mishchenko, M. I., & Dlugach, Z. M. 1992. The amplitude of the opposition effect due to weak localization of photons in discrete disordered media. Ap&SS, 189, 151

Mishchenko, M. I., & Dlugach, Z. M. 1992. Can weak localization of photons explain the opposition effect of Saturn's rings? MNRAS, 254, 15P

Mishchenko, M. I., & Dlugach, J. M. 1993. Coherent backscatter and the opposition effect for E-type asteroids. Planet. Space Sci., 41, 173

Mishchenko, M. I. 1993. On the nature of the polarization opposition effect exhibited by Saturn's rings. ApJ, 411, 351

Mishchenko, M. I., Cairns, B., Chowdhary, J., Geogdzhayev, I. V., Liu, L., & Travis, L. D. 2005. Remote sensing of terrestrial tropospheric aerosols from aircraft and satellites. Journal of Physics Conference Series, 6, 73

Mishchenko, M. I., Rosenbush, V. K., & Kiselev, N. N. 2006. Weak localization of electromagnetic waves and opposition phenomena exhibited by high-albedo atmosphereless solar system objects. Appl. Opt., 45, 4459

Müller, G. 1885. Resultate aus Helligkeitsmessungen des Planeten Saturn. Astronomische Nachrichten, 110, 225

Muller, G. 1893. Helligkeitsbestimmungen der grossen Planeten und einiger Asteroiden. Publikationen des Astrophysikalischen Observatoriums zu Potsdam, 30, 198

Morrison, D., Morrison, N. D., & Lazarewicz, A. R. 1974. Four-color photometry of the Galilean satellites. Icarus, 23, 399

Näränen, J., Kaasalainen, S., Peltoniemi, J., Heikkilä, S., Granvik, M., Saarinen, V. 2004. Laboratory photometry of planetary regolith analogs. II. Surface roughness and extremes of packing density. Astronomy and Astrophysics 426, 1103-1109.

Nelson, R. M., Hapke, B. W., Smythe, W. D., & Spilker, L. J. 2000. The Opposition Effect in Simulated Planetary Regoliths. Reflectance and Circular Polarization Ratio Change at Small Phase Angle. Icarus, 147, 545

Nicholson, P. D., Cooke, M. L., & Pelton, E. 1990. An absolute radius scale for Saturn's rings. AJ, 100, 1339

Noland, M., et al. 1974. Six-color photometry of Iapetus, Titan, Rhea, Dione and Tethys. Icarus, 23, 334-354

Ostro S. J. , et al. 2006. Cassini RADAR observations of Enceladus, Tethys, Dione, Rhea, Iapetus, Hyperion, and Phoebe. Icarus, 183, 479-490

Pang, K. D., Voge, C. C., Rhoads, J. W., & Ajello, J. M. 1983. Saturn's E-Ring and Satellite Enceladus. Lunar and Planetary Institute Conference Abstracts, 14, 592

Pang, K. D., Voge, C. C., & Rhoads, J. W. 1984. Macrostructure and microphysics of Saturn's E-ring. CNES Planetary Rings p 607-613 (SEE N85-26473 15-91), 607

Pollack, J. B. 1975. The rings of Saturn. Space Science Reviews, 18, 3

Porco, C.C. 1991. An Explanation for Neptune's Ring Arcs. Science 253, 995-1001.

Porco, C. C., Pantazopoulou, M. J., Richardson, D., Quinn, T., & Kehoe, T. J. J. 1999. Light Scattering in Planetary Rings: the Nature of Saturn's Particle Disk. AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts, 31, #44.03

Porco, C. C., et al. 2004. Cassini Imaging Science: Instrument Characteristics And Anticipated Scientific : Investigations At Saturn. Space Science Reviews, 115, 363

Porco, C. C., et al. 2006. Cassini Observes the Active South Pole of Enceladus. Science, 311, 1393

Porco, C.C., Weiss., J., Richardson, D.C., Dones, L., Quinn, T., Throop, H. 2007. Light Scattering in Saturn's Rings I: Basic Formulation, Ring Thickness, and the A Ring Azimuthal Asymmetry. Submitted to Aston. J.

Poulet, F., Cuzzi, J. N., French, R. G., & Dones, L. 2002. A Study of Saturn's Ring Phase Curves from HST Observations. Icarus, 158, 224

Poulet, F., & Cuzzi, J. N. 2002. The Composition of Saturn's Rings. Icarus, 160, 350

Prentice, A. J. R. 1990. Neptune's Triton - A moon rich in dry ice and carbon? Proceedings of the Astronomical Society of Australia, 8, 364

Rabinowitz, D. L., Schaefer, B. E., Tourtellotte, S. W. 2007. The Diverse Solar Phase Curves of Distant Icy Bodies. I. Photometric Observations of 18 Trans-Neptunian Objects, 7 Centaurs, and Nereid. Astronomical Journal 133, 26-43.

Richardson, D. C. 1994. Tree Code Simulations of Planetary Rings. MNRAS, 269, 493

Rosenbush, V., Kiselev, N., Avramchuk, V. 2006. Similarity and diversity in photometric and polarimetric opposition effects of small Solar System bodies. Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer 100, 325-339.

Salo, H. 1992. Gravitational wakes in Saturn's rings. Nature, 359, 619

Salo, H. 1995. Simulations of dense planetary rings. III. Self-gravitating identical particles. Icarus, 117, 287

Salo, H., French, R. G., McGhee, C., & Dones, L. 2005. Photometric modeling of Saturn ring's opposition effect: extracting the mutual shadowing contribution from HST observations. Bulletin of the American Astronomical Society, 37, 772

Salo, H., & Karjalainen, R. 2003. Photometric modeling of Saturn's rings I. Monte Carlo method and the effect of nonzero volume filling factor. Icarus, 164, 428

Schaefer, B. E., & Tourtellotte, S. W. 2001. Photometric Light Curve for Nereid in 1998: A Prominent Opposition Surge. Icarus, 151, 112

Seeliger, H. 1884. Zur Photometrie des Saturnringes. Astronomische Nachrichten, 109, 305

Seeliger, H. 1887. Zur Theorie der Beleuchtung der grossen Planeten inbesondere des Saturn. Abhandl. Bayer. Akad. Wiss. Math.-Naturvw. KLII, 16, 405-516

Shepard, M. K., and P. Helfenstein. 2007. A test of the Hapke photometric model. J. Geophys. Res., 112, E03001

Shkuratov, Y. G., Kreslavsky, M. A., Ovcharenko, A. A., Stankevich, D. G., Zubko, E. S., Pieters, C., Arnold, G. 1999. Opposition Effect from Clementine Data and Mechanisms of Backscatter. Icarus 141, 132-155.

Shkuratov, Y. G., & Helfenstein, P. 2001. The Opposition Effect and the Quasi-fractal Structure of Regolith: I. Theory. Icarus, 152, 96

Showalter, M. R., Burns, J. A., Cuzzi, J. N., & Pollack, J. B. 1987. Jupiter's ring system - New results on structure and particle properties. Icarus, 69, 458

Showalter, M. R., Pollack, J. B., Ockert, M. E., Doyle, L. R., & Dalton, J. B. 1992. A photometric study of Saturn's F Ring. Icarus, 100, 394

Showalter, M. R., Cuzzi, J. N., & Larson, S. M. 1991. Structure and particle properties of Saturn's E Ring. Icarus, 94, 451

Simonelli, D. P., Buratti, B. J. 2004. Europa's opposition surge in the near-infrared: interpreting disk-integrated observations by Cassini VIMS. Icarus 172, 149-162.

Smith, B. A., et al. 1981. Encounter with Saturn - Voyager 1 imaging science results. Science, 212, 163

Spitale, J. N., Jacobson, R. A., Porco, C. C., & Owen, W. M., Jr. 2006. The Orbits of Saturn's Small Satellites Derived from Combined Historic and Cassini Imaging Observations. AJ, 132, 692

Thomas, P., Veverka, J., & Helfenstein, P. 1991. Voyager observations of Nereid. J. Geophys. Res., 96, 19253

Thompson, D. T., & Lockwood, G. W. 1992. Photoelectric photometry of Europa and Callisto 1976-1991. J. Geophys. Res., 97, 14761

Throop, H. B., Porco, C. C., West, R. A., Burns, J. A., Showalter, M. R., & Nicholson, P. D. 2004. The jovian rings: new results derived from Cassini, Galileo, Voyager, and Earth-based observations. Icarus, 172, 59-77

van de Hulst, H. C. 1957, Light Scattering by Small Particles. New York: John Wiley Sons, 1957

van Rossum, M. C. W., Nieuwenhuizen, T. M. 1999. Multiple scattering of classical waves: microscopy, mesoscopy, and diffusion. Reviews of Modern Physics 71, 313-371.

Verbiscer, A. J., & Veverka, J. 1989. Albedo dichotomy of RHEA - Hapke analysis of Voyager photometry. Icarus, 82, 336-353

Verbiscer, A. J., & Veverka, J. 1990. Scattering properties of natural snow and frost - Comparison with icy satellite photometry. Icarus, 88, 418

Verbiscer, A. J.,French, R. G., McGhee, C. A. 2005. The opposition surge of Enceladus: HST observations 338-1022 nm. Icarus 173, 66-83.

Verbiscer, A., French, R., Showalter, M., Helfenstein, P. 2007. Enceladus: Cosmic Graffiti Artist Caught in the Act. Science 315, 815.

Veverka, J. 1977. Photometry of satellite surfaces. IAU Colloq. 28: Planetary Satellites, 171

Veverka, J. 1977. Polarimetry of satellite surfaces. IAU Colloq. 28: Planetary Satellites, 210

Whitaker, E. 1969. An Investigation of the lunar Heiligenschein. In Analysis of Apollo 8 Photography and Visual Observations, NASA SP-201, pp. 38Ű39.

Wisdom, J., Tremaine, S. 1988. Local simulations of planetary rings. Astron. J. 95, 925Ű940.

This preprint was prepared with the AAS LaTeX macros v5.2.

Table 1: Main observational parameters of each sequence of images for each geometry of observation (i=arccos(μ) and ϵ=arccos(μ_0))

date	Nb im	i (deg)	ϵ (deg)	radial res. (km.pix^{-1})	azimuthal res. (km.pix^{-1})	$\alpha_{\min}$ (deg)	$\alpha_{\max}$ (deg)	t_{expos} (ms)
7 June 2005	12	111.46	111.90	44.03	115.09	0.001	2.5,4,10	5,10
26 June 2005	66	111.26	111.33	30.12	70.03	0.001	2.5	10
23 July 2006	48	73.14	73.44	13.35	40.67	0.001	2.5,10,25	10,20

Table 2: Outputs of Kaasalainen model for typical CLEAR phase curves representing each ring types of each main ring.

Rad. (km)	τ_{PPS}	Ring type	a_0	a_1	$\mathrm{f}_{\varpi_0 P \rightarrow \mathrm{I/F}}$
73271.7	0.005	ringlet	2.023	-0.6457	0.0000
74814.7	0.028	0phase	1.528	-0.3116	0.0225
74996.2	0.058	bright	1.105	-0.2097	0.0223
75356.9	0.027	inner	1.331	-0.2857	0.1255
75439.2	0.032	0phase	1.237	-0.2671	0.1250
75665.0	0.032	inner	1.072	-0.2535	0.1232
76057.1	0.070	0phase	1.218	-0.2077	0.1251
76199.8	0.132	bright	1.128	-0.1899	0.1255
76671.2	0.031	inner	1.188	-0.2561	0.1253
76699.6	0.031	0phase	1.222	-0.2550	0.1248
77075.4	0.119	bright	1.263	-0.2106	0.0643
77312.6	0.075	0phase	1.251	-0.2116	0.0717
77862.3	0.731	ringlet	0.568	-0.1074	0.0488
77938.8	0.054	0phase	1.640	-0.2805	0.0553
78273.0	0.079	background	1.242	-0.2130	0.0501
78600.8	0.071	0phase	1.135	-0.1938	0.0575
78889.1	0.074	background	1.182	-0.2030	0.0545
79208.0	0.239	0phase	0.853	-0.1371	0.0237
79238.2	0.331	bright	0.807	-0.1237	0.0310
79832.9	0.089	0phase	1.272	-0.2057	0.0252
79956.9	0.096	background	1.217	-0.1985	0.1189
80467.7	0.102	0phase	1.175	-0.1876	0.1233
80757.8	0.109	background	1.213	-0.1962	0.1259
81108.5	0.094	0phase	1.238	-0.1962	0.1248
81661.4	0.117	background	1.186	-0.1845	0.0466
81742.9	0.119	0phase	1.198	-0.1854	0.0467
82031.0	0.202	bright	0.969	-0.1540	0.0539
82371.1	0.094	0phase	1.255	-0.1946	0.0587
82914.0	0.133	background	1.242	-0.1907	0.0621
82993.2	0.124	0phase	1.300	-0.1983	0.0669
83610.9	0.088	0phase	1.248	-0.1895	0.0555
84125.6	0.102	background	1.352	-0.2052	0.0557
84242.6	0.102	0phase	1.345	-0.2016	0.0443
84844.4	0.425	bright	1.707	-0.2325	0.0418
84875.8	0.448	0phase	1.661	-0.2281	0.0304
85234.6	0.099	background	1.290	-0.1953	0.0432
85498.8	0.076	0phase	1.507	-0.2223	0.1256
85706.9	0.256	bright	1.335	-0.1978	0.1254
85953.3	0.227	bright	1.098	-0.1625	0.1252
86129.6	0.072	0phase	1.560	-0.2247	0.1245
86158.7	0.075	background	1.506	-0.2179	0.1249
86503.2	0.396	bright	1.853	-0.2430	0.1250
86746.3	0.051	0phase	1.503	-0.2146	0.0826

table continues on next page...

Rad. (km)	$\tau_{\rm PPS}$	Ring type	a_0	a_1	$f_{\varpi_0 P \rightarrow I/F}$
86877.4	0.066	background	1.404	-0.1984	0.0522
87189.3	0.153	bright	0.892	-0.1213	0.0430
87312.8	0.163	bright	1.019	-0.1440	0.1140
87382.5	0.004	0phase	11.71	-1.7822	0.1161
87506.6	1.011	ringlet	0.645	-0.0566	0.1163
88006.4	0.049	0phase	1.819	-0.2382	0.1224
88451.6	0.239	bright	1.869	-0.2257	0.1241
88608.6	0.066	0phase	2.507	-0.3262	0.1221
88725.6	0.156	ringlet	1.087	-0.1390	0.1223
89233.7	0.248	bright	1.695	-0.2038	0.1221
89234.5	0.248	0phase	1.693	-0.2049	0.1230
89547.1	0.045	background	1.995	-0.2505	0.1232
89851.1	0.307	bright	1.970	-0.2265	0.1233
89865.1	0.324	0phase	1.983	-0.2305	0.0384
90019.4	0.073	background	2.361	-0.2384	0.0687
90163.1	0.713	ringlet	1.373	-0.1719	0.0633
90496.0	0.355	0phase	2.262	-0.2382	0.1143
90509.7	0.355	bright	2.310	-0.2514	0.0895
90685.9	0.076	outer	2.454	-0.2532	0.1144
90929.2	0.099	outer	1.981	-0.2161	0.0985
91116.7	0.103	0phase	2.250	-0.2447	0.0996
91237.3	0.137	outer	2.060	-0.2253	0.1128
91751.5	0.174	0phase	2.243	-0.2406	0.0923
91788.6	0.170	outer	2.276	-0.2447	0.0857
92352.6	1.857	0phase	3.543	-0.3651	0.0934
92390.9	1.629	bright	3.548	-0.3668	0.0952
92999.9	1.252	0phase	3.460	-0.3477	0.1043
93612.1	0.869	0phase	3.195	-0.3249	0.1088
93781.3	1.359	inner	3.398	-0.3418	0.1254
94201.6	0.935	inner	3.377	-0.3479	0.1256
94241.6	1.145	0phase	3.374	-0.3431	0.1256
94751.3	0.706	inner	3.010	-0.3528	0.1253
94875.2	0.725	0phase	3.003	-0.3557	0.1249
95107.0	0.732	ringlet	2.984	-0.3582	0.1249
95503.8	1.220	0phase	3.439	-0.3390	0.1251
95527.3	0.936	inner	3.421	-0.3460	0.1252
96089.6	0.971	0phase	3.383	-0.3328	0.1001
96659.0	1.340	inner	3.637	-0.3472	0.0542
96742.8	0.950	0phase	3.414	-0.3429	0.0699
96885.4	0.817	ringlet	3.213	-0.3492	0.0608
97340.6	0.728	0phase	3.252	-0.3452	0.1259
97661.4	0.976	inner	3.413	-0.3394	0.1265
97971.1	0.813	0phase	3.394	-0.3298	0.1263
98146.4	0.872	inner	3.497	-0.3387	0.1264
98612.1	0.805	0phase	3.395	-0.3337	0.1254

table continues on next page...

Rad. (km)	τ_{PPS}	Ring type	a_0	a_1	$\mathrm{f}_{\varpi_0 P \rightarrow \mathrm{I/F}}$
99213.5	1.458	background	3.721	-0.3418	0.1259
99228.7	1.374	0phase	3.729	-0.3400	0.1248
99828.9	1.426	0phase	3.852	-0.3510	0.1272
100455.	2.039	0phase	3.888	-0.3524	0.1280
100475.	2.057	bright	3.882	-0.3486	0.1281
101085.	2.053	0phase	3.872	-0.3426	0.1286
101671.	1.188	ringlet	3.698	-0.3279	0.0057
101691.	1.062	0phase	3.714	-0.3269	0.1257
101800.	2.104	bright	3.939	-0.3401	0.1259
102314.	1.658	0phase	4.027	-0.3495	0.0883
102939.	2.188	0phase	4.067	-0.3416	0.1249
103223.	1.266	background	3.975	-0.3634	0.1236
103559.	2.110	0phase	4.073	-0.3444	0.1248
104172.	2.096	0phase	4.026	-0.3318	0.1256
104443.	2.116	0phase	4.049	-0.3472	0.1247
104785.	2.146	0phase	4.094	-0.3431	0.1256
104790.	2.164	0phase	4.092	-0.3479	0.0617
105127.	2.143	0phase	4.123	-0.3583	0.0751
105408.	2.091	0phase	4.147	-0.3460	0.1200
105422.	2.070	bright	4.149	-0.3446	0.0818
105482.	2.203	0phase	4.142	-0.3510	0.0116
106015.	2.031	0phase	4.139	-0.3354	0.0282
106327.	2.069	background	4.139	-0.3577	0.0477
106644.	2.053	0phase	4.166	-0.3281	0.0452
107248.	2.103	0phase	4.292	-0.3709	0.0552
107847.	2.116	bright	4.302	-0.3634	0.0679
107870.	2.037	0phase	4.307	-0.3664	0.0790
109103.	1.915	0phase	4.410	-0.4035	0.1248
109367.	2.053	bright	4.428	-0.4181	0.1249
109722.	2.078	0phase	4.426	-0.4221	0.1250
110340.	2.016	0phase	4.309	-0.3993	0.1249
110789.	1.815	ringlet	4.250	-0.4146	0.1251
110952.	1.800	0phase	4.264	-0.4198	0.0546
111548.	1.829	0phase	4.370	-0.4332	0.0667
111953.	1.407	background	4.292	-0.4617	0.0766
112065.	1.551	0phase	4.320	-0.4660	0.0798
112181.	1.857	0phase	4.393	-0.4462	0.0866
112309.	1.910	outer	4.412	-0.4370	0.1249
113053.	1.768	outer	4.441	-0.4350	0.1253
113441.	1.744	outer	4.393	-0.4334	0.1263
113667.	1.358	background	4.306	-0.4675	0.1269
113796.	1.563	outer	4.394	-0.4632	0.1261
114411.	1.746	outer	4.344	-0.4653	0.1262
114637.	1.440	background	4.342	-0.4818	0.1266
115122.	2.047	bright	4.506	-0.5140	0.1268

table continues on next page...

Rad. (km)	$\tau_{\rm PPS}$	Ring type	a_0	a_1	$f_{\varpi_0 P \rightarrow I/F}$
116254.	2.105	bright	4.547	-0.4917	0.1249
117803.	0.698	ringlet	0.722	-0.2112	0.1265
117910.	0.087	ringlet	1.506	-0.0942	0.1266
117983.	0.113	inner	2.119	-0.2572	0.1272
118084.	0.119	inner	1.883	-0.2250	0.1269
118168.	0.150	bright	1.329	-0.2249	0.1288
118241.	0.099	ringlet	1.324	-0.1754	0.0204
118365.	0.080	inner	2.172	-0.1818	0.0222
118482.	0.091	inner	1.960	-0.2528	0.0464
118668.	0.079	inner	1.897	-0.2426	0.0225
118836.	0.083	inner	1.718	-0.2306	0.0475
119041.	0.086	0phase	1.927	-0.2434	0.0382
119061.	0.082	bright	1.878	-0.2338	0.0435
119145.	0.089	inner	1.958	-0.2494	0.1003
119229.	0.104	bright	1.640	-0.2175	0.0508
119285.	0.097	bright	1.824	-0.2418	0.0561
119467.	0.028	0phase	2.657	-0.3145	0.0520
119476.	0.029	inner	2.604	-0.3045	0.0626
119644.	0.038	inner	1.986	-0.2493	0.0527
119768.	0.032	inner	2.186	-0.2975	0.0639
120060.	0.356	ringlet	1.509	-0.2411	0.0518
120116.	0.161	background	1.939	-0.2629	0.0560
120279.	0.134	ringlet	1.600	-0.2347	0.1158
120335.	0.077	background	1.980	-0.2603	0.0448
120408.	0.064	background	2.168	-0.2863	0.0423
120565.	0.367	background	2.328	-0.3048	0.0370
120638.	0.385	background	2.574	-0.3377	0.0051
120711.	0.384	background	2.625	-0.3319	0.0326
120773.	0.502	background	2.621	-0.3319	0.0465
120918.	0.089	outer	2.637	-0.3581	0.0952
121031.	0.116	outer	2.318	-0.2747	0.1058
121272.	0.140	outer	2.427	-0.2736	0.1093
121626.	0.156	outer	2.685	-0.2951	0.0563
121901.	0.180	outer	2.786	-0.3296	0.0790
122097.	0.458	inner	2.887	-0.3562	0.1254
122269.	0.623	inner	3.366	-0.4469	0.1253
122553.	1.092	bright	3.862	-0.4958	0.1247
123040.	0.864	inner	3.696	-0.4431	0.1254
123249.	0.681	inner	3.478	-0.4386	0.1235
123676.	1.231	bright	3.911	-0.4554	0.1254
123848.	0.951	bright	3.731	-0.4466	0.1251
124033.	0.701	0phase	3.497	-0.4193	0.1252
124252.	0.878	bright	3.576	-0.4149	0.1238
124409.	0.690	bright	3.451	-0.4045	0.1246
124659.	0.574	background	3.305	-0.3920	0.1245

table continues on next page...

– 36 –

Rad. (km)	$\tau_{\rm PPS}$	Ring type	a_0	a_1	$f_{\varpi_0 P \rightarrow I/F}$
125367.	0.699	bright	3.075	-0.3468	0.1256
125951.	0.590	bright	3.212	-0.3655	0.1256
126619.	0.498	background	3.074	-0.3872	0.1256
127655.	0.495	background	2.929	-0.3742	0.1257
128395.	0.446	0phase	2.798	-0.3473	0.1253
128864.	0.434	0phase	2.727	-0.3444	0.1256
128977.	0.473	background	2.694	-0.3465	0.1256
129329.	0.407	0phase	2.662	-0.3437	0.1255
129803.	0.443	0phase	2.586	-0.3291	0.1254
130037.	0.476	background	2.568	-0.3344	0.1254
130786.	0.661	bright	2.637	-0.3575	0.1254
131122.	0.465	background	2.556	-0.3406	0.1254
131818.	0.803	bright	2.764	-0.3932	0.1253
132372.	0.735	bright	2.478	-0.3015	0.1253
133105.	0.463	background	2.438	-0.3082	0.1253
133513.	0.012	ringlet	3.354	-1.0378	0.1253
133574.	0.027	ringlet	1.028	-0.3205	0.1251
133820.	0.509	outer	2.196	-0.1977	0.1250
133917.	0.534	outer	2.375	-0.2581	0.1250
134280.	0.959	bright	2.390	-0.2465	0.1249
134493.	0.575	outer	2.435	-0.2647	0.1249
134737.	0.585	outer	2.440	-0.2657	0.1247
134965.	0.558	outer	2.429	-0.2550	0.1246
135166.	0.548	outer	2.340	-0.2079	0.1245
135595.	0.614	outer	2.282	-0.1600	0.1247
135808.	0.596	outer	2.232	-0.1423	0.1246
135913.	0.523	outer	2.263	-0.1494	0.0234
136070.	0.586	outer	2.194	-0.1160	0.0526
136288.	0.602	outer	2.154	-0.0992	0.1254
136579.	0.627	outer	1.795	0.00803	0.1216
136665.	0.590	outer	1.963	-0.0159	0.1206
136736.	0.824	outer	1.714	-0.0040	0.1198
140338.	0.065	ringlet	0.240	-0.0090	0.1214

Table 3: Results of linear fits obtained for A=f(HWHM) and S=f(HWHM), from figures 7 and 8.

	A=f(HWHM)		S=f(HWHM)	
	slope	correlation	slope	correlation
Cass. Div.	1.2	47 %	-0.05	35 %
C ring	0.9	79 %	-0.04	47 %
A ring	1.0	56 %	-0.24	81 %
B ring	0.6	29 %	-0.81	65 %

Table 4: Description of the opposition phase curves of Solar System objects used here.

Object	$\alpha_{\min}$	$\alpha_{\max}$	References	ϖ_0	References
Moon	0.023	20.7	Whitaker (1969)/Rougier (1933)	0.21	Helfenstein et al. (1987)
Rings	0.60	28.2	Throop et al. (2004)	10^{-4}	Throop et al. (2004)*
Io	0.66	10.7	McEwen (1988)	0.75	McEwen (1988)
Europa	0.20	11.3	Thompson et al. (1992)	0.95	Domingue et al. (1997)
Ganymede	0.40	11.4	Morison/Blanco et al. (1974) Millis et al. (1975)	0.88	Domingue et al. (1997)
Callisto	0.40	11.1	Thompson et al. (1992)	0.51	Domingue et al. (1997)
Rings	0.094	5.7	Franklin & Cook (1965)	0.83	Poulet et al. (2002)
A ring	0.013	6.2	French et al. (2007)	0.79	French et al. (2007)
B ring	0.013	5.9	French et al. (2007)	0.85	French et al. (2007)
C ring	0.013	6.0	French et al. (2007)	0.16	French et al. (2007)
E ring	0.077	4.7	Pang et al. (1983)	10^{-4}	Showalter et al. (1991)*
Enceladus	0.28	22.0	Verbiscer et al. (2004)	0.99	Verbiscer et al. (1990)
Rhea	0.37	21.2	Domingue et al. (1995) Verbiscer et al. (1989)	0.86	Verbiscer et al. (1989)
Iapetus	0.23	6.4	Franklin & Cook (1974)	0.06	Ostro et al. (2006)
Phoebe	0.075	6.3	Bauer et al. (2006)	0.05	Ostro et al. (2006)
Rings	0.015	13.2	Karkoschka (2001)	0.06	Karkoschka (2001)
Portia g	0.0021	12.9	Karkoschka (2001)	0.09	Karkoschka (2001)
Ariel	0.0074	12.3	Buratti et al. (1992) Karkoschka (2001)	0.64	Karkoschka (2001)
Titania	0.015	22.9		0.49	Karkoschka (2001)
Oberon	0.0074	27.5		0.43	Karkoschka (2001)
Fratenité	0.15	15.0	de Pater et al. (2005)	0.02	Ferrari & Brahic (1994)
Egalité	0.15	15.0	Ferrari & Brahic (1994)	0.02	Ferrari & Brahic (1994)
Nereid	0.02	1.9	Schaefer & Tourtellotte (2001)	0.21	Thomas et al. (1991)
Triton	0.09	24.3	Buratti et al. (1991)	0.97	Lee et al. (1992)

– 38 –

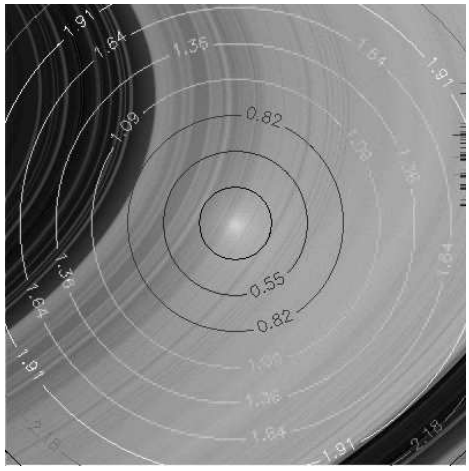


Fig. 1.— The opposition effect in the B ring. A typical image of the *26 June* sequence captured by the Wide Angle Camera (W1498453136.IMG).

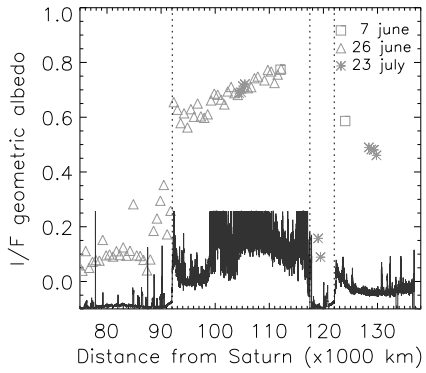


Fig. 2.— Radial location of the opposition effect in the images taken in CLEAR filters. We give in the y-axis the normalized brightness I/F of the minimum phase angle in the image, the x-axis is the corresponding distance from Saturn of this point.

Fig. 3.— The opposition effect in the C ring. A typical image of the *20 may* sequence captured by the Narrow Angle Camera (N1595278165.IMG). The contrast is enhanced to make more visible the opposition spot in the C ring.

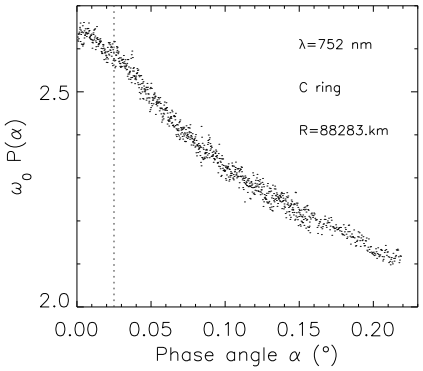


Fig. 4.— Extracted phase curve from NAC image shown in figure 3. The vertical dotted line indicates the solar angular radius (α=0.025°)

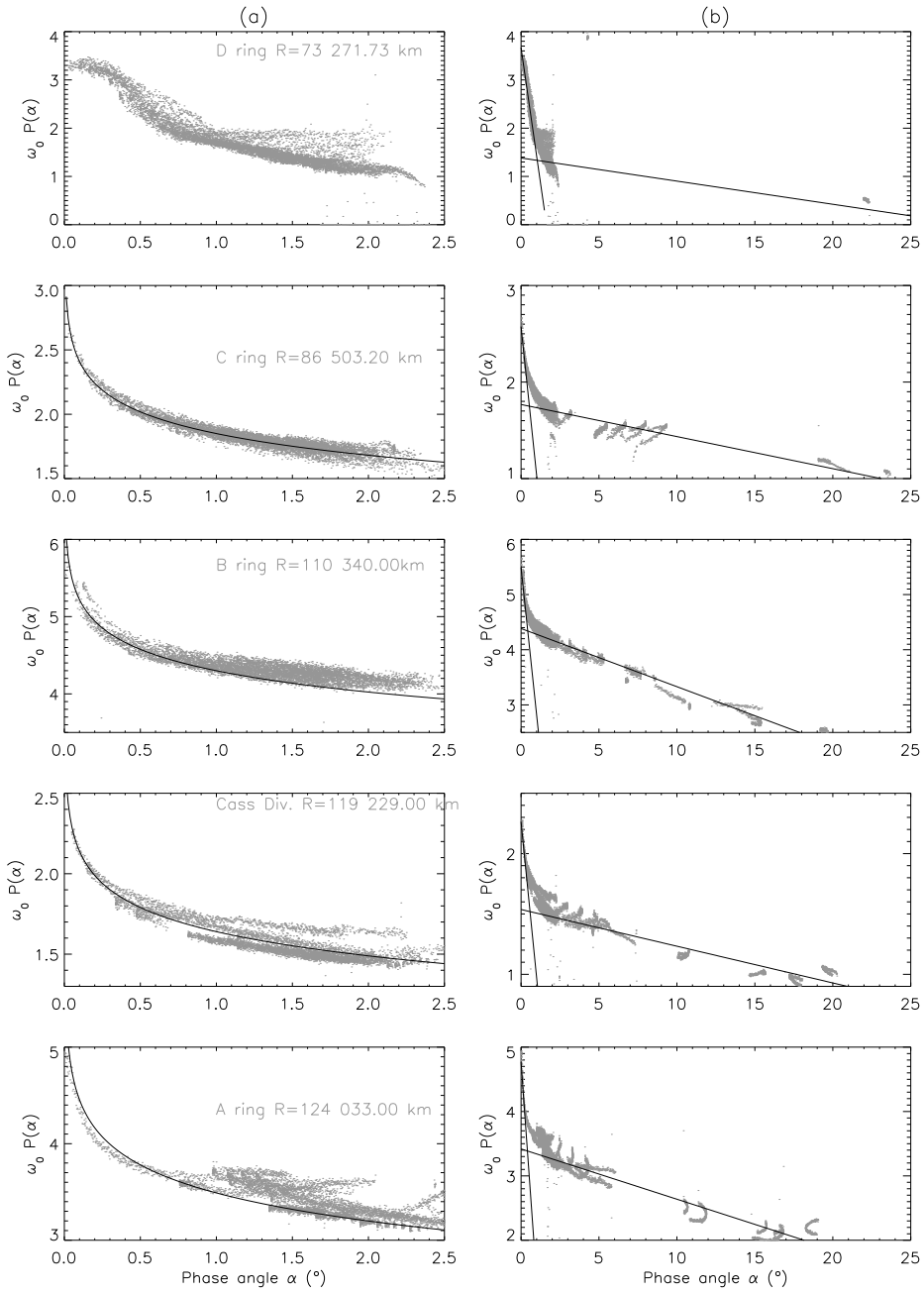


Fig. 5.— Representative phase curve for the main rings with a zoom on the surge (a) and the full phase curve (b), fitted with logarithmic (a) and linear-by-part (b) models.

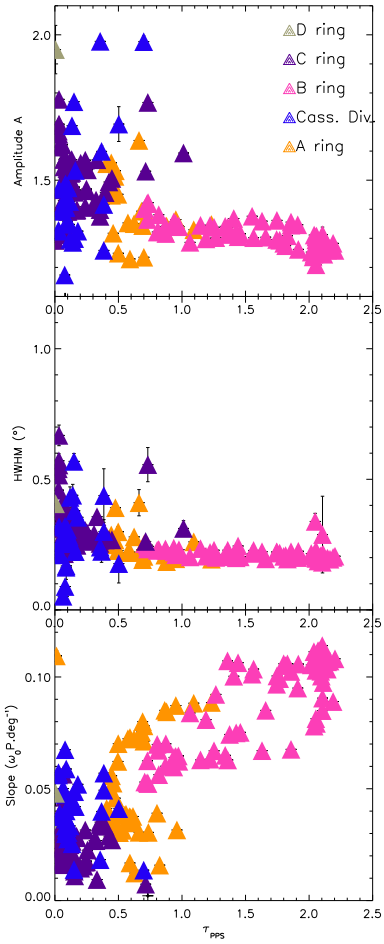


Fig. 6.— Morphological parameters of 211 CLEAR phase curves from Linear-by-part model : Amplitude A (top), Angular width HWHM (center) and slope S (bottom)

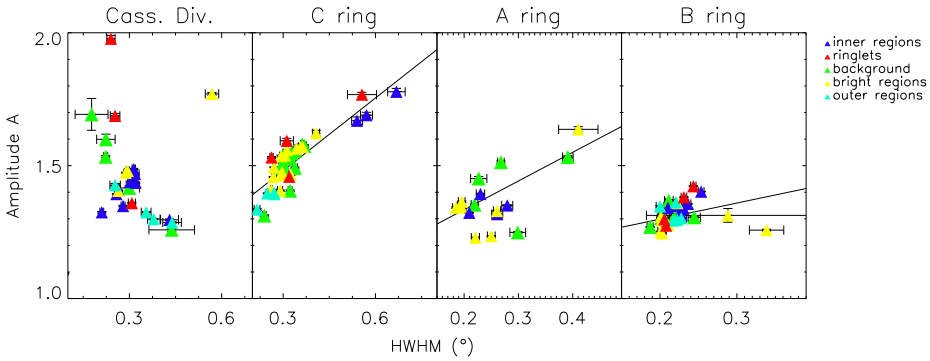


Fig. 7.— Regional behavior of morphological parameters from the Linear-by-part model using the ring type nomenclature. Straight lines are obtained with a linear fit and results are listed in table 3.

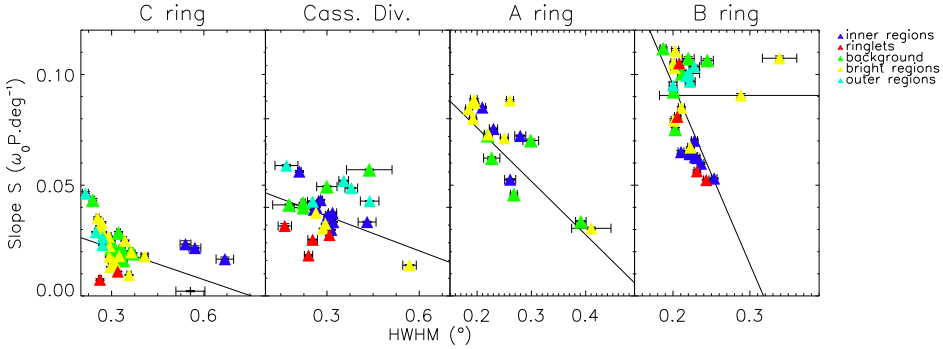


Fig. 8.— Regional behavior of morphological parameters from the Linear-by-part model using the ring type nomenclature. Straight lines are obtained with a linear fit and results are listed in table 3.

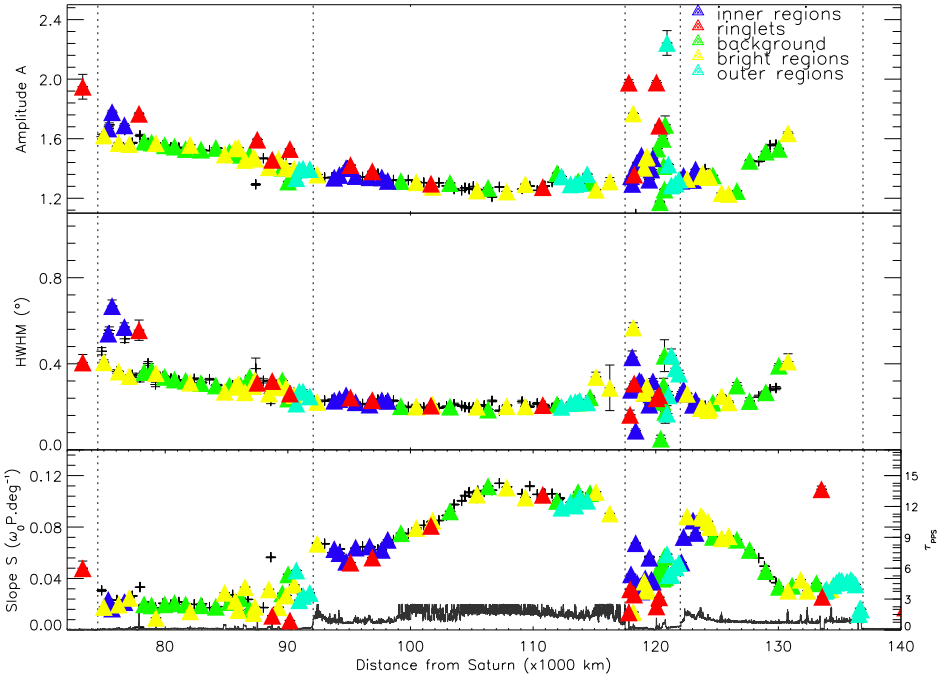


Fig. 9.— Regional behavior of morphological parameters from the Linear-by-part model using the ring type nomenclature.

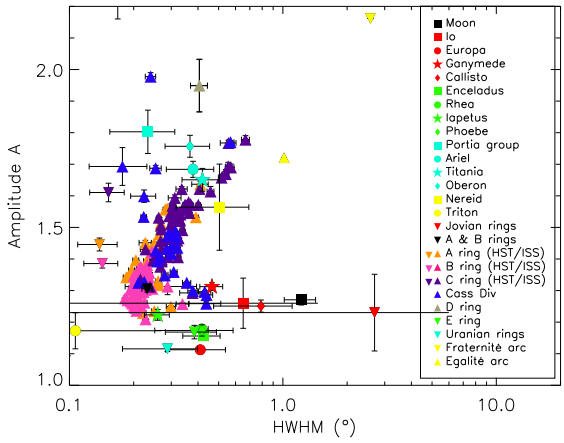


Fig. 10.— Morphological parameters of the surge derived with the linear-by-part model for a selection of objects of the Solar System.

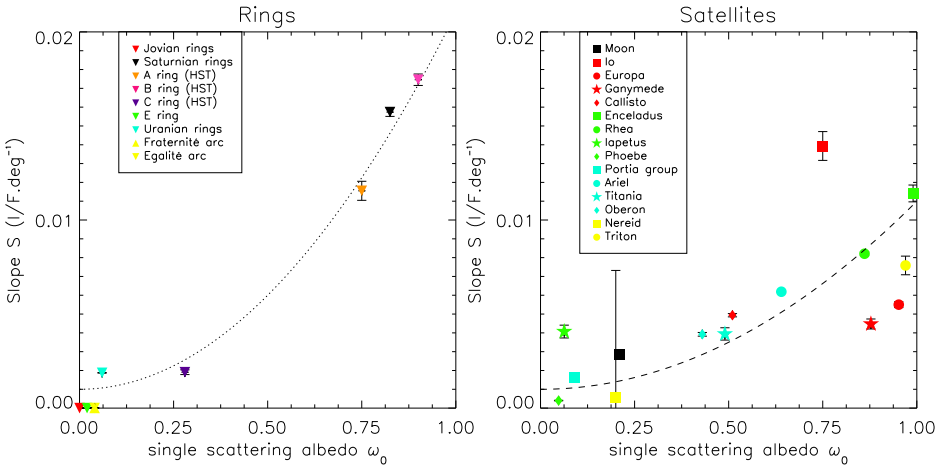


Fig. 11.— Morphological parameters derived with the linear-by-part model for some planetary objects : rings (at left) and satellites (at right) of Jupiter (in red), Saturn (in green), Uranus (in blue) and Neptune (in yellow). Dotted and dashed lines correspond to power fit to the data (see text).

Electronic supplementary material

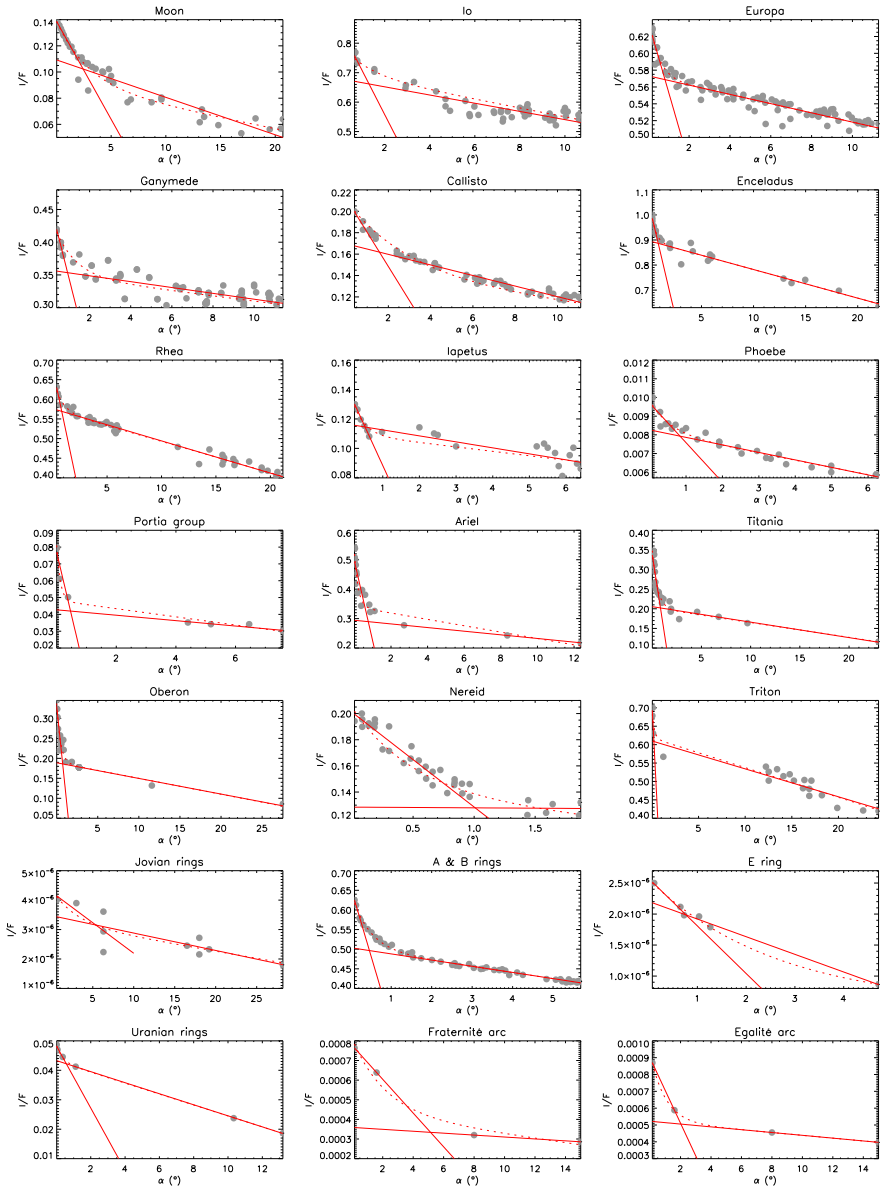


Figure 1. – Phase curves of a selection of rings and satellites in the Solar System (see table 4 for references). The solid curves correspond to the best fit obtained with the linear-by-part model and the dotted curves to the best linear-exponential fit.

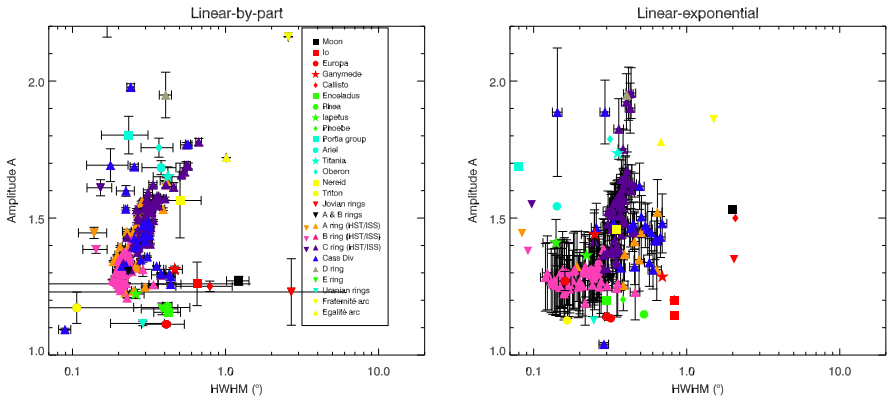


Figure 2. – Morphological surge parameters (A and HWHM) for some planetary objects derived with the linear-by-part model (at left) and with the linear-exponential model (at right).

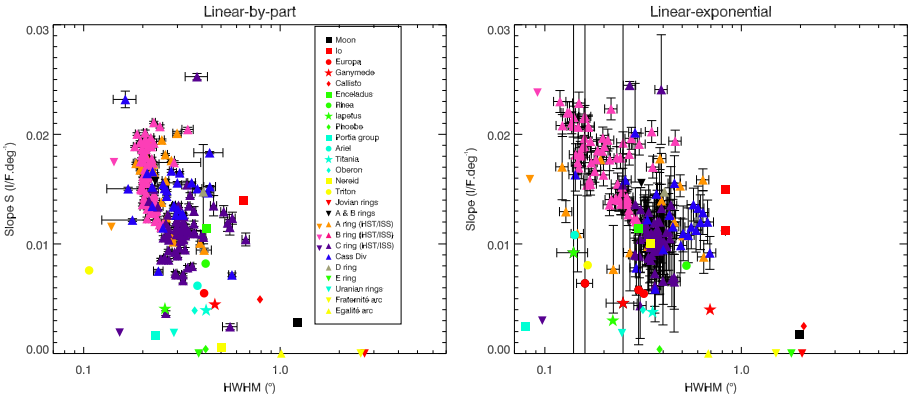


Figure 3. – Morphological parameters (S and HWHM) for some planetary objects derived with the linear-by-part model (at left) and with the lin ear-exponential model (at right).

Annexe B

Outils de navigation

Sommaire

B.1 La navigation 300
B.1.1 Les kernels 300
B.1.2 Transformation des kernels : l'outil SPICE 302
B.1.3 Kernels prédits 304
B.1.4 Kernels reconstruits 305
B.2 L'autonavigation 306
B.3 La renavigation 307
B.3.1 La renavigation à la main 307
B.3.2 La renavigation par détection de contours 307

Cette annexe sur la navigation n'a pas pour but de substituer aux tutoriels de la NAIF (Navigation Ancillary Information Facility). Toutefois, il m'a paru important de décrire les outils de navigation pré-existants et de rendre hommage à ceux qui ont été créés et utilisés dans l'équipe.

Cette annexe s'articule autour des kernels (qui sont les fichiers permettant la navigation des images) et suit les objectifs suivants :
- Définir les kernels ;
- Expliquer comment sont choisis les kernels (sélection automatique par date) ;
- Expliquer :
  - comment les procédures modifient les kernels ;
  - quels kernels sont modifiés pour chaque transformation.

B.1 La navigation

B.1.1 Les kernels

Une branche de la NASA nommée Navigation Ancillary Information Facility (NAIF) est responsable de la conception et la réalisation du système d'information décrit ci-dessous. Ce système peut être utilisé pour aider les PI dans certains aspects de la mission : conception, planification, observation des planifications et interprétations scientifiques des observations. La NAIF, par les fichiers qu'elle met à disposition permet aux PI de travailler de concert sur des opérations de services.

Le principal ensemble de données est appelé « kernels » ou « kernels files », et contient un ensemble fondamental d'informations d'intérêt pour les scientifiques et les ingénieurs. Le contenu des kernels est résumé ci-après et dans la figure B.1.

SPK (**SPacecraft ephemeris Kernels**), est généralement des éphémérides de l'emplacement d'un observateur, donné en fonction du temps. Aussi, les éphémérides de la planète, les satellites sont plus généralement l'emplacement d'une cible en fonction du temps.

PCK (**Planetary ephemeris Kernels**) contient certaines constantes physiques, dynamiques ainsi que les constantes cartographiques pour les satellites, tels que que la taille, la forme, l'orientation de l'axe de rotation et le premier méridien.

IK (**Instrument Kernels**) contient les informations descriptives et des données d'exploitation pour un instrument scientifique, plus particulièrement les champs de vue, leur taille et leur forme (p. ex. le champ de vue de CIRS est circulaire alors que celui d'ISS est carré) ainsi que leur orientation. Un IK séparé est établi pour chaque instrument.

CK (**C-smithing Kernels**) Ce kernel fournit une transformation (historiquement appelée C-matrice), qui donne le temps de pointage (orientation), les angles d'orientation de l'orbiteur, ou d'un engin articulant un bras sur lequelle les instruments scientifiques sont montés. Les C-kernels peut aussi être faits pour décrire la variation temporelle de l'orientation de l'articulation des structures telles que l'antenne à haut-gain orientable (HGA de l'instrument RSS) ou d'un miroir mobile (CDA).

EK (**Event Kernels**) Les événements contenus dans ce kernel proviennent d'une séquence intégrée des événements réels utilisés pour produire des commandes. Aussi une partie des kernels EK peut être un support électronique (Experimenter's Notebook).

SCLK et LSK (**Spacecraft CLock coefficients Kernels et LeapSeconds Kernels**) sont utilisés dans la conversion des balises de temps entre la mesure du temps de divers systèmes.

FK (**Frame specifications Kernels**), prévoit l'établissement du cahier des charges et des relations entre différents repères de référence (appelés « systèmes de coordonnées ») utilisés sur une mission. Ces règles simplifient largement voire automatisent les requêtes des utilisateurs pour des transformations de destination et le pointage d'informations entre les systèmes de référence. Une fois mis en œuvre (généralement par l'équipe NAIF), le FK permet aux logiciels de faire des transformations entre les différents repères avec facilité.

Les kernels sont généralement produits par un certain nombre d'organisations de projets, telles que la mission de conception, la navigation, le Spacecraft Engineering, le séquençage, le prototype constructeur, et la NAIF.

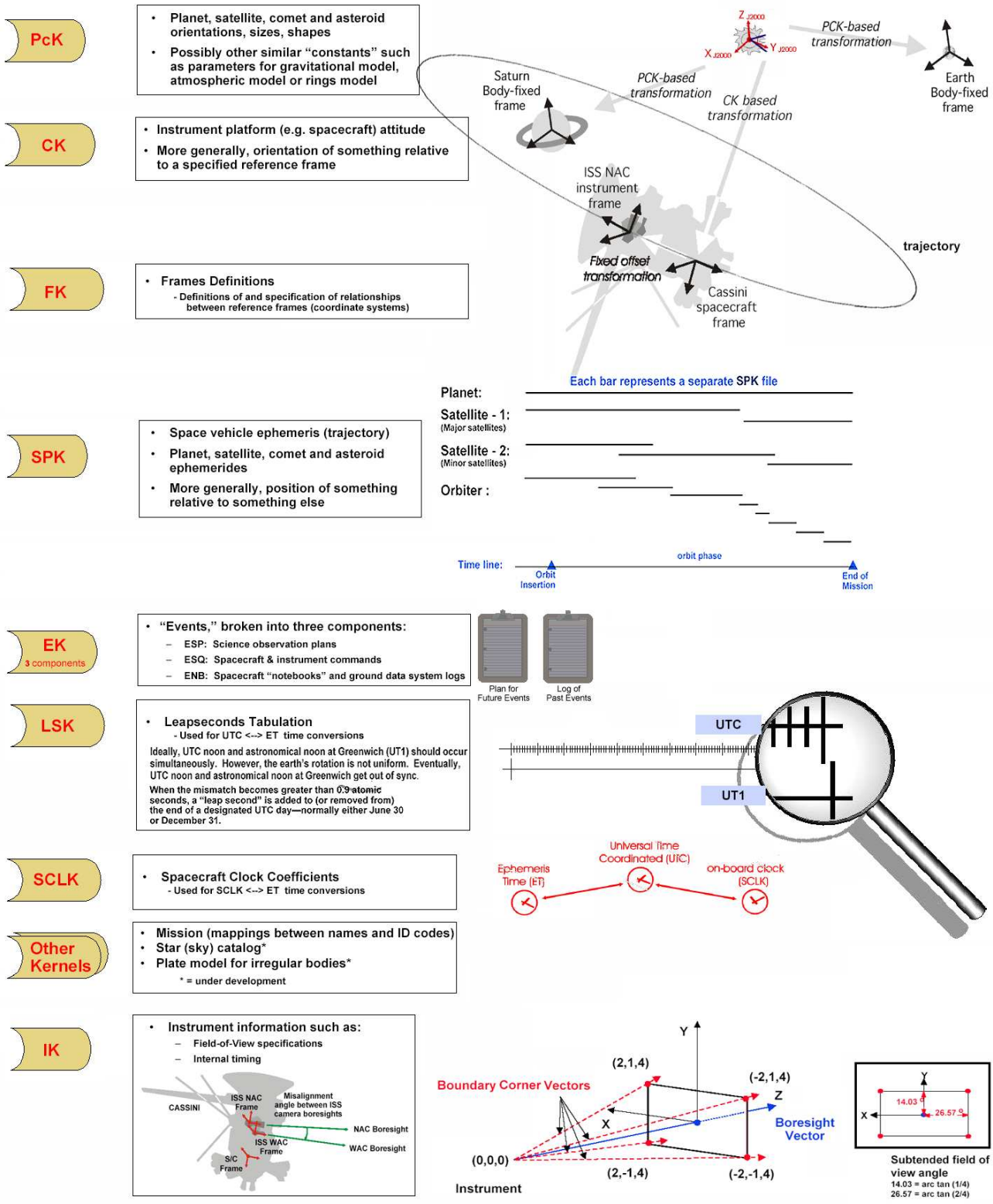


Figure B.1 – Schéma descriptif des kernels

B.1.2 Transformation des kernels : l'outil SPICE

Le système SPICE comprend un vaste ensemble de logiciel connu sous le nom de `SPICE_Toolkit`. Le principal élément de ce kit est un ensemble de sub-routines utilisées pour lire les fichiers kernels et calculer les observations dans une géométrie. Les utilisateurs peuvent intégrer ces sous-programmes dans leurs propres programmes d'application pour calculer les paramètres de géométrie d'observation et les informations en relation avec le moment de création des données utilisées (images, spectres etc...). Une documentation extensive du logiciel SPICE et des exemples sont fournis sur l'Internet.

Les outils SPICE ont été écrits au départ en `FORTRAN`, mais sont maintenant disponibles en `C` également. Ce logiciel est exportable sur toute plate-forme qui soutient `ANSI FORTRAN 77` ou `ANSI C`. Ces sous-programmes peuvent aussi être accessibles à partir d'autres langages sur la plupart des plates-formes. Un ensemble de « wrappers » sous IDL (Interactive Data Language) est également disponible, fournissant un avant-goût aux sous-routines de l'interface SPICE pour les environnements populaires de programmation.
L'outil SPICE est disponible – construit et testé – pour plus populaires environnements informatiques, tels que les PC/Windows, PC/Linux, Mac, Sun, HP, SGI, et DEC Alpha.
Le texte intégral de la famille des fichiers SPICE est facilement exportable entre des plates-formes hétérogènes, que ce soit au format ASCII (texte) des fichiers, ou en utilisant les temps d'exécution de traduction binaire, ou au moyen de programmes utilitaires contenus dans l'outil SPICE.

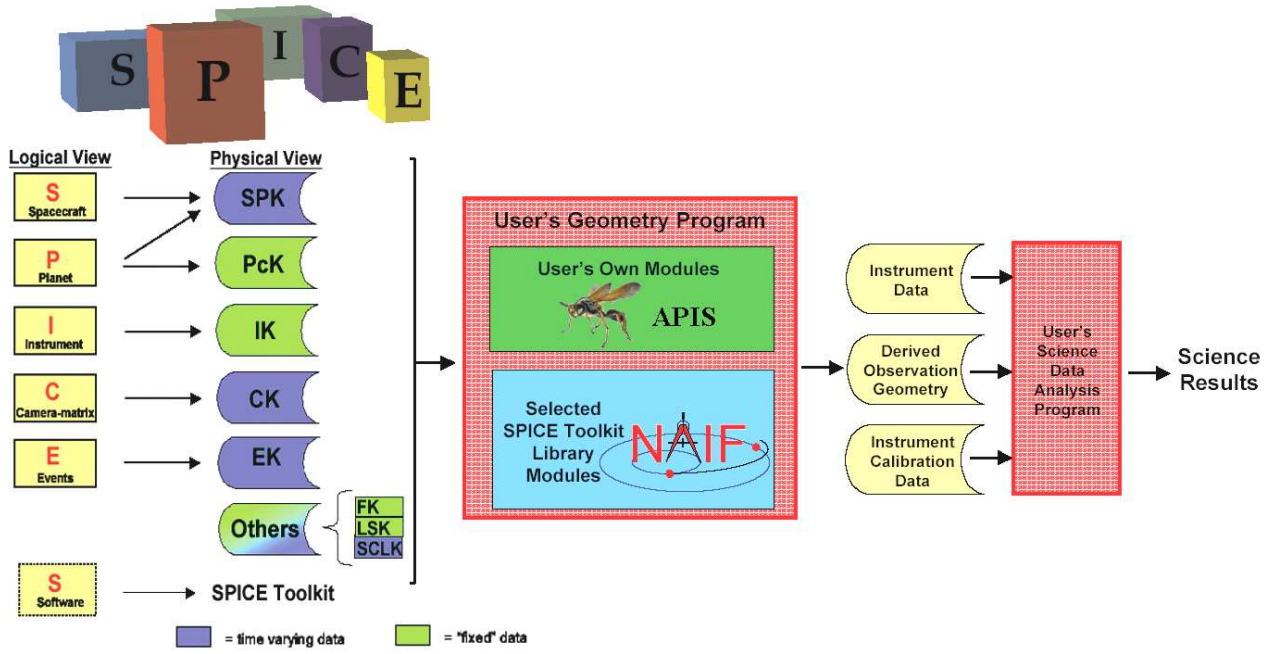


Figure B.2 – Utilisation des kernels et de l'outil SPICE

Alors que la plupart des kernels SPICE sont généralement produits par les opérations soutenant le PI (*Prinicpal Investigator*), le PI peut également produire des kernels SPICE. Les kernels PI-SPICE produits sont souvent dus à l'analyse des données scientifiques (par exemple, l'amélioration des instruments de pointage repose sur l'interprétation de ce que le capteur reçoit, ou des nouvelles estimations de la taille, la forme et l'orientation de la cible).
L'ensemble de données SPICE est normalement mis à la disposition de tous les membres du projet, qu'ils soient situés au centre d'opérations de la mission ou s'ils sont membres de l'équipe. Les données SPICE sont habituellement considérées comme non exclusives et non sensibles. La distribution de ces produits (ainsi que les outils logiciels SPICE) n'est pas limitée au Gouvernement Américain par les règles ITAR (International Traffic in Arms Regulations).

Le principal avantage de l'utilisation de SPICE est qu'il s'agit d'un outil bien éprouvé, tant au niveau de planification et de l'analyse de données que de sa fonctionnalité.
SPICE a été utilisé sur presque toutes les missions planétaires de la NASA depuis Magellan et a été utilisé par plus de 20 missions spatiales.

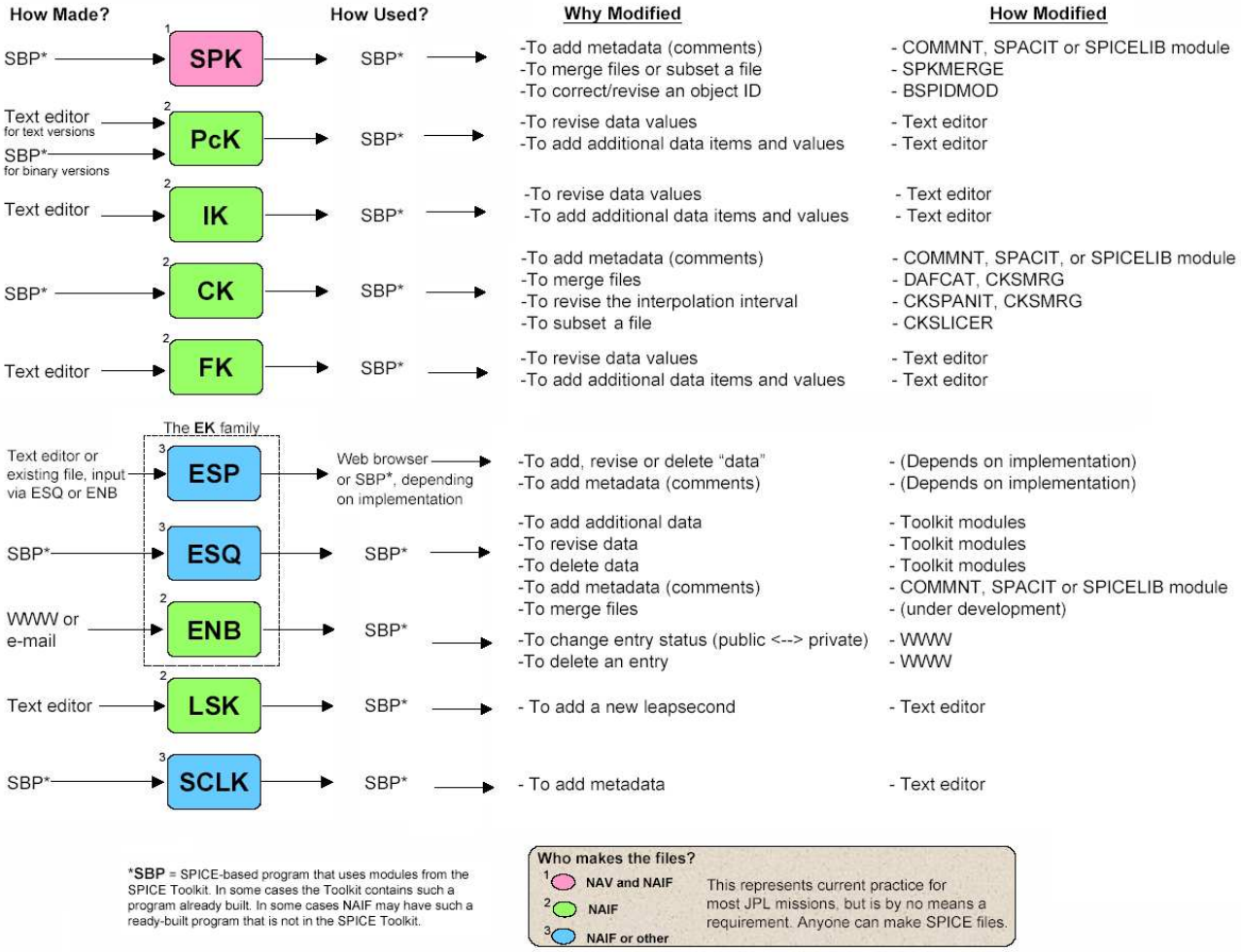


Figure B.3 – Tableau decriptif de la création et de la modification des kernels

B.1.3 Kernels prédits

Nous avons précisé dans le chapitre 2 que la position de l'orbiteur est connue à tout moment dans l'espace (figure B.4). Une des applications majeures de cette particularité au traitement d'images est la prédiction des kernels liés à la trajectoire et au positionnement (kernels CK). Les fichiers Kernels SPICE prédits ont donc été produits dès la planification de la mission et des séquences d'observation. Ce processus se faisant de façon totalement automatisée est appelé la navigation.

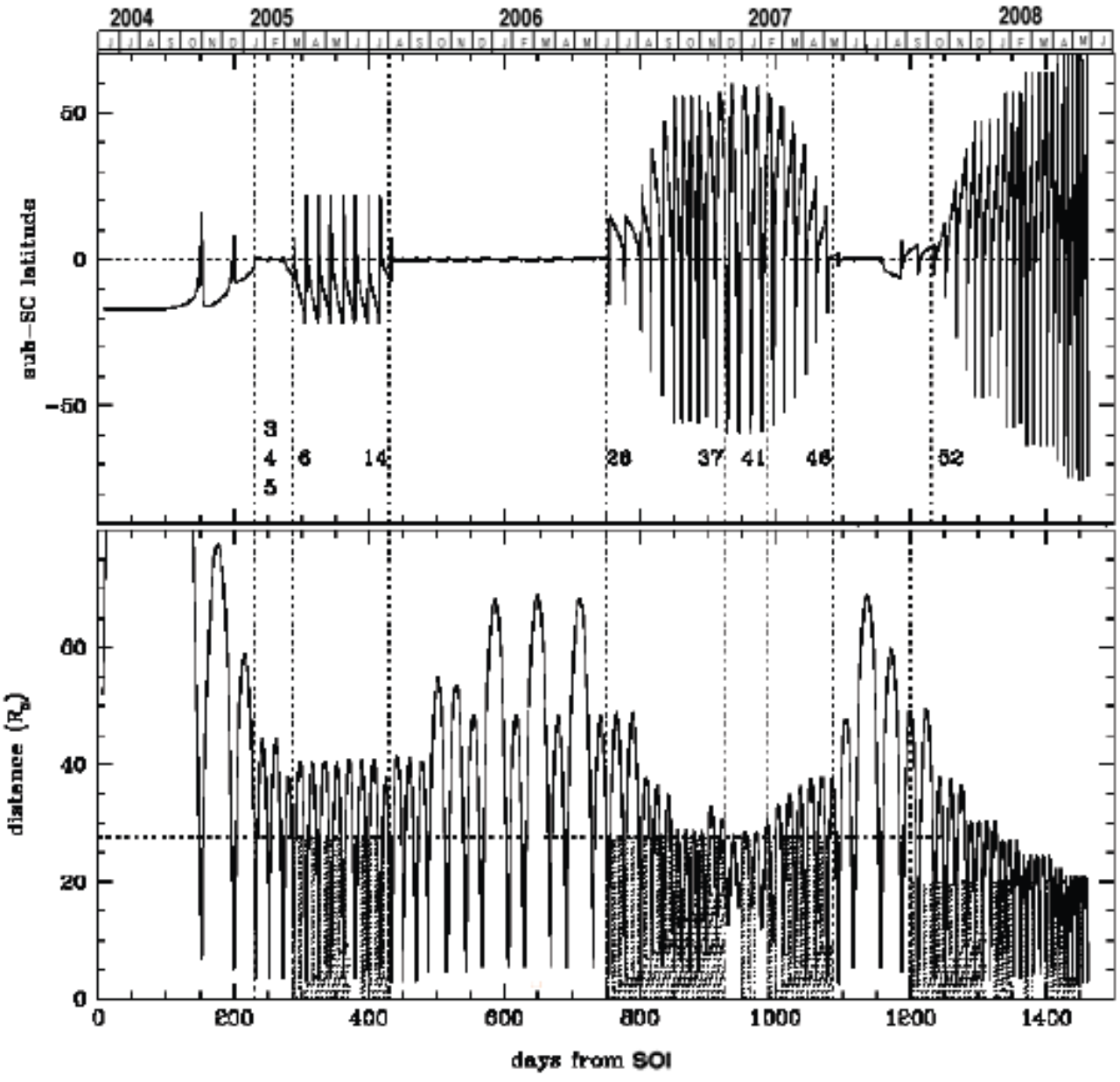


Figure B.4 – Trajectoire de Casssini en latitude et en distance à Saturne ($R_\flat$=1 rayon saturnien) connue et ajustée au DSN

Toutefois, la position de l'orbiteur peut être vérifiée grâce aux images prises par la NAC et la WAC d'ISS. La NAV *Team* traite les informations contenues dans les kernels prédits et navigue les images en ajoutant deux étapes :
– une étape de correction du *time-Line* (figure B.5) ;
– une étape de correction de l'aberration stellaire (figure B.5).
Pour plus de détails sur ces étapes, se reporter aux tutoriels de la NAIF.

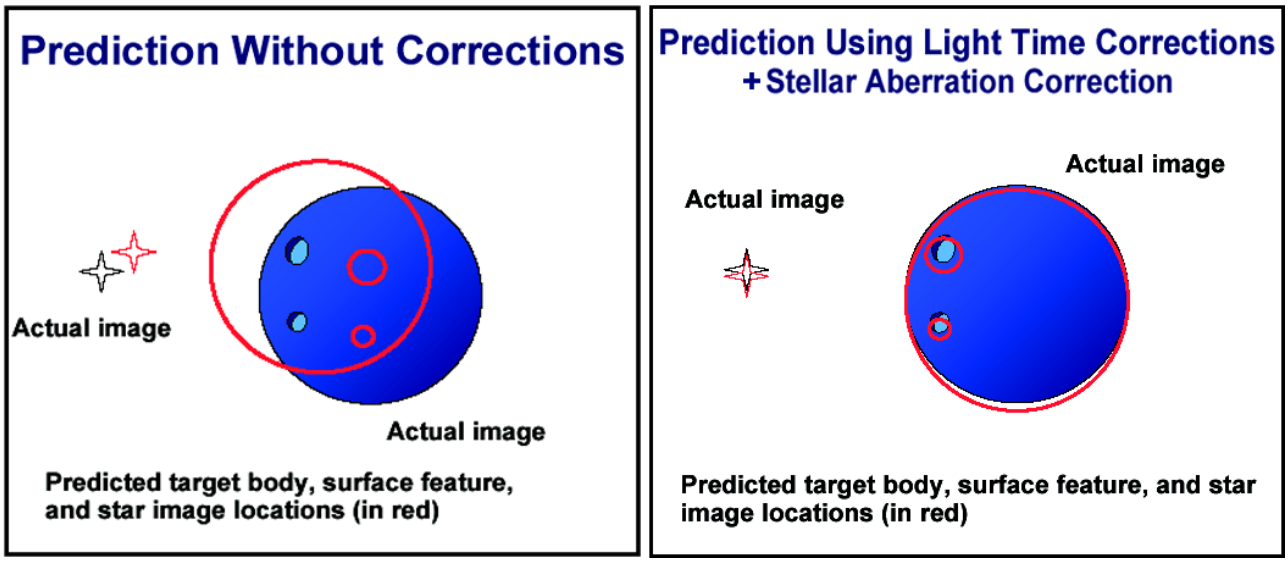


Figure B.5 – Utilisation de la trajectoire prédite de la sonde avec (ou sans) une étape d'ajustement du calque de navigation prédit sur l'image pour l'obtention des kernels prédits

B.1.4 Kernels reconstruits

Les kernels SPICE réels ou reconstruits (sur les produits transformés à base de télémétrie) sont produits pendant les opérations aériennes à l'appui des analyses détaillées des données scientifiques. Les deux variantes des kernels SPICE (prédits et reconstruits) sont aussi souvent utilisés dans les tâches d'ingénierie, telles que les télécommunications et l'analyse thermique.

L'équipe NAV crée les kernels reconstruits d'extension `.ra` à partir des images et de la détection d'objets célestes dans les images. C'est d'ailleurs ce qui a été expliqué précédemment (§1.1.2 page 34), toutes les images ne sont pas prises à but scientifique, beaucoup d'entre elles correspondent à des captures du fond de ciel pour déterminer plus précisément la position de l'orbiteur dans l'espace et son orientation. Même si la navigation est satisfaisante avec les c-kernels d'extension `.ra`, la NAV sort de nouveaux kernels en essayant de modifier les matrices de passages et en reconstruisant la trajectoire de la sonde par itération avec les images successives pour toujours plus de précision.
Ces nouvelles versions auront l'extension `.rb` et ainsi de suite par ordre alphabétique.

B.2 L'autonavigation

L'autonavigation génère des kernels dits c-Smith d'extension `.bc` à partir des kernels prédits. En effet, en donnant les ordres de pointage à l'orbiteur on sait à l'avance où il se positionnera géométriquement.

Le logiciel d'auto-navigation (`Autonav`) a été développé par l'équipe ISS pour exécuter les lourdes tâches d'amélioration du positionnement (*c-Smithing*) pour les centaines de milliers d'images prises par les caméras ISS. `Autonav` emploie un choix d'algorithmes de détection d'objets en même temps que les kernels de positionnement et d'orientation de l'orbiteur les plus récents pour naviguer les images.

Le fichier de sortie d'`Autonav` pour n'importe quelle image naviguée est un c-kernel simple et discret correspondant au temps `image_mid_time`. Ces c-kernels sont empaquetés et livrés à la base de données du projet Cassini et un peu plus tard au PDS NAIF *node*, et sont maintenus dans la base de données d'archives d'ISS à l'usage des membres de l'équipe d'imagerie et par le procédé de génération `ISS archiver`.

Bien que le taux de succès d'Autonav soit élevé, il n'est pas de 100%. Le code a été structuré pour réduire au minimum le nombre de navigations faussement-positives. Ainsi, dans beaucoup de cas, quelques images qui semblent navigables échouent dans des processus venant en aval d'`Autonav`.
Afin de valider des résultats d'`Autonav`, un outil critique final a été développé pour permettre un balayage rapide visuel des résultats d'`Autonav` et :
– rechercher des navigations faussement-positives ;
– approuver celles qui sont correctement naviguées.
Cet outil est également employé pour comparer les c-kernels d'autonavigués aux c-kernels reconstruits par le ACS (Attitude Control Subsystem) et détecte les anomalies (grandes variations) entre les deux pour davantage de recherche.

Cependant, tous ces seuils et étapes de vérification n'empêchent pas absolument à `Autonav` de produire des résultats faux, ainsi les utilisateurs sont avertis d'utiliser avec précaution ces résultats. Les résultats d'`Autonav`, quand ils sont précis, amélioreront considérablement l'exactitude des quantités géométriques calculées.

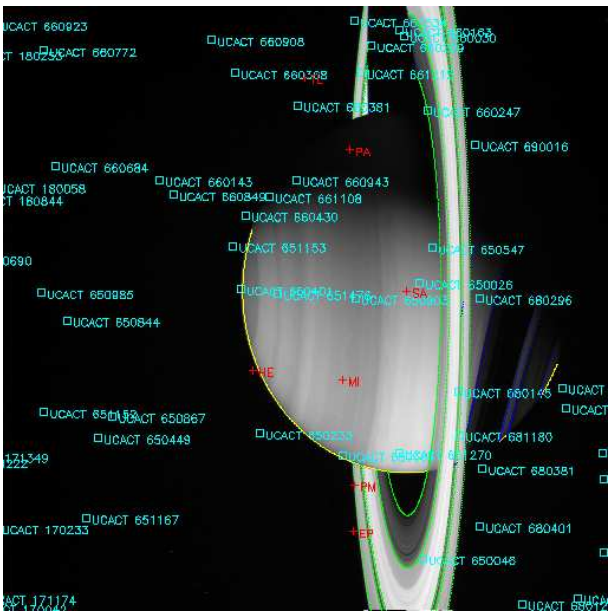


Figure B.6 – Exemple d'une image autonaviguée (Image Cassini W1481047891).

B.3 La renavigation

Malgré tous les traitements pré-existants pour obtenir une navigation correcte, une bonne partie des images utilisée pour l'étude des anneaux est souvent mal naviguée et autonaviguée.
Ceci est dû au fait que sur une image correcte des anneaux (selon mes critères), il n'y a pas de satellite ni de fond de ciel. Par conséquent, tous les algorithmes de détection d'objets ou d'étoiles mis au point par la NAIF et l'ISS Team sont inopérants.
Dans l'équipe, deux techniques ont été développées pour répondre à ces problèmes.

B.3.1 La renavigation à la main

Comme il y a toujours une certaine incertitude sur la position de Cassini ou sur les éphémérides, il arrive que certaines images autonaviguées ne le soient pas parfaitement. Il faut alors les renaviguer une par une à l'aide d'un logiciel mis en place par Judicaël Decriem.
La renavigation consiste à générer un c-kernel à partir des kernels liés au pointage et aux éphémérides (les kernels prédits, puis autonavigués sont pris en compte en premier, puis les kernels reconstruits, lorsqu'ils existent, sont ajoutés en dernier). Un gros effort a été fait pour choisir les kernels (ck, pck et spk) correspondant à la date d'observation.

Puis il y a une intervention humaine. Le logiciel de renavigation génère des calques dont les positions (préalablement choisies) correspondent aux bords les plus francs et visibles des anneaux principaux (frontières, bords de lacunes etc.). En pratique, on déplace à la main la navigation en faisant coïncider le bord des anneaux principaux sur l'image avec le bord théorique des mêmes anneaux situé sur un calque de navigation. Lorsque le calque de la navigation coïncide avec les limbes des objets planétaires présents sur l'image, un nouveau kernel c-Smith de pointage est généré et enregistré dans un fichier d'extension `.bc`
En termes de système de coordonées, cet ajustement du calque de navigation consiste à modifier la matrice C (voir le schéma 2.1 page 46). La procédure de renavigation est donc un moyen de vérifier l'exactitude de cette matrice.

B.3.2 La renavigation par détection de contours

Toutefois, il est arrivé que certaines images renaviguées à la main ne possèdent pas une navigation satisfaisante pour un objectif scientifique donné.

C'est par exemple le cas des images utilisées pour les mosaïques des annelets d'Encke (figure 4.9 page 103), des annelets de Titan (figure 4.11 page 105) et Maxwell (figure 4.12 page 106) où l'on peut remarquer sur le bord des lacunes correspondantes un mauvais ajustement des images.
Il semble donc que dans certains cas particuliers, la précision de l'œil et de la main ne soit pas suffisante pour obtenir une navigation correcte [1].
Une nouvelle méthode de renavigation a été mise au point par Julien Salmon et consiste à détecter à l'aide d'une procédure automatique la détection des bords des anneaux. Une étape manuelle réside uniquement dans le seuillage de l'intensité des bords les plus francs. Puis la sélection des bords détectés et entiers se fait de façon automatique. Un travail de validation scientifique de cette procédure reste à faire (et notamment avec les images des figures 4.9, 4.11 et 4.12), qui pourra s'avérer plus ou moins long car cette procédure de renavigation, pour une image, est deux à trois fois plus longue qu'une renavigation manuelle.

[1] On peut comprendre ce manque de précision par une résolution azimutale très faible.

Annexe C

Calibration photométrique

C.1 Filtres en lumière non polarisée

C.1.1 Les procédures de calibration CISSCAL

Pour calibrer une image, on soustrait le courant d'obscurité (*dark current*), la contribution du fond de ciel et la sensibilité relative aux pixels (*flat field*) :

$$DN_{\text{signal}} = \frac{DN_{\text{raw}} - DN_{\text{dark'}}}{DN_{\text{ff}} - DN_{\text{dark''}}} \tag{C.1}$$

où :
– DN_{raw} est l'exposition du corps ;
– $DN_{\text{dark'}}$ est une exposition de même durée que DN_{raw} mais dans l'obscurité totale (obturateur fermé) ;
– DN_{ff} est une exposition d'une surface illuminée de façon uniforme ;
– $DN_{\text{dark''}}$ est une exposition de même durée que DN_{ff} mais dans l'obscurité totale (obturateur fermé).

Ensuite, il faut convertir le signal DN en rapport I/F en chaque pixel donné, caractérisé par une géométrie d'observation. Dans le cas de la mission Cassini, il n'y a pas d'image de fond de ciel et de courrant d'obscurité pour chaque image, de ce fait, on utilise des images *dark* prises en vol (voir figure C.1a) et des fichiers de calibration réalisés pour chacun des filtres des deux caméras. Ainsi, on aura à la place de la relation précédente, un modèle mathématique qui se substituera aux données de calibration observationnelles ;

$$\frac{I}{F} = \frac{DN_{\text{raw}} - DN_{\text{dark}}}{w_0 \cdot t_{\text{exp}}} \tag{C.2}$$

où w_0 est le facteur de calibration du filtre considéré et t_{exp} est le temps d'exposition [Ferrari, 1992]. En réalité, la formule (C.2) est trop simple, d'après [Porco *et al.*, 2004], la conversion du DN en albédo géométrique peut s'écrire :

$$\frac{I}{F} = \frac{DN_{\text{raw}} - DN_{\text{dark}}}{w_0^{\text{filt}} \cdot t_{\text{exp}}} \times \text{GS} \tag{C.3}$$

GS est le terme de gain (*gain state*, en e^-/DN) qui tient compte de l'intensité du pixel, de la transmission des filtres, de l'efficacité quantique du CCD (tout cela intégré sur la plage en longueur d'onde couverte par les deux filtres), ainsi que de l'angle solide vu par un pixel et de l'aire collectée par la caméra.
w_0^{filt} (en $e^-.pixel^{-1}.s^{-1}$) est plus complexe et s'écrit comme le quotient d'un terme lié à la sensibilité du *flat field* (également intégré sur la plage en longueur d'onde des deux filtres) sur un terme lié à l'efficacité quantique du CCD.

Les routines de calibration photométrique `CISSCAL` d'ISS/Cassini permettent non seulement le passage du Data Number en I/F mais également la soustraction de certains pixels morts et autres signaux parasites facilement repérables (bandes horizontales ou verticales, bruit à 2 Hz, voir figure C.1), qui a été pré-implémentée dans une chaîne de traitement comprenant environ quinze étapes, voir [Porco et al., 2004] p 484.

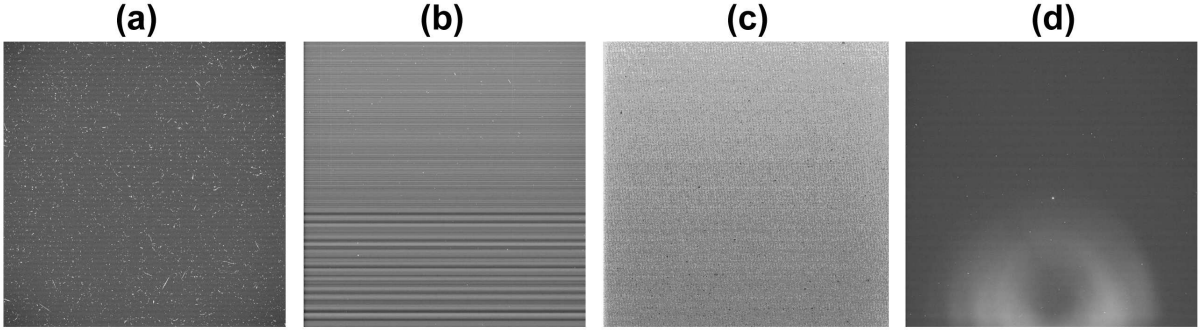


Figure C.1 – Exemples types d'images de calibration. (a)- Image *dark* de la WAC avec un temps d'exposition de 560 secondes. (b)- Bandes horizontales parasites d'une image NAC lorsque le signal est bas (on retrouve ce type de parasite sur les images du SOI), On remarque aisément les rayons cosmiques dans l'image. (c)- Bandes verticales parasites apparaissant lors d'un faible GS dans une image NAC en mode BOTSIM, $t_{\text{exp}} = 1$ s. (d)- Signal parasite à 2 Hz dans une image NAC où $t_{\text{exp}} = 18$ s . Le signal parasite en bas de l'image est la lumière diffusée par le second mirroir de la caméra (voir schéma de la figure 1.5 page 35)

Cependant, cela ne suffit pas et souvent, un traitement supplémentaire doit être appliqué pour diminuer le bruit (voir le §C.1.2).

C.1.2 Artéfacts instrumentaux et bruits résiduels

Lors de mon étude de l'effet d'opposition, j'ai remarqué sur des images calibrées, prises à un angle de phase d'environ 6 degrés, une surbrillance similaire à l'effet d'opposition (figure C.3). Toutefois, il ne pouvait s'agir de la tâche d'opposition puisque celle-ci se trouve présciséemment à 0°. Il est donc certainement question d'un artéfact instrumental qui reflète les reflexions internes à l'intérieur de la caméra.
En extrayant un profil azimutal à l'endroit où il n'y a pas d'anneaux visibles dans l'image W1496865363 ([1]), on obtient la figure suivante :

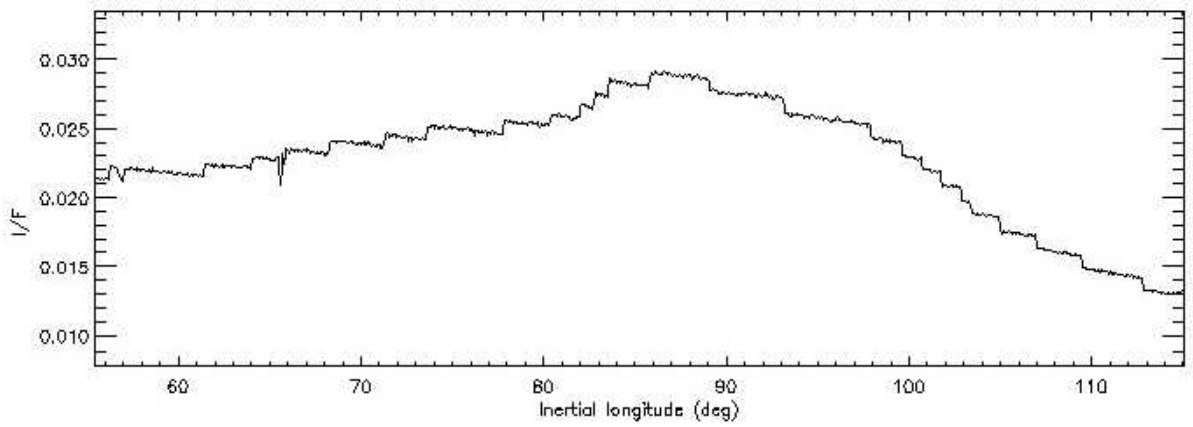


Figure C.2 – Profil du fond parasite de l'image W1496865363

Vu la persistance de cette surbrillance dans les images suivantes et dans d'autres configurations, il a semblé évident que soit toutes les réflexions internes de la WAC ne sont pas prises en compte par `CISSCAL`, soit il s'agit d'un autre type de lumière parasite (à vérifier) : la lumière de Saturne (§C.1.3).

[1] On se trouve en fait dans l'anneau D et dans l'annelet D73 plus précisémment mais ce dernier ne peut pas émettre de surbrillance de la sorte à angle de phase faible et non nul

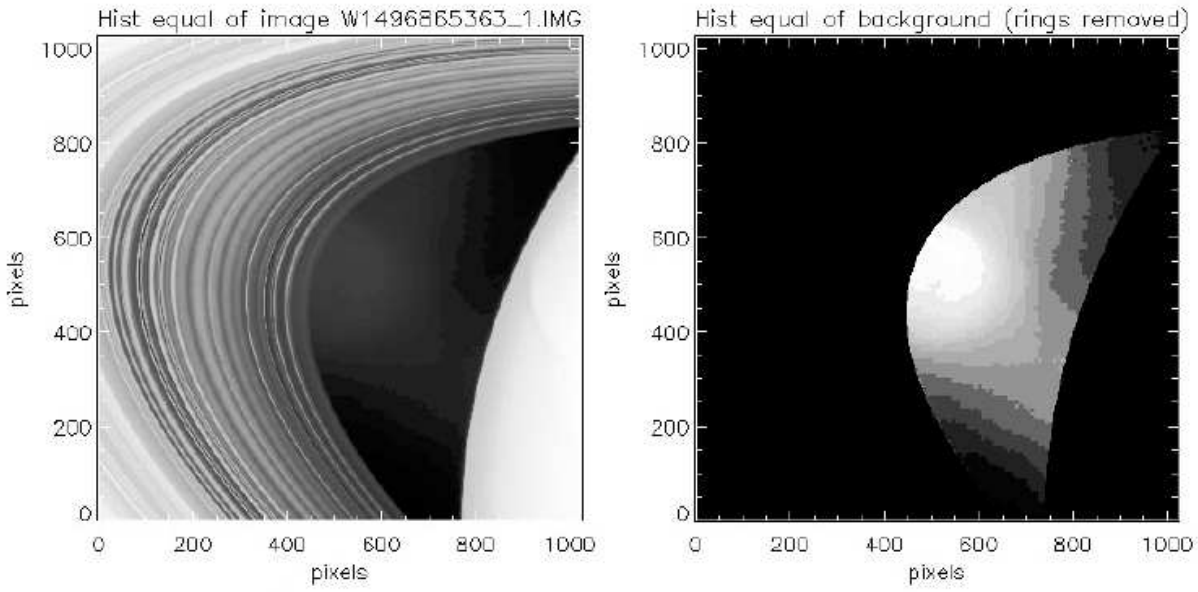


Figure C.3 – Egalisation des histogrammes de l'image W1496865363 entière et de l'image avec uniquement le fond parasite

C.1.3 Soustraction de la lumière de Saturne

On se rend bien compte vu la proximité des anneaux avec le globe de Saturne que la lumière solaire diffusée par Saturne intervient dans le transfert de rayonnement des anneaux. Cet effet concerne tous les anneaux principaux, les plus diffus étant les plus gênés par cet effet parasite. Par exemple, l'anneau C augmente clairement en brillance à mesure que l'on se rapproche de la lumière solaire maximale réfléchie par Saturne (voir figure C.4).

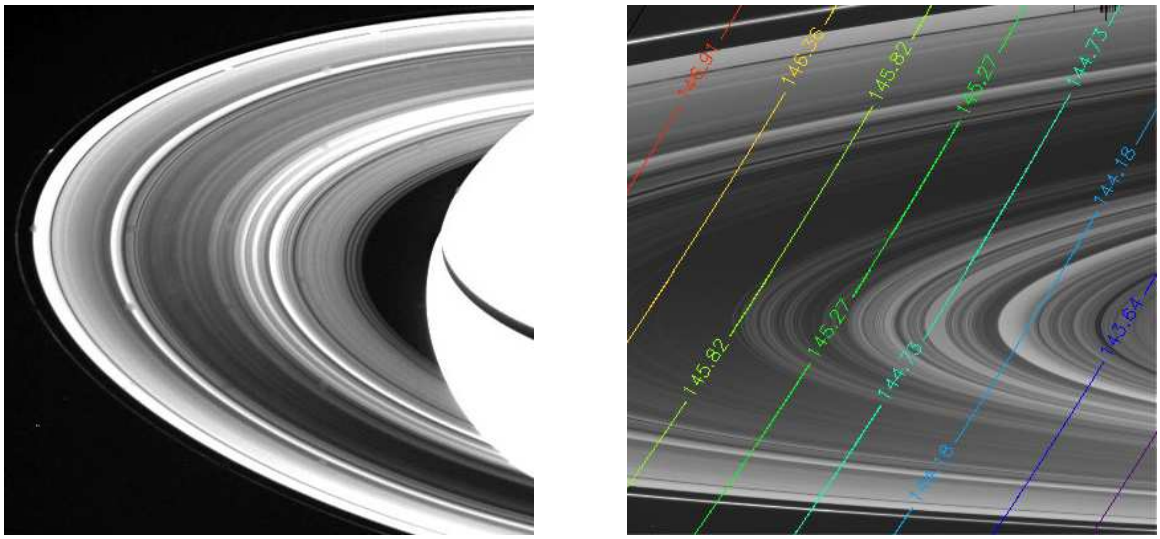


Figure C.4 – A gauche – Image VOYAGER faisant clairement apparaître la lumière diffusée de Saturne par les anneaux (PIA01955). Il suffit de regarder par exemple l'anneau B en haut de l'image : il est beaucoup plus brillant qu'en bas à droite où la diffusion de la lumière de Saturne par les anneaux est moins importante.
A droite – Image CASSINI faisant apparaître le même phénomène (W1477669029). Les isocontours d'angles de phase sont indiqués et montrent bien qu'il ne s'agit pas d'un simple effet de phase.

En utilisant le principe de réciprocité de [Minnaert, 1961] et de [Van de Hulst, 1980], la brillance $I_{\rm inc}$ en un point donné de Saturne est de la forme :

$$\frac{I_{\rm inc}}{F} = \mu_0^{\rm k}\ \mu^{\rm k-1}\ P(\alpha) \times \Upsilon_{\rm sym}(\mu_0, \mu) \tag{C.4}$$

où k peut être une fonction qui dépend de α, $\Upsilon_{\rm sym}(\mu_0, \mu)$ est une fonction symétrique qui dépend de μ_0 et μ. Cooke [1991] a utilisé un modèle plus simple pour la lumière de Saturne, qui est la loi de Minnaert :

$$I_{\rm inc} = \left({\rm k} + \frac{1}{2} \right) .{\rm p_v}\ \mu_0^{\rm k}\ \mu^{{\rm k}-1} \tag{C.5}$$

La réflectance normale vaut $r_{\rm n} = ({\rm k} + \frac{1}{2}).{\rm p_v}$ avec $\rm p_v$ l'albédo géométrique défini précédemment. Doyle *et al.* [1989] ont utilisé ce modèle en prenant comme valeurs $r_{\rm n} = 0,36$ et k=0,67, ce qui est satisfaisant quand la lumière de Saturne n'est pas trop importante, et ceci quelque soit l'angle de phase. En fait la dépendance des deux coefficients avec l'angle de phase est faible, tant que les particules diffusent fortement la lumière vers l'avant, parce que la grande valeur de l'albédo des aérosols dans les nuages de Saturne dans une diffusion multiple a tendance à diluer l'anisotropie, excepté pour des petites valeurs de μ_0 et de μ. [Dones *et al.*, 1993] ont remarqué que Saturne possède un limbe moins sombre qu'une planète lambertienne, pour laquelle le coefficient k=1, la tendance veut en fait que Saturne soit plus brillante et moins sombre au limbe quand la lumière est plus rouge (quand λ diminue).

Il y a une troisième méthode pour modéliser la lumière de Saturne, on résoud ce problème en incluant la réflexion et la transmission de la lumière de Saturne par les anneaux dans le transfert radiatif des anneaux. La méthode consiste à utiliser les images de Saturne prises dans les mêmes géométries d'observations que les images des anneaux que l'on veut débruiter, et d'ajuster la réflectivité $\frac{I}{F}$ en chaque point de la planète comme une fonction de l'angle d'incidence i tel que $\mu_0 = \cos i = 1$ corresponde au midi local à la latitude subsolaire et $\mu_0 = 0$ au terminator, de l'angle d'émission ϵ pour lequel $\mu = \cos \epsilon = 1$ au point au-dessous de l'observateur et $\mu = 0$ au limbe et de l'angle de phase α.
Utiliser un modèle de transfert radiatif pour trouver l'albédo des particules des nuages de Saturne et leur fonction de phase qui satisfont aux contraintes observationnelles n'est pas trivial. Un tel modèle dépend de l'angle d'incidence solaire et de l'angle d'émission de l'observateur pour des valeurs [2] allant de 0° à 150° par pas de 30°. [Dones *et al.*, 1993] ont utilisé cette procédure, semble-t-il plus précise que les deux méthodes précédentes : au lieu d'ajuster la lumière par la loi de Minnaert (C.5), on utilise la loi de [Barkstrom, 1973] pour laquelle les résidus sont plus petits :

$$\boxed{\frac{I_{\rm inc}}{F} = \frac{A}{\mu} \left(\frac{\mu\ \mu_0}{\mu + \mu_0} \right)^B} \tag{C.6}$$

Les coefficients A et B varient lentement avec l'angle de phase α.
Le résultat de la modélisation de la lumière de Saturne fourni par [Dones *et al.*, 1993] montre que l'albédo géométrique des anneaux principaux est dominé par la **simple diffusion vers l'avant de la lumière solaire** et par la rétro-diffusion multiple de la lumière solaire combinée à la **rétro-diffusion simple de la lumière de Saturne**.

Cependant lorsque Saturne se trouve dans le champ de la caméra, l'intensité lumineuse qui provient de la planète ne peut pas être modélisée juste par le transfert de rayonnement. À cause des réflections à l'intérieur de l'instrument, des images présentent une lumière diffuse qui décroît sur l'image avec la distance au bord de Saturne. Il faut bien voir que cette distance est une longueur en pixel sur l'image et non une distance réelle au centre de Saturne. Et lorsque l'image est reprojetée, on retrouve cette lumière diffusée pour toutes les distances réelles. Il faut donc corriger cet effet purement instrumental.

❶ Pour évaluer la contribution de cette lumière, on extrait des profils les zones de fond de ciel (*i.e.* autres que les anneaux ou Saturne).

❷ Puis on ajuste par une fonction le flux dans ces régions sombres de manière à déterminer la contribution de cette intensité parasitaire. On suppose que le flux diffusé décroît comme une loi de puissance en $1/\rho^n$, où ρ est la distance à partir du bord de Saturne. Cependant on s'aperçoit dans une représentation logarithmique de l'intensité I/F en fonction de la distance au bord de Saturne,

[2] cf tableau V de [Dones *et al.*, 1993]

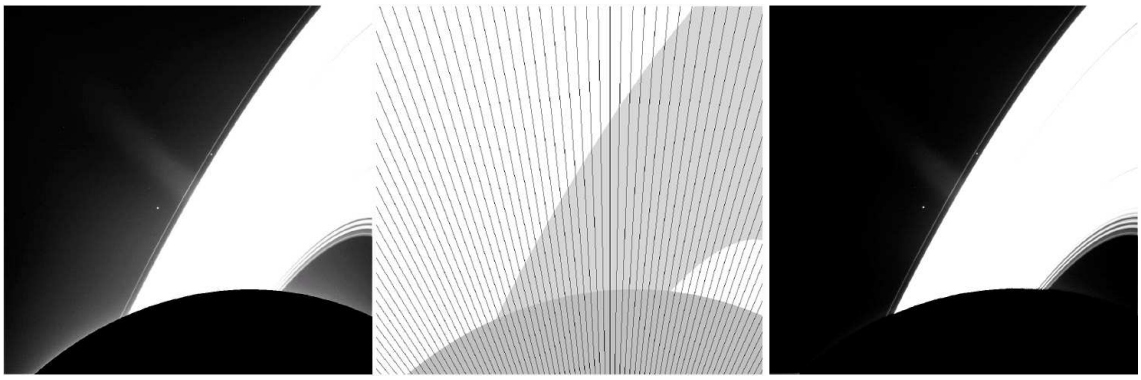


Figure C.5 – Soustraction de la lumière diffuse de Saturne pour l'étude de l'anneau C réalisée avec les images CASSINI. – A gauche – Une image calibrée photométriquement des anneaux de Saturne avec Saturne dans le champ, le globe de Saturne a été préalablement soustrait. – Au centre – Résultat d'une extraction de profils radiaux dans le fond de ciel sur toute l'image et obtention de la lumière diffusée de Saturne en fonction de la distance au limbe de Saturne. – A droite – L'image à laquelle la lumière diffuse à été soustraite. On note cependant qu'il reste encore de la lumière parasite au centre de l'image. Cet artéfact instrumental n'a pas été quantifié. Tiré de [Mouginot, 2005]

que la distribution des valeurs du fond de ciel n'est pas linéaire comme elle aurait dû l'être pour une loi de puissance. Par conséquent, l'ajustement approprié est un polynôme de degré 3 en échelle logarithmique. On crée enfin un masque qui pourra ensuite être soustrait à l'image.

C.2 Filtres en lumière polarisée

C.2.1 La polarisation et la fonction de phase

En général, l'effet de la polarisation de l'onde diffusée pour définir la fonction de phase des particules est négligé (voir le chapitre 5 page 113 et l'annexe E page 339).
Il convient ici d'expliquer en quoi la polarisation peut être gênante ou même intéressante pour l'étude du rayonnement émis par une particule.
La polarisation est une propriété des ondes électromagnétiques indiquant la direction de leur oscillation, qui est perpendiculaire au sens de propagation. La fonction de phase de simple diffusion $P(\alpha, \lambda, r)$ peut en fait être vue comme une matrice de phase qui décrit l'état de polarisation d'un rayonnement diffusé [Chandrasekhar, 1960 p.40], [Hansen *&* Travis, 1974]. Les petites particules (diffusion de Rayleigh) produisent une large polarisation ($\sim 100\%$) à des angles de phase intermédiaires car elles diffusent comme des dipôles (figure E.6). Les grosses particules, plus lisses et sphériques, produisent des polarisations plus petites ($\sim$ 10 à 60%) dans toutes les directions. Comme les diffusions multiples augmentent le caractère aléatoire des angles de diffusion, un rayonnement initialement polarisé est majoritairement dépolarisé après avoir été diffusé par des particules sphériques. Ceci est d'autant plus vrai que les particules irrégulières sont orientées aléatoirement, voir [Cuzzi *&* Pollack, 1978]. Cependant, la polarisation résiduelle d'une simple diffusion contient une information utile pour déterminer la taille et la structure de la surface d'une particule quand sa taille est comparable ou plus grande que la longueur d'onde à laquelle elle est observée.
Ainsi la polarisation intervient dans tous les types de diffusion, en particulier dans la diffusion de Rayleigh qui est responsable de la couleur bleue du ciel due aux molécules d'air qui absorbent la lumière bleue du Soleil, et la réemettent perpendiculairement. Elles laissent par contre parfaitement passer la lumière rouge. En fait, la fonction de phase de Rayleigh vue en (E.14) s'écrit comme la somme d'une polarisation parallèle et orthogonale au plan de diffusion, cf [Chandrasekhar, 1960] avec γ le taux de dépolarisation :

$$\boxed{P_{\text{R}}(\alpha) = P_{\perp} + P_{\parallel} = \frac{3}{4}\left(\frac{1-\delta}{1+2\delta}\right)(1+\cos^2\alpha) + \left(\frac{3\delta}{1+2\delta}\right)} \tag{C.7}$$

où $\delta = \gamma/(2-\gamma)$ et $\gamma = 0,0279$ selon [Young, 1980].
L'intensité de l'onde émise est $\frac{I}{I_0} = \frac{8\pi^4 N \alpha_p^2}{\lambda^4 \rho^2}(1+\cos^2\alpha)$. Autre caractéristique de la diffusion de Rayleigh, la section efficace d'extinction $\sigma_{\text{ext}} \propto \lambda^{-4}$.

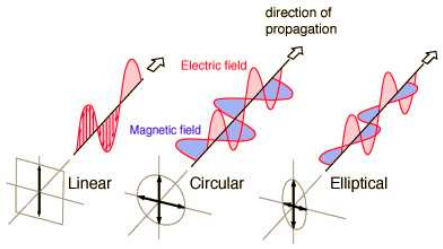


Figure C.6 – Les trois états de polarisation d'une onde électromagnétique.

Cependant l'équation (C.7) est limitante car elle ne considère qu'un seul type de polarisation (linéaire), il existe pourtant deux polarisations particulières :
- **la polarisation linéaire** : la direction de l'oscillation est constante. Dans le cas de la diffusion d'une onde non polarisée, l'onde réémise par la particule est polarisée linéairement dans le plan perpendiculaire à la direction du faisceau incident.
- **la polarisation elliptique**, et dans certains cas, circulaire : la direction de l'oscillation tourne autour de l'axe de propagation à la fréquence de l'onde électromagnétique (voir la figure C.6).
- Dans la pratique, la polarisation d'une onde peut être intermédiaire entre la polarisation linéaire et circulaire, l'onde peut également se décomposer comme somme de deux ondes à polarisation linéaire ou de deux ondes à polarisation circulaire.

Dans le cas de la diffusion d'une onde non polarisée, l'onde réémise par la particule est polarisée linéairement dans le plan perpendiculaire à la direction du faisceau incident, à un azimuth de référence, dit angle de polarisation θ_p. Mais dans la pratique, la polarisation d'une onde peut être intermédiaire entre la polarisation linéaire et circulaire, l'onde peut également se décomposer comme somme de deux ondes à polarisation linéaire ou de deux ondes à polarisation circulaire.

C.2.2 Les paramètres de Stokes

La polarisation d'un rayon lumineux quasi-monochromatique peut être représentée par le vecteur de Stokes, [Van de Hulst, 1957, §5.12] :

$$S = \begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix} \tag{C.8}$$

où I, Q, U, V sont les **paramètres de Stokes** definis ainsi :
I proportionnel au flux total du rayon lumineux ($I = \sqrt{Q^2+U^2+V^2}$) ;
$\pm Q$ est le flux produit par la lumière qui est linéairement polarisé dans la direction parallèle (+) via $I_\parallel$ ou perpendiculaire (-) via $I_\perp$ à la direction azimutale de référence ;
$\pm U$ est le flux produit par la lumière qui est linéairement polarisée dans une direction à $\pm 45^o$;
$\pm V$ est le flux produit par la lumière polarisée circulairement dans le sens trogonométrique (+) ou inverse (-).
En fonction de $I_\parallel$ et $I_\perp$ on peut réécrire les principaux paramètres de Stokes :

$$\begin{aligned} I &\equiv I_\perp + I_\parallel \\ Q &\equiv I_\perp - I_\parallel \\ U &\equiv Q \tan 2\theta_p \end{aligned} \tag{C.9}$$

où l'azimuth de polarisation θ_p est défini comme étant l'angle entre le vecteur champ électrique total reçu par l'observateur et le vecteur perpendiculaire au plan des anneaux, il s'écrit :

$$\theta_p = \frac{1}{2} \times \arctan\left(\frac{U}{Q}\right) \tag{C.10}$$

C.2.3 Obtention du degré linéaire de polarisation avec les images

☞ **Pour des observations**, les images [img_0, img_{60}, img_{120}] ou [img_0, img_{90}] prises respectivement dans les filtres polarisés[3] à 0, 60, 90 et 120 degrés permettent d'obtenir les paramètres de Stokes :

$$I = \frac{2}{3} \times (img_0 + img_{60} + img_{120}) \qquad I = \frac{1}{2} \times (img_0 + img_{90}) \tag{C.11}$$

$$U = \frac{2}{\sqrt{3}} \times (img_{120} - img_{60}) \qquad U = \frac{1}{2} \times (img_0 - img_{90}) \tag{C.12}$$

$$Q = \frac{2}{3} \times (2img_0 - img_{60} - img_{120}) \qquad Q = \frac{1}{2} \times (img_0 - img_{90}) \tan 2\theta_p \tag{C.13}$$

Notre équipe (AIM/Cassini) a été chargée en 2007 de caractériser les paramètres de Stockes pour la calibration des filtres polarisés. Ce travail, réalisé par Julien Salmon, est en train d'être intégré dans les procédures de calibration `CISSCAL` de Ben Knowles. Bien que nous soyons presqu'à la fin de la mission nominale, aucun traitement scientifique n'a pu être extrait des images polarisées du fait que la calibration de ces filtres n'a pas encore été validée. Avec les paramètres de Stokes, on obtient un paramètre fondamental en polarimétrie, cf [Dollfus, 1996], le **degré de polarisation linéaire** :

$$\boxed{P_\ell(\%) \equiv \frac{I_\perp - I_\parallel}{I_\perp + I_\parallel} = \sqrt{\left(\frac{Q}{I}\right)^2 + \left(\frac{U}{I}\right)^2}} \tag{C.14}$$

C.2.4 Modélisation du degré linéaire de polarisation

☞ **Pour la modélisation** des paramètres de Stokes, on se réfère à un ensemble aléatoirement orienté de particules et le vecteur de Stokes s'écrit en fonction d'une matrice 4×4 d'après la théorie de [Van de Hulst, 1957, §5.22] :

$$\begin{bmatrix} I_{\text{scat}} \\ Q_{\text{scat}} \\ U_{\text{scat}} \\ V_{\text{scat}} \end{bmatrix} = \frac{\lambda^2}{4\pi\rho} \cdot \begin{bmatrix} F_{11} & F_{12} & F_{13} & F_{14} \\ F_{12} & F_{22} & F_{23} & F_{24} \\ -F_{13} & -F_{32} & F_{33} & F_{34} \\ F_{14} & F_{24} & -F_{34} & F_{44} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} I_0 \\ Q_0 \\ U_0 \\ V_0 \end{bmatrix} \tag{C.15}$$

Les éléments F_{ij} avec $i, j = 1$ à 4 contiennent des informations sur la taille des particules, la forme et l'indice complexe de réfraction des diffuseurs. La détermination s'effectue sur non pas 16 mais 6 coefficients, après hypothèses simplificatrices de symétrie et par annulation des coefficients F_{13}, F_{14}, F_{23} et F_{24}, d'après [Van de Hulst, 1957]. On peut alors trouver à partir des coefficients de la matrice de diffusion la fonction de phase et le degré de polarisation linéaire :

$$P(\alpha) = F_{11} \tag{C.16}$$

$$\boxed{P_\ell(\%) = \frac{-F_{12}}{F_{11}}} \tag{C.17}$$

Dans le cas de la diffusion de Rayleigh vue en (E.14), il est également possible d'écrire la fonction de phase et le degré de polarisation linéaire. La fonction de phase s'écrit comme la somme d'une polarisation parallèle et orthogonale au plan de diffusion, voir l'équation (C.7). Quant au degré linéaire de polarisation, il s'écrit alors :

$$\boxed{P_\ell(\%) = \frac{\sin^2 \alpha}{1 + \cos^2 \alpha}} \tag{C.18}$$

[3] Toute lumière qui se réfléchit sur une surface plane est partiellement polarisée. Prendre un filtre de polarisation dans une direction et observer une surface permet d'éliminer la lumière polarisée dans la direction perpendiculaire puisque les filtres de polarisation enlèvent la lumière polarisée perpendiculairement à eux-mêmes.

Annexe D

Interactions dynamiques entre anneaux et satellites

D.1 Présentation des satellites de Saturne

D.1.1 Des familles de satellites

Saturne possède un nombre très important de satellites, ce nombre n'est pas fixe car de nouvelles lunes s'ajoutent sans cesse à celles que nous connaissons aujourd'hui. Avant le passage des sondes Voyager, elles étaient au nombre de 10. La majorité est réunie dans un premier groupe de satellites nommé satellites majeurs ou principaux car ils ont été découverts depuis la Terre. Puis après Voyager, ce nombre s'est fixé à 17. Et maintenant il avoisine les 37 et devrait franchir le cap des quarante satellites.

Il existe trois nomenclatures servant à la désignation des satellites. La première consiste simplement à les nommer selon la mythologie grecque des Titans et de la mythologie scandinave pour les satellites éloignés. Cependant, ce n'est pas la classification la plus ancienne, qui repose sur la notion de distance à Saturne. Cette deuxième classification consiste en la lettre S suivie d'un chiffre romain indiquant la position du satellite en partant de la planète. Cependant, cette nomenclature n'est plus réactualisée et comporte des invraisemblances, ainsi Epiméthée est le cinquième satellite en partant de la planète, pourtant il est nommé SXI. La dernière classification est celle des noms provisoires donnés aux satellites, du fait du délai accordé pour nommer un satellite, ce nom provisoire peut persister pendant 6 mois à un an et donc se retrouver dans la littérature[1]. Quoi qu'il en soit, la deuxième classification permet de régrouper les satellites en familles :

– les satellites principaux (de I à VIII) qui ressemblent aux satellites galiléens en plus petit et aux planètes telluriques.
– les satellites coorbitaux (XII, XIII, XIV) qui tournent sur certaines orbites des satellites précédents.
– les satellites gardiens des anneaux ou *annelunes*, traduit de l'anglais *ringmoon* (X, XI, XV, XVI, XVII, XVIII), à l'intérieur de l'orbite de l'anneau G, qui interagissent gravitationnellement avec eux.
– le petit satellite Phœbé très éloigné des autres et de Saturne (IX), accompagné de très petits satellites découverts en 2000, 2004 et 2006.

[1] Quand un nouveau satellite est découvert, il reçoit d'abord un nom provisoire ainsi formé : S/année de la découverte et initiale de la planète suivi du numéro d'ordre des satellites découverts dans l'année

Satellites				Masse (10^{20} kg)	Rayon (km)	a (km)	e	i (°)
Petits Satellites	Pan	SXVIII	S/1990 S1		12,8	133 580	0,0000	0,001
	Daphnis	SXXXV	S/2005 S1			136 500	0,0000	0,000
	Atlas	SXV	S/1980 S3		10,0	137 670	0,0012	0,003
	Prométhée	SXVI	S/1980 S17	0,0014	46,8	139 380	0,0022	0,008
	Pandore	SXVII	S/1980 S16	0,0013	40,6	141 720	0,0042	0,050
	Epiméthée	SXI	S/1978 S1	0,0054	58,3	151 410	0,0098	0,351
	Janus	SX	S/1966 S1	0,0192	90,4	151 460	0,0068	0,163
	Méthone	SXXXII	S/2004 S1		3,0	194 440	0,0001	0,007
	Pallène	SXXXIII	S/2004 S2		4,0	212 280	0,0040	0,181
	Calypso	SXIV	S/1980 S25		9,5	294 710	0,0005	1,499
	Télesto	SXIII	S/1980 S13		12,0	294 710	0,0002	1,180
	Pollux	SXXXXIV	S/2004 S5		5,0	377 200	0,0192	0,177
	Hélène	SXII	S/1980 S6		16,0	377 420	0,0071	0,213
Satellites Majeurs	Mimas	SI	S/1789 S1	0,375	198,8	185 540	0,0196	1,572
	Encelade	SII	S/1789 S2	0,73	252,3	238 040	0,0047	0,009
	Téthys	SIII	S/1684 S1	6,22	536,3	294 670	0,0001	1,091
	Dioné	SIV	S/1684 S2	11,0	562,5	377 420	0,0022	0,028
	Rhéa	SV	S/1672 S1	23,1	564,5	527 070	0,0010	0,331
	Titan	SVI	S/1655 S1	1345,5	2575,5	1 221 870	0,0288	0,280
	Hypérion	SVII	S/1848 S1	0,2	133,0	1 500 880	0,0274	0,630
	Japet	SVIII	S/1671 S1	15,9	734,5	3 560 840	0,0283	7,489
Satellites extérieurs	Phœbé	SIX	S/1898 S1	0,004	106,6	12 947 780	0,1635	175,986
	Kiviuq	SXXIV	S/2000 S5		8,0	11 110 000	0,3289	45,708
	Ijiraq	SXXII	S/2000 S6		6,0	11 124 000	0,3164	46,448
	Paaliaq	SXX	S/2000 S2		11,0	15 200 000	0,3630	45,084
	Skathi	SXXVII	S/2000 S8		4,0	15 540 000	0,2698	152,630
	Albiorix	SXXVI	S/2000 S11		16,0	16 182 000	0,4770	34,208
	Bebhionn	SXXXVII	S/2004 S11			17 119 000	0,4691	35,012
	Erriapo	SXXVIII	S/2000 S10		5,0	17 343 000	0,4724	34,208
	Skoll	SXLVII	S/2006 S8			17 665 000	0,4641	161,188
	Tarvos	SXXI	S/2000 S4		7,5	17 983 000	0,5305	33,827
	Siarnaq	SXXIX	S/2000 S3		20,0	17 531 000	0,2960	46,002

Tableau D.1 – Paramètres physiques des plus importants satellites de Saturne, (Jacobson, 2007)

D.1.2 Définition des éléments orbitaux d'une ellipse

Une orbite elliptique peut se définir dans l'espace selon six paramètres permettant de calculer précisément la trajectoire complète. Deux de ces paramètres (excentricité e et demi-grand axe a) définissent la trajectoire dans un plan, trois autres (inclinaison i, longitude du nœud ascendant Ω et argument du péricentre ω) définissent l'orientation du plan dans l'espace et le dernier (longitude du péricentre $\tilde{\omega} = \Omega + \omega$) définit la position du corps. Dans le cas d'une orbite circulaire, l'excentricité est nulle et le demi-grand axe a est égal au demi-petit axe $b = \sqrt{a^2(1-e^2)}$. Dans le cas d'une orbite excentrique et inclinée par rapport à un plan de référence, on définit un repère de référence R_0=(O,i_0, j_0, k_0), un repère fixe lié à l'orbite R=(O,u_0, v_0, k_0) et un repère mobile (n, u, k). Pour passer de R à R_0 on utilise les angles d'Euler : Ω, i et ω. Ω est la longitude du noeud ascendant, soit l'angle de rotation mesuré autour de k_0 entre i_0 et n, l'inclinaison i est l'angle de rotation mesuré autour de n entre k_0 et k ; enfin l'argument au péricentre ω représente l'angle de rotation mesuré autour de k entre n et u_0.

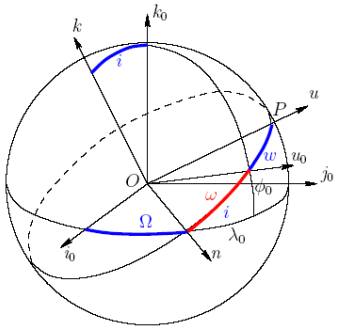


Figure D.1 – Ellipse inclinée dans des repères fixes et mobiles

D.2 Les résonances anneau-satellite

D.2.1 Définition théorique

Le mouvement des particules plus grandes qu'environ 1 mm est principalement sensible aux perturbations gravitationnelles dues aux satellites.
Les principaux effets visibles des anneaux, divisions et frontières, ondulations radiales ou azimutales, sont la conséquence des résonances. L'attraction gravitationnelle entre deux corps en orbite autour d'un troisème peut être amplifiée et va alors affecter leur mouvement. Une telle amplification est appelée « résonance ». Si la période de révolution d'une particule des anneaux est un multiple entier ou une fraction de la période d'un satellite, l'effet gravitationnel total du satellite est une attraction appliquée de façon répétée au même point du mouvement orbital. L'effet est ainsi amplifié et dans certains cas, la résonance orbitale bloque une région des anneaux sur des orbites dont les périodes sont dans un rapport fixe de deux entiers de petite valeur par rapport à celle au satellite.
Le mouvement et le potentiel d'un satellite sont alors décrits avec la dynamique. Une orbite inclinée et faiblement excentrique est représentée en terme de petites oscillations autour d'un mouvement angulaire de vitesse angulaire uniforme.
Soit Ω_p la vitesse angulaire d'une particule en orbite autour de Saturne pour laquelle la composante potentielle est stationnaire :

$$\Omega_p = \omega/m \tag{D.1}$$

m est un entier positif. Dans le cas keplerien, cette vitesse est le mouvement moyen n :

$$\Omega_p(\text{Kepler}) \equiv n = \sqrt{\frac{GM_\flat}{a^3}} \tag{D.2}$$

et les oscillations ont la même fréquence. Mais en ajoutant des perturbations telles que l'aplatissement d'une planète ou l'autogravité d'un disque, la fréquence des perturbations conduit à deux types d'oscillations : les oscillations hors du plan, qui ont une fréquence ν dite verticale, tandis que les oscillations dans le plan ont une fréquence κ dite épicyclique.
Les fréquences verticale et épicyclique s'écrivent alors :

$$\kappa = n - \frac{d\tilde{\omega}}{dt} \tag{D.3}$$

$$\nu = n - \frac{d\Omega}{dt} \tag{D.4}$$

La vitesse angulaire perturbée est définie par la vitesse de groupe obtenue à partir du développement en série de Fourier du potentiel de perturbation dû au satellite. Son expression est la suivante :

$$m\Omega_p = mn' + k\kappa' + p\nu' \tag{D.5}$$

où m est un entier positif, k et p sont des entiers arbitraires. Le triplet (n', κ', ν') caractérise le satellite perturbant et le triplet (n, κ, ν) caractérise une particule de l'anneau.
Les résonances se produisent quand certains arguments de la fonction de perturbation sont stationnaires, ce qui permet l'accumulation de l'effet sur une longue durée. La résolution de l'équation ci-dessus se traduit alors par trois types de résonances :
– La résonance de **corotation** où $m(n - \Omega_p) = 0$
– Les résonances de **Lindblad** où $m(n - \Omega_p) = \pm\kappa$
– Les résonances **verticales** avec $m(n - \Omega_p) = \pm\nu$
Le signe + correspond aux résonances intérieures aux résonances de corotation, en d'autres termes le matériel de l'anneau proche de la résonance va dériver vers l'intérieur tandis que le moins correspond aux résonances extérieures aux résonances en corotation, où le matériel de l'anneau est chassé vers l'extérieur. Elles sont appelées respectivement résonances intérieures et extérieures.
En résumé, la notation générale d'une résonance exige que deux corps en mouvements commensurables

sont en résonance (m+k+p) :m si leur mouvement moyen répond à la condition $m\Omega_p = mn' + k\kappa' + p\nu'$ où $(n' - \kappa')$ est le taux de précession de l'apse du satellite.

$$\frac{n}{n'} \approx \frac{m+k+p}{m-1} \tag{D.6}$$

Lorsque $n \simeq \kappa \simeq \nu$ dans les anneaux, les résonances verticales et de Lindblad ne représentent que quelques pourcents de l'effet global. Quand $\nu > n > \kappa$ à cause de l'effet d'aplatissement de la planète, les résonances verticales sont situées à l'intérieur des résonances de Lindblad. Enfin, les plus fortes résonances sont les cas horizontaux où $k = p = 0$ et les cas verticaux où $k = 0$ et $p = 1$.

Les résonances amplifient l'effet perturbateur des satellites sur les anneaux. Elles ont la particularité d'exciter certains modes des ondes spirales.
Les **résonances de Lindblad** conduisent à des **ondes spirales de densité**, caractérisées par des variations spirales de la densité.
Les ondes spirales de densité sont des oscillations horizontales de densité qui résultent du regroupement des orbites excentriques des particules, les petites perturbations engendrées par de telles ondes créent une relation entre l'excentricité des particules et le péricentre de leur orbite.

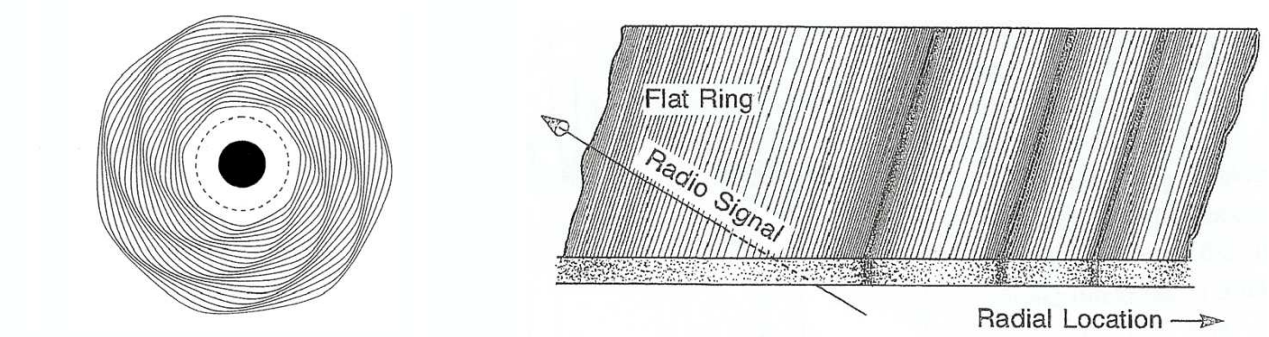


Figure D.2 – A gauche - Simulation numérique de (Murray & Dermott, 1999) d'une onde de densité à 7 bras se propageant dans un anneau autour d'une masse centrale, induite par une résonance de Lindblad dont la position est indiquée par le trait pointillé. A droite - Représentation shématique d'une occultation d'étoile par une onde spirale de densité, (Rosen, 1991a).

Les **résonances verticales** conduisent à des **ondes spirales de courbure** qui déplacent les particules hors du plan équatorial.
Les ondes spirales de courbure sont des plissements verticaux de l'anneau résultant de l'inclinaison des particules, les perturbations engendrées par les ondes de courbure forcent une relation cohérente entre l'inclinaison des particules et la ligne des noeuds de leur orbite.

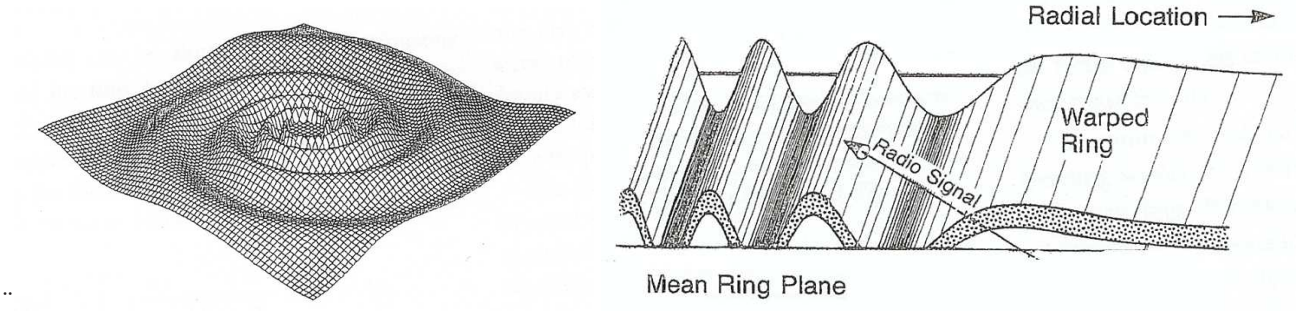


Figure D.3 – A gauche - Simulation numérique d'une onde de courbure à deux bras induisant un déplacement vertical des particules, (Shu *et al.*, 1983). A droite - Représentation shématique d'une occultation d'étoile par une onde spirale de courbure, (Rosen, 1991a).

D.2.2 Insuffisance des résonances

Lorsque les anneaux de Saturne ont été observés à haute résolution par les sondes Voyager, il avait semblé évident de compter le nombre de stuctures [Smith et al., 1981,1982 ; Esposito et al., 1983ab]. Mais ce nombre a rapidement dépassé le millier et cette analyse quantitive a été écartée.
Il faut savoir que la majorité des régions individuelles des anneaux ne sont pas comprises. Seulement quelques régions (environ 90) des anneaux sont liées soit par leur origine soit par leur stabilité à des résonances [Holberg, 1982 ; Holberg et al., 1982 ; Esposito et al., 1987]. Les extrémités extérieures des anneaux sont par exemple maintenues par les plus fortes commensurabilités du système :
– **Le bord extérieur de l'anneau A** correspond à la résonance 7/6 centrale de Linblad induite par les satellites coorbitaux Janus et Epiméthée. Ont été observés au bord de cet anneau sept lobes [Porco *et al.*, 1984a].
– **Le bord extérieur de l'anneau B** (Division de Cassini) coïncide avec la résonance 2/1 intérieure de Lindblad avec Mimas [Goldreich & Tremaine, 1978a] et se manifeste par deux lobes dirigés vers Mimas [Porco *et al.*, 1984a].
Cependant, un bon nombre de lacunes et de frontières n'a pas encore été associé avec des résonances. Il est remarquable de constater le **nombre important de résonances non associées** à des ondes (en rouge dans la figure D.4) dans les anneaux et en particulier dans la partie extérieure de l'anneau A jusqu'à l'anneau F.

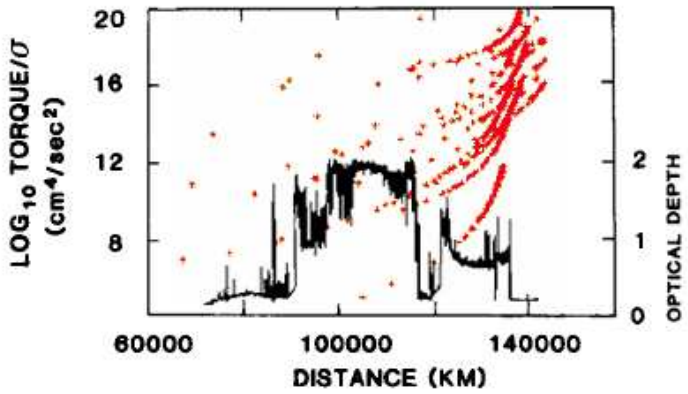


Figure D.4 – Répartition des résonances non identifiées dans les anneaux (Esposito *et al.*, 1983). Le profil de profondeur optique des anneaux est rajouté comme référence radiale.

Pourquoi y-a-t-il autant de résonances non associées au bord de l'anneau A ?
Ceci est dû d'une part au fait que pour ouvrir un anneau la résonance doit être suffisament forte pour contrebalancer l'étalement visqueux. De plus, les plus fortes résonances ne correspondent pas forcément aux plus grandes lacunes, voir [Goldreich & Tremaine, 1982]. L'anneau F semble d'ailleurs correspondre à une convergence de résonances inexpliquées et dont les effets n'ont été que peu mis en évidence.
J'ai cherché à savoir si dans les images Cassini, qui ont une bonne résolution spatiale et une plus grande gamme d'angles de phase que celles des Voyager, de nouvelles structures pouvaient être associées à des résonances prédites. Tout d'abord j'ai conservé les valeurs prédites de résonances calculées par [Esposito *et al.*, 1983], puis j'ai fait correspondre les structures les plus visibles du profil de profondeur optique [2] à celles des mosaïques des anneaux reconstruites à partir d'images haute résolution : ont pu ainsi être obtenues 211 structures [3], facilement identifiables dans les images ayant une bonne résolution radiale ($<$40 km.pixel^{-1}).
Puis en réalisant plusieurs mosaïques à différents angles de phase, j'ai vérifié d'une part si de nouvelles structures apparaissaient par effet de phase, et le cas échéant, si leur position correspondait à une résonance prédite d'autre part (voir les figures D.5, D.6, D.7 et D.8 dans la double page qui suit).

[2] Pour plus de détails sur la profondeur optique, se référer au chapitre 5 page 340.
[3] Le choix et la pertinence de ces 211 structures est discuté dans les chapitres 6 et 7.

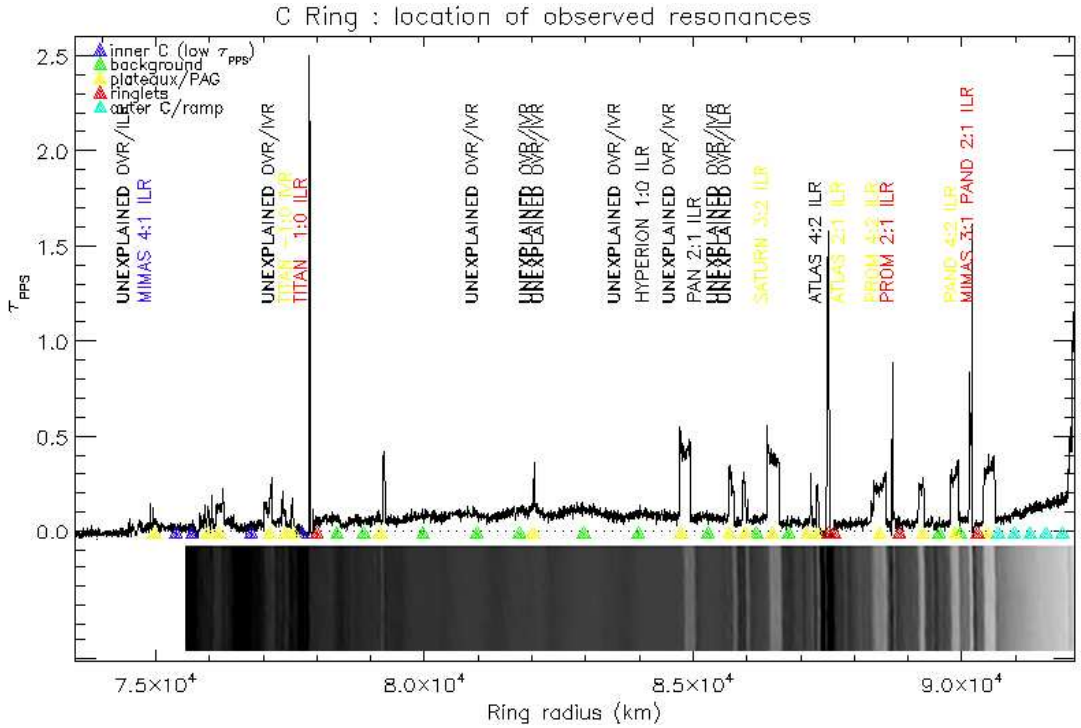


Figure D.5 – Positions théoriques des résonances dans l'**anneau C**, calculées par Esposito et al. (1987) et surimposées au profil de profondeur optique de l'instrument PPS de Voyager 2. Certaines ondes, assimilées à des ondes de densité par Rosen et al. (1991ab) sont également ajoutées. Deux images Cassini (N1481503400 et N1481503960) projetées dans le plan (Rayon, Longitude) des anneaux illustrent la complémentarité des images et des profils d'occultation. L'angle de phase est de 45° et la résolution radiale est de 11 km.pixel^{-1}.

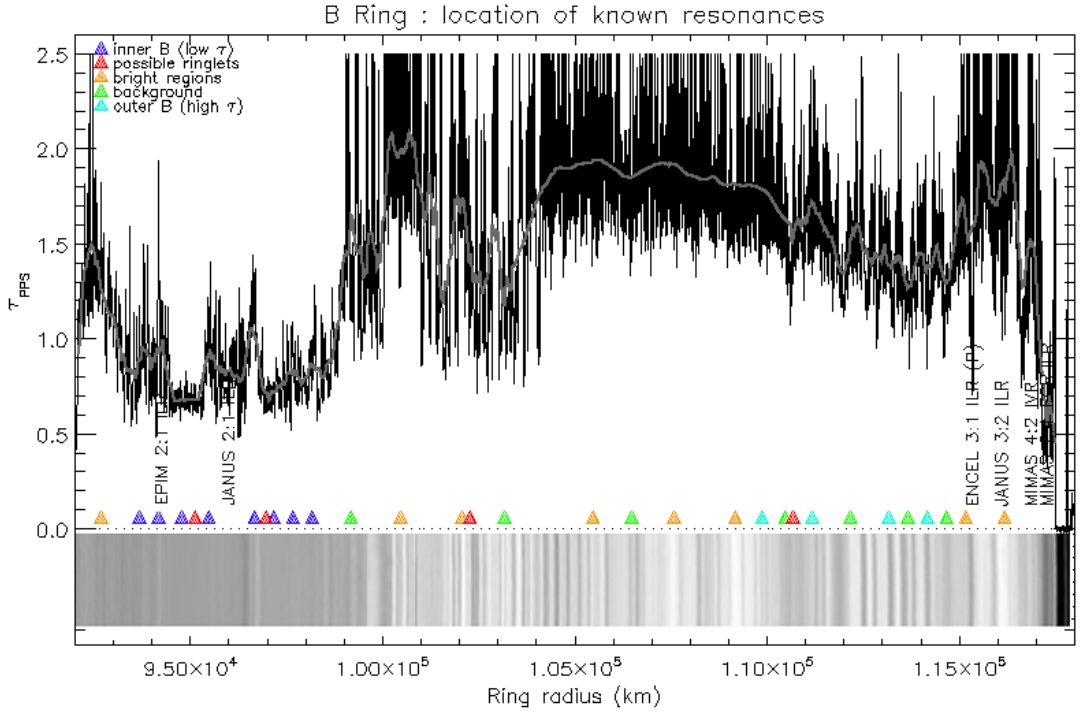


Figure D.6 – Positions théoriques des résonances dans l'**anneau B**, calculées par Esposito et al. (1987) et surimposées au profil de profondeur optique de l'instrument PPS de Voyager 2. La mosaïque est réalisée à partir des images Cassini N1481503960, N1481504512, N1481505090 et N1481505655 projetées dans le plan (Rayon, Longitude) des anneaux. L'angle de phase des images est de 45° et la résolution radiale est de 11 km.pixel^{-1}.

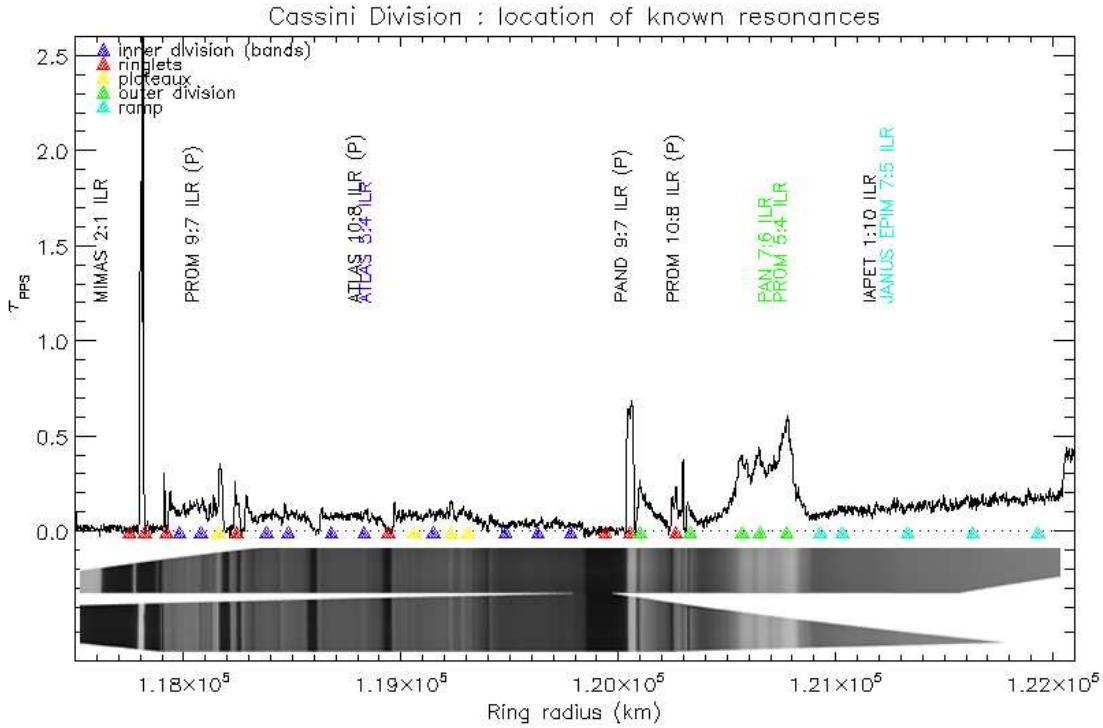


Figure D.7 – Positions théoriques des résonances dans la **Division de Cassini**, calculées par Esposito et al. (1987) et surimposées au profil de profondeur optique de l'instrument PPS de Voyager 2. Deux images Cassini datées du 20 mai 2005 et reprojetées dans le plan (Rayon, Longitude) des anneaux sont affichées et montre l'excentricité des structures dans la Division de Cassini (la carte reprojetée du haut correspond à l'image N1495272752 prise à la longitude inertielle de 74° et la carte reprojettée du bas correspond à l'image N1495286873 prise à la longitude inertielle de 252°). Les angles de phase respectifs sont de 0 et 13° et la résolution radiale est de 11 km.pixel^{-1}.

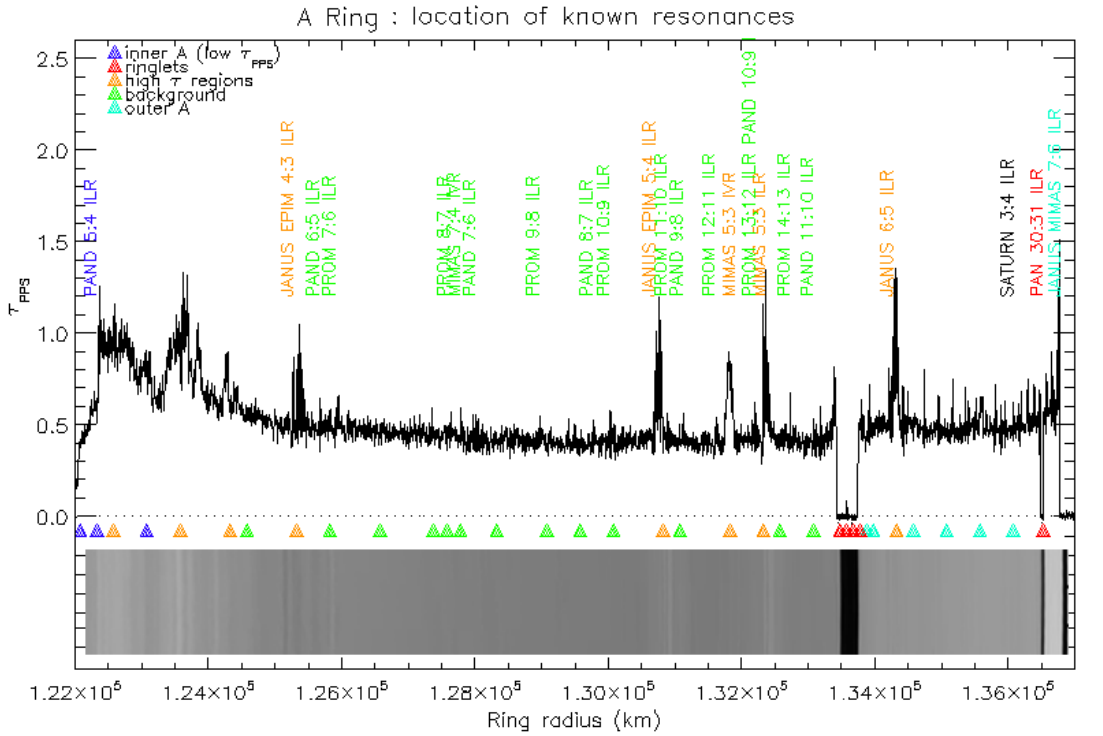


Figure D.8 – Positions théoriques des résonances dans l'**anneau A**, calculées par Esposito et al. (1987) et surimposées au profil de profondeur optique de l'instrument PPS de Voyager 2. La mosaïque est réalisée à partir des images Cassini N1481506220 et N1481505655 projetées dans le plan (Rayon, Longitude) des anneaux.

D.2.3 Variabilité des anneaux sur une échelle de 20 ans

Les figures D.5 à D.8 ont montré que les résonances précédemment calculées ne sont pas suffisantes pour expliquer toutes les structures observées dans les anneaux principaux : cela peut être dû, en outre, à des résonances avec des satellites récemment découverts. Toutefois, la comparaison du profil PPS avec les images Cassini offre la possibilité de comparer les anneaux sur une échelle de 20 ans.

Les images Cassini ont permis la **découverte de six nouvelles structures** dans les anneaux principaux, reparties dans les anneaux A et C et la Division de Cassini (voir le tableau D.2).

Rayon	Type de structure	Nom provisoire	Origine	Image
75 568 km	annelet	1,256 $R_\saturn$	?	Figure D.10
	onde	-	?	Figure 7.8 p. 173
118 927 km	annelet	1,971 $R_\saturn$	?	Figures 2.2 p. 48, D.11 et D.9
119 936 km	annelet	1,988 $R_\saturn$	?	Figures 2.2 et D.11
	onde	-	?	Figure 7.8 p. 173
136 527 km	annelet	2,263 $R_\saturn$	coorbital Daphnis	Figure D.12

Tableau D.2 – Localisation de structures inédites dans les anneaux de Saturne

Nous entendons par nouvelles structures, des structures qui n'ont jamais été répertoriées et qui ne sont pas visibles dans le profil de profondeur optique de Voyager. Il y a deux raisons simples qui peuvent expliquer l'absence de détection dans le profil PPS à très haute résolution :

- l'angle de phase : si les structures sont très sombres selon la géométrie d'illumination sous laquelle ont été observés les anneaux par le PPS, il est probable que ces structures n'aient pas émis un signal qui soit clairement distinguable du bruit ;
- la détection d'arcs : il est possible que la longitude à laquelle le PPS ait observé les anneaux corresponde à un vide de matière dans la structure considérée. Les annelets grumelés sont connus pour être des arcs de matière faisant partie d'un anneau interrompu à plusieurs reprises.

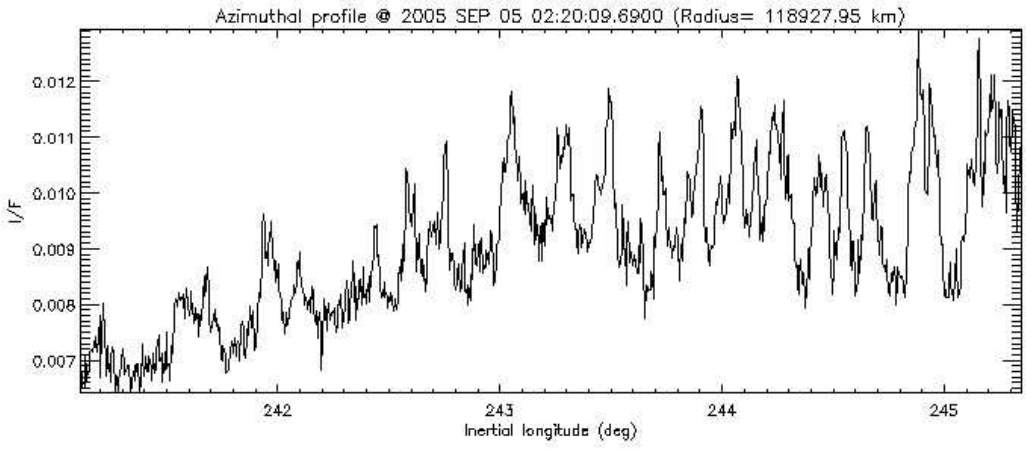


Figure D.9 – Profil azimutal de l'annelet 1.971 $R_\saturn$ obtenu dans l'image N1536485050 (figure D.11).

Ces résultats convergent vers une idée assez forte de la stabilité des structures des anneaux sur une échelle de 20 ans.

Les anneaux de Saturne ont peu changé sur une échelle de 20 ans. Les nouvelles structures découvertes par Cassini étaient certainement déjà présentes, mais la sensibilité des images et des profils d'occultation des sondes Voyager 1 et 2 n'ont pas permis la détection de ces structures.

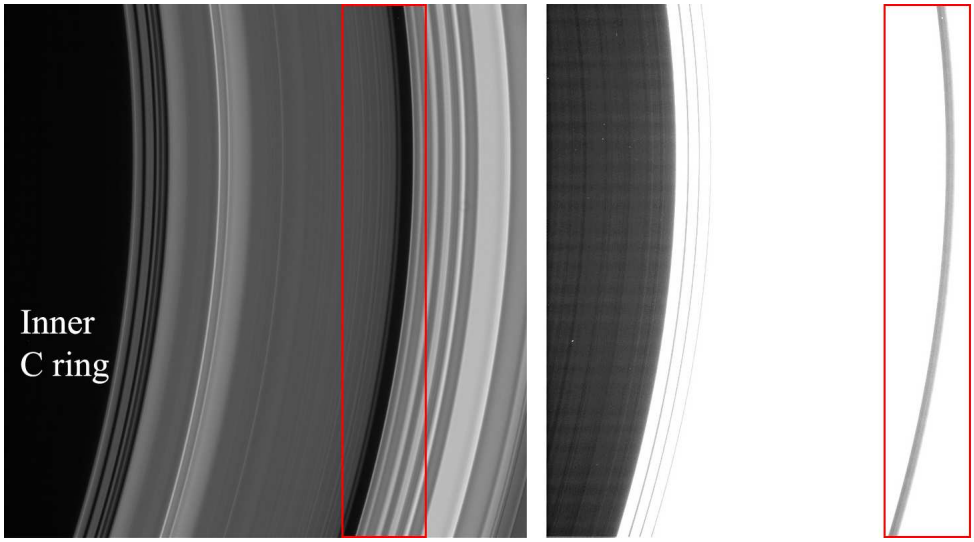


Figure D.10 – Image N1504582348 faisant apparaître l'annelet 1,256 R♄ dans l'anneau C

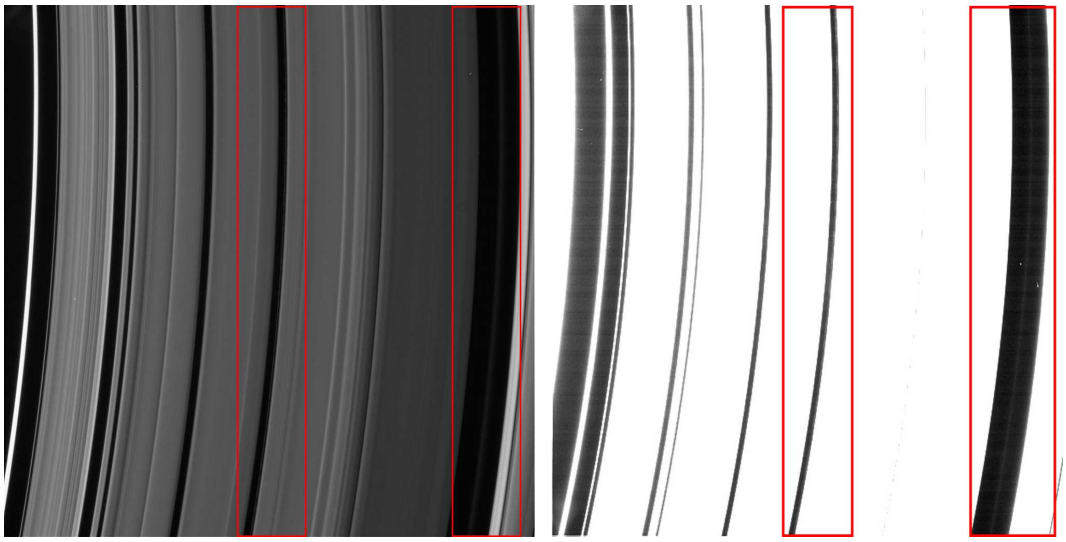


Figure D.11 – Images N1536485050 et N1504 faisant apparaître les annelets 1,971 R♄ et 1,988 R♄ dans la Division de Cassini

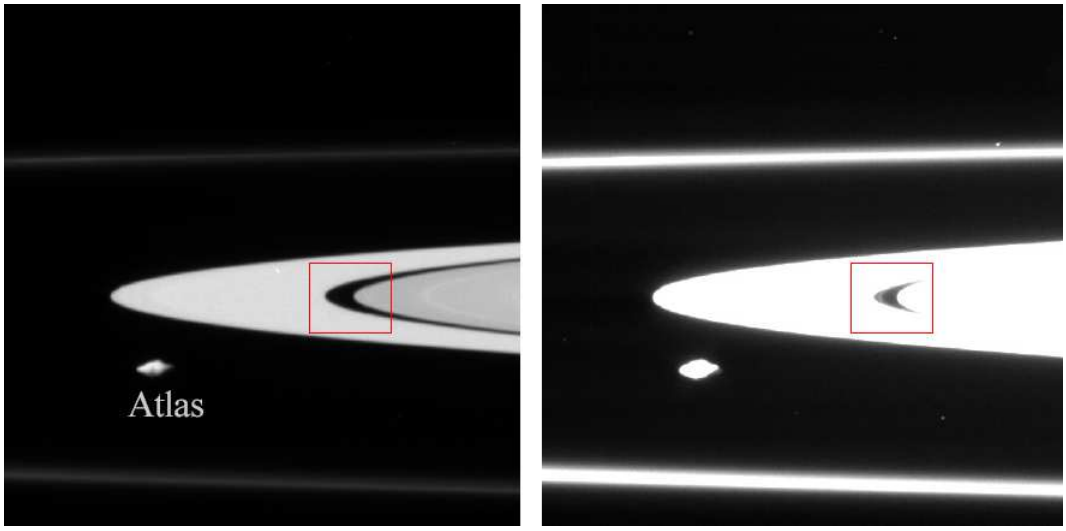


Figure D.12 – Image faisant apparaître l'annelet 2,263 R♄ dans l'anneau A

D.3 Confinements des anneaux par des annelunes

D.3.1 Confinement azimutal

Un arc en orbite keplerienne non perturbée autour d'une planète s'étale en azimut par rotation différentielle à la vitesse :

$$\boxed{\frac{d(\Delta\theta)}{dt} = \frac{3}{2}\frac{\Delta a}{a}n} \tag{D.7}$$

avec $\Delta\theta$ la longueur azimutale des arcs en radians, Δa la dispersion en demi–grand axe des particules, n le mouvement moyen des particules et a le demi-grand axe moyen de l'anneau.
Les annelets de la lacune d'Encke et l'anneau Adams de Neptune contiennent des arcs proéminents qui orbitent à vitesse keplerienne. Les arcs de Neptune ont persisté pendant plusieurs années, ce qui est plus que leur durée de vie relative à l'étalement par rotation différentielle. Par conséquent, il y a certainement un mécanisme qui confine les particules de cet anneau. Des mécanismes relativement bien compris comme les résonances de Lindblad et de corotation d'un ou plusieurs satellites sont capables de confiner des anneaux tant radialement qu'azimutalement.
L'exemple le plus flagrant de résonance de corotation est la commensurabilité 1/1. La résonance de corotation 1/1 avec Jupiter est responsable du confinement des astéroïdes troyens, ce qui libère des orbites tadpolaires par rapport aux points triangulaires de Lagrange de Jupiter. Cependant une forme de confinement associée à une telle résonance n'est pas stable. En effet, les points triangulaires lagrangiens L_4 et L_5 sont les maxima de potentiel énergétique et par conséquent, ils sont instables pour des systèmes dissipatifs par collisions tels que les anneaux planétaires. Un anneau voudrait typiquement s'étaler progressivement tant en rayon qu'en azimut, ceci résulte des collisions entre particules. Un arc peut-être confiné à un des points triangulaires de Lagrange du satellite si un second satellite sur une orbite résonante plus proche ou plus tôt exerce un couple de forces confinant l'anneau à la résonance de Lindblad.
Les satellites à orbites excentriques et inclinées ont un couple de forces en corotation avec des vitesses de groupe variables et ces couples de forces peuvent fournir un confinement azimutal à des rayons orbitaux très différents de celui du satellite. Cependant, de telles résonances en corotation sont habituellement plus faibles que la résonance 1/1, dans un potentiel keplerien proche (comme ceux dans les anneaux planétaires du système solaire) ces autres résonances en corotation sont associées à une résonance de Lindblad, la plus proche, ce qui peut fournir le couple de force requis pour contrebalancer la dissipation. Par conséquent, un arc pourrait être confiné par la combinaison d'une résonance de corotation et d'une résonance de Lindblad et d'un seul et même satellite. En effet, les modèles dynamiques impliquent que les arcs de l'anneau Adams sont confinés en totalité ou en partie par des satellites proches de Galatée dans ses résonances de Lindblad et de corotation 42 :43, selon Porco (1991).

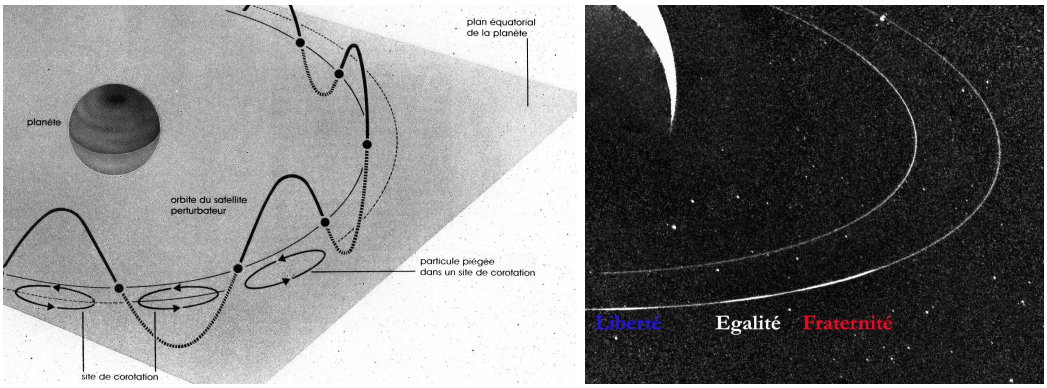


Figure D.13 – Confinement azimutal des particules des arcs de Neptune par corotation avec une annelune (exemple avec les arcs de Neptune dans l'anneau Adams, image Voyager datée d'août 1989)

Les grosses particules orbitant à l'intérieur de l'anneau Adams peuvent alors avoir joué un rôle dans

la production de structures détaillée dans les arcs. Cependant, les récentes observations des arcs de Neptune de [de Pater et al., 2005] ont montré que les arcs étaient un peu en dehors de la résonance 42 :43 de corotation inclinée avec Galatée. Même si cette résonance peut influencer la dynamique des structures, **la stabilité des arcs demeure pour le moment inexpliquée**.
Une étude à long terme des arcs des annelets d'Encke n'a pas encore été réalisée, en partie parce qu'il n'y a pas eu de données[4] entre les sondes Voyager et la sonde Cassini. Nous ne savons pas si ces arcs sont stables et le cas échéant, s'ils sont confinés azimutalement.

D.3.2 Confinement radial

Les interactions entre satellites et anneaux sont typiquement caractérisées par un transfert de moment angulaire (quantité de mouvement). La plus grande partie du moment angulaire est transférée vers l'extérieur et la majorité de la masse vers l'intérieur. Ce résultat est général pour les systèmes astrophysiques dissipatifs en forme de disque. Comme un disque qui s'étale à tendance à se positionner sur des orbites circulaires presque keplériennes pour minimiser son état d'énergie pour un total de moment angulaire, ce total est tel que l'anneau concentre le matériel radialement. De façon analogue, le transfert résonant d'énergie depuis un satellite interne vers un satellite plus lointain libère de l'énergie par un phénomène de réchauffement dû aux effets de marées.

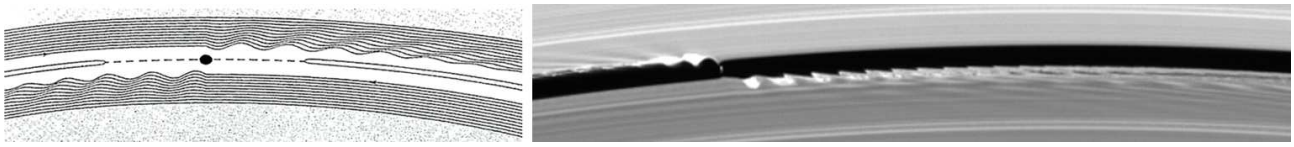


Figure D.14 – Confinement radial par maintien d'une lacune (ici Daphnis et la lacune de Keeler).

Le confinement radial est le moyen le plus efficace d'expliquer les structures vues aux bords d'un anneau possédant un satellite proche. Les effets d'un petit satellite situé au sein d'un anneau peuvent être obtenus dans un modèle simple sans collisions basé sur le problème à trois corps. On observe la formation de deux lacunes près de l'orbite du satellite et d'un petit anneau (ou annelet) entre les lacunes. Des ondes cinématiques (ou *kinematic wakes*), dues aux perturbations des orbites des particules, apparaissent dans l'anneau (figure D.14).

Les *cordes* consistent en une série de structures filamenteuses sombres et régulièrement espacées, qui évoquent d'épaisses cordes tendues sur le bord de la lacune. Ces structures ont été découvertes sur une image prise quelques heures après le passage du satellite Pan (figure D.15). Ce dernier crée, du fait de sa gravité, un sillage derrière lui qui déforme le bord de l'anneau et lui fait subir des cycles de compression-décompression. Quand le bord de la lacune se décompresse après le passage du satellite, les particules dans les anneaux s'organisent en une structure filiaire. Les détails précis de ce mécanisme collectif sont méconnus, toutefois, il semble que cette même structure ait été vue sur le bord de l'anneau A avec une série d'images datant de septembre 2005 (voir la figureD.15), incriminant alors Atlas.

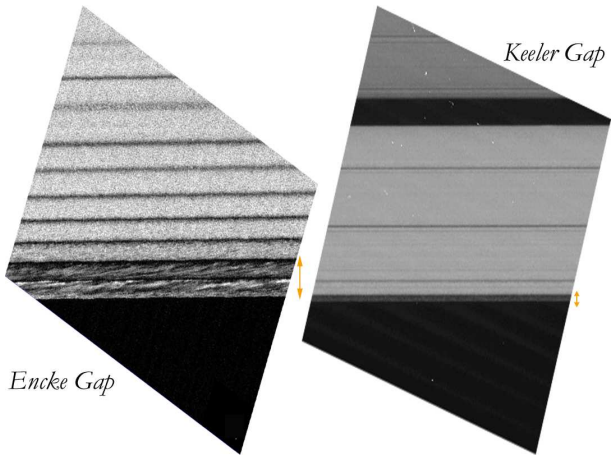


Figure D.15 – Les *cordes* apparues pour la première fois au bord de la lacune d'Encke (à droite) sont également observées au bord de l'anneau A (à gauche).

[4]La résolution spatiale des images terrestres est trop grande pour distinguer l'intérieur de la lacune d'Encke qui fait 322 km, [Cooke, 1991].

Les processus de confinement radial se répartissent donc en quatre étapes :

❶ L'ouverture d'une lacune par une petite annelune ;

❷ la présence d'un annelet coorbital à l'annelune ;

❸ les ondulations observables sur les bords de la lacune ;

❹ et les ondes de compression (*cordes*) observées au bord de la lacune, également dues à l'annelune.

Dans les anneaux de Saturne, il y a plusieurs exemples flagrants de confinement radial : le bord de l'anneau A sculpté par ondes de compression induites par le satellite Atlas (figure D.15), les bords des lacunes d'Encke et Keeler ondulés respectivement par Pan et Dapnhis (figures D.17 et D.14).

En observant les effets visibles du satellite dans les anneaux, on peut caractériser les intéractions du satellite ancré à l'intérieur d'une lacune. Par exemple, avec cette simple équation de Julian & Toomre [1966] adaptée aux anneaux de Saturne par Cuzzi et al. [1984], il est possible de calculer l'amplitude des ondes aux bords des anneaux qui interagissent avec un satellite :

$$\boxed{ae = 2,24\frac{\mu a^3}{s^2}} \tag{D.8}$$

où a_s est le demi-grand axe du satellite ancré, e est l'excentricité du satellite ancré, a est le demi-grand axe de la particule de l'anneau, μ est la masse réduite du satellite ancré à Saturne et $s = a - a_s$ où s est la distance entre le satellite et le bord de la lacune (voir la figure D.16).

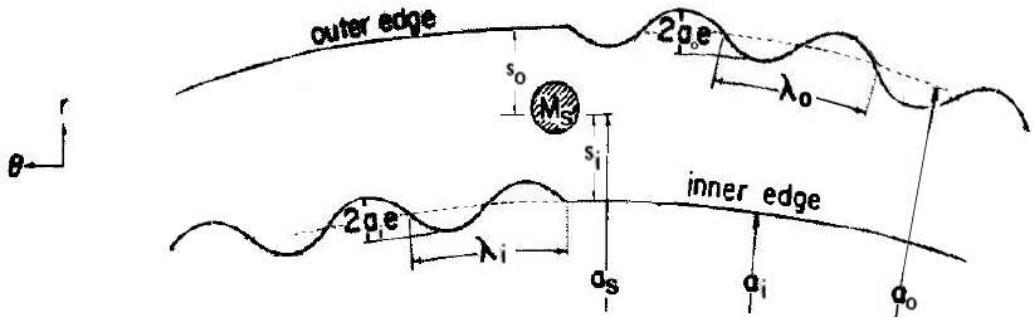


Figure D.16 – L'intéraction anneau/satellite vue dans le repère tournant du satellite. Chaque particule reçoit un petit apport gravitationnel qui pousse en avant le petit satellite ancré et génère de façon substantielle un chemin sinusoïdal excentrique. La direction globale de la rotation est vers la gauche. (Dans ce schéma, l'échelle radiale est largement agrandie : le vrai rapport λ/s est d'environ 3π.) (Showalter, 1986)

Dans le cas de la lacune d'**Encke**, en connaissant la masse réduite de Pan à Saturne

$$\mu = \frac{M_{\rm Pan}}{M_{\mathfrak{h}}} = 8,3 \ \pm \ 1,3 \ 10^{-12}$$

qui est une valeur déduite de [Porco *et al.*, 2004] les ondulations induites par Pan ont pu être quantifiées et valent environ 10% de la largeur de la lacune (ae=28 ± 11 km). Ce même travail peut être effectué pour la lacune de **Keeler**, cette fois dans le but de déterminer la masse de son petit satellite ancré *Daphnis*, découvert dans la séquence d'images 1493. Avec $ae \sim 4$ km et $s \sim 16$ km (valeurs obtenues à partir de la série d'images `LPHRLFMOV`), la masse réduite μ peut être calculée et vaut :

$$\mu = \frac{M_{\rm Daphnis}}{M_{\mathfrak{h}}} = 1,8.10^{-13}$$

soit une masse environ 50 fois plus petite que la masse de Pan, satellite ancré dans la lacune d'Encke [5].

[5] La lacune d'Encke est 100 fois plus large que la lacune de Keeler. En effet, les largeurs généralement admises sont $\mathrm{W}_{Encke} = 322 \pm 1$ km et $\mathrm{W}_{Keeler} = 33$ à 45 km de largeur, d'après [Cooke, 1991].

D.4 Des annelunes dans les anneaux principaux ?

Plusieurs recherches actives ont été menées dans le passé pour trouver des annelunes à l'intérieur des anneaux de Saturne [Lissauer et al. 1981 ; Marouf & Tyler, 1986]. En effet Saturne est la seule planète géante du Système Solaire à posséder un système d'anneaux avec peu de satellites cohabitant avec les anneaux. Pour l'instant, la majorité des structures des anneaux de Saturne ne sont pas expliquées.

La découverte de nouveaux satellites permettrait d'une part d'associer des **ondes de densité non-identifiées** à des résonances et d'autre part d'expliquer la **présence de lacunes** (dans l'anneau C et la Division de Cassini) qui semblent en premier abord vides d'annelune et d'annelet. De plus, la présence d'annelunes dans les anneaux permettrait d'expliquer des **variations azimutales de brillance** observées pour certains annelets qui ne sont pour le moment pas comprises (chapitre 4).

Dans l'anneau A qui compte deux lacunes, deux satellites ont été détectés. C'est à ce jour les deux seuls exemples d'annelunes ancrées à l'intérieur même des anneaux principaux. Pour la lacune d'Encke, la présence d'un petit satellite fut établie à partir de l'observations d'ondes cinématiques au bord de la lacune [Cuzzi & Scargle, 1985]. C'est ensuite que l'annelune fut détectée sur les images Voyager [Showalter, 1990]. Le même schéma se reproduisit avec la lacune de Keeler, dont les bords ondulés avaient été remarqués dans les images Voyager [Cooke, 1991], puis l'annelune fut observée avec les images de Cassini en avril 2005.

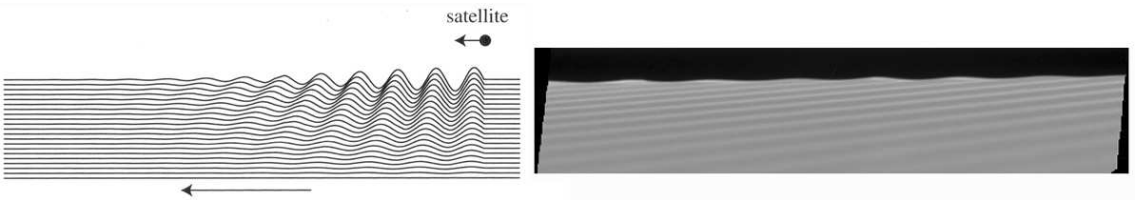


Figure D.17 – Confinement radial du bord interne de la lacune de Encke (image ISS N1467351325)

Cependant, il existe plusieurs dizaines de lacunes dans les anneaux principaux[6]. Dans l'anneau C et la Division de Cassini qui comptent un bon nombre de lacunes, aucune annelune n'a été détectée bien que des bords ondulés furent observés avec les profils radio de Voyager [Marouf & Tyler, 1986].
La question préliminaire à se poser avant de chercher des annelunes est de savoir si de tels satellites sont détectables dans les images Cassini. D'après Spahn [1987] et Hänninen [1993], les propriétés dynamiques d'une annelune peuvent être décrites dans le cadre d'un problème à trois corps plan et restreint. Ce problème étant résolu numériquement, la variation des paramètres initiaux produit plusieurs contraintes sur la masse[7] M_{moonlet} et le rayon[8] r_{moonlet} de l'annelune :

$$M_{\text{moonlet}} \approx 0,1 \cdot M_{\flat} \left(\frac{L}{2,1 \cdot a_s} \right)^3 \tag{D.9}$$

$$r_{\text{moonlet}} \approx \frac{L}{4 \cdot a_{\text{km}}} \tag{D.10}$$

[6]Dans l'anneau B, il n'y a pas à proprement parler de lacunes mais seulement de régions avec une profondeur optique beaucoup plus faible (τ<0.5). Aucune annelune n'a pu ouvrir de lacune car cet anneau est trop dense, il est généralement admis que si une annelune pouvait exister dans l'anneau B, elle serait noyée dans une masse hétérogène de poussières résiduelles due au fait qu'elle n'aurait pas réussi à repousser complètement les particules environnantes.

[7]Spahn [1987] a fournit la masse de l'annelune $M_{\text{moonlet}} \approx 3M_{\flat} \left(\frac{2L}{5 \cdot a_s} \right)^3$, mais nous avons remarqué qu'en utilisant cette masse, les amplitudes créées sur les bords de la lacune sont du même ordre de grandeur que la largeur totale de la lacune. Ceci peut provenir de la masse volumique qui est supposée égale à $\rho = 10^3$ kg.m^{-3}, contre $\rho = 1,2.10^3$ kg.m^{-3} pour Hänninen [1993].

[8]Lissauer *et al.* [1981] ont fourni, par une approche de dynamique des fluides, une formulation au rayon d'une petite annelune ancrée dans les régions peu denses de la division de Cassini : $r_{\text{moonlet}} \gtrapprox 0,7(2\tau_0 a)^{1/3} \cdot \left(\frac{\Omega c}{G\rho} \right)^{2/3}$, tout comme Hénon [1981] qui a fournit la valeur $r_{\text{moonlet}} = \sqrt{1,6 \cdot L}$ en considérant une approche purement collisionnelle dans l'ouverture de la lacune.

où L est la largeur de la lacune, a_s le demi-grand axe du satellite (voir figure D.16 page 328), a_{km} la distance à Saturne (exprimée en 10^5 km) et $M_\saturn$ la masse de Saturne.

lacune				annelune		annelet		
Position (km)	largeur (km)	ondulations		rayon (km)	masse réduite $\mu \times 10^{12}$	nom	largeur (km)	Origine
		ae (km)	λ (km)					
Anneau C								
74 547	16	1,5	1,2	5,4	0,107	1,256 $R_\saturn$	5	?
74 599	15	1,5	1,3	5,0	0,088	-	-	-
74 626	16	1,5	1,2	5,4	0,106	-	-	-
74 650	22	2,1	0,9	7,4	0,276	-	-	-
75 760	85	8,2	0,2	28,0	15,224	-	-	-
77 523	14	1,4	1,3	4,5	0,064	1.285 $R_\saturn$	5	?
77 839	140	13,5	0,1	44,9	62,656	Titan	17-37	Titan 1 :0
87 484	263	25,3	0,1	75,2	292,056	Maxwell	40-87	?
88 709	38	3,7	0,5	10,7	0,848	1.470 $R_\saturn$	18-20	Pandore 2 :1
90 212	13	1,2	1,4	3,6	0,032	1.495 $R_\saturn$	60-67	Mimas 3 :1
Division de Cassini								
117 744	403	38,8	0,1	85,6	430,738	Huygens I	?	?
117 847	403	38,8	0,1	85,6	430,738	Huygens	19	Mimas 2 :1
117 909	403	38,8	0,1	85,6	430,738	Fresnel	10	?
118 245	99	9,6	0,2	20,9	6,329	1.960 $R_\saturn$	30	?
118 615	39	3,8	0,5	8,2	0,383	-	-	-
118 955	41	3,9	0,5	8,6	0,441	1.971 $R_\saturn$	5	?
119 412	4	0,4	4,7	0,8	0,001	-	-	-
119 957	246	23,7	0,1	51,3	92,840	1.988 $R_\saturn$	5	?
119 971	246	23,7	0,1	51,3	92,840	1.990 $R_\saturn$	36	?
120 278	85	8,2	0,2	17,7	3,806	1.994 $R_\saturn$	61	?
Anneau A								
133 570	322	31,0	0,1	60,3	150,740	Encke	40	Coorbital Pan
136 530	45	4,4	0,4	8,2	0,386	Keeler	5	Coorbital Daphnis

Tableau D.3 – Présentation des lacunes réparties dans les anneaux de Saturne et de leurs annelets associés

Dans le tableau D.3, nous avons résumé les caractéristiques des lacunes des anneaux A et C de la Division de Cassini si elles avaient été ouvertes par une annelune.
J'ai utilisé l'anneau A pour vérifier la cohérence des équations (D.9) et (D.10). En effet, avec uniquement la position et la largeur de la lacune de Encke et Keeler, nous retrouvons les tailles des ondulations déterminées avec les images (voir page 328). Les masses trouvées sont toutefois légèrement plus grandes, bien que j'ai rajouté le facteur 0,1 dans la formule originale de Hänninen [1993], (équation (D.9)).
Dans l'anneau C j'ai appliqué les équations (D.9) et (D.10) dans toutes les lacunes, mêmes celles qui possèdent de larges annelets en leur sein. Ces annelets (Titan, Maxell, 1,470 et 1,495 $R_\saturn$) sont en effet si larges qu'ils s'étendent dans 80% de la largeur totale de la lacune. Toutefois, on pourrait penser qu'une annelune se situerait sur la même orbite que ces annelets, mais des profils azimutaux de ces annelets n'ont pas montré d'interruption de la brillance (voir le chapitre 4), ce qui a été remarqué pour le satellite Pan et son annelet coorbital Encke.

La Division de Cassini, possède presqu'autant de lacunes que l'anneau C et elles sont de surcroît légèrement plus grandes, ce qui laisse présager des plus gros satellites, aisément déctectables (tableau D.3). J'ai obtenu **une détection directe de satellite** dans les images, cependant l'annelune en question n'est pas exactement là où on pourrait l'attendre. Elle se trouve dans la lacune de Huygens à 117 538 km (figure D.18) et ne partage d'orbite avec aucun des trois annelets présents dans cette lacune (Huygens I, Huygens, Fresnel). Ceci semble assez surprenant car la lacune d'Encke par exemple compte bien quatre annelets dont un est coorbital avec Pan.
Mes calculs théoriques prédisent qu'un satellite de 85 km de rayon est nécessaire pour ouvrir la lacune

de Huygens. Le satellite que j'ai détecté est beaucoup plus petit ($\sim$ 15 km), ce satellite devrait induire des ondes d'une amplitude de quelques kilomètres sur le bord interne de la lacune, qui est le regroupement de matière le plus proche de lui. Le problème est que la détection de telles ondulations est rendue quasiment impossible par la présence de deux lobes provoqués par la résonance 2/1 avec Mimas. En effet, le bord interne de la lacune de Huygens au bord externe de l'anneau B qui est maintenu par la résonance 2/1 avec Mimas, une résonance qui est suffisamment forte pour ouvrir un anneau ayant la densité de l'anneau B [Goldreich & Tremaine, 1978a], de ce fait la présence d'un gros satellite dans la lacune de Huygens n'est pas exigée. En conséquence, la détection de ce satellite est crédible mais requiert un suivi supplémentaire pour être confirmée.

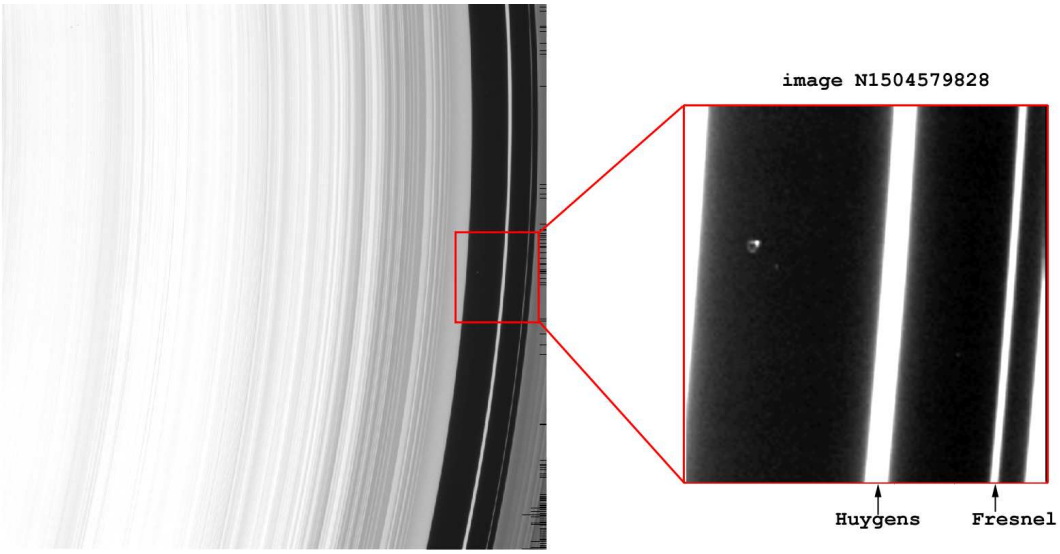


Figure D.18 – Détection d'une hypothétique annelune dans la lacune de Huygens (Division de Cassini) observée dans l'image N1504579828 (pour le zoom, l'image a été très légèrement lissée par interpolation linéaire). L'annelune fait environ 13 km d'extension radiale et 0,02° d'extension azimutale à 117 538 km de rayon.

Pour ce qui est de la détection indirecte des annelunes, j'ai observé **un annelet grumelé non repertorié dans une des lacunes de la Division de Cassini** à 118 927 km (et nommé provisoirement 1.971 $R_\flat$). Cet annelet très fin a été détecté dans plusieurs images (voir le tableau D.2 page 324), ce qui pourrait impliquer la présence d'une petite annelune. En tous les cas, si une annelune était responsable de l'ouverture de cette lacune, d'après le tableau D.3, elle devrait avoir un rayon de 8 km et créer des ondulations de 4 km d'amplitude et 0,5 km de longueur d'onde, ce qui est assez difficile à détecter dans les images.
De plus, il faut insister sur le fait que la résolution spatiale n'est en général pas suffisante pour observer les annelets, par exemple les annelets 1.971 $R_\flat$ et celui coorbital à Daphnis n'ont pas été observés dans les images de l'insertion orbitale, où la résolution radiale ou azimutale est pourtant de l'ordre de 0,5 km, l'angle de phase est aussi important.

En résumé, la détection indirecte ne semble pas évidente avec les images Cassini car les ondulations ont une longueur d'onde de 0,1 km (voir le tableau D.3), or les séries d'observations de ISS/Cassini ont généralement une résolution azimutale comprise entre 20 et 50 km par pixel.
De plus, pour la détection directe, le suivi azimutal n'est souvent pas complet sur les 360° de longitude inertielle, ce qui laisse toujours une certaine ambigüité lorsqu'il y a non-détection.

D.5 Méthodes de caractérisation connexes

Plusieurs méthodes pour caractériser l'anneau F ont été développées durant cette thèse. Toutefois, je n'ai pas pu les affiner et en présenter les résultats dans ce document.

D.5.1 Calcul de la vitesse cinématique d'une structure azimutale

Le suivi d'une structure azimutale dans une fenêtre de longitude inertielle permet d'observer le déplacement de ces structures à un rayon donné. Grâce à la très basique deuxième loi de Kepler, il est donc possible de calculer la vitesse cinématique de ces corps.

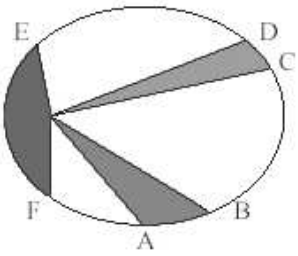


Figure D.19 – Deuxième loi de Kepler

La **deuxième loi de Kepler** (1609) dit qu'un corps se mouvant sur une orbite elliptique se déplace plus rapidement lorsque sa position est proche du corps primaire que lorsqu'elle en est éloignée.
Ainsi, sur la figure D.19 on comprend que les segments AB, CD et EF ont la même aire donc couvrent les mêmes structures azimutales. C'est l'effet de contraction des longitudes aisément remarquable sur les images Cassini, lorsqu'une structure est regardée sur une anse, elle a tendance à aller plus vite sur les bords de l'image et plus lentement au milieu de l'anse.

J'ai utilisé une méthode automatisée qui consiste à récaler chaque profil par rapport à un profil de référence qui correspondra à l'origine temporelle du système. L'algorithme `FOLLOW_ONE_FEATURE_BATCH` à partir de la liste d'images chargée dans `CIA` extrait des profils, les met à la même résolution puis calcule le décalage en pixels en estimant la meilleure corrélation entre le profil de référence et le profil courant (figures D.20 à D.23).

Pour les images à basse résolution radiale, j'ai nettoyé les profils à l'aide d'un filtre médian car la corrélation était impossible à cause du « bruit ». En effet, la corrélation utilisée se base sur la forme générale et le niveau moyen de la courbe et non sur les pics que j'essaie de recaler. Ainsi, comme le montre la figure D.21, cette étape de débruitage n'affecte en rien le décalage en pixels des structures.
Ensuite, le décalage en pixels est traduit en longitude inertielle, puis la droite du décalage en longitude en fonction du temps est ajustée linéairement et sa pente correspond à la vitesse locale de la structure (figure D.22).

Cette vitesse locale ne correpond pas au mouvement moyen de la structure, en effet d'après la deuxième loi de Kepler, la vitesse d'un corps sur une orbite elliptique dépend de sa position dans le repère inertiel. En d'autres termes, il va plus vite lorsqu'il est proche du corps primaire et plus lentement quand il en est loin (voir figure D.19).
Je reviendrai en détail dans le chapitre 4 page 89 sur cette nuance légère et pourtant aux conséquences importantes pour des structures comme l'anneau F dont le mouvement moyen est sujet à débat depuis sa découverte. En effet, Showalter [2004] a déterminé des variations de vitesses orbitales dans les grumeaux du cœur, et ces variations peuvent parfaitement se comprendre si le modèle orbital utilisé n'est pas le bon. C'est ce qui motive la détermination de la vitesse locale d'une structure azimutale.

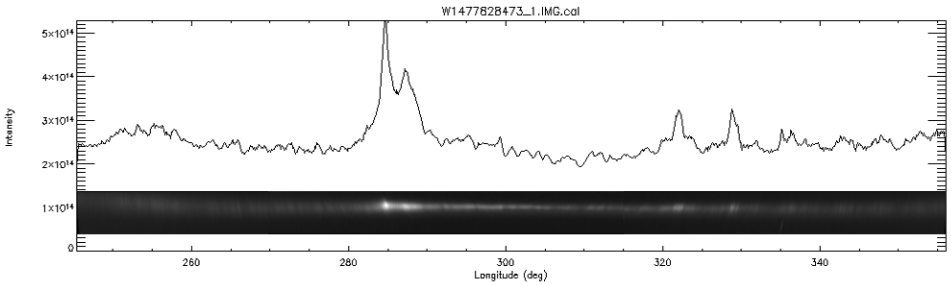


Figure D.20 – Profil de l'anneau F intégré radialement sur 1 000 km à partir de l'image W1477828473 (l'unité du profil est la largeur équivalente ici calculée en émissivité et non en I/F).

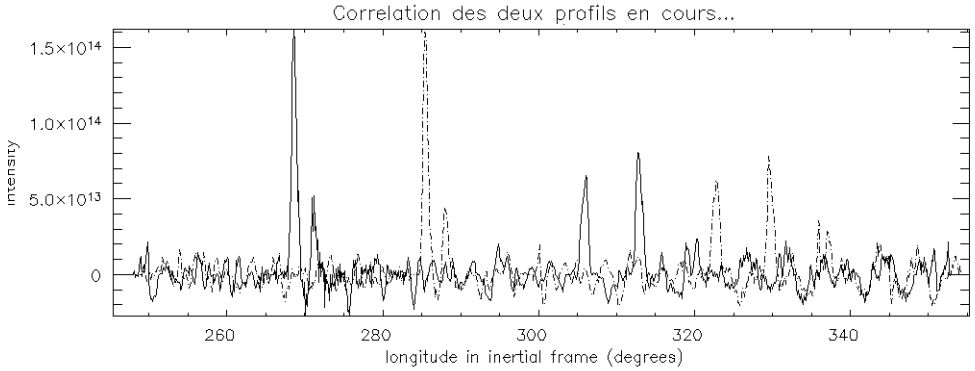


Figure D.21 – Corrélation de deux profils débruités réalisée en faisant glisser le profil courant sur le profil de référence.

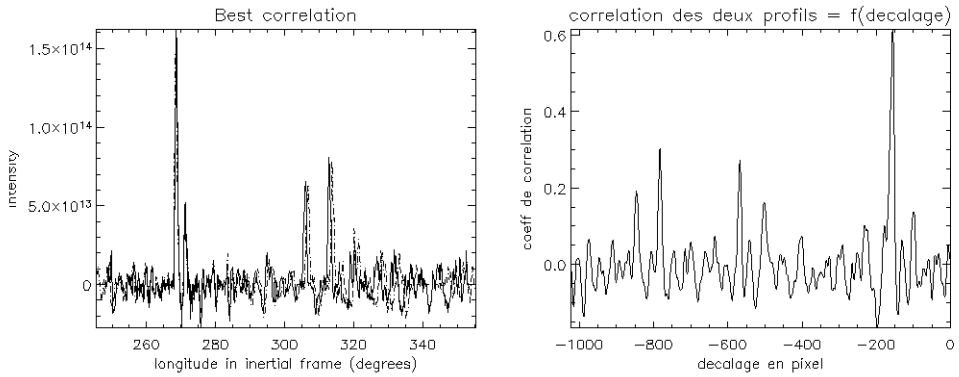


Figure D.22 – Résultat de la meilleure corrélation entre les deux profils (à gauche) et avec le coefficient de corrélation en fonction du décalage (à droite).

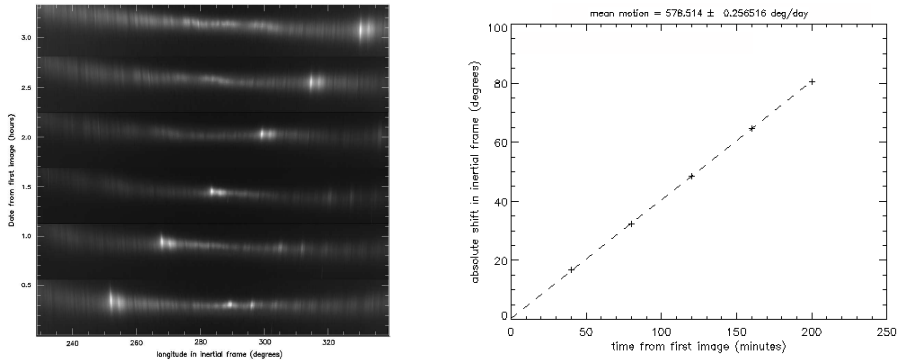


Figure D.23 – Obtention de la vitesse cinématique de déplacement des structures en itérant la procédure de recalage des profils sur 4 images supplémentaires.

D.5.2 Un modèle morphologique simple pour caractériser une structure azimutale

Souvent, un profil ne suffit pas pour caractériser une structure azimutale. Par exemple, l'anneau F est composé de plusieurs structures radiales (le cœur et les *strands*, voir le chapitre 3 page 60) qu'il semble intéressant d'étudier séparémment. Voici un profil de brillance réalisé sur une zone de 140 km de largeur radiale (figure D.24). La couverture globale de l'image en azimut a été considérée. Les surdensités locales du cœur semblent être liées à des excursions radiales de la structure. Il fallait donc quantifier toutes ces caractéristiques.

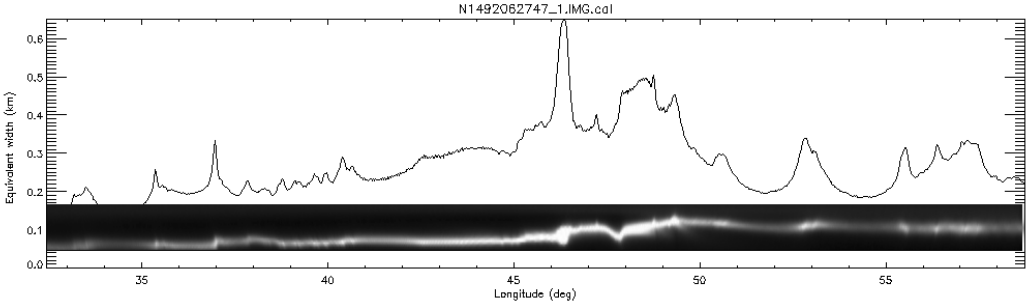


Figure D.24 – Profil azimutal de l'image N1492062747 réalisé sur une demi-largeur de 70 km centrée sur le chemin prédéfini par le modèle orbital de Bosh et al. (2002)

Toute la difficulté du dépouillement morphologique d'un tel profil azimutal réside dans le fait que chaque pic ne correspond pas à une structure visible.

J'ai donc développé un code nommé `GAUSS_CORE_FIT` qui pour chaque longitude[9] de l'image redressée réalise un ajustement gaussien de la brillance de l'image. De cet ajustement, j'ai pu tirer trois caractéristiques :

❶ Pour chaque longitude de l'image redressée, on a la **brillance maximale**, qui correpond à l'intensité du pic de la gaussienne. Cette information est très importante pour distinguer les vraies régions très brillantes des régions moins brillantes mais plus larges qui de ce fait ont une brillance totale plus grande.

❷ La seconde information très intéressante est l'**excursion radiale**, c'est-à-dire le chemin du cœur dans l'image redressée. En effet, une telle donnée pourrait être très importante si l'on souhaite réaliser un traitement en ondelettes dans le cas d'une probable détermination des résonances s'il y en a dans le cœur comme il y en a dans les bords des lacunes d'Encke et Keeler. Dans un deuxième temps, les fortes variations d'excursion radiale du cœur permettent de quantifier le déplacement des structures.

❸ La dernière donnée est la **largeur du cœur** qui correspond à la largeur à mi-hauteur de la gaussienne. Elle est aisément calculable par l'ajustement gaussien mais dépend fortement de la résolution radiale de l'image. Enfin, dans le cas d'une *strand* très proche du cœur, la procédure échoue et calcule la largeur totale de la *strand* et du cœur.

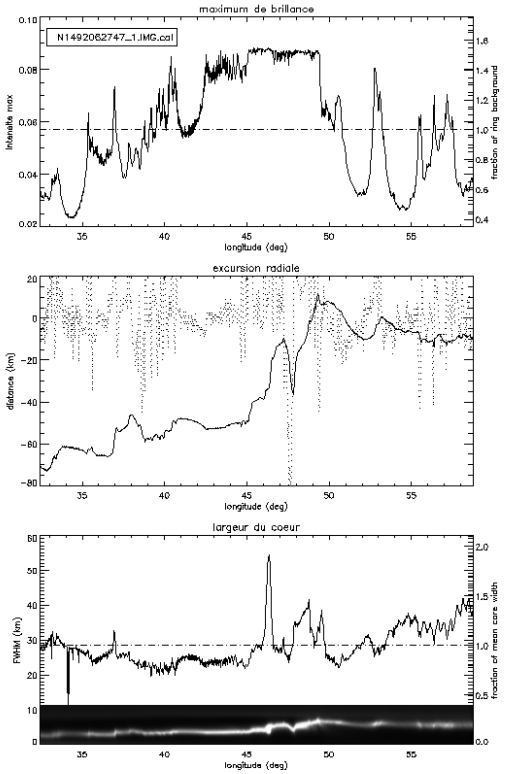


Figure D.25 – Obtention de la brillance maximale, de l'excursion radiale et de la largeur du cœur de l'anneau F, déterminées avec l'ajustement gaussien.

[9] La longitude est échantillonnée sur 1 000 points car les profils sont extraits azimutalement sur 1 000 points.

D.5.3 Variations de densité

La brillance du cœur de l'anneau F est tout ce qu'il y a de plus hétérogène en azimut. Il est donc intéressant de relier cette brillance (en I/F ou largeur équivalente) à la densité. Comme le cœur de l'anneau F possède une extension radiale de L_r, on définit de la largeur équivalente W à partir de I/F :

$$W(\alpha,\theta) = \int_{L_r} I/F(\alpha,a,\theta)\ \mathrm{d}a \tag{D.11}$$

$W(\alpha,\theta)$ est la largeur équivalente à un angle de phase α donné et une longitude θ donnée, calculée à partir des images en intégrant I/F sur une distance L_r =40 km, qui correspond grossièrement au diamètre du cœur de l'anneau F. $I/F(\alpha,a,\theta)$ dépend de l'angle de phase et de la position de l'objet dans le repère Saturno-centrique (a,θ), avec a le demi grand axe et θ la longitude mais également de la photométrie de l'objet observé :

$$\frac{I}{F}(\alpha,a,\theta) = \frac{\tau}{4\mu}\varpi_0\ P(\alpha) \tag{D.12}$$

En supposant que le cœur ait une distribution de taille $n(r)$ Gamma standard (voir Hansen & Hovenier, 1974 et équation (6) page 15), on peut relier la largeur équivalente à la section efficace de diffusion σ_{scat} (voir équation (E.7) page 342), la distribution de taille des particules et à la fonction de phase des particules, [Throop, 2000] :

$$W(\theta) = \frac{1}{4\mu}\int_{L_r} \sigma_{\mathrm{scat}}(r)P(\alpha,r)\ L_r \times n(r)\ \mathrm{d}r \tag{D.13}$$

Ici, nous faisons la supposition que la section efficace de diffusion et la fonction de phase sont indépendantes de la taille des particules :

$$\left\{\begin{array}{lcl} \sigma_{\mathrm{scat}}(r) & = & \sigma_{\mathrm{scat}}(r_{\mathrm{eff}},\lambda) \\ P(\alpha,r) & = & P(\alpha) \\ \int_{L_r} n(r)\ \mathrm{d}r & = & N_{\mathrm{p}}(\theta) \end{array}\right.$$

Tout comme Porco et al. [2006] on obtient alors : $W(\theta) = \frac{1}{4\mu}\sigma_{\mathrm{scat}}P(\alpha)L_r \times N_{\mathrm{p}}(\theta)$. La section efficace de diffusion $\sigma_{\mathrm{scat}}(r_{\mathrm{eff}},\lambda)$ s'obtient à partir des équations (E.7) et (E.18) vues en annexe E. Nous prenons comme rayon typique des particules le rayon effectif de la distribution de taille des particules du cœur de l'anneau F donnée par [Showalter et al., 1992] : r_{eff}=2 mètres et $\lambda = 0,5\mu$m.
$P(\alpha)$ est la valeur de la fonction de phase à l'angle α. Le comportement diffusif global du cœur de l'anneau F a été étudié par [Showalter et al., 1992] et fournit la fonction de phase[10] $P_{S_{92}}(\alpha)$ de 0 à 180° (nous en avons également obtenue une, voir page 217).
La densité de colonne s'écrit alors :

$$\boxed{N_{\mathrm{p}}(\theta) \simeq 4 \cdot \frac{W(\theta)}{L_r\sigma_{\mathrm{scat}}P(\alpha)}} \tag{D.14}$$

Si nous voulons la densité volumique ρ_{p} d'un ensemble de particules distribuées azimutalement, il suffit d'intégrer l'expression (D.14) en azimut :

$$\rho_{\mathrm{p}} \equiv \int N_{\mathrm{p}}(\theta)\ \mathrm{d}\theta \tag{D.15}$$

$$\rho_{\mathrm{p}} \simeq 4 \cdot \frac{A_\theta}{L_r} \cdot \frac{\int W(\theta)\ \mathrm{d}\theta}{\sigma_{\mathrm{scat}}P(\alpha)} \tag{D.16}$$

[10] La fonction de phase donnée par [Showalter et al., 1992] est en fait $W\mu$, la largeur équivalente multipliée par le cosinus de l'angle d'émission. Pour avoir $P_{S_{92}}(\alpha)$, il suffit d'écrire la solution de l'équation du transfert radiatif $\frac{I}{F} = \frac{\tau}{4\mu}\varpi_0\ P(\alpha)$ (voir équation (??) page ??) et d'intégrer sur le demi grand-axe. Ainsi $P_{S_{92}}(\alpha) = 4 \cdot \frac{W\mu}{\tau_{\mathrm{PPS}}\varpi_0 L_r}$. Comme la profondeur optique vaut $\tau_{\mathrm{PPS}} \sim 0,4$ et la longueur d'intégration de la largeur équivalente utilisée par [Showalter et al., 1992] vaut $L_r \sim 500$ km, on trouve que $W\mu \simeq 50 \times \varpi_0 P_{S_{92}}(\alpha)$. L'albédo de simple diffusion ϖ_0 est obtenu en normalisant la fonction $\varpi_0\ P_{S_{92}}(\alpha)$ avec le modèle de Henyey-Greenstein à trois termes (voir [Esposito & Lumme 1977] ou l'équation (E.56) page 359) et en utilisant la fraction de poussière $f = 0,96 \pm 0,04$ déduite de [Showalter et al., 1992].

D.5.4 Caractérisation d'une spirale

La famille des spirales

Une spirale est une courbe qui tourne autour d'un certain point central, allant progressivement plus près de lui ou progressivement plus loin de lui, selon la manière dont la courbe est suivie.
Dans la famille des spirales, les plus connues sont la spirale logarithmique, le cercle spiral et la spirale d'Archimède. Bien que la spirale soit une forme inhabituelle dans l'anneau F, les spirales sont des objets présents dans l'Univers tant à l'échelle du système solaire avec le spiralement des poussières induit par l'effet Poynting-Robertson, qu'à l'échelle galactique avec bien évidemment les galaxies spirales : la voie lactée, M51, M81 etc. En fait, la structure spirale galactique est assimilable à une onde de densité, c'est-à-dire une onde composée du mouvement des étoiles qui se propage dans le disque galactique comme les ondes décrites dans le §D.2 page 319.

Il existe plusieurs types de spirales à deux dimensions. Voici les plus importants :
- La **spirale d'Archimède** : r = aθ + b où a et b peuvent être tous les nombres réels possibles. Changer le paramètre b fait tourner la spirale, alors que a commande la distance entre les bras spiraux. Il faut noter que la spirale d'Archimède a deux bras possibles qui se lovent dans des directions opposées, une pour $\theta > 0$ et l'autre pour $\theta < 0$.
- La **spirale logarithmique** : r = ab$^{\theta}$. Certains coquillages ou la représentation spatiale de l'ADN ou la forme de notre galaxie sont des approximations de cette spirale ; elle a la particularité de « repasser » à chaque angle avec des tangentes de même direction. La spirale d'Archimède est distinguée de la spirale logarithmique par le fait que les bras successifs ont une distance fixe (égale à $2\pi a$ si le thêta est mesuré en radians), tandis que dans une spirale logarithmique ces distances forment une progression géométrique.
- La spirale hyperbolique : r = a/θ
- La spirale de Fermat : r = $\theta^{1/2}$
- La spirale Lituus : r = $1/\theta^{1/2}$
- La spirale de Nielsen
- La spirale de Cotes
- La spirale de Galilée etc...

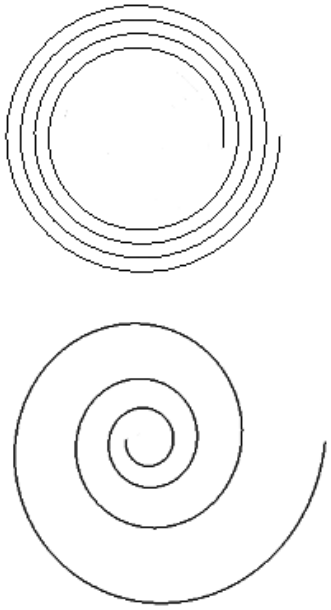


Figure D.26 – La spirale d'Archimède à un bras (en haut) et la spirale logarithmique à un bras (en bas).

Bref historique

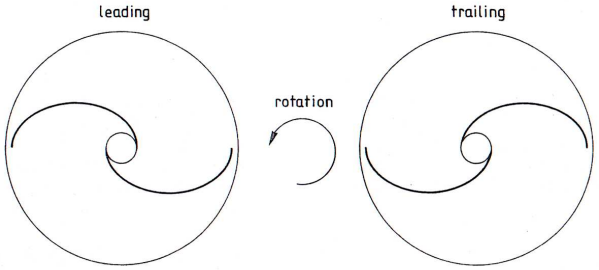
En Astrophysique, la nature et l'origine de la forme spirale fut l'un des grands problèmes de la mécanique céleste du XX^{e}, à tel point que Lindblad mourut avant d'en trouver la solution. Il avait bien compris que cette forme était liée à l'intéraction des forces gravitationnelles et les orbites des étoiles dans le plan galactique ; mais à cette époque, la majorité pensait que cet effet était créé par le champ magnétique interstellaire [11]. Ce sont les hypothèses proposées par Lin et Shu, qui permirent de comprendre la nature de la forme spirale dans les galaxies en proposant l'hypothèse de *quasi-stationnarité de la structure spirale*, aussi admise par Lindblad, selon laquelle l'apparence d'une spirale reste inchangée en un temps dynamique inférieur à plusieurs périodes orbitales. Avec ceci, émerge l'idée qu'une structure spirale est une onde de densité quasi-stationnaire : c'est l'hypothèse Lin-Shu, servant de base à la théorie des ondes de densité.

[11] Bien que le champ magnétique interstellaire intervienne dans la forme de la spirale, il est trop faible pour gouverner une telle structure

Définition théorique

En dynamique galactique, une spirale est définie par plusieurs paramètres tels que le nombre de bras spiraux, le sens d'enroulement et l'angle de lancement de la spirale.

– **Les bras spiraux** sont un indice important pour la dynamique d'une galaxie. En général, on considère invariante la forme d'une galaxie au bout d'une rotation autour de son centre. Une galaxie qui a l'air identique après une rotation d'un angle $2\pi/m$ radians a une symétrie m. Et une galaxie avec une telle symétrie possède m bras spiraux dominants. Cependant, il peut y avoir des bras spiraux mineurs, qui indiquent l'instabilité de la spirale, plus ces bras spiraux sont nombreux et plus la structure est instable et cherche à atteindre l'équilibre.



Les bras spiraux peuvent s'enrouler vers l'avant ou vers l'arrière, c'est ce que l'on appelle en dynamique galactique, des bras *leading* ou *trailing* respectivement. Si les bords externes d'un bras s'enroulent dans le même sens que la rotation de la spirale, le bras est *leading*, dans le sens opposé il est *trailing*.

Figure D.27 – Détermination du sens d'enroulement des bras spiraux (si k<0 les bras sont *leading*, sinon ils sont *trailing*)

– **L'angle de lancement** (*pitch angle*) représente dans une spirale l'angle entre une tangente avec un bras en spirale et la perpendiculaire avec la direction du centre galactique ; cet angle donne donc une mesure précise de la façon dont les bras spiraux d'une galaxie sont enroulés.

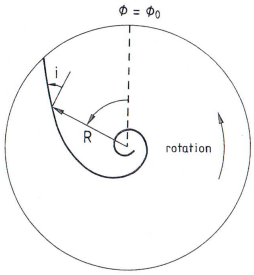


Figure D.28 – Détermination du *pitch angle i*

L'angle de lancement est compris entre 0 et 90° et sa définition relie la distance entre deux bras spiraux successifs ΔR à un rayon R donné :

$$\boxed{\tan^{-1} i = \frac{2\pi \mathrm{R}}{\Delta \mathrm{R}} = \frac{k\mathrm{R}}{m}} \tag{D.17}$$

La deuxième égalité n'est valide que si cot $i \gg 1$ avec k le nombre d'onde radial défini par la dérivée partielle en R de la fonction forme f(R,t) telle que :

$$m\theta + f(\mathrm{R}, t) = \text{cste } [2\pi] \tag{D.18}$$

La spirale de l'anneau F

J'ai essayé de caractériser la spirale de l'anneau F avec les mosaïques de novembre 2004, avril 2005 et mai 2005. Les caractéristiques obtenues sont présentées dans le tableau suivant.

Mosaïques		nov. 2004 (1479)	avr. 2005 (1492)	mai 2005 (1493)
θ_{inertiel} (°)		150-180	30-60	125-135
ΔR	bras spiral extérieur	70 ± 5	50 ± 3	80 ± 5
	bras spiral intérieur	125 ± 5	114 ± 4	64 ± 5
sens d'enroulement		*trailing*	*trailing*	*trailing*

Tableau D.4 – Résultat supplémentaire des *fits* des bras spiraux de l'anneau F : obtention de la distance séparant deux bras spiraux successifs et du sens d'enroulement.

Annexe E

Éléments de photométrie

E.1 Observations spécifiques à une étude photométrique

Définitions

Les observations effectuées en vue d'une étude photométrique sont toujours liées à la position de l'observateur par rapport à la source lumineuse et l'objet concerné (dans notre cas, la sonde, le soleil, les anneaux respectivement). La réflexion est le phénomène par lequel un rayonnement électromagnétique est retourné vers l'observateur soit à la surface de séparation entre deux milieux (réflexion en surface) soit à l'intérieur d'un milieu (réflexion en volume), alors que la transmission est le passage d'un rayonnement électromagnétique au travers d'un milieu. Les deux phénomènes peuvent être accompagnés par une diffusion (appelée outre-Manche *scattering*), qui est le phénomène de déflexion d'un faisceau unidirectionnel en de nombreuses directions. Dans ce cas, nous parlons de **réflexion diffuse** et de **transmission diffuse**. Quand il n'y a pas de diffusion, la réflexion ou la transmission d'un faisceau unidirectionnel donne un faisceau unidirectionnel conformément aux lois de l'optique géométrique. Dans ce cas, on parle d'une réflexion spéculaire et d'une transmission directe. L'**absorption** est la transformation d'une puissance optique en un autre type d'énergie, généralement de la chaleur, par interaction avec la matière (voir la figure E.1).

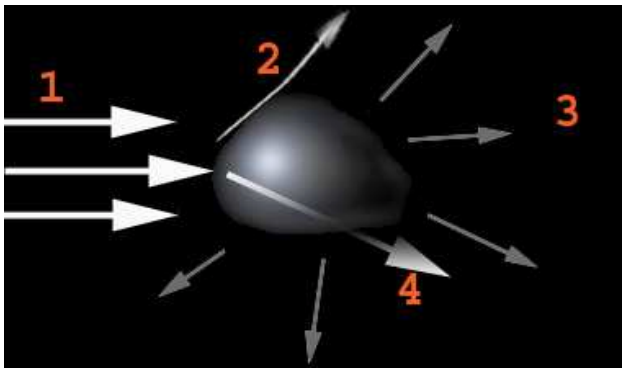


Figure E.1 – Une particule qui reçoit un rayonnement incident (1) peut l'absorber, le diffracter (2), le diffuser (3) ou le réfracter (4). La diffraction est due aux effets de bords de la particule. La diffusion est combinaison de tous les phénomènes : réflexion, réfraction puis diffraction. Le plan dit de diffusion contient les faisceaux incident et diffusé.

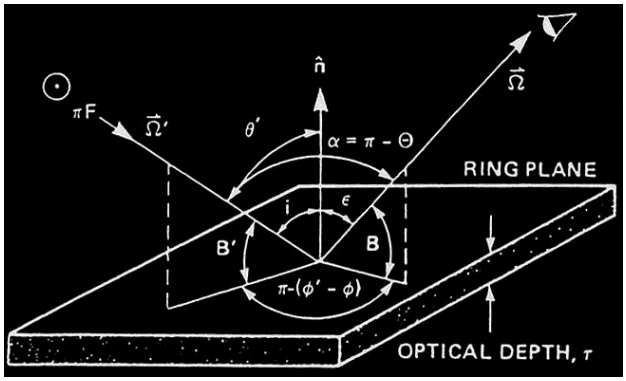


Figure E.2 – Paramètres géométriques : πF est le flux solaire incident en W.m^{-2}, i=θ' est l'angle d'incidence, ϵ=θ est l'angle d'émission, $\alpha \neq$i+ϵ est l'angle de phase et Θ=π-α l'angle de diffusion. B et B' sont les angles d'élévation de l'observateur et du Soleil. ϕ est l'angle d'azimut. La normale à la surface est $\hat{n}$. Tiré de [Cuzzi *et al.*, 1984].

La réflexion, la transmission et la diffusion ne modifient pas la fréquence du rayonnement. Exception : l'effet Fizeau-Doppler produit une variation de la fréquence quand le matériau ou la surface réfléchissant la lumière est en mouvement.
Selon la nature du milieu, il y aura transmission, réflexion ou absorption. On définit alors la profondeur optique τ qui est une des propriétés les plus basiques d'un objet lumineux (voir figure E.2). D'un point de vue photométrique, τ détermine l'extinction du flux lumineux par le matériau de cet objet. τ est en quelque sorte une mesure de la densité de matière. On modélise la profondeur optique différentielle τ_ν en fonction du coefficient d'opacité de la matière κ_ν et de la profondeur z :

$$\tau_\nu = \int \kappa_\nu \, \mathrm{d}z. \tag{E.1}$$

$\tau = 1$ est la frontière du régime optiquement mince des objets diaphanes avec le régime optiquement épais des objets opaques. Nous définissons dans la suite différentes profondeurs optiques définies selon chaque type d'observation.

E.1.1 Les occultations : la voie royale de la photométrie

Occultations stellaires

Environ 3 heures avant leur plus proche rencontre avec Saturne, entre le 25 et 26 août 1981, les instruments PSS et UVS de la sonde VOYAGER 2 ont observé la sortie de l'étoile δ Sco dans la partie ombragée des anneaux, [Lane *et al.*, 1982]. La figure E.3 montre comment la **profondeur optique normale** τ_n est mesurée à partir d'une occultation d'étoile par les anneaux :

$$\boxed{\tau_\mathrm{n} \equiv \mu \, \tau_\mathrm{obs} = -\mu \, \ln\left(\frac{I - I_\mathrm{B}}{I_0}\right)} \tag{E.2}$$

avec I l'intensité mesurée, I_B la somme des photons du fond, I_0 est l'intensité de l'étoile non-occultée et $\mu = \cos\epsilon$, voir la figure E.2.

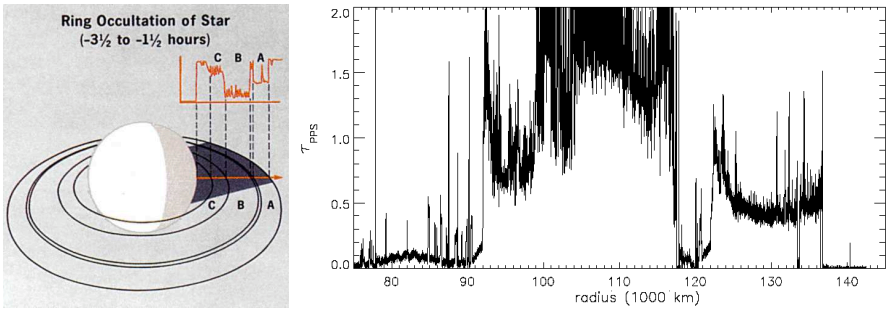


Figure E.3 – A gauche – Geométrie d'observation de l'occultation de l'étoile δ Scorpi observée avec PPS et UVS de VOYAGER 2 (Collins *et al.*, 1984). Le signal mesuré représente la brillance de l'étoile atténuée par les anneaux, qui est inversement proportionnelle à la profondeur optique des anneaux – A droite – Profil radial PPS de la profondeur optique des anneaux obtenu avec l'occultation stellaire δ Scorpi.

Une résolution radiale de 100 m a été obtenue pour le profil radial du photopolarimètre PPS obtenu à partir de la période d'intégration (10 ms) et de la vitesse radiale de l'étoile projetée dans le plan des anneaux ($\sim$10 km.s^{-1}) [Esposito *et al.*, 1983b, 1987]. Une étude comparative des profils radiaux de profondeur optique des différentes occultations a été réalisée par [Nicholson *et al.*, 1990]. Il en est ressorti que la compatibilité des données des deux instruments est presque parfaite à la condition d'utiliser une correction du troisième ordre sur la valeur de la distance à Saturne :

$$R_\mathrm{PPS}^\mathrm{corr} = R_\mathrm{old} + 18,251 - 11,573 \times \frac{R_\mathrm{old}}{R_\hbar} + 0,413 \times \left(\frac{R_\mathrm{old}}{R_\hbar}\right)^2 \tag{E.3}$$

Occultations radio

Durant les missions VOYAGER, une seule occultation radio des anneaux a été conduite par la sonde VOYAGER 1 le 13 novembre 1980. Ces expériences radio continuent maintenant avec CASSINI. Celle-ci va effectuer en tout vingt occultations pendant la mission nominale. Les propriétés diffusantes, émissives et absorbantes d'une couche de particules ayant une distribution de taille $n(r)$ pour chaque longueur d'onde λ sont alors déterminées par la **profondeur optique moyenne** définie par [Marouf & Tyler, 1982] tel qui suit :

$$\boxed{\tau_\lambda \equiv \int_0^{+\infty} \pi r^2 \; n(r) \; Q_{\rm ext}(r,\lambda) \; {\rm d}r} \tag{E.4}$$

où $Q_{\rm ext}$ est le coefficient d'extinction qui définit l'atténuation de la lumière incidente après sa rencontre avec la particule de rayon r. Dans le cas des occultations radio, la nature cohérente du signal transmis par la sonde crée intrinsèquement une distinction très nette avec le rayonnement diffusé vers l'avant des particules, qui s'est déplacé par effet Fizeau-Doppler d'une position infinitésimale mais mesurable : $\Delta f = \frac{1}{\lambda}(\vec{\nu}_s - \vec{\nu}_p).(\hat{u}_p - \hat{u}_\oplus)$ avec $\vec{\nu}_s$ la vitesse de la sonde, $\vec{\nu}_p$ la vitesse supposée keplerienne de la particule, $\hat{u}_p$ le vecteur unitaire allant de la sonde à la particule et $\hat{u}_\oplus$ le vecteur unitaire allant de la particule des anneaux à la Terre.

E.1.2 L'imagerie : l'assurance d'un suivi angulaire continu

On définit la **profondeur optique photométrique** dans la ligne de visée par la profondeur optique normale corrigée des angles d'élévation $\mu = \cos\epsilon$ et $\mu_0 = \cos\ i$:

$$\boxed{\tau_{\rm path} = \left(\frac{1}{\mu} + \frac{1}{\mu_0}\right) \tau_{\rm n}} \tag{E.5}$$

L'imagerie est un moyen indirect pour justement obtenir la profondeur optique. Il suffit pour cela d'utiliser des méthodes d'inversion comme celle de Porco et al. [2005] ou de French & Nicholson [1990] pour convertir la brillance mesurée dans les images en profondeur optique.
La profondeur optique trouvée peut alors être comparée à celle des occultations stellaires qui en est généralement très proche, du fait de leur domaine de longueur d'onde commun. En effet l'imagerie couvre l'ultraviolet ($\lambda_{\rm ISS}$=0,2 à 1,05 μm). Pour cette raison, on utilise dans les modèles photométriques en imagerie la profondeur optique du PPS (rappel : $\lambda_{\rm PPS} \sim 0,2640$ μm). Non seulement les longueurs d'onde sont similaires, mais les méthodes d'inversion en imagerie ont permis d'obtenir des profondeurs optiques proches de celles mesurées par le PPS (figure E.4).

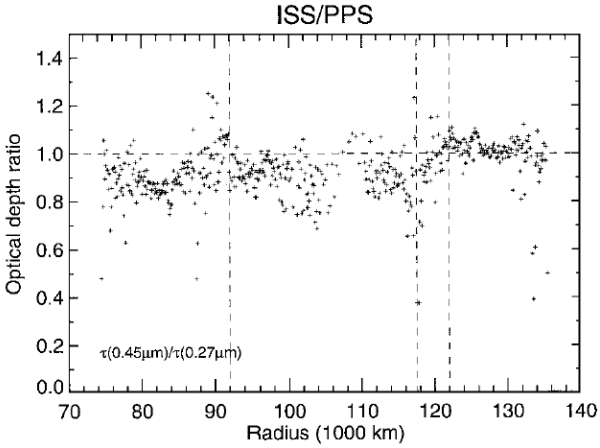


Figure E.4 – Variations de profondeurs optiques des isntruments ISS et PPS de Voyager obtenues par French & Nicholson (1990)

Finalement on se rend compte que les images fournissent en photométrie des résultats comparables à ceux des occultations, un avantage supplémentaire est la couverture azimutale qui peut s'avérer utile pour des structures inhomogènes en longitude. C'est le cas pratiquement pour tous les annelets de Saturne comme vu au chapitre 4.

E.2 Théorie du transfert de rayonnement

E.2.1 Albédos

La brillance des anneaux, reçue dans des conditions données d'illumination et de géométrie d'observation dépend du pouvoir réfléchissant des particules appelé généralement albédo ou réflectivité. L'**albédo géométrique** représente le quotient de la lumière réfléchie par un corps dans la direction de la source incidente par la quantité de lumière renvoyée par un disque parfaitement réfléchissant, de même surface apparente :

$$\mathrm{p_v} = \frac{I_\mathrm{r} \times \pi}{\pi F} \equiv \frac{I}{F} \tag{E.6}$$

Il est également défini le rapport de la brillance d'une particule de rayon r à l'angle de phase nul sur la brillance de la même particule qui diffuserait parfaitement la lumière $\mathrm{p_v} = \frac{\mu_0 I(\alpha=0)}{r^2 \cdot \pi F}$. L'albédo d'un corps parfaitement absorbant (noir) est nul et celui d'un corps parfaitement réfléchissant (blanc) est égal à un. Il est cependant possible de décrire d'autres types d'albédos, dont la variante la plus connue est **l'albédo de diffusion simple**. Imaginons des particules individuelles de rayon r en interaction totale avec un rayonnement de longueur d'onde λ. Leur section efficace de diffusion pure est σ_scat :

$$\sigma_\mathrm{scat} = Q_\mathrm{scat} \pi r^2 \tag{E.7}$$

et celle de pure absorption est $\sigma_\mathrm{abs} = Q_\mathrm{abs} \pi r^2$ où Q_scat et Q_abs sont des coefficients d'efficacité.

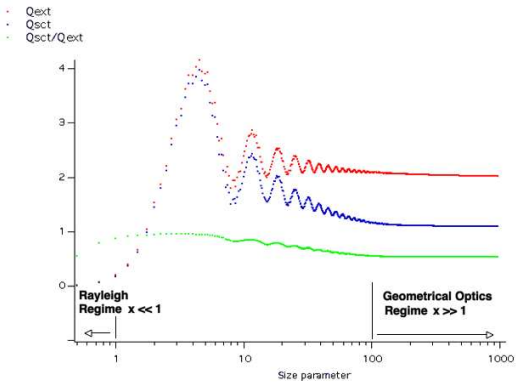


Figure E.5 – Dépendance des coefficients Q_scat et Q_abs en fonction du paramètre non-dimensionné $x = \frac{2\pi r}{\lambda}$. Les valeurs de Q_s, Q_a et de l'albédo ϖ_0 sont données pour l'indice de réfraction de l'hématite (n_r=1,46 et n_i=0,0086).

La perte totale en énergie (ou extinction) d'un rayon incident est proportionnelle à $Q_\mathrm{ext}\pi r^2$. Ce coefficient d'extinction est équivalent au rapport de la section efficace d'extinction par la section efficace géométrique (πr^2 dans le cas d'une sphère). Il représente aussi la somme des coefficients par diffusion et par absorption, on a en effet : $Q_\mathrm{ext} = Q_\mathrm{scat} + Q_\mathrm{abs}$. On peut alors à partir de cette grandeur définir l'albédo de diffusion simple :

$$\boxed{\varpi_0 = \frac{Q_\mathrm{scat}}{Q_\mathrm{ext}}} \tag{E.8}$$

[Pollack & Cuzzi, 1980] ont montré que la forme de la particule influe fortement sur les coefficients Q_scat et Q_abs. Les coefficients d'efficacité des particules dépendent du rapport sans dimension entre la taille de la particule et la longueur d'onde d'observation et de la composition, avec l'indice de réfraction complexe : $m \equiv n_\mathrm{r} - \imath . n_\mathrm{i}$. La figure E.5 permet d'étudier le comportement des particules en fonction du paramètre non-dimensionné $x = \frac{2\pi r}{\lambda}$.

❶ Quand $x \ll 1$ tous les coefficients sont petits ce qui signifie que les particules sont transparentes aux ondes, elles n'interagissent pas avec la lumière.

❷ Quand x tend vers 1, l'habilité de la particule à diffuser la lumière augmente rapidement.
Pour $1 < x < 100$, la particule entre dans le régime de diffusion de Mie, Q_scat peut alors être plus grand que Q_abs ce qui correspond à des particules absorbant modérément la lumière. $\varpi_0 = \frac{Q_\mathrm{scat}}{Q_\mathrm{ext}} \sim 1$ alors que $Q_\mathrm{ext} \succeq 1$. Mais il est possible de trouver des valeurs de Q_ext plus grandes que 2 dans la même gamme de x (voir [Hansen & Travis, 1974]).
Ce domaine est caractéristique du comportement diffusif observé pour les particules des anneaux à des longueurs d'onde de 1 à 10 cm environ et explique pourquoi l'émission thermique, proportionnelle à $\sqrt{(1-\varpi_0)}$, est si petite pour ces longueurs d'onde alors que la profondeur optique est

non négligeable ($Q_{\rm scat} \sim Q_{\rm ext} \sim 1$) (figure 12 page 14).
Le formalisme de Bohren & Huffman [1983] basé sur la théorie de Mie permet de mettre en relation le coefficient d'extinction avec l'indice de réfraction complexe $m(\lambda)$ sans faire appel au formalisme de Van de Hulst [1957] qui utilise les fonctions complexes de Bessel (voir les équations (E.16) à (E.18) page 345) :

$$Q_{\rm ext}(\lambda) = 4\left(\frac{2\pi r}{\lambda}\right) \times \Im{\rm m}\left[\frac{m^2(\lambda)-1}{m^2(\lambda)+2}\right] \tag{E.9}$$

❸ Quand $x \gg 1$, le coefficient d'extinction tend vers la limite de l'optique géométrique et $Q_{\rm ext} = 2$ (figure E.5), la particule réfléchit ou absorbe une énergie πr^2 fois plus grande que le flux incident et diffracte une quantité égale d'énergie : c'est le paradoxe de Babinet.

En fait l'**albédo de diffusion simple** peut s'écrire à partir de l'équation générale de transfert de radiation (E.26) selon la fonction de phase :

$$\varpi_0 = \frac{1}{2}\int_0^\pi [\varpi_0 P(\alpha)] \sin\alpha \ {\rm d}\alpha \tag{E.10}$$

Notons que dans le cas d'une diffusion anisotrope, on définit le paramètre d'asymétrie g qui est nul dans le cas isotrope. Ce dernier va donc dépendre explicitement de l'**albédo de simple diffusion anisotrope** et de l'angle de diffusion Θ :

$$\varpi_0 = \frac{1}{2g}\int_{-1}^{+1} P(\cos\Theta) \ \cos\Theta \ {\rm d}(\cos\Theta) \tag{E.11}$$

Cependant, on peut également traiter le problème de façon isotrope en considérant que la fraction g de l'intensité n'est en fait pas diffusée et que c'est la fraction (1-g) qui l'est isotropiquement, on définit alors l'**aldébo de diffusion isotrope** :

$$\varpi_0' \equiv \frac{(1-g)\varpi_0}{(1-g\varpi_0)} \tag{E.12}$$

L'**albédo bolométrique de Bond** $A_{\rm B}$ est le rapport de l'énergie réfléchie sur l'énergie reçue intégrée sur une gamme de longueurs d'onde :

$$A_{\rm B} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \pi F \times {\rm p_v q}_\lambda \ {\rm d}\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \pi F \ {\rm d}\lambda} \tag{E.13}$$

avec ${\rm q}_\lambda = 2\int_0^\pi \frac{I(\alpha)}{I(\alpha=0)} \sin\alpha \ {\rm d}\alpha$ l'intégrale de phase. L'**albédo sphérique** est le rapport ${\rm p_v q}_\lambda$ et représente l'albédo d'une particule macroscopique en ignorant la diffraction, [Hanner *et al.*, 1981]. Si on définit l'albédo dans une bande passante restreinte, on parle d'**albédo spectral**.

E.2.2 Les trois régimes de la diffusion simple

Avec la figure E.5, nous avons étudié le pouvoir réfléchissant d'une particule avec la dépendance des coefficients d'extinction en fonction du paramètre x, soit de la longueur d'onde d'observation pour une taille de particule donnée. La distribution angulaire du rayonnement diffusé est alors décrite par la **fonction de phase** $P(\Theta)$ où l'angle de diffusion Θ est mesuré à partir du rayon incident (voir le schéma E.2). En fait, $\Theta = \pi - \alpha$, on note également la fonction de phase par $P(\alpha)$, elle est normalisée par unité d'angle solide : $\frac{1}{4\pi}\int P(\Theta){\rm d}\Omega = \frac{1}{2}\int_0^\pi P(\Theta)\sin(\Theta){\rm d}\Theta = 1$. On va maintenant l'étudier plus en détail avec le paramètre x.

Diffusion de Rayleigh

Lorsque la particule possède un rayon plus petit que la longueur d'onde d'observation, elle diffuse une quantité égale d'énergie tant dans les directions en avant de la source que dans celles en arrière de la source (cf. figure E.6). La **fonction de phase de Rayleigh** non polarisée vaut :

$$P_{\mathrm{R}}(\alpha) = \frac{3}{4}(1+\cos^2\alpha) \tag{E.14}$$

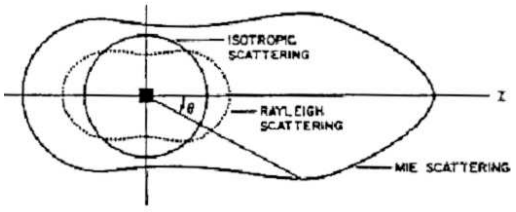


Figure E.6 – Représentation schématique de la distribution spatiale de l'onde diffusée pour les diffusions isotrope, de Rayleigh et de Mie. (Maul, 1985)

Diffusion de Mie

Quand x est compris entre 0,1 et 10 fois la longueur d'onde, la diffusion est dirigée vers l'avant dans un lobe de plus en plus étroit dans cette direction à mesure que la particule devient plus grosse. C'est par essence un effet de diffraction, [Pollack & Cuzzi, 1980] ont montré que la largeur du lobe, qui vaut grossièrement $\frac{\lambda}{2r}$, est quasiment indépendante de la forme et de la composition pour un ensemble de particules orientées aléatoirement. La diffusion de Mie s'applique alors pour déterminer la diffusion de ces particules. Cette théorie ne fournit des résultats quantitatifs qu'avec des particules sphériques, d'indice de réfraction complexe défini ($m \equiv n_{\mathrm{r}} - \imath.n_{\mathrm{i}}$) éloignées d'au moins 3 à 4 rayons sphériques r. On note que la puissance diffusée est maximale lorsque la longueur d'onde est proche du rayon de la particule. Aussi, contrairement à la théorie de Rayleigh, la puissance rétro-diffusée de Mie est plus grande que la puissance diffusée dans la direction de l'onde incidente.
La rencontre d'une onde plane avec une particule ayant des propriétés électriques et magnétiques différentes de celles du milieu environnant distord le front d'onde. Cette perturbation a deux aspects, d'une part l'onde plane incidente diminue d'intensité et d'autre part, à une distance grande par rapport à la longueur d'onde et au rayon de la particule une nouvelle onde sphérique est observée. L'énergie de cette nouvelle onde est appelée énergie de diffusion. L'énergie totale perdue par l'onde incidente correspond à l'extinction. Le champ électrique de l'onde émise dans le plan de diffusion [1] s'écrit sous la forme harmonique :

$$\begin{bmatrix} E^{\ell}_{\mathrm{scat}} \\ E^{\mathrm{t}}_{\mathrm{scat}} \end{bmatrix} = \frac{\exp(-\imath k\rho + \imath kz)}{\imath k\rho} \begin{bmatrix} S_{\ell} & S_3 \\ S_4 & S_{\mathrm{t}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E^{\ell}_0 \\ E^{\mathrm{t}}_0 \end{bmatrix} \tag{E.15}$$

ρ représente la distance entre le centre du diffuseur et le point d'observation et la matrice complexe $S = \begin{bmatrix} S_{\ell} & S_3 \\ S_4 & S_{\mathrm{t}} \end{bmatrix}$ dépend de l'angle de diffusion Θ, de l'angle d'azimuth ϕ et des propriétés de diffusion de la particule. On néglige la polarisation en annulant les coefficients S_3 et S_4 de la matrice, les fonctions d'amplitude sont données par :

$$\begin{aligned} S_{\ell} &= \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} \left[a_n \frac{P^1_n(\cos\Theta)}{\sin\Theta} + b_n \frac{dP^1_n(\cos\Theta)}{d\Theta} \right] \\ S_{\mathrm{t}} &= \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} \left[b_n \frac{P^1_n(\cos\Theta)}{\sin\Theta} + a_n \frac{dP^1_n(\cos\Theta)}{d\Theta} \right] \end{aligned} \tag{E.16}$$

où P^1_n sont des polynômes de Legendre, a_n et b_n sont des développements à l'ordre n de la fonction de Bessel sphérique, voir [Van de Hulst, 1957].
Pour une distribution de densité $n(r)$ normalisée en largeur, la **fonction de phase de Mie** s'écrit en fonction du nombre d'onde k et des composantes non nulles S_{ℓ} et S_{t} pour négliger la polarisation :

$$P_{\mathrm{M}}(\alpha) = \frac{4\pi}{k^2\ k_{\mathrm{scat}}} \int_{r_1}^{r_2} \frac{1}{2} \left(\Re\mathrm{e}[S_{\ell}(\Theta,\phi,r)] + \Re\mathrm{e}[S_{\mathrm{t}}(\Theta,\phi,r)] \right) n(r)\ r\ \mathrm{d}r \tag{E.17}$$

[1] Le plan de diffusion contient la direction de propagation de l'onde incidente et la direction de la particule à partir du point où est observé le champ diffusé.

Le facteur d'efficacité de diffusion est $k_{\text{scat}} = \int_{r_1}^{r_2} \pi r^2 Q_{\text{scat}}(r)\ n(r)\ \mathrm{d}r$ où Q_{scat} est donnée par :

$$Q_{\text{scat}} = \frac{2}{x^2} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1)(\mid a_n \mid^2 + \mid b_n \mid^2) \tag{E.18}$$

Le paramètre d'anisotropie g donne une mesure de l'asymétrie de la fonction de phase. Il est caractéristique des proportions de rayonnement réfléchi, réfracté ou diffracté, il dépend principalement de l'indice de réfraction m et de la taille des particules :

$$g \equiv < \cos\Theta >= \frac{4}{x^2 Q_{\text{scat}}} \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{n(n+2)}{(n+1)} \Re\mathrm{e}[a_n \bar{a}_{n+1} + b_n \bar{b}_{n+1}] + \frac{2n+1}{n(n+1)} \Re\mathrm{e}[a_n \bar{b}_n] \right] \tag{E.19}$$

g est compris entre -1 et 1 tel que
les valeurs négatives de g correspondent à la rétro-diffusion,
les valeurs positives à la diffusion vers l'avant,
la valeur g=0 est associée à une diffusion isotrope.

Diffusion selon les lois de l'optique géométrique

Lorsque le rayon de la particule est plus grand que la longueur d'onde d'observation, le lobe de diffusion vers l'avant devient si étroit qu'il est imperceptible du faisceau incident. D'après le paradoxe de Babinet, le lobe de diffraction vers l'avant contient l'énergie équivalente à $Q_{\text{scat}} \sim 1$. Si cette énergie n'est plus perçue distinctement du faisceau incident, la limite de l'optique géométrique est atteinte et $Q_{\text{ext}} \sim 1$. Dans la limite de l'optique géométrique, seulement la lumière réfléchie sur la surface de la particule est perçue et diffusée. Un modèle simple pour la fonction de phase des particules macroscopiques peut être obtenu en faisant l'hypothèse que leur surface est lambertienne, soit un diffuseur parfait. Ceci fournit la **fonction de phase lambertienne** de diffusion vers l'avant (voir la figure E.7) :

$$P_{\text{L}}(\alpha) = \frac{8}{3\pi}[\sin\alpha + (\pi - \alpha)\cos\alpha] \tag{E.20}$$

La proportion de diffusion vers l'avant s'exprime à travers le paramètre d'anisotropie g qui d'après la relation(E.19) peut maintenant s'écrire :

$$g \equiv - < \cos\alpha >= -\frac{1}{2} \int_0^{\pi} P(\alpha) \cos\alpha \sin\alpha\ \mathrm{d}\alpha \tag{E.21}$$

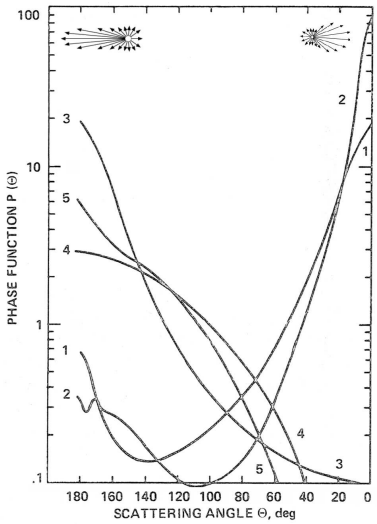


Figure E.7 – Courbes de phase de (Pang *et al.*, 1983)

On peut alors définir une nouvelle **fonction de phase de Henyey-Greenstein** qui dépend explicitement du paramètre d'anistropie :

$$\boxed{P_{\text{H-G}}(\alpha, g) = \frac{1 - g^2}{(1 + 2g\cos\alpha + g^2)^{\frac{3}{2}}}} \tag{E.22}$$

La figure E.7 décrit l'évolution de la fonction de phase P(Θ) en fonction des angles de diffusion $\Theta = \pi - \alpha$ décroissants (soit les α croissants). Les fonctions de phase (1) et (2) sont maximales quand α**=180°**, soit la direction de propagation du rayonnement incident. Elles sont représentatives de particules de taille comparable à l'onde, qui diffusent la lumière vers l'avant (***forward-scattering***).
(1) est décrite à partir de l'approximation de Henyey-Greenstein avec un paramètre d'anisotropie g=0,7.
(2) resprésente la fonction de phase théorique exacte définie par le modèle de diffusion de Mie où g=0,9.
(3) est la fonction de Henyey-Greenstein (g=0,3) de (4).
(4) désigne la fonction de phase pour une surface sphérique lambertienne.

(5) représente la fonction de phase du satellite jovien Callisto. Comparée à la courbe de phase (5), elle présente un pic plus étroit de rétro-diffusion (***backscattering***). Celui-ci se situe à α=**0°**, dans la direction de provenance du rayonnement incident (ou *opposition*).

L'optique géométrique peut donc être vue comme une branche de l'optique, comme le sont l'optique ondulatoire (ou l'optique physique avec les diffusions de Rayleigh et de Mie) et l'optique quantique (que nous verrons plus loin au paragraphe E.3.4 page 361). Ces trois approches sont complémentaires et permettent de comprendre, dans sa globalité, le comportement de la lumière lorsqu'elle interagit avec la matière.

La diffusion est ainsi, avec l'absorption, la principale cause de l'affaiblissement de la lumière lors de sa propagation. Lors d'une réflexion, la diffusion atténue la réflexion spéculaire de la lumière, tandis qu'elle provoque une ouverture angulaire des faisceaux. Le régime de réflexion spéculaire définit des diffuseurs très grands devant la longueur d'onde du rayonnement. C'est le cas par exemple des grains de sable en optique. La physique adaptée à cette échelle est l'optique géométrique. Au contraire, le régime d'homogénéisation où les diffuseurs sont beaucoup plus petits que la longueur d'onde représente le cas des surfaces rugueuses. Dans ce régime de Rayleigh, la lumière ne résout pas la rugosité, de telle sorte que l'on peut considérer le milieu comme un milieu effectif, avec un indice de réfraction moyen. Les réflexions sont spéculaires mais atténuées par rapport à un milieu lisse.

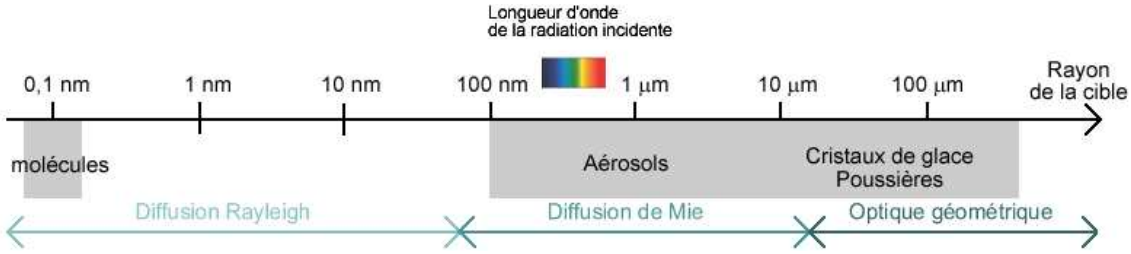


Figure E.8 – Les trois régimes de diffusion définis en fonction du rayon de la particule.

A travers les figures E.8 et E.7, nous voyons que la fonction de phase dépend principalement du rapport entre la taille de la particule et la longueur d'onde d'observation. Il y a typiquement trois façons de décrire le comportement de la fonction de phase avec différentes tailles de particule :

❶ La particule de rayon r est très petite devant la longueur d'onde incidente ($r \ll \lambda$). On utilise la **diffusion de Rayleigh** établie en 1873.

❷ Le rayon r est de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde ($r \sim \lambda$). On utilise le formalisme maxwellien pour décrire le comportement électromagnétique de l'onde diffusée. Cette **théorie de Mie** a été formulée en 1908 pour des particules sphériques. Elle est compatible aux limites $\frac{2\pi r}{\lambda} \ll 1$ et $\frac{2\pi r}{\lambda} \gg 1$ avec la diffusion Rayleigh et la limite de l'optique géométrique, respectivement. D'autres travaux plus récents traitent de la diffusion dans le cas de particules non sphériques (voir [Pollack & Cuzzi, 1980], [Showalter *et al.*, 1992]).

❸ Le rayon moyen de la particule est énorme par rapport à la longueur d'onde ($r \gg \lambda$) de telle manière que son lobe de diffraction est très étroit. On traite alors la diffusion à sa surface en employant le **transfert de rayonnement de Chandrasekhar** dans un plan parallèle semi-infini de grosses particules mis en place en 1960.

E.2.3 Solution de l'équation du transfert radiatif

Enjeux du problème de transfert radiatif

L'étude du comportement de la propagation de la lumière visible et infrarouge au sein d'un milieu constitue un préalable indispensable au développement de nombreuses techniques d'analyse, comme

par exemple la télédétection des surfaces planétaires. Le but de ces techniques est d'utiliser la lumière comme une sonde pour obtenir des informations sur les propriétés optiques, chimiques et structurelles du milieu concerné (surface, regolites, etc) Or ce sont les mécanismes de propagation et d'interaction de la lumière avec les constituants matériels du milieu qui conditionnent le lien entre les propriétés recherchées et les signaux mesurés. Une fois quantifié ce lien avec des modèles (plus ou moins sophistiqués), une inversion est possible pour calculer la valeur de certaines propriétés physico-chimiques et structurelles à partir des observables.
La résolution du problème posé représente une tâche difficile qui nécessite un formalisme mathématique élaboré (que nous verrons brièvement dans ce paragraphe) et une segmentation méthodologique des processus physiques à l'œuvre (qui sont vus dans le paragraphe E.3 suivant). Ainsi on étudie d'abord séparément la diffusion par chaque constituant élémentaire isolé, les diffusions multiples se produisant en volume et les effets de surface. En ce qui concerne le deuxième aspect, on suppose en général implicitement que les diffuseurs ou absorbeurs élémentaires sont au moins éloignés les uns des autres de plusieurs longueurs d'onde et qu'un photon donné ne repasse jamais par le même diffuseur ou absorbeur. Ces hypothèses fondamentales constituent la **base de la théorie du transfert radiatif** qui décrit la propagation de la lumière en termes de flux multidirectionnels d'énergie pour tout point du milieu étudié. Sont alors déterminantes les propriétés moyennes locales de diffusion et d'absorption en volume et non plus la distribution spatiale discrète des structures comme en electromagnétisme.
Toute la physique du transfert d'énergie est alors décrite par une seule équation intégro-différentielle appelée équation de transfert radiatif (ETR) qui possède la forme générale :

$$\mu \frac{\mathrm{d}I(\mu;\tau,\phi)}{\mathrm{d}\tau} = \underbrace{I(\mu;\tau,\phi)}_{\text{extinction}} - \underbrace{S(\mu;\tau,\phi)}_{\text{diffusion}} \tag{E.23}$$

$S(\mu;\tau,\phi)$ représente la fonction source pour une diffusion unique. Pour une couche d'épaisseur finie ($\tau = 0$ d'un coté et $\tau = \tau_1$ de l'autre), la solution de l'équation de transfert (E.23) s'écrit :

$$I(\tau;\mu>0,\phi) = I(\tau_1;\mu>0,\phi)\, e^{-\frac{(\tau_1-\tau)}{\mu}} + \int_\tau^{\tau_1} S(\tau;\mu>0,\phi)\, \exp\left[-\frac{(t-\tau)}{\mu}\right] \frac{\mathrm{d}t}{\mu} \tag{E.24}$$

$$I(\tau;\mu<0,\phi) = I(0;\mu<0,\phi)\, e^{\frac{\tau}{\mu}} - \int_0^{\tau} S(\tau;\mu<0,\phi)\, \exp\left[-\frac{(t-\tau)}{\mu}\right] \frac{\mathrm{d}t}{\mu} \tag{E.25}$$

Il faut donc **trouver une fonction source** qui puisse résoudre cette équation et décrire statistiquement les propriétés physiques d'un milieu en utilisant le comportement diffusif d'un ensemble de diffuseurs élémentaires [2]. Plusieurs méthodes analytiques et numériques ont été développées dans ce but. Parmi les *méthodes analytiques*, la plus courante est celle des harmoniques sphériques P_n de [Howell, 1988], quand l'indice n est infini, la solution de l'équation du transfert radiatif est exacte. Il existe plusieurs solutions approchées comme celle de Rosselant (ou modèle de diffusion) pour un milieu optiquement épais ou la méthode des deux flux utilisant les fonctions H de Chandrasekhar mise en place par [Hapke, 1981]. Les *méthodes numériques* ont été développées pour des cas complexes où doivent être considérés les caractéristiques spectrales, la non-homogénéité des propriétés radiatives du milieu [Gerstl & Zardecki, 1985], les gradients de température [Ruperti Jr., 1996], des changements d'indice de réfraction [Liou & Wu, 1996]. La méthode multi-flux consiste à subdiviser l'espace angulaire en un certain nombre de directions et à considérer la brillance constante dans chaque partie. Sa précision augmente donc avec le nombre de directions. La méthode des ordonnées discrètes de [Chandraskhar, 1960], voir aussi [Stammes et al., 1988], est une variante de la méthode multi-flux, toutefois, [Chandraskhar, 1960] l'a développée pour intégrer correctement un polynôme d'ordre ($2n_d$-1) où n_d est le nombre de directions. De cette façon, la précision de la méthode des ordonnées discrètes est supérieure à celle d'une approche multi-flux, c'est d'ailleurs ce qui a fait que l'approche de [Chandraskhar, 1960] est largement utilisée pour résoudre différents problèmes radiatifs du fait de sa mise en œuvre adaptée pour les cas de couplage rayonnement, conduction et/ou convection [3].

[2] Cette approche perd donc toute information sur la taille et la composition des particules composant le milieu, mais nous verrons au § que ces informations peuvent être retrouvées en modélisant certains effets diffusifs très particuliers.

[3] Il existe cependant de nouvelles méthodes numériques concurrentes à celle de [Chandraskhar, 1960] comme la méthode d'addition (*adding method*) de [Van de Hust, 1980] et [de Haan et al., 1987], la méthode de résolution de l'équation intégrale non-linéaire

La solution de Chandrasekhar

La méthode des ordonnées discrètes de [Chandrasekhar, 1960] permet de passer de la forme intégro-différentielle de l'ETR à un système d'équations différentielles simples par le biais d'une discrétisation angulaire. Cette solution pose comme fonction source :

$$\boxed{S(\tau;\mu,\phi) = \frac{\varpi_0}{4\pi}\ \pi F\ P(\mu,\phi;\mu_0,\phi_0)e^{-\frac{\tau}{\mu_0}}} \tag{E.26}$$

où πF correspondant à la densité de flux solaire ;
$\mu = \sin B = \cos\epsilon$ est l'angle d'élévation de la sonde ;
$\mu_0 = \sin B' = \cos\ i$ est l'angle d'élévation solaire ;
$P(\mu,\phi;\mu_0,\phi_0)$ est fonction de phase d'un élement de volume de la couche de coordonnées $\phi_0 - \phi$ (voir figure E.2) ;
le facteur exponentiel décrit l'atténuation du faisceau incident ;
la profondeur optique $\tau = \int_t^{+\infty} Q_{\text{ext}}\ \mathrm{d}t$ où $Q_{\text{ext}} = Q_{\text{scat}} + Q_{\text{abs}}$.

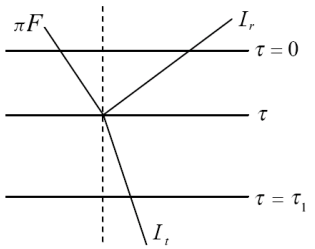


Figure E.9 – Diagramme de diffusion d'un élément de volume

La fonction de phase peut être vue comme la probabilité qu'un faisceau incident soit diffusé par un élément de volume dans un cône d'angle solide $\mathrm{d}\Omega$. Comme l'ensemble des probabilités sont égales à l'unité, la normalisation de la fonction de phase sur l'angle solide $\vec{\Omega}$ s'écrit : $\int P\ \mathrm{d}\Omega = 4\pi$ et laisse un facteur 4π au dénominateur dans l'équation (E.26).
Cette fonction source est valide pour le cas d'une couche **plan parallèle de diffusion simple à symétrie azimutale**. Toutes les variables géométriques sont indépendantes de l'angle d'azimut ϕ, ainsi $P(\mu,\phi;\mu_0,\phi_0) = P(\alpha)$, ce qui facilite très clairement le problème.
Avec cette fonction source, les solutions générales données précédemment (E.24) et (E.25) peuvent se réécrire de la manière suivante respectivement pour $\mu > 0$ et $\mu < 0$:

$$I(\tau,\mu) = \frac{F}{4}\varpi_0 P(\alpha)\int_\tau^{\tau_1} e^{-\frac{t}{\mu_0}}e^{-\frac{(t-\tau)}{\mu}}\frac{\mathrm{d}t}{\mu} = \frac{F}{4}\varpi_0 P(\alpha)\ e^{\frac{\tau}{\mu}}\frac{\mu_0}{\mu+\mu_0}\left[-e^{-t(\frac{1}{\mu_0}+\frac{1}{\mu})}\right]_\tau^{\tau_1} \tag{E.27}$$

$$I(\tau,-\mu) = \frac{F}{4}\varpi_0 P(\alpha)\int_0^{\tau} e^{-\frac{t}{\mu_0}}e^{-\frac{(\tau-t)}{\mu}}\frac{\mathrm{d}t}{\mu} = \frac{F}{4}\varpi_0 P(\alpha)\ e^{-\frac{\tau}{\mu}}\frac{\mu_0}{\mu_0-\mu}\left[-e^{-t(\frac{1}{\mu_0}-\frac{1}{\mu})}\right]_0^{\tau} \tag{E.28}$$

Les solutions de ces intégrales fournissent dans un premier cas de la **réflexion diffuse** : l'onde diffusée est celle qui a été réfléchie à la surface de la couche, on prend donc l'intensité réfléchie par l'anneau, c-à-d en $\tau = 0$:

$$I_{\text{r}}(\tau=0,\mu) = \frac{F}{4}\varpi_0 P(\alpha)\frac{\mu_0}{\mu+\mu_0}\left(1-e^{-\tau_1(\frac{1}{\mu_0}+\frac{1}{\mu})}\right) \tag{E.29}$$

On utilise la formule de la profondeur optique photométrique donnant $\tau_{\text{path}} = \left(\frac{1}{\mu}+\frac{1}{\mu_0}\right)\tau_1$, l'intensité s'écrit alors :

$$\boxed{\frac{I}{F} = \frac{I_{\text{r}}(\tau=0,\mu)}{F} = \frac{\mu_0}{4(\mu+\mu_0)}\varpi_0 P(\alpha)\left(1-e^{-\tau_{\text{path}}}\right)} \tag{E.30}$$

En **transmission diffuse**, quand la géométrie d'observation le permet, l'onde diffusée est celle qui a été transmise par la couche, soit l'intensité transmise par l'anneau en $\tau = \tau_1$ (voir figure **??**) :

$$I_{\text{t}}(\tau=\tau_1,-\mu) = \frac{F}{4}\varpi_0 P(\alpha)\frac{\mu_0}{\mu-\mu_0}\ \left(e^{-\frac{\tau_1}{\mu}} - e^{-\frac{\tau_1}{\mu_0}}\right) \tag{E.31}$$

d'Ambartsumian de [Mishchenko et al., 1999] ou la méthode de diffusion anisotrope avec effets d'ombres de [Kawata & Irvine, 1974] pour laquelle nous proposons une application au Chapitre 7.

Avec τ_{path} vue en (E.5), l'intensité est :

$$\boxed{\frac{I}{F} = \frac{I_{\text{r}}(\tau = \tau_1, -\mu)}{F} = \frac{\mu_0}{4(\mu - \mu_0)} \varpi_0 P(\alpha)\ e^{-\frac{\tau_{\text{path}}}{\mu\left(\frac{1}{\mu_0} + \frac{1}{\mu}\right)}} \left(1 - e^{\mu_0/\mu}\right)} \tag{E.32}$$

Limites de l'inversion de Chandrasekhar

L'inversion de Chandrasekhar suppose une prépondérance de la diffusion simple sur la diffusion multiple qui, de ce fait, implique beaucoup d'hypothèses en amont : dans le cas optiquement mince, les particules doivent avoir un faible albédo. Et dans le cas optiquement épais, l'angle d'incidence doit être suffisamment petit pour que la lumière réfléchie par la particule sorte de la couche et se prive d'une nouvelle diffusion, autrement dit l'angle de phase α<90°. Ce dernier cas ne correspond pas à la géométrie d'observation de Cassini qui couvre tous les angles de phase de 0 à 180°.

La transition de la **diffusion simple** à la **diffusion multiple** exprime le passage du microscopique au macroscopique. Les observations des anneaux principaux de Saturne montrent que la relation de proportionnalité entre la brillance diffusée et la profondeur optique est rompue quand la diffusion multiple intervient [Lissauer *et al.*, 1981]. C'est pour cela qu'il semble important de ne pas négliger ce type de diffusion dans le transfert de rayonnement. [Cuzzi *et al.*, 1984] ont montré que la diffusion de troisième ordre et des ordres successifs sont négligeables, voir aussi [Cooke, 1991]. Il est possible d'employer une approche de diffusion par itération (comme celle de [Liou, 1980]) pour calculer la contribution de la première et seconde diffusion sur l'intensité totale de l'onde résultante. Il suffit en fait de généraliser les formules (E.24) et (E.25) comme suit :

$$I_n(\tau; \mu, \phi) = \int_{\tau}^{\tau_1} S_n(\tau; \mu, \phi)\ e^{-\frac{(\text{t}-\tau)}{\mu}}\ \frac{\text{dt}}{\mu} \tag{E.33}$$

où n est l'ordre de la diffusion et S_n est la fonction source définie par

$$S_n(\mu; \tau, \phi) = \int_{\mu'} \int_{\phi'} I_{n-1} \frac{\varpi_0 P(\alpha)}{4\pi} \tag{E.34}$$

La diffusion multiple semble en tout cas être moins importante dans une structure en mono-couche (voir la figure E.10), puisqu'un photon diffusé exactement à $t = 0$ dans le plan de la couche rencontrera peu de particules pour une seconde diffusion.

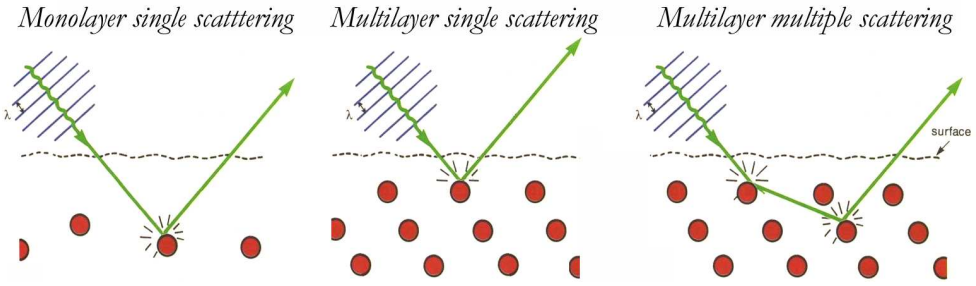


Figure E.10 – Schématisation de la simple diffusion : la rélexion en volume d'une diffusion d'une particule dans une structure en mono-couche et en multi-couche (respectivement à gauche et au centre), la diffision multiple pour une multi-couche (à droite). Droits J.P. Toennies

Un « bon » compromis est d'utiliser l'inversion de Chandrakhar et de compenser toutes ses lacunes en les plaçant dans la fonction de phase. La fonction de phase va donc prendre en compte les effets de surface, la diffusion multiple et bien d'autres effets physiques, que je détaille dans le paragraphe suivant. Rappelons que la fonction de phase sera la fonction de phase d'un ensemble de particules ou d'un élément de volume statistiquement représentatif de l'objet observé. Il ne s'agit pas d'une fonction qui décrit le comportement diffusif d'une particule.

E.3 État de l'art de la modélisation photométrique

E.3.1 Fonctions de phase et taille des particules

Particules microscopiques

Les fines poussières des anneaux ont souvent été modélisées par la **théorie de Mie**, voir [Ferrari, 1992], [Dones *et al.*, 1993] et la figure E.11. Cependant cette théorie est peu adaptée à la réalité : elle suppose une distribution de particules sphériques et espacées d'environ 3 à 4 rayons effectifs.

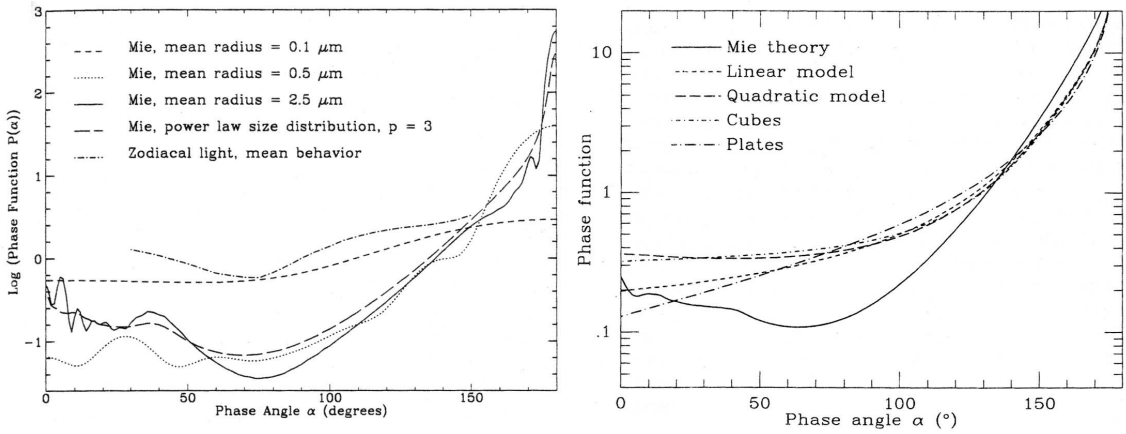


Figure E.11 – A gauche – Fonctions de Phase de Mie pour des particules microscopiques, sphériques avec un indice de réfraction de glace d'eau pure $m = 1,313 - \imath 1,910.10^{-9}$ à $\lambda = 0,5$ μm d'après (Warren, 1984). Les trois premières distributions dans la légende suivent la loi de distribution de taille de Hansen-Hovenier avec un rayon moyen r=0, 1 ; 0,5 et 2,5 μm, cf. [Hansen *&* Travis, 1974]. La courbe de phase en traits pleins suit une distribution de taille $n(r) \propto r^{-3}$ où $r_{\min} = 0,01$ μm et $r_{\max} = 5$ μm. Avec ces paramètres, les particules plus petites que la longueur d'onde d'observation ($x \leq 1$) ont une fonction de phase quasi-isotrope. Pour comparaison, la fonction de phase (normalisée différemment) des particules de la lumière zodiacale (découverte par Cassini !) qui ont une taille typique de 10 et 100 μm et qui possèdent certainement une forme en agrégats.
– A droite – Fonctions de phase en semi-log pour des particules sphériques et non-sphériques obéissant à une distribution de taille en puissance 4 à $\lambda = 0,5$ μm. Les paramètres du modèle semi-empirique de (Pollack *&* Cuzzi, 1980) pour la représentation de $\mathrm{Log}(P_{\text{P-C}})$ linéaire et quadratique sont $S = 1,3$ $G = 3$ $x_1 = 3$ et $x_2 = 7$. Pour les particules cubiques $S = 1,3$ $G = 1,5$ $x_1 = 3$ et $x_2 = 7$ et pour celles aplaties $S = 2$ $G = 5$ $x_1 = 2$ et $x_2 = 4$. Pour la courbe de phase de Mie $m = 1,313 - \imath 10^{-3}$ à $\lambda = 0,5$ μm d'après (Irvine *&* Pollack, 1968).

[Showalter *et al.*, 1992] sont partis du constat que les particules de poussières non sphériques étant un peu plus grandes que la longueur d'onde ne concordent pas totalement avec les prédictions de Mie. D'ailleurs Dones reconnaît que les particules submicrométriques des anneaux ne sont probablemement pas sphériques. L'approche de Showalter a été d'utiliser le modèle semi-empirique de [Pollack *&* Cuzzi, 1980] qui est une combinaison de la théorie de Mie et des principes physiques de diffusion de particules non sphériques orientées aléatoirement et suivant une distribution de taille $n(r) \propto r^{-4}$.
La **fonction de phase de Pollack-Cuzzi** dans sa forme quadratique s'exprime ainsi :

$$\mathrm{Log}(P_{\text{P-C}}(\Theta)) = a + b\Theta + c\Theta^2 \tag{E.35}$$

$P_{\text{P-C}}(\Theta)$ est la fonction de phase de la composante transmise du rayonnement diffusé.
Ce modèle possède quatre paramètres libres : S, G, x_1 et x_2 dans la version revisitée par Showalter [4]. Le paramètre S est le rapport entre la section efficace d'une particule non-sphérique sur la section efficace de la même mais sphérique. Le paramètre G est la pente de $\mathrm{Log}(P_{\text{P-C}})$. x_1 et x_2 représentent la frontière continue avec la théorie de Mie. Ces deux paramètres remplacent le rapport habituel x de la taille de

[4] Initialement, la fonction de phase de Pollack-Cuzzi ne possède pas le dernier terme quadratique. Celui-ci a été rajouté par [Showalter *et al.*, 1992], en remarquant que [Liou *et al.*, 1983] dans des mesures de laboratoire combinées à des simulations *ray-tracing* de particules non-sphériques, observent une piquée significative de la fonction de phase de la composante transmise du rayonnement diffusé pour des faibles angles de phase, piquée qui n'apparaît pas avec la fonction de phase de Pollack-Cuzzi sous sa forme linéaire $\mathrm{Log}(P_{\text{P-C}}(\Theta)) = a + b\Theta$ (cf. figure E.11).

la particule sur la longueur d'onde.
Ainsi, cette simple fonction quadratique peut ajuster une courbe piquée dans la direction de diffusion vers l'arrière tout en simulant les effets de la théorie de Mie.

Particules assimilées à des satellites

La **fonction de phase de [Dones, 1987]** semble bien reproduire le comportement diffusif des satellites observés, et en particulier des anneaux planétaires. En effet, aucun des modèles précédant celui-ci [5] ne parvenait à modéliser la pente raide de la fonction de phase des grosses particules des anneaux d'Uranus α, β et ε entre 5 et 15°. Cette fonction empirique suit une loi en puissance n de la forme :

$$P_{\text{D87}}(\Theta) = c_n\ \Theta^n \tag{E.36}$$

La constante de normalisation et le paramètre d'anisotropie s'expriment en sommes :

$$c_n = \frac{2}{\sum_{i=0}^{+\infty} k_i} = \frac{2}{\sum_{i=0}^{+\infty}\left[\pi^{2i+n+2}\dfrac{(-1)^i}{(2i+n+2)(2i+1)!}\right]} \quad \text{et} \quad g = \frac{c_n}{\sum_{i=0}^{+\infty} k_i\ 2^{2i+1}} \tag{E.37}$$

définies à partir d'un coefficient $k_i = \pi^{2i+n+2}\frac{(-1)^i}{(2i+n+2)(2i+1)!}$ comme on le voit dans la relation (E.37). Les grandes valeurs de n correspondent à une fonction de phase avec une pente plus raide de rétro-diffusion. Les valeurs de n vont typiquement de 2 à 6 pour les anneaux, d'après les résultats de [Dones, 1987] pour les anneaux de Saturne et de [Ockert *et al.*, 1987] pour les anneaux d'Uranus. Pour une fonction de phase avec une remontée de la rétro-diffusion, on peut prendre $n = 10$. c_n et g dépendent donc du nombre n, pour Callisto où $n = 3,3$ on a $c_n = 0,130$ et $g = -0,57$. Ces valeurs ont été comparées à la fonction de phase de Callisto déduite de [Cuzzi *et al.*, 1984] et il y a un bon accord entre les deux modèles[6] (cf. figure E.12).

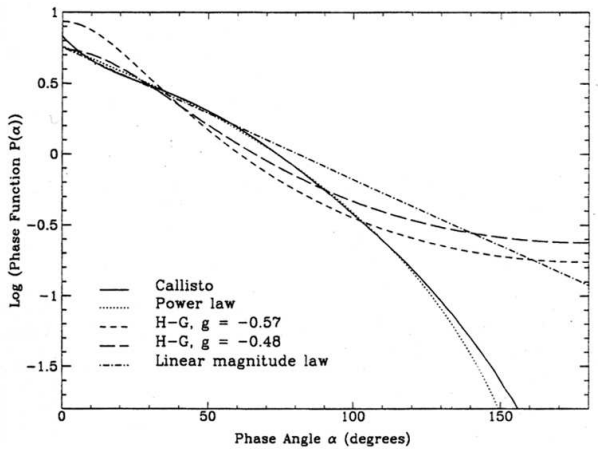


Figure E.12 – A gauche – Fonctions de phase des grosses particules par (Showalter *et al.*, 1992), dont on approxime les propriétés photométriques à celles des satellites galiléens. L'albédo de Bond pour les surfaces d'Europa, Ganymède et Callisto sont respectivement 0,62 0,33 et 0,13. La fonction de phase d'une sphère lambertienne est ajoutée comme référence.
– A droite – Fonctions de phase en semi-log de Callisto par (Dones *et al.*, 1993), de la loi de puissance de (Dones, 1987) avec pour paramètre d'anisotropie g=-0,57. Une fonction de phase linéaire a été ajoutée pour montrer le contraste entre l'ajustement d'une loi de puissance et celui de Henyey-Greenstein.

[5] Citons par exemple la fonction de phase de Squyres-Veverka pour les surfaces rainurées ou cratérisées des satellites Ganymède, Callisto et Titania, voir [Squyres & Veverka, 1981]et [Veverka *et al.*, 1987] : $P_{\text{S-V}}(\alpha) = A + B\alpha + Ce^{-D\alpha}$ où A et B caractérisent le coefficient de phase et D l'effet d'opposition. Doyle *et al.* [1989] ont utilisé cette fonction pour l'anneau B en utilisant les coefficients de Callisto : $A = 0,26$ $B = -0,0018$ $C = 0,13$ et $D = 0,37$. Pour appliquer cette fonction de phase aux grosses particules des anneaux, il faut multiplier $P_{\text{S-V}}(\alpha)$ par la fonction de phase de Lommel-Seeliger afin d'intégrer les particules sur toute la surface du disque puisqu'elles ne sont pas résolues : $P_{\text{L-S}}\alpha) = 1 - \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right).\tan\left(\frac{\alpha}{2}\right).\ln\left[\tan\left(\frac{\alpha}{4}\right)\right]$.

[6] cf. tableau IV de [Dones *et al.*, 1993] où les valeurs de c_n, g sont données en fonction de n allant de 1 à 7. On trouve également la valeur exacte de rétro-diffusion $P(0°)$, f la fraction d'énergie diffusée dans l'hémisphère en arrière telle que $f = \frac{1}{2}\int_{\pi/2}^{\pi} P(\alpha)\ \sin(\alpha)\ \mathrm{d}\alpha$, $P(0°)$, $\alpha_{1/2}$ l'angle de phase pour lequel la fonction de phase tombe à la moitié de sa valeur de rétro-diffusion avec $P(\alpha_{1/2}) = \frac{1}{2}P(0°)$

Particules de taille intermédiaire

Des études sur la lumière zodiacale et les poussières interplanétaires, dont la taille varie entre 10 et 100 μm ont été menées pour déterminer leur fonction de phase (cf. [Dumont & Levasseur-Regourd, 1985] dont la courbe de phase est représentée dans la figure E.12).

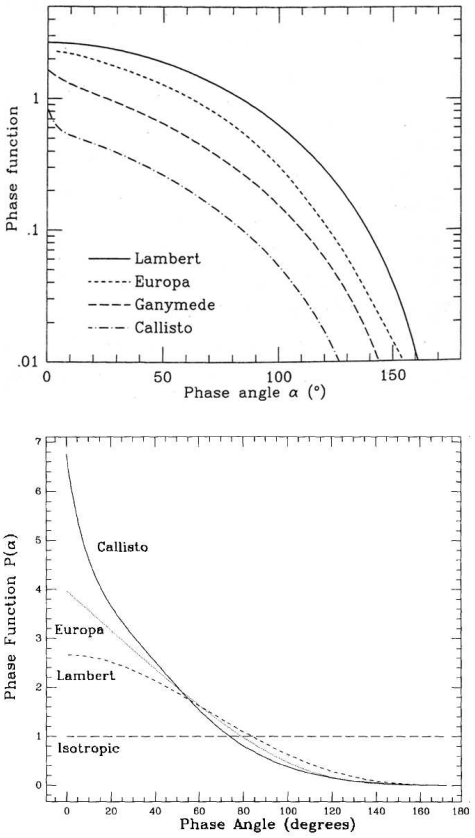


Figure E.13 – [Doyle et al.,1989]

La fonction de phase de la lumière zodiacale diffuse moins vers l'avant que les particules sphériques du régime de Mie, de plus le paramètre d'asymétrie de Mie vaut au moins 0,8 alors que pour les poussières zodiacales, il est d'environ 0,2. Ceci nous montre bien que le passage entre le régime de Mie et de l'optique géométrique n'est pas si évident que le laissait suggérer la figure E.8. Ce comportement quasi-isotrope de la diffusion est connu pour les micro-ondes, [Giese *et al.*, 1978] l'ont étudié pour des particules irrégulières. Tant que $x \leq 23$, la fonction de phase d'agrégats de particules peu absorbantes et hautement poreuses est proche de celle des poussières zodiacales.

[Borhen, 1987] a montré que pour une couche épaisse de particules ayant une profondeur optique $\tau > \frac{2}{1-g}$ et qui diffusent selon un paramètre d'asymétrie g, le champ de radiation diffusé est quasi-isotrope. Si les particules ont une surface épaisse d'environ dix grains diffusant vers l'avant tels que $g = 0,8$ alors la particule aura presque une **diffusion isotrope** où :

$$P_{\text{isotrope}}(\alpha) \equiv 1 \simeq \frac{(1-g)}{(1-g\varpi_0)} \tag{E.38}$$

Quand $g = 0$ les particules sont très proches les unes des autres sur la surface et les lobes de diffraction interfèrent, on s'éloigne donc des hypothèses de la diffusion de Mie et les fonctions de phase sont isotropes. Si la particule est très lisse, on rentre dans le régime de diffusion lambertienne et après dans celui de la diffusion des satellites galiléens (voir la figure E.13). Telle est la continuité de la diffusion entre les petites particules du régime de Mie et les grosses particules de l'optique géométrique.

E.3.2 Fonctions de phase et texture des particules

Particules à rugosité macroscopique

Le modèle de Hapke [1981] donne l'expression de la surface dans toutes les directions à l'énergie incidente dans une direction fixe, en général perpendiculaire à la surface. La réflectance diffuse ainsi définie dépend de **deux** paramètres : l'albédo de diffusion simple et la fonction de phase.

① L'albédo de diffusion simple est le rapport de la section efficace de diffusion à la somme des sections efficaces de diffusion et d'absorption. La modélisation de l'albédo d'une régolite[7] granulaire est faite par analogie avec un milieu de diffusion classique et semi-infini de diffuseurs indépendants. Chaque diffuseur, ou grain, a sa propre fonction de phase et son albédo de simple-diffusion. Aussi, il faut supposer une

[7] Couches irrégulières de fragments et débris rocheux constituées par des impacts successifs sur une surface.

« fine mixture » de constituants (*intimate mixture*) ; c'est-à-dire que l'on suppose que tous les grains sont identiques, avec un rayon r_g, et que chacun est bien mélangé intérieurement sur une échelle plus petite que la longueur d'onde d'observation. Les indices de réfraction du grain effectif (n_r, n_i) sont calculés en utilisant la théorie de mélange de Maxwell-Garnett, voir par exemple [Bohren & Huffman, 1983]. En définissant les indices de réfraction en fonction de la fraction de masse f_a de l'absorbeur de telle façon que : $n_\mathrm{r} = 1 + f_\mathrm{a}(n_\mathrm{ra} - 1) \approx 1$ et $n_\mathrm{i} = f_\mathrm{a}.n_\mathrm{ia} \ll 1$ (n_ra et n_ia sont les indices de réfraction réel et imaginaire de l'absorbeur), Cuzzi & Estrada [1998] ont vérifié qu'un simple modèle de mélange par pondération du volume est tout à fait proportionné. Si le rayon du grain r_g et l'ensemble d'indices de réfraction sont donnés, l'approche de [Hapke, 1981] permet d'obtenir l'albédo d'un grain individuel de régolite. Cette approche a plusieurs aspects : elle suppose le grain de régolite beaucoup plus grand que la longueur d'onde ; ceci permet le calcul de l'albédo d'un grain en utilisant l'optique physique, alors que la prise en compte des réflexions internes multiples utilise les coefficients de Fresnel. On emploie les expressions suivantes pour obtenir la valeur de l'**albédo d'un grain homogène et individuel** de régolite ne comportant aucun centre interne additionnel de diffusion d'après [Hapke, 1981] :

$$\varpi_\lambda = \frac{1}{1 + \varsigma \frac{4}{3} r_g \left[\frac{1-S_E}{1-S_I}\right]} \quad \text{où} \quad \varsigma = \frac{4\pi n_\mathrm{i}}{\lambda} \tag{E.39}$$

où S_E et S_I sont les réflexions externes et internes de Fresnel liées aux indices de réfraction :

$$S_E = \frac{(n_\mathrm{r}-1)^2 + n_\mathrm{i}^2}{(n_\mathrm{r}+1)^2 + n_\mathrm{i}^2} + 0,05 \tag{E.40}$$

$$S_I = 0,6125\sqrt{n_\mathrm{r}}\ \ln[(n_\mathrm{r}+1)^2 + n_\mathrm{i}^2 - 3] \tag{E.41}$$

Les calculs de la réflectivité totale à une longueur d'onde donnée à partir des indices de réfraction donnent un bon accord avec les expériences de laboratoire [Clark & Roush, 1984]. Cette méthode a également été utilisée pour déterminer la composition des anneaux de Saturne à partir du rougissement de leur spectre dans le visible. Cependant, d'autres méthodes existent, Van de Hulst [1970] a adopté un albédo de diffusion et un paramètre de similitude s_λ qui prennent en compte les effets de la diffusion multiple anisotrope arbitraire des grains de régolite :

$$\varpi_{g\lambda} = \frac{(1 - 0,139 s_\lambda)(1 - s_\lambda)}{(1 + 1,17 s_\lambda)} \quad \text{où} \quad s_\lambda = \sqrt{\frac{1-\varpi_\lambda}{1 - g\varpi_\lambda}} \tag{E.42}$$

Cette fonction a été employée pour calculer l'albédo $\varpi_{g\lambda}$ dit de Bond d'une particule sphérique dans les anneaux principaux de Saturne, à partir de l'albédo d'un grain (de Hapke) ϖ_λ calculé à partir des indices de réfraction efficaces de Maxwell-Garnett (n_r, n_i), voir [Cuzzi & Estrada, 1998 ; Estrada *et al.*, 2003]. Une approche semblable a été également utilisée pour inverser les propriétés photométriques de l'anneau B et obtenir l'albédo d'un grain (ou diffuseur élémentaire), [Doyle *et al.*, 1989], via la théorie de Mie qui intègre les effets de diffraction.

② La fonction de phase décrit la manière dont l'énergie diffusée est distribuée dans les différentes directions de l'espace. Au départ, pour modéliser la répartition angulaire de la brillance d'un élément de surface diffusant, Hapke [1981] a utilisé la **fonction de phase** de Legendre, qui est un développement en polynômes de Legendre du second ordre :

$$P_\mathrm{L}(\alpha) = 1 + L_1 \cdot \cos\alpha + L_2 \left(\frac{3}{2}\cos^2\alpha - \frac{1}{2}\right) \tag{E.43}$$

où L_1 et L_2 sont des coefficients de Legendre contraints pour garder la fonction de phase positive ou nulle. Le paramètre d'anisotropie pour cette fonction vaut $g \equiv - < \cos\alpha > = -L_1/3$ voir [McGuire & Hapke, 1995]. Cependant cette fonction ne fait pas appel à des paramètres physiques, liés à l'état de surface de l'objet considéré.
Pour implémenter un peu plus de physique, la **fonction de phase de Hapke [1986]** a été modifiée en rajoutant les effets d'ombres et la rugosité de la surface. Les effets d'ombres étaient déjà compris dans la version de 1981, via la fonction $B(\alpha)$, mais sa forme a été simplifiée dans [Hapke, 1984, 1986]. L'effet principal de $B(\alpha)$ est de créer des ombres à l'aide d'un milieu poreux en diffusion simple.

En supposant que la lumière provienne de facettes non résolues, les variations de brillance observées peuvent s'expliquer par la variabilité des inclinaisons de ces facettes selon leur illumination (μ_0) et la position de l'observateur (μ). Une **rugosité macroscopique** de la surface est alors définie par rapport à un plan vertical A tel que : $A = 2/\pi \tan^2 \bar{\theta}$, voir la figure E.14. Autre innovation, la **diffusion multiple** est traitée avec la fonction H de Ambartsumian-Chandrasekhar :

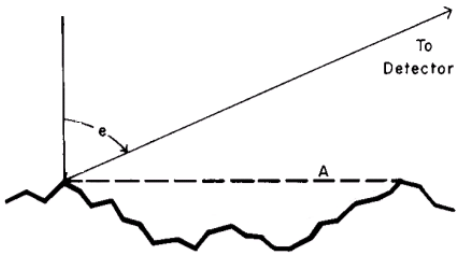


Figure E.14 – (Hapke, 1984)

$$H(x = \{\mu_0, \mu\}; \varpi_0) = \frac{1 + 2x}{1 + 2x\ \sqrt{1 - \varpi_0}} \qquad \text{(E.44)}$$

Ainsi, en éliminant les effets entre particules, on peut définir une fonction de phase qui décrit la diffusion moyenne d'une particule, c'est-à-dire la fonction de Legendre $P_{\text{L}}(\alpha)$. Ce modèle englobe donc l'albédo de diffusion simple des particules, le facteur d'anisotropie g, la porosité, la distribution de taille des particules, les irrégularités macroscopiques de la surface et la diffusion multiple pour donner la **fonction de phase de Hapke [1986]** :

$$P_{\text{H86}}(\alpha, \mu, \mu_0) = [\underbrace{\left(1 + \frac{B_0}{\left(1 + \frac{1}{h}\tan\left(\frac{\alpha}{2}\right)\right)^{-1}}\right)}_{1+B(\alpha,h)} \times P_{\text{L}}(\alpha) + \overbrace{H(\mu_0).H(\mu) - 1}^{M(\mu,\mu_0,\varpi_0)}] \times S(i, e, \alpha; \bar{\theta}) \qquad \text{(E.45)}$$

où $1 + B(\alpha, h)$ est la fonction décrivant les effets d'ombres d'amplitude $B_0 = \frac{S(0)}{\varpi_0 P(0)}$;
$P_{\text{L}}(\alpha)$ la contribution de la diffusion simple ;
$M(\mu, \mu_0) = [H(\mu_0).H(\mu) - 1]$ la contribution de la diffusion multiple, éq. (E.44) ;
$S(i, e, \alpha; \bar{\theta})$ est une fonction (complexe) de la rugosité, voir [Hapke, 1993] page 325.

Cette fonction de phase fournit deux paramètres généraux : ϖ_0 donne l'aire intégrée sous la courbe de phase et g indique la prépondérance de la diffusion vers l'avant ou de la diffusion vers l'arrière. Les trois autres paramètres sont B_0 : l'amplitude de la fonction décrivant le masquage des ombres ; h représente la largeur angulaire du masquage des ombres liée à la porosité P de la surface et $\bar{\theta}$ est la rugosité de la surface. B_0 et h contrôlent la forme de la fonction de phase à des angles inférieurs à 1° tandis que $\bar{\theta}$ influence le niveau de la courbe de phase aux grands angles de phase (>90°).

La signification physique du paramètre B_0 est très simple. Il représente le rapport de lumière diffusée proche d'une facette illuminée de la particule $S(0)$ sur la quantité totale de lumière diffusée à angle de phase zéro. Par définition, B_0>1 ce qui signifie que $\varpi_0 P(0) > S(0)$: la composante spéculaire $S(0)$ de la fonction de phase de la particule est donc inférieure à la composante diffusée à α=0°. $S(0)$ possède une limite inférieure donnée par la réflexion interne de Fresnel vue à l'équation (E.40), ainsi $S(0) \gtrsim S_E - 0,05$.

h peut s'exprimer en fonction du facteur de remplissage des particules $F = N\ \frac{4}{3}\pi r_{\text{eff}}^3$ et de la distribution de taille des particules en loi de puissance du type $N(r) \propto r^{-q}$ (voir aussi page 15). D'après Hapke [1986, 1993], h varie en fonction de l'indice de la loi de puissance, en particulier :

$$q = 3 \quad \text{alors} \quad h = -\frac{3}{8} \cdot \ln(1 - F) \underbrace{\left[\sqrt{2}\ \frac{r_{\max}}{r_{\min}} \left(\ln(\frac{r_{\max}}{r_{\min}})\right)^{-3/2}\right]^{-1}}_{Y(r_{\min}, r_{\max})} \qquad \text{(E.46)}$$

Le problème reste généralement dégénéré car F et le rapport $\frac{r_{\max}}{r_{\min}}$ ne sont pas connus. Une seule valeur a pu être trouvée : dans le cas de la Lune, en utilisant les échantillons lunaires prélevés par Apollo où le facteur de remplissage vaut F ~0,27-0,65 et en ajustant la courbe de phase de la Lune ($h = 0,05$) Hapke [1986] trouve $F = 0,41$ en prenant $q = 4$ et $\frac{r_{\max}}{r_{\min}} = 1\ 000$.

Se pose enfin la question du sens physique du paramètre de rugosité $\bar{\theta}$. Il est défini comme étant l'angle moyen de la pente A moyenné sur toutes les échelles de la surface déterminées par la taille du pixel et la taille des particules. La question est la suivante : quelle est la taille effective dans le paramètre $\bar{\theta}$? D'après les expériences de Shepard & Helfenstein [2003], $\bar{\theta}$ reflète la contribution de la rugosité aux échelles submillimétriques. Une autre inversion en laboratoire menée par Cord [2003] montre que $\bar{\theta}$ peut être considéré comme une intégrale des propriétés de rugosité dans la gamme submillimétrique à centimétrique. Ces échelles sont cependant liées à la granulométrie des échantillons étudiés. D'après Cord [2003], le paramètre de rugosité « macroscopique » reflète plutôt les échelles mésoscopiques (entre 100 λ et la taille d'un pixel).

Les ajustements réalisés avec le modèle de Hapke [1986] ont donné de bons accords avec les courbes de phase de quasiment toutes les surfaces de planètes telluriques et de satellites observés par les sondes spatiales (Apollo, Viking, Voyager 1 et 2), voir [Helfenstein *et al.*, 1997] pour une revue, de ce fait ce modèle est une référence pour les surfaces rugueuses (cf. tableau E.1).

Objet planétaire	λ (μm)	α (°)	g	ϖ_0	$\bar{\theta}$ (°)	h (rad)	$\varpi_0 P(0)$	B_0	Références
Mercure		5-120	-0,19	0,25	20	0,400	0,276	2,40	[Veverka *et al.* 1988]
							0,378	1,85	[Bowell *et al.* 1989]
Glaciers terrestres	0,60	0-154	0,62	0,99	0	-	-	0,00	[Verbiscer & Veverka 1990]
	0,60	0-154	0,59	0,99	0	0,995	-	1,00	[Domingue *et al.* 1997]
Lune									
Disque	0,78	2-136	-0,09	0,21	20	0,070	0,353	2,01	
Rég° sombres	0,78	2-136	-0,14	0,12	8	0,120	0,181	2,81	[Helfenstein & Veverka 1987]
Rég° brillantes	0,78	2-136	-0,09	0,33	24	0,050	0,564	1,83	
Mars	0,45		-0,07	0,32	6	0,130	0,629	1,00	[Arvidson *et al.* 1989]
Phobos	0,50		-0,06	0,09	35	0,080	0,108	5,80	[Efford & Wilson 1988]
Deimos	0,54	0,6- 81	-0,29	0,08	16	0,068	0,202	1,65	[Thomas *et al.*, 1996]
Io	0,48	2-147	-0,30	0,94	30	0,028	2,494	0,80	[McEwen et al. 1988]
Europe	0,55	0,3-119	-0,05	0,96	10	0,016	3,770	0,50	[Domingue et al. 1991]
Ganymède									
Rég° sombres	0,50	0,6-120	-0,29	0,81	8	0,010	0,953	0,69	[Helfenstein 1986]
Rég° brillantes	0,50	0,6-120	-0,16	0,95	8	0,010	1,493	0,69	[Domingue & Verbiscer 1997]
Callisto	0,50	0,4-141	-0,20	0,55	10	0,005	0,816	1,50	[Helfenstein et al. 1996]
Anneau C									
Rég° internes	0,48	8-153	-0,16	0,43	0	0,200	0,800	35,0	[Cooke 1991]
Plateaux	0,48	8-153	-0,47	0,56	10	0,200	1,500	35,0	[Cooke 1991]
Background	0,48	8-145	0,77	0,87	20	0,200	0,900	35,0	[Cooke 1991]
Mimas	0,48	6-132	-0,21	0,95	30	0,066	1,702	0,67	[Verbiscer & Veverka 1992]
Encelade	0,48	13- 43	-0,39	0,99	6	0,014	3,850	0,21	[Verbiscer & Veverka 1994]
Rhéa									
Disque	0,48	1,8-135	-0,32	0,89	13	0,080	2,201	0,66	
Face *leading*	0,48	1,8-135	-0,33	0,89	6	0,080	2,936	0,43	[Verbiscer & Veverka 1989]
Face *trailing*	0,48	1,8-135	-0,34	0,79	10	0,080	2,914	0,43	
Titania	0,48	3-160	-0,28	0,72	23	0,018	1,185	0,65	[Helfenstein et al. 1988]
Oberon	0,48	0- 40	-0,29	0,41	21	0,007	1,021	1,09	[Helfenstein et al. 1991]
Umbriel	0,48	0- 90	-0,28	0,33	23	0,035	0,523	2,01	[Karkoschka 2001]
Triton	0,48	12-159	-0,24	0,99	11				[Hillier et al. 1990]

Tableau E.1 – Paramètres du modèle de Hapke [1986] obtenus pour diverses courbes de phase de surfaces planétaires du Système Solaire.

Les paramètres du modèle de Hapke [1986] semblent donc fournir en *relatif* (pour les surfaces planétaires) et en *absolu* (pour les expériences de laboratoire) un ensemble de valeurs pour les rugosités et porosités. Pourtant avec ce modèle, et les précédents, il semble difficile d'interpréter physiquement leur rugosité en terme de **surface de régolite**. Une approche consiste à définir la rugosité microscopique et macroscopique à l'aide d'une fractale mathématique.

E.3.3 Fonctions de phase et surface fractale

Un premier modèle, relativement simple, est celui de Drossart [1993] qui utilise la courbe fractale de Koch à deux paramètres : la dimension dite de Hausdorff notée D_{H} comprise entre 2 et 3, qui indique la dimension de la fractale [8] et le nombre p=3 qui à chaque génération de la fractale, permet de diviser un segment en sa valeur, le tiers central étant remplacé en un triangle équilatéral (voir la figure E.15).

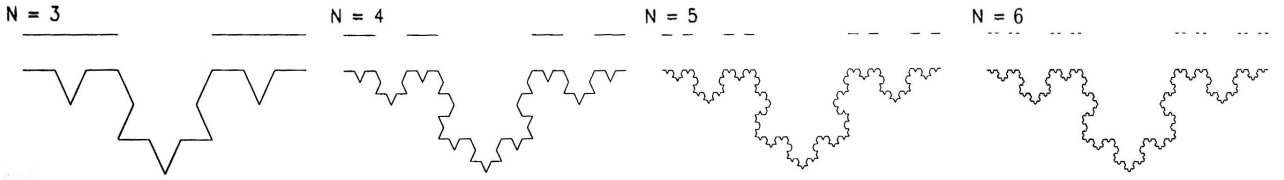


Figure E.15 – Illustration du modèle photométrique fractal de (Drossart, 1993). Pour chaque génération, un segment horizontal est divisé en p = 3, la partie centrale issue de cette session est remplacée par un triangle équilatéral. On remarque que cette courbe est monodimensionnelle comme son nom l'indique. C'est la particule, intrinsèquement tridimensionnelle qui est recouverte de cette fractale et qui offre la condition $2 < D_{\text{H}} < 3$

Pour utiliser cette fractale dans le cadre de la photométrie et plus précisément pendant l'opposition où l'illumination des facettes est délicate à modéliser, Drossart [1993] a regroupé tous les phénomènes physiques dans la fonction $\Phi_{\text{f}}^{\text{o}}(\alpha, D_{\text{H}})$, qui vaut :

$$\Phi_{\text{f}}^{\text{o}}(\alpha, D_{\text{H}}) = 2\pi \frac{E(\alpha)}{C(\alpha)} \cdot \frac{\delta^{2-D_0(\alpha)}}{2 - D_0(\alpha)} + \int_0^{2\pi} \mathrm{d}\theta \int_\delta^\pi \psi(\alpha'', \alpha') \sin\alpha' \, \mathrm{d}\alpha' \tag{E.47}$$

D_0 représente la contribution de la structure fractale avec $D_{\text{H}} = 2 + \frac{\ln(1+\frac{1}{\text{p}})}{\ln \text{p}}$.
L'avantage de ce modèle est la prise en compte de la diffraction, non-considérée dans les modèles à grosses particules. En fait, il a été montré que la diffraction peut réduire significativement l'intensité de la lumière diffusée quand α=0°. Elle s'écrit $\psi(\alpha'', \alpha') = \frac{E(\alpha)}{C(\alpha)} (\sin\alpha')^{-D_0(\alpha)}$ où $E(\alpha)$ est l'énergie totale disponible pour la diffraction varie pour un angle de phase α donné. Enfin $C(\alpha) = \int_0^\pi 2\pi \sin\alpha' (\sin\alpha')^{-D_0(\alpha)} \, \mathrm{d}\alpha'$ est le terme de normalisation qui assure la conservation de l'énergie de diffraction. Drossart [1993] a considéré qu'une fraction ρ_{H} de la surface projetée vers l'observateur est recouverte par la fractale. La surface restante $(1 - \rho_{\text{H}})$ possède une surface *normale*. La fonction de phase fractale de diffusion multiple [9] utilisée par ce modèle est supposée isotrope et utilise donc les fonctions classiques d'Ambartsumian-Chandrasekhar.
La **fonction de phase générale de Drossart [1993]**, s'exprime en une somme de deux termes dont le premier représente la contribution de la diffusion simple pour la surface normale et fractale et le second celle de la diffusion multiple pour les deux surfaces :

$$P_{\text{D}_{93}}(\alpha, \mu, \mu_0) = \underbrace{\left[(1 - \rho_{\text{H}}) + \frac{\Phi_{\text{f}}^{\text{o}}(\alpha, D_{\text{H}})}{(\mu + \mu_0)^{-1}}\right] P_{\text{H-G}}(\alpha, g)}_{\text{Diffusion simple des surfaces normale et fractale}} + \underbrace{\left[(1 - \rho_{\text{H}}) + \left(\rho_{\text{H}} \frac{1 - F_{\text{f}}}{1 - F_{\text{n}}}\right)\right] [H(\mu_0).H(\mu) - 1]}_{\text{Diffusion multiple des surfaces normale et fractale}} \tag{E.48}$$

où
$$\begin{cases} F_{\text{f}} &= \displaystyle\int_0^{2\pi} \mathrm{d}\theta \int_0^{\pi/2} \frac{\mu_0}{4} \varpi_0 p_{\text{s}}^{\text{f}}(\alpha, D_{\text{H}}, \varpi_0, g) \sin\alpha \, \mathrm{d}\alpha \\ F_{\text{n}} &= \displaystyle\int_0^{2\pi} \mathrm{d}\theta \int_0^{\pi/2} \frac{\mu_0}{4(\mu + \mu_0)} \varpi_0 p_{\text{s}}^{\text{n}}(\alpha, \varpi_0, g) \sin\alpha \, \mathrm{d}\alpha \end{cases}$$

[8] Il n'est en effet pas évident de considérer une fractale tridimensionnelle, celle-ci peut également être plane. Quoi qu'il en soit, on fait ici coïncider la dimension de la fractale avec la dimension de Hausdorff mais certaines fractales mathématiques ne le permettent pas.

[9] La modélisation de la diffusion multiple d'une surface fractale peut néanmoins revêtir des formes bien plus complexes, d'ailleurs Poulet *et al.* [2002] précisent que même s'il y a de meilleures manières de modéliser la diffusion multiple dans une surface fractale et d'incorporer l'illumination de l'ombre par les facettes éclairées, les ajustements employés sont tellement mauvais que ces améliorations n'ont pas été essayées.

La plus grande force de ce modèle est sa simplicité dans la mesure où pour des satellites, il suffit d'intégrer la fractale sur tout le disque. Pour les anneaux de Saturne, il semble qu'un traitement rigoureusement analogue serait sa plus grande faiblesse. En effet, quand Poulet *et al.* [2002] l'ont utilisé pour modèliser la brillance des anneaux observée par le télescope Hubble, ce modèle a échoué dans la reproduction des courbes de phase. C'est pour cela qu'il semble judicieux d'utiliser ce modèle avec une approche granulaire en considérant un ensemble de particules (soumises ou non à une distribution de taille) recouvertes de cette fractale.

Le traitement en surface fractale de Shkuratov & Helfenstein [2001] va justement dans ce sens. Ce modèle génère des générations d'agrégats non seulement recouverts mais entièrement constitués d'agrégats de la génération précédente. Dans le schéma de la figure E.16, la génération zéro se compose de particules diffusantes élémentaires multi-facettes. Les agrégats de ces particules (d'ordre 1 à q) peuvent soit accréter les particules soit les scinder en agrégats d'ordre inférieur.

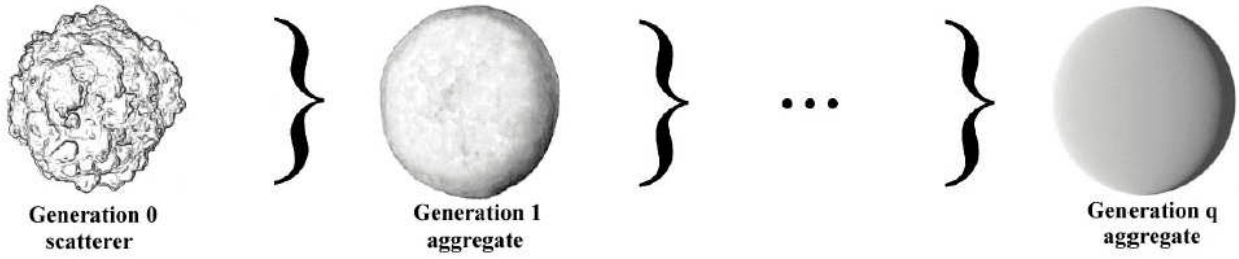


Figure E.16 – Illustration conceptuelle du modèle photométrique quasi-fractal de (Shkuratov & Helfenstein, 2001). Les diffuseurs élémentaires (à gauche) peuvent être de minuscules particules micrométriques, des inclusions, des défauts de cristal ou bien des grains à forte rugosité. Ce sont les blocs à partir desquels les agrégats de première génération sont faits. Les agrégats de génération 1 sont juste assez grands pour être opaques et traités en tant que surfaces sphériques. Chaque génération progressivement plus élevée d'agrégats se compose des agrégats fractals de la génération précédente jusqu'à la génération q, qui décrit le comportement photométrique complet d'une surface étendue à l'échelle d'une particule. Pour modéliser entièrement le comportement photométrique, les effets de la rugosité topographique d'une surface fractalement facettée sont convolués par une surface douce composée de particules de génération q.

[Shkuratov & Helfenstein, 2001] ont développé un modèle raffiné basé sur le formalisme de Hapke. Cependant, le modèle de Hapke s'applique seulement en première approximation dans le cas où les diffuseurs sont comparables à la taille de la longueur d'onde d'observation. Pour de vrais agrégats de régolite, les diffuseurs de taille comparable à la longueur d'onde sont probablement mélangés, avec de plus grands grains, ce problème a été corrigé en tenant compte des petites tailles de ces particules dans les effets cohérents à de petits angles de phase et en excluant les effets d'ombres aux plus petites échelles, ainsi :

$$\frac{I}{F} = a_{n+1}^2 \cdot 2 \int_{b=0}^{\pi/2} \int_{l=\alpha-\pi/2}^{\pi/2} \frac{\mu\mu_0}{4\pi(\mu+\mu_0)} \varpi_n P^n_{\text{S-H}_{01}}(\alpha, l, b)\ \cos b\ \mathrm{d}b\ \mathrm{d}l \tag{E.49}$$

$$\begin{cases} \cos i &= \mu_0 = \cos b\ \cos(l-\alpha) \\ \cos\epsilon &= \mu = \cos b\ \cos l \\ \cos\alpha &= \cos i\ \cos\epsilon + \sin i\ \sin\epsilon\ \cos\phi \end{cases}$$

Les paramètres géométriques sont définis à partir du système de coordonnées photométriques (α, l, b) qui est facilement interchangeable en système de coordonnées photométriques classiques (i, ϵ, ϕ) où ϕ est l'angle d'azimut (voir la figure E.2).
La **fonction de phase de [Shkuratov & Helfenstein, 2001]** s'écrit :

$$P^n_{\text{S-H}_{01}}(\alpha, \mu, \mu_0) = \underbrace{\frac{2h_n + \tan\frac{\alpha}{2}}{h_n + \tan\frac{\alpha}{2}}}_{1+B_n(\alpha)} \times P_n + S_n(\alpha, \mu, \mu_0) \cdot [H_n(\varpi_n\mu_0) H_n(\varpi_n, \mu) - 1] \tag{E.50}$$

où P_n peut être connu par récurrence :$\varpi_{n+1}P_{n+1} = \frac{1+B_n(\alpha)}{2}\left[1 - \sin\frac{\alpha}{2}\ \tan\frac{\alpha}{2}\ \ln(\tan^{-1}(\alpha/4))\right]\varpi_n P_n$.
En fait, $P^n_{\text{S-H}_{01}}(\alpha)$ décrit la diffusion multiple corrigée des effets d'ombres et de rétro-diffusion cohérente. $B_n(\alpha)$, le terme du masquage des ombres des particules de [Hapke, 1986] et $S_n(\alpha, \mu, \mu_0)$, le terme de

rétro-diffusion cohérente de [Shkuratov et al., 1999] ont été modifiés pour rendre compte de la surface fractale :

$$h_n = -\frac{1}{2} N_n \sigma_n Q_{\text{ext}} a_n \frac{\ln(p)}{1-p} \qquad \text{et} \qquad q = \frac{\text{Log}\left(\frac{a_q}{a_0}\right)^{\frac{\text{Log}(1-p)}{\text{Log}(a_1/a_0)}}}{\text{Log}(1-p)} \tag{E.51}$$

Avec N_n est la densité de particules, $\sigma_n Q_{\text{ext}}$ est la section efficace d'extinction, a_i dénote le rayon de la i$^{\text{è}}$ génération et ν_i son volume, enfin $p = 1 - N_n \nu_n$ est la porosité de la régolite. Autre modification, la fonction H d'Ambartsumian-Chandrasekhar d'après [Samson, 1958] est approximée par

$$H(b, z; \varpi_0) \simeq \frac{1 + 2\cos b \ \cos z}{1 + 2\cos b \ \cos z\sqrt{1-\varpi_0}} \tag{E.52}$$

où z peut être $(l-\alpha)$ ou l correspondant respectivement à μ_0 et μ. Un avantage du modèle de [Shkuratov & Helfenstein, 2001] est le nombre relativement réduit de paramètres : 4 soit l'albédo de simple diffusion des diffuseurs élémentaires conduisant à des blocs d'agrégats, le parmètre h considéré comme étant la largeur angulaire du masquage des ombres, L, la taille caractéristique de diffusion dans la régolite et q un paramètre associé à la taille et à la complexité des agrégats de particules. A l'ordre zéro, on trouve aussi une expression simple pour la solution de l'équation radiative (diffusion isotrope, voir [Ishimaru, 1978]) :

$$\frac{I}{F} = \frac{\mu\mu_0}{4(\mu+\mu_0)} \varpi_0 P^0_{\text{S-H}_{01}}(\alpha) \tag{E.53}$$

$$P^0_{\text{S-H}_{01}}(\alpha, \mu, \mu_0) = \frac{2h + \tan\frac{\alpha}{2}}{h + \tan\frac{\alpha}{2}} \cdot p(\alpha) + \left[1 + \frac{1}{2\left(1 + \left(\frac{2\pi L}{\lambda}\right)^2 \left[(2\sin\frac{\alpha}{2})^2 - (\mu - \mu_0^2)\right]\right)}\right] \cdot [H(\mu_0)H(\mu) - 1] \tag{E.54}$$

Ces modèles ont surtout prouvé qu'il est mathématiquement possible (bien qu'analytiquement complexe) de décrire la diffusion d'une surface fractale. Des modèles, en général plus simples, ont tenté non plus de formaliser la surface mais les différents phénomènes physiques pouvant y intervenir.

Vers des modèles multi-phénoménologiques

Des inversions en laboratoire de Nelson et al. [1998, 2000, 2002], ont remis en cause bon nombre des modèles présentés, dont la plupart ont quelques difficultés à reproduire les courbes de phase à l'opposition ($\alpha = 0^{\text{o}}$), liée à un effet appelé *rétro-diffusion cohérente*. De plus, ces modèles ne tiennent pas compte de l'aggrégation microscopique des grains qui peuvent se regrouper en structures de plus en plus complexes. Les théories actuelles prévoient donc un certain nombre de processus physiques souvent indépendants et quelquefois couplés :

- les **diffusions simple et multiple** entre particules ;
- la **diffusion anisotrope** des particules (diffusion vers l'avant pour les petites et rétro-diffusion simple pour les grosses particules) ;
- le **masquage des ombres** des grains ou des particules ;
- la **rétro-diffusion cohérente mutiple** des grains.

Nous allons voir dans le paragraphe suivant comment les différents modèles mettent en œuvre tous ces effets physiques et tentent de reproduire au mieux les courbes de phase des surfaces observées.

E.3.4 Fonctions de phase et effets physiques

La diffusion anisotrope

Pour reproduire fidèlement l'effet de phase d'un ensemble de particules, donné par la fonction de phase $P(\alpha)$, il semble judicieux de réaliser un mélange de particules. La diffusion prononcée vers l'arrière peut s'expliquer par la présence de plus grosses particules qui ont tendance à plutôt réfléchir la lumière qu'à la diffuser. La remontée de la fonction de phase pour des grands angles de phase (voir figure E.7) indique la présence de particules de taille comparable à la longueur d'onde d'observation. La **fonction de phase de mélange à deux termes** s'écrit :

$$P_{\mathrm{m}-2T}(\alpha;b,c) = \frac{1+c}{2}\underbrace{\frac{1-b^2}{(1+2b\cos\alpha+b^2)^{\frac{3}{2}}}}_{P_{\mathrm{fwd}}(\alpha)} + \frac{1-c}{2}\underbrace{\frac{1-b^2}{(1-2b\cos\alpha+b^2)^{\frac{3}{2}}}}_{P_{\mathrm{bkwd}}(\alpha)} \tag{E.55}$$

Les fonctions de phase respectives des petites et des grosses particules $P_{\mathrm{fwd}}(\alpha)$ et $P_{\mathrm{bkwd}}(\alpha)$ sont les fonctions de Henyey-Greenstein [10] vues en équation (E.22), [McGuire & Hapke, 1995].

Le paramètre d'anisotropie vaut : $g \equiv -<\cos\alpha>= -bc$.
McGuire & Hapke [1995] ont tiré des propriétés physiques de $P_{\mathrm{m}-2T}(\alpha;b,c)$ en modélisant la fonction de phase de billes de verre, de métal et de résine (!). Ces expériences d'inversion en laboratoire montrent une répartition de $c = f(b)$ en forme de L (voir la figure E.17). La forme en « L » semble indiquer une variation dans le type de diffuseur à mesure que l'on se déplace dans l'espace (c, b). De tels résultats donnent d'assez bons accords avec les inversions en laboratoire prenant des ensembles de milieux minéraux ou organiques avec des granulométries différentes, [Cord, 2003 ; Shepard & Helfenstein, 2007].
Nous comprenons donc que cette fonction de phase ne représente pas la fonction de phase d'une particule mais celle d'un mélange de petites et de grosses particules. On peut également partitionner la fonction de phase de mélange, dite **fonction de phase de mélange à trois termes**, en utilisant deux paramètres d'asymétrie et la fraction f des poussières qui diffusent vers l'avant où f représente le rapport de la profondeur optique de la particule considérée sur la profondeur optique totale, voir [Esposito & Lumme, 1977] :

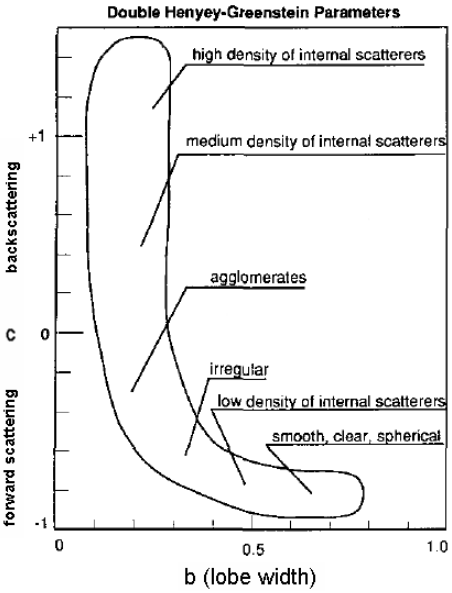


Figure E.17 – [McGuire & Hapke, 1995]

$$P_{\mathrm{m}-3T}(\alpha;\mathrm{f},g_1,g_2) = \mathrm{f}.\underbrace{\frac{1-g_1^2}{(1+2g_1\cos\alpha+g_1^2)^{\frac{3}{2}}}}_{P_{\mathrm{fwd}}(\alpha)} + (1-\mathrm{f})\underbrace{\frac{1-g_2^2}{(1-2g_2\cos\alpha+g_2^2)^{\frac{3}{2}}}}_{P_{\mathrm{bkwd}}(\alpha)} \tag{E.56}$$

Le paramètre d'anistropie moyen (ou effectif) étant $g = \mathrm{f}g_1 + (1-\mathrm{f})g_2$. Cooke [1991], Hartman & Domingue [1998] et Shepard & Helfenstein [2007] ont souligné le fait que cette fonction n'améliore pas les résultats de $P_{\mathrm{m}-2T}$, et fournit même de mauvais ajustements pour α>130°.

[10] Il se trouve cependant que la fonction de phase de Henyey-Greenstein ne soit pas très appropriée pour les particules macroscopiques parce qu'elle est non-nulle quand l'angle de phase $\alpha = 180°$. Or la fonction de phase des particules macroscopiques doit diminuer quand on s'approche de la direction de la diffusion vers l'avant du fait de la non visibilité de la moitié illuminée de la particule. De plus, la fonction de phase de Henyey-Greenstein a une pente nulle quand $\alpha = 0$ contrairement aux fonctions de phase observées des satellites qui ont un effet d'opposition significatif. Il faut donc définir des fonctions de phase caractéristiques de la taille des particules.

Le masquage des ombres

Pour comprendre le masquage des ombres, il faut imaginer un observateur sur une plage sèche et sablonneuse. Quand le soleil est exactement derrière lui, l'ombre formée par les grains de sable dans le champ de vue droit devant l'observateur tombera directement derrière les grains et ne sera pas évidente. Quand le soleil est à n'importe quel autre angle par rapport à l'observateur, les ombres moulées par les grains de sable lui seront évidentes. Ces ombres dans le champ de vue rendent la scène un peu plus foncée. Cet effet fera apparaître une tache lumineuse centrale sur la surface arénacée dans le premier cas, mais pas dans le second. La nature de l'opposition dépend donc de la visiblité des ombres, qui peuvent être plus ou moins cachées par les grains d'où le terme anglophone de *shadow-hiding*.

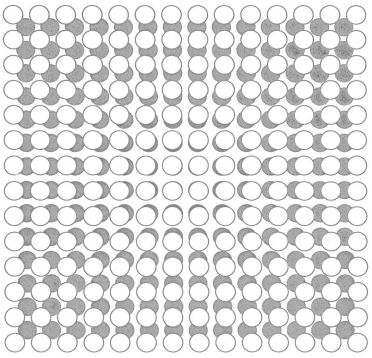


Figure E.18 – Schématisation du masquage des ombres

Dans le modèle de Kawata & Irvine [1974] un petit élément du surface de la particule projetée sera éclairée et visible par l'observateur à condition que les centres de toutes autres particules dans la couche d'anneau soient en dehors du cylindre de la lumière du soleil. Ce modèle n'a aucune considération pour la contribution possible des ombres des irrégularités sur la surface des particules.
L'intensité de diffusion simple à travers une surface de profondeur optique $\xi = n\pi\rho^2 h$ (où ξ est la profondeur de la particule dans le milieu, n la densité des particules, ϱ le rayon moyen des particules et h la hauteur de la particule dans la couche, voir la figure E.19) peut être caculée en écrivant la solution du transfert radiatif à partir de P_{KI74}, la **fonction de phase de Kawata & Irvine [1974]**, ϖ_0 l'albédo de diffusion simple, et P(α) la fonction de phase d'une particule :

$$\frac{I_1^s}{F} = \frac{1}{4\mu\mu_0}\varpi_0 \cdot \overbrace{P(\alpha)\, e^{\frac{\xi}{\mu}} \int_\xi^\tau e^{-\xi'\left(\frac{1}{\mu}+\frac{1}{\mu_0}\right)+nC}\, \mathrm{d}\xi'}^{P_{\text{KI74}}(\alpha,\mu,\mu_0)} \tag{E.57}$$

$$nC = \begin{cases} \frac{(1+\cos\alpha)D}{\pi\sin\alpha} - \frac{3(\mu+\mu_0)^2 D}{4\pi\mu\mu_0 \sin\alpha\cos\nu}\left(\cos\psi - \frac{\cos^3\psi}{3} - \frac{\sin\psi}{(\frac{\pi}{2}-\psi)^{-1}}\right) & (\xi'-\xi) \geq \frac{3}{4}\cdot\frac{\mu+\mu_0}{\sin\alpha\cos\nu}, \alpha = 0 \\ \frac{(1+\cos\alpha)D}{\pi\sin\alpha} & (\xi'-\xi) \leq \frac{3}{4}\cdot\frac{\mu+\mu_0}{\sin\alpha\cos\nu}, \alpha \neq 0 \end{cases}$$

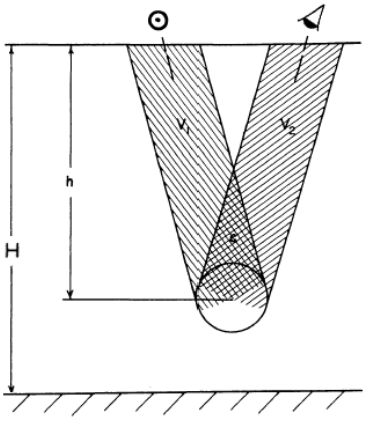


Figure E.19 – [Kawata & Irvine 1974]

nC représente la densité de volume de chevauchement des rayons incident et émis (V_1 et V_2 sur la figure E.19), voir [Irvine, 1966]. Les paramètres géométriques ψ et ν sont donnés par :

$$\begin{aligned} \sin\psi &= \frac{4}{3}\cdot\frac{(\xi'-\xi)\sin\alpha\cos\nu}{(\mu+\mu_0)D} \\ \tan\nu &= \frac{\sin\epsilon\sin\delta\sin\alpha}{\mu+\mu_0} \\ \cos\delta &= \frac{\mu_0 - \mu\cos\alpha}{\sin\epsilon\sin\alpha} \end{aligned} \tag{E.58}$$

Les paramètres de ce modèle sont : le facteur de remplissage des particules D (supposé être très petit pour que $8D \ll 1$) et τ correspondant à la profondeur optique totale de l'anneau est définie par $\tau = n\pi\varrho H$ avec l'épaisseur totale de l'anneau H :

$$\frac{H}{\varrho} = 4/3 \cdot \frac{\tau}{D} \tag{E.59}$$

La rétro-diffusion cohérente

La plupart des problèmes de diffusion en physique s'insère dans le calcul de la propagation d'une onde à travers un milieu, c'est-à-dire, une rangée de diffuseurs. Si l'onde est diffusée plusieurs fois, sa diffusion par le milieu peut habituellement être modélisée comme un parcours aléatoire ou processus de diffusion répété. Cependant, si la diffusion est suffisamment forte, les phénomènes de « localisation » peuvent se produire (John 1991, Kramer *&* McKinnon 1993, van Rossum *&* Nieuwenhuizen 1999). Dans la localisation « forte » ou localisation dite de « Anderson » (Anderson 1958), le libre parcours moyen (L) de l'onde est comparable à la longueur d'onde (λ), l'onde peut être emprisonnée dans une région confinée de l'espace, c'est-à-dire qu'elle ne peut plus se propager du tout. Dans la localisation « faible » ($L > \lambda$), l'onde peut se propager, mais son amplitude est modifiée par des effets d'interférences. La localisation faible a été étudiée la première fois pour des électrons dans les études de la résistivité des métaux et des semi-conducteurs, mais puisque la localisation est un phénomène fondamental des ondes, elle est également observable pour des photons. Pour la lumière, la localisation faible est appelée « rétro-diffusion cohérente » (*coherent backscattering*), parce qu'elle a comme conséquence une augmentation de la brillance dans la direction de la rétro-diffusion, c'est-à-dire, un effet d'opposition ($\alpha = 0^{\circ}$), avec une largeur angulaire de l'ordre de λ/L, voir [Corey *et al.* 1995]. Kuga *&* Ishimaru [1984], van Albada *&* Lagendijk [1985] et Wolf *&* Maret [1985] ont observé la première fois la rétro-diffusion cohérente en laboratoire, et les deux derniers ont expliqué les observations en termes de localisation faible. La rétro-diffusion cohérente a été discutée la première fois comme mécanisme pour produire les pics d'opposition sur des objets du Système Solaire par Hapke [1990]. Expliquons maintenant ce phénomène de rétro-diffusion cohérente dans un milieu constitué de grains de régolite. Nous considérons ici un élément de surface recouvert d'une couche d'au moins N grains de régolite dont la position est notée par $\mathrm{r}_1, \ldots, \mathrm{r}_N$ (voir schéma de la figure E.20).

Un couple conjugué de rayons lumineux incident et diffusé, représentés respectivement en traits pleins et pointillés, traverse le même groupe de N grains de régolite. Les ondes diffusées à travers ces deux chemins conjugués interfèrent de façon constructive ou destructive selon la différence de phase $k(\mathbf{n}_{\mathrm{ill}} + \mathbf{n}_{\mathrm{obs}})(\mathrm{r}_N - \mathrm{r}_1)$ où k est le nombre d'onde. Si l'observateur est suffisamment loin de la direction de rétro-diffusion donnée par $-\mathbf{n}_{\mathrm{ill}}$, les ondes diffusées par différents groupes de grains de régolite à travers des couples de chemins conjugués vont interférer de différentes façons, et à cause du caractère aléatoire du milieu, l'effet moyen sera nul. Par conséquent, la cohérence est perdue et l'observateur va mesurer une intensité moyenne incohérente qui sera faiblement dépendante de l'angle de phase α. Excepté à $\alpha = 0$, quand $\mathbf{n}_{\mathrm{obs}} = -\mathbf{n}_{\mathrm{ill}}$, la différence de phase est nulle et la cohérence est préservée, de ce fait les interférences sont toujours constructives impliquant un pic de rétro-diffusion cohérente. Le **modèle de Mishchenko [1992b], Mishchenko *&* Dlugach [1992a]** utilise la rétro-diffusion cohérente de la lumière dans un milieu optiquement épais composé de grains sphériques distribués et illuminés par des rayons parallèles de lumière dans le but de prédire la demi-largeur angulaire à mi-hauteur (HWHM) du pic d'opposition :

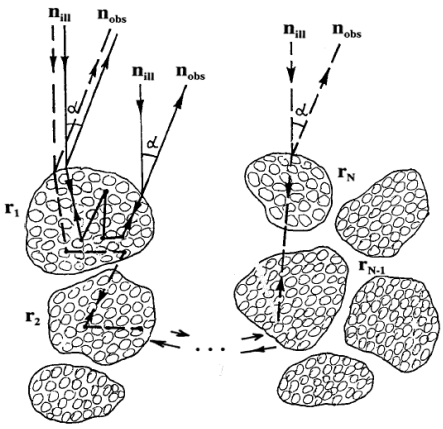


Figure E.20 – Schématisation de la rétro-diffusion cohérente dans un milieu constitué de N grains de régolite (Shkuratov et al. 1999).

$$\mathrm{HWHM} = \frac{\lambda}{4\pi} \underbrace{[nC_{\mathrm{sca}}(1 - < \cos\Theta >)]}_{\lambda_{\mathrm{tr}}^{-1}} \tag{E.60}$$

Le libre parcours moyen de transport des photons dans le milieu λ_{tr} est une fonction de n, l'indice de la loi de Hansen *&* Hovenier (1974) de distribution de taille des grains de régolite ayant un rayon effectif r_0 et une variance effective $\sigma_0 = 0,04$, de la section efficace de diffusion C_{sca}, et du paramètre

d'anistotropie $< \cos\Theta >$:

$$\lambda_{\rm tr} = [n(C_{\rm sca} - C_{\rm sca} < \cos\Theta >)]^{-1} \tag{E.61}$$

$$\text{avec} \quad \left\{ \begin{array}{l} C_{\rm sca} = \displaystyle\int_{4\pi} \frac{dC_{\rm sca}}{d\Theta} \cdot S(\Theta)\ {\rm d}\Omega \\ C_{\rm sca} < \cos\Theta >= \displaystyle\int_{4\pi}^{-1} \frac{dC_{\rm sca}}{d\Theta} \cdot S(\Theta)\cos\Theta\ {\rm d}\Omega \\ S(\Theta) = [1 - nC(p)]^{-1} \\ nC(p) = {\rm f}\,(f, r_0, \Theta, \lambda) \end{array} \right.$$

A partir des équations ci-dessus, la section efficace de diffusion différentielle $\frac{dC_{\rm sca}}{d\Theta} = \frac{S_{11}}{k^2}$ est calculée avec le formalisme de Bohren *&* Huffman (1983) en prenant l'indice de réfraction imaginaire adéquat. Quant au facteur de structure $S(\Theta)$, c'est une fonction complexe qui dépend du facteur de remplissage f et du rayon effectif r_0 des grains de régolite.

Le couplage de la rétro-diffusion cohérente avec le masquage des ombres

Le premier essai de couplage de rétro-diffusion cohérente et masquage des ombres a été réalisé par Hapke [1993] qui a modifié sa fonction de phase de 1986. Cependant c'est **Helfenstein *et al.* [1997]** qui pour la première fois ont confronté les observations à une fonction de phase de Hapke [1986] modifiée en ces points :

❶ l'intégration de la rétro-diffusion cohérente de [Mishchenko, 1993] décrite par $\xi(\alpha; \Delta\alpha_{\rm CBOE})$ qui représente le rapport de l'intensité cohérente de la lumière diffusée sur l'intensité non-cohérente de la lumière diffusée. ;

❷ l'utilisation de la fonction de phase de mélange de Henyey-Greenstein à la place de $P_{\rm H\text{-}L}(\alpha)$;

❸ l'ajout de la **diffusion multiple anisotrope** au premier ordre avec $M(\alpha; g_s, g_b)$.

$$P_{\rm H_{97}}(\alpha, \mu, \mu_0) = [\underbrace{\left(1 + \frac{B_0}{1 + \frac{2\tan\frac{\alpha}{2}}{\Delta\alpha_{\rm SHOE}}}\right)}_{1+B(\alpha,\Delta\alpha_{\rm SHOE})=p_{\rm SHOE}(\alpha)} \cdot P_{\rm m-3T}(\alpha; g_s, g_b) + M(\alpha; g_s, g_b)] \underbrace{\left(1 + \frac{I_{\rm c}(\alpha; \Delta\alpha_{\rm CBOE})}{I_{\rm d}(\Delta\alpha_{\rm CBOE})}\right)}_{1+\xi(\alpha;\Delta\alpha_{\rm CBOE})=p_{\rm CBOE}(\alpha)} \cdot S(i, e, \alpha; \bar{\theta}) \tag{E.62}$$

où $B(\alpha, \Delta\alpha_{\rm SHOE})$ est la fonction du masquage des ombres de Hapke [1986] ;
$P_{\rm m-3T}(\alpha; g_s, g_b)$ est la fonction de phase de mélange de particules vue en (E.56) ;
$S(i, e, \alpha; \bar{\theta})$ est le facteur correctif de rugosité macroscopique de [Hapke, 1984] ;
$M(\alpha; g_s, g_b) = 1 + 3[(1 - f)g_b + f.g_s]\cos(\pi - \alpha)$ décrit la diffusion multiple anisotrope des particules, [Chandrasekhar, 1950], qui prend en compte le double lobe de diffusion.

L'innovation du modèle de Helfenstein et al. [1997] est le traitement de la lumière affectée par les mécanismes de rétro-diffusion cohérente (*Coherent Backscattering Oppostion Effet* ou CBOE) et de masquage des ombres (*Shadow Hiding Opposition Effet* ou SHOE) via la diffusion simple et multiple. En effet, certains des rayons qui sont traités dans l'équation de transfert radiatif comme étant simplement diffusés contribuent au CBOE, y compris certains des rayons qui contribuent également au SHOE, et que l'équation traite comme étant plusieurs fois diffusés. Par conséquent, le CBOE multiplie la composante simplement diffusée de la lumière, aussi bien que le SHOE le fait avec la composante diffusée plusieurs fois.

Les demi-largeurs à mi-hauteurs des pics de rétro-diffusion cohérente ($\Delta\alpha_{\rm CBOE}$ du modèle de Mishchenko [1992b]) et de masquage des ombres ($\Delta\alpha_{\rm SHOE}$ du modèle de Hapke [1986] en supposant une

distribution de taille uniforme, soit Y=1 dans l'équation (E.46)) valent :

$$\Delta\alpha_{\text{SHOE}} \simeq -N\sigma_{\text{ext}}\frac{\ln(1-F)}{F}r_p \tag{E.63}$$

$$\Delta\alpha_{\text{CBOE}} \simeq -\frac{\lambda}{4\pi}N\sigma_{\text{scat}}\frac{\ln(1-F)}{F}(1-g) \tag{E.64}$$

Le rapport des deux grandeurs fait apparaître l'albédo en supposant que $\sigma_{\text{ext}} = Q_{\text{ext}}\pi r_p^2$ et $\sigma_{\text{scat}} = Q_{\text{scat}}\pi r_p^2$, ce qui fournit la taille caractéristique des particules :

$$\boxed{r_p \simeq \frac{\lambda}{4\pi}\varpi_0(1-g)\cdot\frac{\Delta\alpha_{\text{SHOE}}}{\Delta\alpha_{\text{CBOE}}}} \tag{E.65}$$

C'est ainsi que les premiers tests ont été effectués sur les domaines de prépondérance du masquage des ombres ($\Delta\alpha_{\text{SHOE}} \gg \Delta\alpha_{\text{CBOE}}$) et de la rétro-diffusion cohérente ($\Delta\alpha_{\text{CBOE}} \gg \Delta\alpha_{\text{SHOE}}$). Je détaillerai ces résultats et leurs implications dans les chapitres 6 et 7.

Shkuratov *et al.* [1999] ont également couplé la rétro-diffusion cohérente et le masquage des ombres. Ce traitement fournit une fonction de phase $P_{\text{S}_{99}}(\alpha)$ qui utilise trois paramètres :

❶ k_λ est une mesure de la **rugosité macroscopique** locale de la surface des particules :

$$k_\lambda = k_0[1-\varpi_0(\lambda)] \tag{E.66}$$

k_λ dépend autant de l'albédo de surface ϖ_0 que des caractéristiques géométriques de la surface décrites à travers le paramètre k_0, cf. [Akimov, 1980]. Plus grand est k_λ, plus raide est la fonction de phase ;

❷ une taille d de diffusion qui peut être considérée comme le rayon effectif des grains ;

❸ la longueur de diffusion L du champ de rayonnement diffusé dans le milieu caractérise l'atténuation de la lumière d'une source *ponctuelle* qui se produit en raison de l'absorption et de la dispersion dans le milieu, de sorte que L devrait augmenter avec l'albédo.

Une solution à l'équation du transfert radiatif pour un élément de volume qui **diffuse la lumière isotropiquement** est donnée par Ishimaru [1978] :

$$\frac{I}{F} = \frac{\mu\mu_0}{4(\mu+\mu_0)}\varpi_0[H(\mu_0;\varpi_0).H(\mu;\varpi_0)] = \frac{\varpi_0}{4}\Psi(\alpha,\mu,\mu_0) \tag{E.67}$$

Comme la contribution de la simple diffusion dans la composante non cohérente du flux diffusé vaut $\Psi_{\text{s}}(\mu,\mu_0) \sim \frac{\mu\mu_0}{\mu+\mu_0}$, voir [Ishimaru, 1978], par conséquent la contribution de la diffusion multiple est $\Psi_{\text{m}}(\mu,\mu_0,\varpi_0) \sim \frac{\mu\mu_0}{\mu+\mu_0}[H(\mu_0;\varpi_0).H(\mu,\varpi_0)-1]$, où on reconnaît entre crochet le terme de diffusion multiple d'Ambartsumian-Chandrasekhar. En ajoutant la rétro-diffusion cohérente, le flux photométrique du milieu s'écrit en fonction de ces deux contributions :

$$\chi(\alpha,\mu,\mu_0) \simeq \overbrace{\underbrace{\frac{\mu\mu_0}{\mu+\mu_0}}_{\Psi_{\text{s}}(\mu,\mu_0)} + \underbrace{\frac{\mu\mu_0}{\mu+\mu_0}[H(\mu_0).H(\mu)]}_{\Psi_{\text{m}}(\mu,\mu_0,\varpi_0)}}^{\Psi(\mu,\mu_0)}(1+\eta<\cos\Delta>) \tag{E.68}$$

où $\eta = \frac{1}{2}$ si on considère les interférences des polarisations intermédiaires de la lumière (dans le cas inverse η=1), $<\cos\Delta> = <\cos\left(\frac{2\pi s}{\lambda}\cdot u\right)>$ est le terme d'interférences qui décrit l'augmentation de la brillance à α=0°. Le terme $<\cos\Delta>$ fait intervenir la densité de probabilité $e^{-s/L}$ qu'un photon quitte le milieu par le point a pour aller à un point b. La distance s est la norme du vecteur allant du point a au point b, et ϑ est la coordonnée polaire de ce vecteur, définie par $u = \sin i\cos\vartheta - \sin\epsilon\cos(\phi-\vartheta)$.

$$<\cos\Delta> = \frac{\int_0^{2\pi}\mathrm{d}\vartheta\int_0^{+\infty}\cos\Delta\ e^{-s/L}\ \mathrm{d}s}{2\pi\int_0^{+\infty}e^{-s/L}\ \mathrm{d}s} = \frac{e^{-d/L}}{\sqrt{1+\left(\frac{2\pi L}{\lambda}\right)^2[\sin^2 i\sin^2\epsilon + 2(\cos i\cos\epsilon-\cos\alpha)]}} \tag{E.69}$$

Les calculs montrent qu'à faibles angles d'incidence i et d'émission ϵ, la valeur de $<\cos\Delta>$ dépend faiblement de la géométrie de diffusion, on utilise la géométrie du miroir où $i=\epsilon=\frac{\alpha}{2}$, ainsi le terme entre crochet de l'équation (E.69) devient $4\sin^2\frac{\alpha}{2}$. Le terme d'interférence s'écrit :

$$<\cos\Delta>=\frac{e^{-d/L}}{\sqrt{1+\left(\frac{4\pi L}{\lambda}\sin\frac{\alpha}{2}\right)^2}} \tag{E.70}$$

On peut donc réécrire le flux photométrique χ, en supposant que la contribution de la diffusion multiple domine le flux total diffusé, soit $\Theta_{\rm m}\gg\Theta_{\rm s}$ (ceci étant suggéré dans le cas de la rétro-diffusion cohérente). Et en considérant que la surface soit fractale, on rajoute l'illumination des facettes et par là même l'effet de masquage des ombres entre les grains en faisant intervenir le paramètre ϱ (cf. relation (E.71)) qui est la pente cumulée de la surface telle que $\varrho_q=q\sqrt{\bar{\theta}^2}$, où $\bar{\theta}$ est la pente RMS d'une seule génération et q le nombre de générations. Dès que ϱ est plus grand que 0,3 le développement en série converge et un seul terme en conservé : la fonction $f_\Gamma=\sqrt[3]{\pi}\left(\frac{\pi-\alpha}{3\pi-\alpha}\right)\cdot\frac{\Gamma\left(\frac{\pi}{\pi-\alpha}\right)}{\Gamma\left(\frac{3\pi-\alpha}{2(\pi-\alpha)}\right)}$. Dans cette fonction se cache le traitement hiérarchique de la surface fractale en un développement en série de fonctions propres Laplaciennes qui font apparaître plusieurs fonctions Gamma [11]. On obtient alors la fonction de phase photométrique qui dépend des latitude et longitude photométriques l,b vues page 357 :

$$p_{\rm S_{99}}(\alpha,l,b)=\underbrace{\frac{1}{f_\Gamma}e^{\left(-\frac{\varrho\alpha(3\pi-2\alpha)}{(\pi-\alpha)^2}\right)}\int_{\alpha-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}}{\rm d}l\int_0^{\frac{\pi}{2}}\chi(\alpha,b,l)\,\frac{\cos\left[\frac{\pi}{\pi-\alpha}\left(l-\frac{\alpha}{2}\right)\right]}{(\cos b)^{-\frac{2\pi-\alpha}{\pi-\alpha}}}}_{p(\alpha,l,b)}\frac{\cos\left[\frac{\pi}{\pi-\alpha}\left(l-\frac{\alpha}{2}\right)\right]}{\cos l\;(\cos b)^{-\frac{\alpha}{\pi-\alpha}}}{\rm d}b \tag{E.71}$$

Cependant, la fonction de phase $p_{\rm S_{99}}(\alpha,l,b)$ vue en (E.71) est inadaptée car elle ne prend pas en compte la diffusion multiple entre les facettes fractales. On utilise la fonction semi-empirique $p(\alpha,l,b)$ ci-dessous où k_λ remplace ϱ. Finalement, une expression particulière pour la **fonction de phase photométrique de [Shkuratov *et al.*, 1999]** s'écrit :

$$p_{\rm S_{99}}(\alpha,l,b)=\overbrace{\frac{e^{-\alpha k_\lambda}}{1+\frac{1}{2}\,e^{-d/L}}\left(1+\frac{1}{2}\frac{e^{-d/L}}{\sqrt{1+\left(\frac{2\pi L}{\lambda}\right)^2\left[\sin^2 i\sin^2\epsilon+2(\mu\mu_0-\cos\alpha)\right]}}\right)}^{p(\alpha,l,b)}\frac{\cos\left[\frac{\pi}{\pi-\alpha}\left(l-\frac{\alpha}{2}\right)\right]}{\cos l\;(\cos b)^{-\frac{\alpha}{\pi-\alpha}}} \tag{E.72}$$

Une formulation générale de la **fonction de phase intégrale de [Shkuratov *et al.*, 1999]** peut être trouvée, elle est indépendante de μ et μ_0 et comporte deux paramètres ajustables $1<\zeta<1{,}5$ et $0{,}5<\eta<1$ liés à l'amplitude du pic d'opposition (voir § 6.4.2 page 160 et §G.4.2 page 414) :

$$\boxed{P_{\rm S_{99}}(\alpha)=\underbrace{\frac{2\;e^{-\alpha k_\lambda}}{\sqrt{\pi}}\left(1-\frac{\alpha}{\pi}\right)\frac{\Gamma\left(\frac{3\pi-\alpha}{2(\pi-\alpha)}\right)}{\Gamma\left(\frac{4\pi-3\alpha}{2(\pi-\alpha)}\right)}}_{p_{\rm SHOE}(\alpha)}\times\underbrace{\frac{1}{\zeta+\eta e^{-d/L}}\left(\zeta+\eta\frac{e^{-d/L}}{\sqrt{1+\left(\frac{4\pi L}{\lambda}\sin\frac{\alpha}{2}\right)^2}}\right)}_{p_{\rm CBOE}(\alpha)}} \tag{E.73}$$

Poulet *et al.* [2002] ont réalisé une étude de l'effet d'opposition des anneaux de Saturne vus depuis la Terre en utilisant les fonctions de phase intégrales de Shkuratov $P_{\rm S_{99}}(\alpha)$ (avec $\zeta=1$ et $\eta=\frac{1}{2}$) et de Drossart vu en éq. (E.48) qui considèrent la surface d'une particule telle une structure fractale. Le modèle de Shkuratov s'est révélé parfaitement adapté pour les anneaux vus sous cette géometrie ($0<\alpha<6^{\rm o}$), les résultats des modélisations s'ajustent bien aux observations, celui de Drossart [1993] n'a pas fourni d'ajustements satisfaisants. Ces modèles à fractale font donc appel à des **agrégats macroscopiques** dont la taille peut varier entre le centimètre et le mètre mais qui sont constitués de **grains ou diffuseurs individuels**, conformes à l'équation du transfert radiatif.

[11] La fonction Gamma est généralement définie sur le demi-plan $\{s\in\mathbb{C}$ tel que $\Re{\rm e}(s)>0\}$ par : $\Gamma(s)=\int_0^{+\infty}t^{s-1}e^{-t}\;{\rm d}t$.

Bruce Hapke a modifié son modèle de 1986 pour inclure plusieurs améliorations :

❶ la contribution de la diffusion multiple avec une fonction modifiée des fonctions H ;

❷ la prise en compte du masquage des ombres inter-particules (les effets d'ombres dus à la topographie macroscopique sont abandonnés) ;

❸ l'incorporation de la théorie de la rétro-diffusion cohérente ,

toutes intégrées dans la **fonction de phase de Hapke [2002]** :

$$P_{\mathrm{H}_{2002}}(\alpha,\mu,\mu_0) = [\underbrace{\left(1+\frac{B_{S0}}{\left(1+\frac{1}{h_{\mathrm{sh}}}\tan\left(\frac{\alpha}{2}\right)\right)^{-1}}\right)}_{B_{\mathrm{SHOE}}(\alpha)}\cdot p(\alpha)+M(\mu,\mu_0)]\times\underbrace{\left(1+B_{\mathrm{C0}}\cdot\frac{1+\frac{1-e^{\frac{1}{h_{cb}}\tan\frac{\alpha}{2}}}{\frac{1}{h_{cb}}\tan\frac{\alpha}{2}}}{2\left[1+\frac{1}{h_{cb}}\tan\frac{\alpha}{2}\right]^2}\right)}_{B_{\mathrm{CBOE}}(\alpha)} \tag{E.74}$$

La fonction de phase de simple diffusion, décrite à partir du formalisme de Hapke, repose sur un paramètre clé : b_n variant selon le type de diffuseur élémentaire considéré. On a donc :

$$p(\alpha) = 1+\sum_{n=1}^{\infty} b_n.P_n(\cos\alpha) \tag{E.75}$$

$$b_n = \left\{\begin{array}{l|l} 0 & \text{Diffuseurs isotropes} \\ b_1 & \text{Polynôme de Legendre } 1^{\text{er}} \text{ ordre} \\ b_2 & \text{Diffuseurs de Rayleigh} \\ (2n+1)(-\Theta)^n & \text{Fonction de Henyey-Greenstein simple} \\ c(2n+1)\Theta^n & \text{Fonction de Henyey-Greenstein double} \end{array}\right.$$

La fonction de diffusion simple s'écrit en fonction de $P_n(\cos\alpha)$ qui fait intervenir des polynômes (associés ou non) de Legendre [12] :

$$P_n(\cos\alpha) = P_n(\mu_0)\cdot P_n(\mu)+2\sum_{m=1}^{n}\frac{(n-m)!}{(n+m)!}\;P_{nm}(\mu_0)\;P_{nm}(\mu)\cdot\cos(m\phi) \tag{E.76}$$

où la longitude ϕ est telle que $\phi=\phi_e-\phi_i=\arccos\left[\dfrac{\cos\alpha-\mu\mu_0}{\sin i\;\sin\epsilon}\right]$.

Le terme de masquage des ombres rattaché à la fonction de diffusion simple reste inchangé par rapport à la version de 1986 :

$$B_{\mathrm{SHOE}}(\alpha) = 1+B_{S0}.\left[1+\left(\frac{1}{h_{\mathrm{sh}}}\right)\tan\left(\frac{\alpha}{2}\right)\right]^{-1} \tag{E.77}$$

à la différence qu'ici, la largeur angulaire du masquage des ombres est explicitée en fonction de paramètres physiques d'un milieu constitué de particules :

$$h_{\mathrm{sh}} = -Q_{\mathrm{ext}}\;\bar{r}\;\frac{\ln(1-\mathscr{D})}{2\mathscr{D}} \tag{E.78}$$

$$\text{avec}\quad\left\{\begin{array}{ll} Q_{\mathrm{ext}} & \text{le coefficient d'extinction dans le milieu} \\ \bar{r} & \text{le rayon moyen d'une particule} \\ \mathscr{D} & \text{le facteur de remplissage.} \end{array}\right.$$

[12] La formule générale d'un polynôme de Legendre utilisée pour $P_n(\mu_0)$, $P_n(\mu)$ et $P_{nm}(\mu)$ s'écrit sous la forme suivante : $P_n(z)=\frac{1}{2\pi i}\int_0^{2\pi}\left(1-2\mathrm{t}z+\mathrm{t}^2\right)^{1/2}\mathrm{t}^{-(n+1)}d\mathrm{t}$.
La formule générale d'un polynôme associé de Legendre utilisée pour $P_{nm}(\mu_0)$ et $P_{nm}(\mu)$ est donnée par l'expression : $P_{nm}(z)=(-1)^m\;P_n^m(z)$ et $P_n^m(z)=(-1)^m\;(1-x^2)^{m/2}\;\frac{\mathrm{d}^m}{\mathrm{d}x^m}P_n(z)$.

La diffusion multiple anisotrope est implémentée avec des fonctions H d'Ambartsumian-Chandrasekhar modifiées, afin de les rendre moins sensibles aux particules dont l'albédo est proche de 1.

$$M(\mu_0,\mu;\varpi_0) = P(\mu_0)[H(\mu)-1] + P(\mu)[H(\mu_0)-1] + \mathscr{P} \times [H(\mu)-1]\cdot[H(\mu_0)-1] \tag{E.79}$$

$$\text{où} \quad \left\{ \begin{array}{rcl} P(\mu_0) & = & 1+\displaystyle\sum_{n=1}^{\infty} A_n\ b_n\ P_n(\mu_0) \\ P(\mu) & = & 1+\displaystyle\sum_{n=1}^{\infty} A_n\ b_n\ P_n(\mu) \\ \mathscr{P} & = & 1-\displaystyle\sum_{n=1}^{\infty} A_n^2\ b_n \end{array} \right.$$

A_n est une fonction d'indices impairs telle que : $A_n = \left\{ \begin{array}{ll} 0 & \text{si } n \text{ est pair} \\ \frac{(-1)^{\frac{n+1}{2}}}{n} \cdot \frac{1\times3\times5\times\ldots\times n}{2\times4\times6\times\ldots\times(n+1)} & \text{si } n \text{ est impair} \end{array} \right.$

La fonction de Ambartsumian-Chandrasekhar utilisée dans [Hapke, 2002] est une approximation au deuxième ordre de la fonction initiale :

$$H(x;\varpi_0) \approx \left[1-\varpi_0\cdot x\left(\frac{1-\sqrt{1-\varpi_0}}{1+\sqrt{1-\varpi_0}}+\frac{1}{2}\left[1-2x\cdot\frac{1-\sqrt{1-\varpi_0}}{1+\sqrt{1-\varpi_0}}\right]\cdot\ln\frac{1+x}{x}\right)\right]^{-1} \tag{E.80}$$

où x peut être μ ou μ_0. Enfin, le terme de rétro-diffusion cohérente est déduit de la théorie de Akkermans *et al.* [1988] :

$$B_{\text{CBOE}}(\alpha) = 1 + B_{\text{C0}}\cdot\frac{1+\frac{1-e^{\frac{1}{h_{\text{cb}}}\tan\frac{\alpha}{2}}}{\frac{1}{h_{\text{cb}}}\tan\frac{\alpha}{2}}}{2\left[1+\frac{1}{h_{\text{cb}}}\tan\frac{\alpha}{2}\right]^2} \tag{E.81}$$

Ce terme fait intervenir le paramètre h_{cb} qui représente la largeur angulaire du CBOE :

$$h_{\text{cb}} = \frac{\lambda}{4\pi}\underbrace{[n\sigma Q_{\text{scat}}(1-g)]}_{\Lambda^{-1}} \tag{E.82}$$

$$\text{tel que} \quad \left\{ \begin{array}{l} \Lambda \text{ est le libre parcours moyen de transport des photons dans le milieu} \\ n \text{ est le nombre de particules par unité de volume} \\ \sigma \text{ est la section efficace moyenne d'une particule} \\ Q_{\text{scat}} \text{ est le coefficient de diffusion efficace} \\ g = <\cos\Theta> \text{ est le paramètre d'asymétrie} \end{array} \right.$$

Ce modèle, nous le comprenons par sa complexité, représente l'état de l'art de la photométrie en combinant l'ensemble des effets physiques connus qui peuvent intervenir dans un milieu de diffuseurs, que ce soit par le biais de l'optique géométrique, que par l'optique physique et quantique. Pourtant, il n'a été que peu utilisé par la communauté qui préfère encore utiliser le modèle de Hapke [1986], voir [Kulyk & Jockers, 2004], et [Warell, 2004]. De ce fait, nous ne savons pas si ce modèle peut inverser de façon convenable les propriétés physiques et structurales d'une surface planétaire. Cependant, quelques tests se sont révélés peu concluants d'après Verbiscer et al. [2005] et Shepard & Helfenstein [2007], pour lesquels l'ajustement est impossible en tenant compte des deux termes B_{CBOE} et B_{SHOE} dans la fonction de phase. Cependant ces tests, en plus de ne modéliser que le masquage des ombres, via B_{SHOE}, sont effectués sur des données ayant couverture en angle de phase incomplète (0,3-43° et 3-130° respectivement). La même remarque peut être faite pour les récents tests en laboratoire de Shkuratov et al. [2007], qui utilisent le modèle de Hapke [2002] sur des courbes de phase incomplètes (7-150°). Les conclusions sur les paramètres de l'effet d'opposition (h_{cb}, B_{C0}, h_{sh} et B_{C0}) paraissent non fondées au vu du manque de données en α<2°.
Nous n'avons donc pas la prétention de porter un jugement sur ce modèle tant qu'il n'aura pas été utilisé dans sa forme complète sur un ensemble de données allant de 0 à 180°.

Annexe F

Effet d'opposition : Comparaison des anneaux de Saturne avec d'autres objets du Système Solaire

Sommaire

F.1 Fonctions de phase des anneaux et satellites des planètes géantes 368
F.2 Extrapolations d'une courbe de phase incomplète 370
F.3 Rôle de la taille angulaire finie du Soleil 372
F.4 Interprétation 374
F.4.1 Influence de l'environnement 374
F.4.2 Corrélation avec l'albédo de diffusion simple 378
F.5 Conclusions 383

Lorsque j'ai étudié l'effet d'opposition dans les anneaux de Saturne, au chapitre 6 page 143, il a semblé nécessaire de savoir si les tendances obtenues étaient propres aux anneaux de Saturne ou si d'autres anneaux et objets sans atmosphère où l'effet d'opposition est observé montraient les mêmes comportements.
Pour cela, j'ai utilisé des courbes de phase publiées dans la littérature pour les comparer à celles des anneaux de Saturne.

J'ai choisi les satellites et les anneaux des planètes géantes du Sytème Solaire, ce qui devrait permettre de répondre à plusieurs questions :
– l'effet d'opposition est-il unique dans les anneaux de Saturne par les valeurs de ses paramètres morphologiques ?
– l'effet d'opposition est-il unique dans les anneaux de Saturne par les variations des valeurs des ses paramètres morphologiques en fonction de la profondeur optique et de la longueur d'onde ? En d'autres termes, l'effet d'opposition se caractérise-t-il de la même manière dans tous les anneaux des planètes géantes ?
– l'effet d'opposition diffère-t-il dans les anneaux et satellites d'une même planète géante ?

F.1 Fonctions de phase des anneaux et satellites des planètes géantes

Pour appliquer le même procédé d'ajustement des modèles aux courbes de phase des satellites et d'autres anneaux obtenus par les observations précédentes, j'ai sélectionné un ensemble de courbes de phase couvrant l'opposition ($0^o<\alpha<20^o$) voir le tableau F.1 pour les références.
Afin de comparer correctement les paramètres morphologiques des anneaux de Saturne avec ceux des autres objets, j'ai converti en I/F les courbes de phase de Mimas, Ariel, Titania et Obéron qui étaient données en magnitude absolue grâce à la formule suivante :

$$I/F = 10^{-0,4M} \tag{F.1}$$

voir [Verbiscer *et al.*, 1989]. Dans le cas d'une magnitude m relative à la distance, comme pour la fonction de phase de Phœbé, la formule de conversion est la suivante :

$$I/F = 10^{-0,4[m-m_\odot]} \cdot \left(\frac{R_{1\mathrm{UA}}}{R_{\mathrm{UA}}}\right)^2 \tag{F.2}$$

voir [Kulyk & Jockers, 2004] et [Bauer et al., 2006]. Cette modification permet de comparer directement la pente de la partie linéaire de toutes les courbes avec la même unité. Puisque jusqu'à présent, j'ai donné S dans l'unité de $\varpi_0 P(\alpha)$, donc j'ai également converti mes résultats pour S des anneaux de Saturne en $I/F.\mathrm{deg}^{-1}$ par application du facteur $\mathrm{f}_{\varpi_0 P \to \mathrm{I/F}}$ qui correspond au rapport du niveau moyen des courbes en I/F sur le niveau moyen des courbes en $\varpi_0 P(\alpha)$.

Pour une étude complète de la morphologie de la courbe de phase à l'opposition, les courbes de phase :
– des satellites galiléens (Io, Europe, Ganymède et Callisto),
– des anneaux joviens et de leurs satellites gardiens Amaltée et Thébée ont été choisis,
– aussi bien que les courbes de phase historiques des anneaux de Saturne (anneaux A, B et E)
– de certains satellites de Saturne (Mimas, Encelade, Rhéa, Japet et Phœbé),
– les anneaux et satellites d'Uranus (les satellites les plus internes [1], Titania, Obéron et Miranda) et finalement
– quelques arcs de l'anneau neptunien Adams (Egalité et Fraternité) et
– deux des satellites externes de Neptune (Néréide et Triton).
Cette étude devrait fournir une comparaison étendue des anneaux de Saturne avec d'autres anneaux autour des planètes géantes (Jupiter, Uranus et Neptune) aussi bien que des comparaisons entre anneaux et satellites de chaque planète géante de notre système solaire. Pour un but pratique, la bien connue courbe de phase de la Lune est ajoutée comme référence à mon traitement de données.

Est donné en figure F.1 le résultat du traitement des données et de l'ajustement par des modèles morphologiques. Pour chaque objet, j'ai affiché le résultat des ajustements obtenus avec le modèle linéaire par partie (droites en traits pleins sur la figure F.1) et linéaire-exponentiel (courbes en traits pointillés sur la figure F.1).
Malgré le bon accord entre les deux modèles, il faut cependant insister sur le fait que certains ajustements, avec le modèle linéaire-exponentiel, ne convergeaient pas avec la méthode de minimisation du χ^2 et que j'ai été contrainte de poser une solution *had-hoc*. Ceci pourrait être dû à la couverture en angle de phase. En effet, malgré tous nos efforts, on remarque que les couvertures en angle de phase varient d'un objet à un autre. Avec le modèle linéaire par parties, on obtient pourtant des résultats satisfaisants à l'oeil par conséquent il est probable que la couverture en angle de phase peut affecter les paramètres morphologiques obtenus avec le modèle linéaire-exponentiel.

Le but du paragraphe suivant est justement de quantifier l'erreur sur les paramètres morphologiques quand l'extrapolation du modèle est forcée par une courbe de phase incomplète.

[1] Les sept satellites les plus internes d'Uranus ont été sélecionnés : Bianca, Cressida, Desdémone, Juliette, Portia, Rosalinde et Belinda s'appellent ci-après le groupe de Portia, pour suivre la désignation de Karkoschka [2001]. La fonction de phase du groupe de Portia est alors la fonction de phase ramenée à une moyenne pour ces sept satellites.

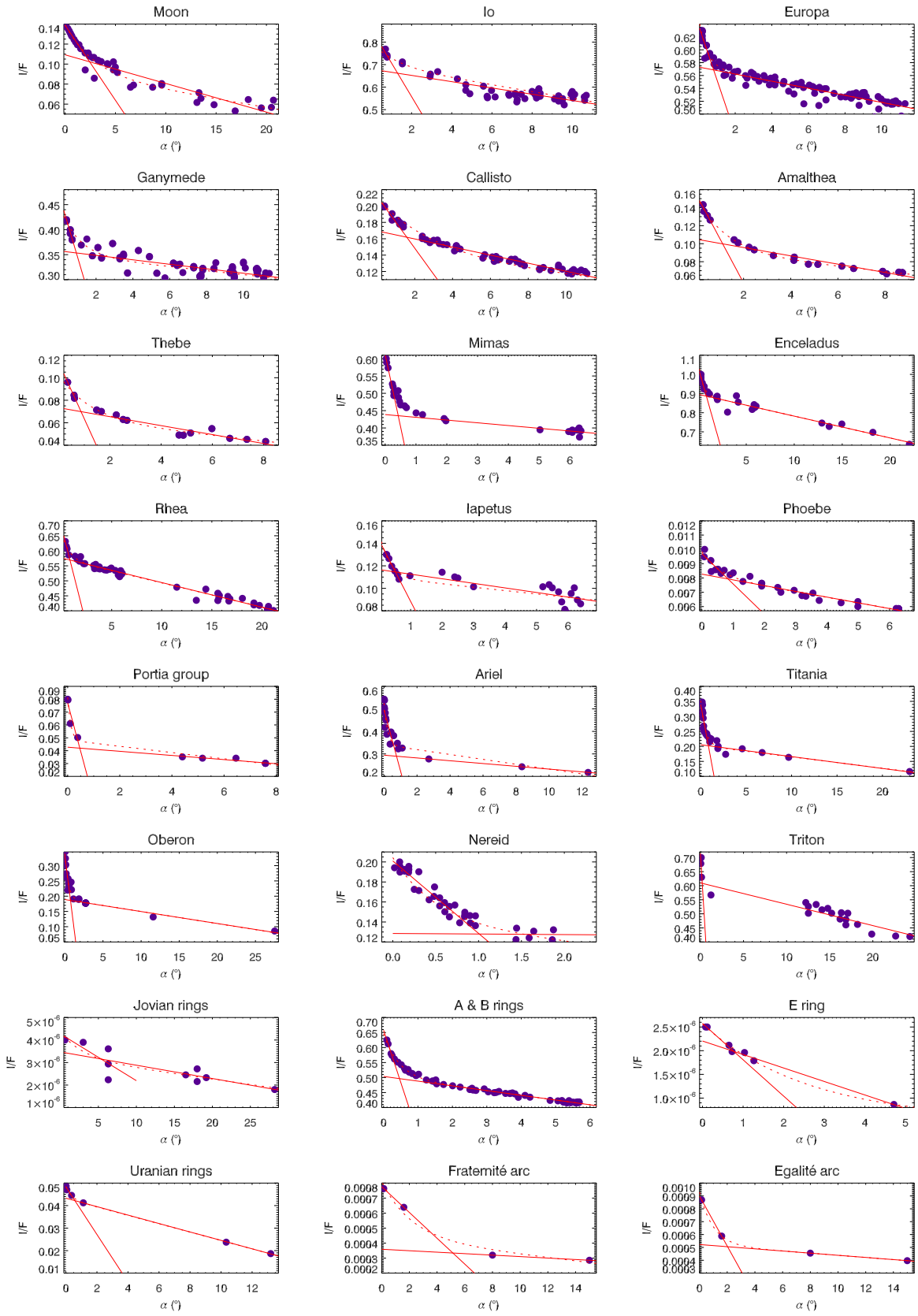


Figure F.1 – Courbes de phase trouvées dans la littérature pour quelques anneaux et satellites du Système Solaire et ajustées avec le modèle linéaire par parties de Lumme & Irvine [1976] en traits pleins et avec le modèle linéaire-exponentiel de Kaasalainen et al. [2001] en traits pointillés.

	Object	Distance (km)	α bounds (°) min	α bounds (°) max	λ (nm)	References
	Moon		0,023	20,7	∼570	Whitaker (1969) / Rougier (1933)
Jupiter	Rings	125 000	0,60	28,2	∼460	Throop *et al.* (2004)
	Amalthea	181 300	0,28	8,7	887	Kulyk & Jockers (2004)
	Thebe	221 900	0,35	8,1	887	Kulyk & Jockers (2004)
	Io	421 600	0,66	10,7	∼570	McEwen *et al.* (1988)
	Europa	670 900	0,20	11,3	∼500	Thompson & Lockwood (1992)
	Ganymède	1 070 000	0,40	11,4	∼600	Morrison/Blanco *et al.* (1974) / Millis *et al.* (1975)
	Callisto	1 883 000	0,40	11,1	∼500	Thompson & Lockwood (1992)
Saturn	C ring	83 227	0,013	6,0	672	French *et al.* (2007)
	B ring	104 741	0,013	5,9	672	French *et al.* (2007)
	Rings	-	0,094	5,7	∼650	Franklin & Cook (1965)
	A ring	129 560	0,013	6,2	672	French *et al.* (2007)
	Mimas	185 520	0,035	6,4	672	Verbiscer *et al.* (2006)
	E ring	330 000	0,077	4,7	580	Pang *et al.* (1983)
	Enceladus	238 020	0,28	22,0	439	Verbiscer *et al.* (2005)
	Rhea	527 040	0,37	21,2	∼500	Domingue *et al.* (1995) / Verbiscer et al. (1989)
	Iapetus	3 561 300	0,23	6,4	∼600	Franklin & Cook (1974)
	Phoebe	12 952 000	0,075	6,3	∼650	Bauer *et al.* (2006)
Uranus	Rings	46 000	0,015	13,2	∼500	Karkoschka (2001)
	Portia *g*	62 000	0,0021	12,9	∼500	Karkoschka (2001)
	Ariel	191 200	0,0074	12,3	∼600	Buratti *et al.* (1992) / Karkoschka (2001)
	Titania	266 000	0,015	22,9	∼600	Buratti *et al.* (1992) / Karkoschka (2001)
	Oberon	583 600	0,0074	27,5	∼600	Buratti *et al.* (1992) / Karkoschka (2001)
Neptune	Fratenité	62 932	0,15	15,0	∼500	de Pater *et al.* (2005) / Ferrari & Brahic (1994)
	Egalité	62 932	0,15	15,0	∼500	de Pater *et al.* (2005) / Ferrari & Brahic (1994)
	Nereid	354 760	0,02	1,9	∼570	Schaefer & Tourtellotte (2001)
	Triton	5 513 400	0,09	24,3	∼400	Buratti *et al.* (1991)

Tableau F.1 – Description des courbes de phase à l'opposition opposition phase curves of Solar System objects used here.

F.2 Extrapolations d'une courbe de phase incomplète

Dans cette partie du chapitre, j'ai souhaité faire des comparaisons des paramètres morphologiques obtenus avec les modèles morphologiques pour différents objets planétaires.
Cependant, les données que recueillies ne sont pas d'aussi bonne qualité que celles de Cassini, je n'évoque pas ici la résolution spatiale, mais la couverture en angle de phase. En effet certaines courbes ont un angle de phase minimal $\alpha_{\min}$ de 0,3° (voir le tableau F.1).
Dans les courbes de phase des anneaux de Saturne, la majorité du pic se trouve justement en-deçà de 0,3°, car les courbes de phase des anneaux sont très piquées. Cependant, si la donnée est manquante, le modèle pourra-t-il extrapoler le pic d'opposition de façon correcte, et fournir une amplitude importante à un pic étroit et une amplitude faible à un pic très étalé ? La réponse est oui, selon le modèle morphologique utilisé.

En ajustant le pic d'opposition par une droite, on peut quasiment toujours reproduire l'amplitude et la largeur du pic même si une bonne partie de celui-ci (∼70%) est manquante. C'est ce que j'ai remarqué avec le modèle linéaire-par-partie. Lorsque la valeur minimale de l'angle de phase est supérieure à 0,3°, comme le modèle linéaire-par-parties qui ajuste le pic est défini pour α_1=0,3°, il faut modifier cette valeur pour pouvoir obtenir les paramètres morphologiques (en général, j'ai pris α_1=1°).
Le même travail d'extrapolation de la partie manquante du pic a été réalisé avec le modèle linéaire-exponentiel et donne des résultats beaucoup plus mitigés.
Dans le paragraphe 5.1.3, j'avais déjà constaté que ce modèle n'ajustait pas très bien les courbes de phase ISS des anneaux de Saturne : en particulier A, HWHM et S peuvent être soit sous-estimées

ou soit surestimées. En outre, les solutions convergentes trouvées par la technique de minimisation du χ^2 ont de grandes barres d'erreur qui signifie qu'un grand ensemble de solutions est possible [2]. French *et al.* [2007] sont également arrivés aux mêmes conclusions que moi car selon eux, le modèle linéaire-exponentiel n'est pas très bien adapté pour les données très piquées ou les données incomplètes. Nous allons plus loin ici en quantifiant les sous et surestimations de A, HWHM et S en fonction de la couverture en angle de phase.

Avec deux courbes de phase d'ISS/Cassini typiques des anneaux de Saturne, j'ai examiné l'influence de la partie 0-0,4 degrés et 5-25 degrés sur les solutions convergentes pour A, HWHM et S. Dans un premier temps, je me suis intéressée à l'influence du pic sur les paramètres A et HWHM. Le modèle linéaire-exponentiel peut-il bien extrapoler la partie manquante du pic ? Pour répondre à cette question, ma méthode a été d'enlever des données par portion de 0,1 degré, la fonction de phase incomplète est ensuite ajustée par le modèle linéaire-exponentiel et fournit un nouvel ensemble de solution, donné par $A_{\rm remove}$, $\rm HWHM_{remove}$ et $S_{\rm remove}$. La solution initiale ou optimale est donnée par l'ajustement de la fonction de phase complète, que j'appelle $A_{\rm optimal}$, $\rm HWHM_{optimal}$ et $S_{\rm optimal}$. Pour comprendre l'influence de la partie linéaire de la courbe sur le paramètre S, j'ai enlevé des données par portion de 2,5 degrés, la fonction de phase incomplète ajustée fournira également un nouvel ensemble de solution : $A_{\rm remove}$, $\rm HWHM_{remove}$ et $S_{\rm remove}$ tandis que la solution initiale ou optimale s'écrit également $A_{\rm optimal}$, $\rm HWHM_{optimal}$ et $S_{\rm optimal}$.

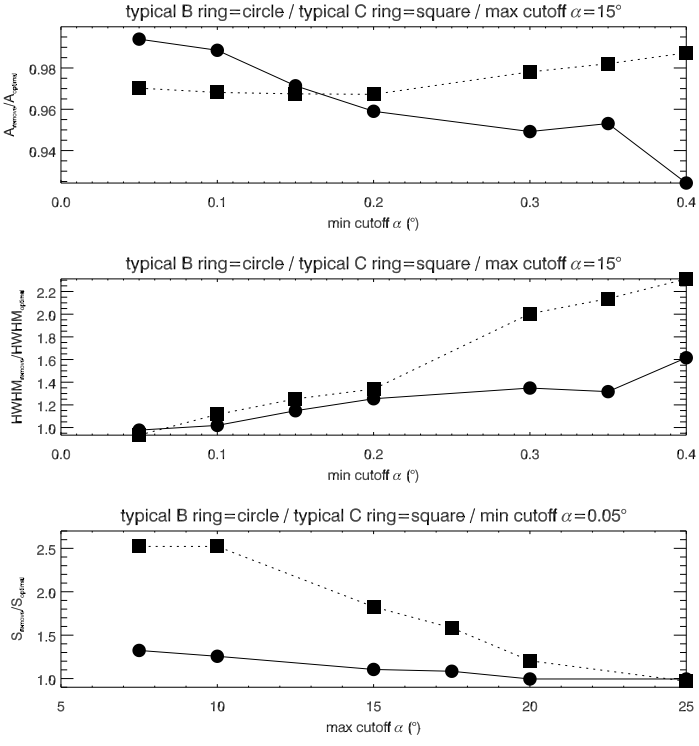


Figure F.2 – Influence d'une courbe de phase incomplète sur les paramètres morphologiques A, HWHM et S.

Présentons ces résultats dans la figure F.2 ci-contre. La déviation avec la valeur optimale est assez faible pour l'amplitude, en moyenne $\frac{A_{\rm remove}}{A_{\rm optimal}} \sim 0{,}96$ ce qui signifie qu'il y aura toujours une sous-estimation de l'amplitude. Par contre, pour la demi-largeur à mi-hauteur HWHM, c'est toujours une surestimation qui est observée quelque que soit la portion d'angle de phase α enlevée dans le pic. La déviation pour HWHM dépend fortement de la morphologie du pic d'opposition. En effet, HWHM sera fortement surestimé selon la largeur apparente du pic : $\frac{\rm HWHM_{remove}}{\rm HWHM_{optimal}} \sim 1{,}2$ pour un pic étroit (une courbe de phase typique de l'anneau B). La déviation sera plus faible pour un pic large (une courbe de phase typique de l'anneau C), en effet $\frac{\rm HWHM_{remove}}{\rm HWHM_{optimal}} \sim 2{,}2$. Enfin, pour la pente de la partie linéaire, il s'agit systématiquement de surestimations, qui sont de l'ordre de $\frac{S_{\rm remove}}{S_{\rm optimal}} \sim 1{,}5$ jusqu'à $\alpha_{\rm max}$=15°. Lorsque cette valeur diminue, $S_{\rm remove}$ augmente progressivement et atteint une valeur proche du double de la valeur quand la courbe est complète. Comment expliquer cela ? En fait, à mesure que la partie linéaire se réduit, le modèle linéaire-exponentiel assimile cette portion linéaire comme l'aile de l'exponentielle et la rend de plus en plus pentue.

Finalement, si le modèle linéaire-exponentiel extrapole la courbe de phase assez mal, on sait que pour

[2] Kaasalainen et al. (2001) ont développé une technique de minimisation dans l'espace des paramètres, cependant la plupart des travaux qui utilisent ce modèle, choisissent plutôt la minimisation du χ^2. C'est pour cette raison que je voulais tester ce modèle dans les conditions non pas optimales, mais générales d'utilisation.

les courbes de phase incomplètes, les valeurs obtenues pour HWHM et S sont probablement le double de la valeur si toute la courbe de phase était complète. Cependant, cela est vrai pour les anneaux de Saturne qui ont une courbe de phase très piquée, rien ne dit que tous les corps ont un pic aussi étroit que les anneaux de Saturne. En effet, la physique de l'effet d'opposition repose en partie sur la taille angulaire de la source d'illumination, voir [Shkuratov et al., 1991].

F.3 Rôle de la taille angulaire finie du Soleil

Assez naïvement, on pourrait penser que les satellites et anneaux joviens étant plus proches du Soleil auront une tache plus étalée que les anneaux d'Uranus ou Neptune. Il n'y aurait donc pas de comparaisons valables du fait que les conditions d'observation sont différentes.
Cependant, la comparaison du pic d'opposition de ces objets est justifiée parce qu'ils ont une valeur semblable de leur rayon angulaire solaire ($\alpha_{\odot\min}$=0,051° ; 0,028° ; 0,014° ; 0,009° respectivement pour Jupiter, Saturne, Uranus et Neptune voir le tableau F.2 pour les détails).
De plus, le comportement en-deçà du rayon angulaire solaire ne représente qu'une petite partie du pic d'opposition, qui est bien représentée par une fonction linéaire jusqu'à 0.3°. Cependant le rayon angulaire solaire de La lune est $\alpha_{\odot\min}$=0.27° qui correspond presque à la limite supérieure de la fonction linéaire ajustant le pic d'opposition. Il faut vérifier de manière impérative si la taille finie du Soleil change de manière significative le comportement de la Lune et des autres objets étudiés ici.

Primaire	Rayon (km)	Distance au Soleil	$\alpha_{\odot\min}$ (degré)
Terre (♁)	6 387	1,00 U.A.	0,270
Jupiter (♃)	71 398	5,20 U.A.	0,051
Saturne (♄)	60 330	9,53 U.A.	0,028
Uranus (♅)	26 200	19,19 U.A.	0,014
Neptune (♆)	25 225	30,06 U.A.	0,009

Tableau F.2 – Paramètres géométriques d'observation de l'effet d'opposition pour les anneaux et satellites de chaque planète géante (distance au Soleil et taille finie du disque solaire).

Pour cela, j'ai pris les courbes de phase à haute résolution angulaire qui vont bien en-deçà de leur rayon angulaire minimal respectif. Dans le tableau F.1, on remarque qu'il y a des données uniquement pour la Lune et les anneaux de Saturne.

Il est remarquable de constater que ces deux courbes de phase (voir la figure F.3) proviennent de données *in-situ* : pour la Lune, il s'agit des images d'Apollo 8 et pour les anneaux de Saturne, il s'agit des images Cassini [3] bien évidemment.

J'ai ensuite ajusté ces courbes avec le modèle logarithmique de Bobrov [1970]. Tandis que la courbe logarithmique augmente infiniment, à partir du rayon angulaire solaire, la courbe de phase observée ne varie plus exponentiellement et commence à s'aplatir. Cet aplatissement n'est pas brutal et commence pour des angles de phase légèrement supérieurs à $\alpha_{\odot\min}$, voir la figure F.3.

Pour reproduire cet aplatissement, j'ai tenter de convoluer la fonction logarithmique (qui peut représenter la fonction de phase des anneaux et de la Lune si le Soleil avait une taille ponctuelle) avec une gaussienne censée représenter le flux incident de taille finie du Soleil. Cependant, aucun ajustement ne parvient à reproduire la fonction de phase observée. Par conséquent, il n'est pas trivial de corriger les données de la taille variable du Soleil.

[3] Bien que French et al. [2007] aient observé l'effet d'opposition exacte grâce au télescope spatial Hubble, ils n'ont qu'un seul point en-dessous du rayon angulaire solaire, ce qui n'est pas suffisant pour la présente étude.

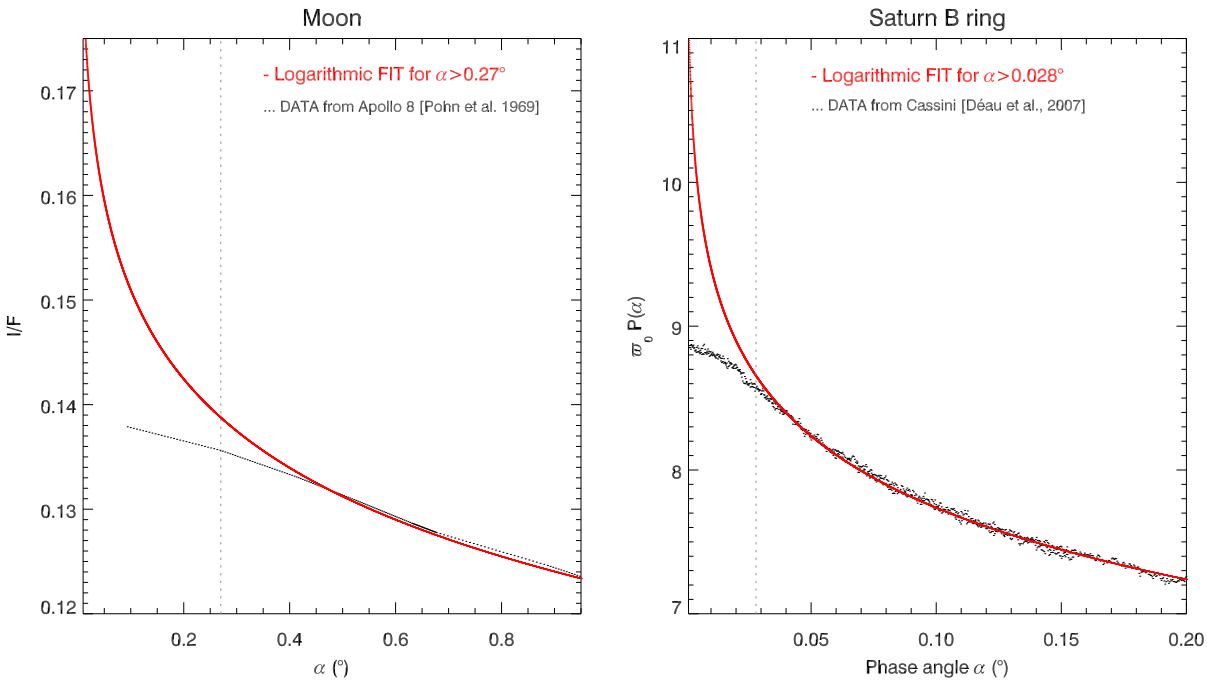


Figure F.3 – Etude des courbes de phase pour différents rayons angulaires solaires $\alpha_{\odot\min}$

La question est : devons-nous réellement corriger les données ? En voulant convoluer une fonction de phase logarithmique par une gaussienne censée reproduire le flux solaire, nous sommes en train de faire de sérieuses hypothèses sur l'effet d'opposition à la surface d'un objet. En effet, si la fonction de phase des anneaux de Saturne est bien ajustée par une fonction logarithmique, il n'en est pas de même pour les autres objets du Système solaire et en particulier de la Lune. Comme le montre la figure F.3, la courbe logarithmique pour la Lune n'est aussi bien ajustée que pour les anneaux de Saturne. Doit-on en tirer des conclusions sur la nature même de l'effet d'opposition à la surface de la Lune ou devons-nous expliquer cet aplatissement bien après la taille finie du Soleil par justement la taille finie du Soleil ?
D'autres objets comme Mimas, l'anneau E, les anneaux d'Uranus et l'arc Fraternité ont également une fonction de phase qui n'est pas bien ajustée par le modèle logarithmique de Bobrov [1970]. Et pourtant ces objets sont éclairés par des tailles angulaires solaires différentes, tantôt très faibles ou légèrement plus grandes.

Ce que l'on sait, c'est que l'effet d'opposition n'est pas systématique, certaines surfaces n'en présentent pas (comme l'anneau F par exemple), certains minéraux en laboratoire sont insensibles à cet effet (la suie carbonnée, voir Shkuratov et al. 1999). Par conséquent, il est spéculatif de supposer que toutes les fonctions de phase suivent une croissance exponentielle de 0 à 25° comme le font les anneaux principaux de Saturne : de ce point de vue, **les anneaux principaux de Saturne montrent une unicité à l'égard de l'effet d'opposition en augmentant exponentiellement leur brillance**.

J'ai donc pris le parti pris de ne traiter que la donnée et non une donnée corrigée par un effet dont les conséquences ne sont pas connues. Vu que la Lune possède un $\alpha_{\odot\min}$ proche de la borne supérieure de l'ajustement linéaire par parties, j'ai agrandi les valeurs de α_1 et α_2. Pour les autres objets du Système Solaire, comme il s'agit d'anneaux ou de satellites des planètes géantes, $\alpha_{\odot\min}$ est similaire pour toutes les planètes géantes (voir le tableau F.2). L'effet de la taille du Soleil pourrait donc avoir un effet important sur la Lune mais en aura peu sur les autres anneaux et satellites des planètes géantes.

F.4 Interprétation

F.4.1 Influence de l'environnement

Avec la figure G.6 page 391, j'ai remarqué que le traitement employé distribue naturellement les diverses surfaces dans différentes régions de l'espace (A, HWHM), et que les « objets liés endogènement » sont bien regroupés par petites familles dans cet espace. Pour aller plus loin, j'ai représenté les paramètres morphologiques en fonction de la distance à partir du centre du corps primaire (figures F.4, F.5, F.6 et F.7). Il faut bien être conscient que la distance au corps primaire n'est en aucun cas une mesure physique à regard de l'effet d'opposition donc on aurait pu penser naïvement que A, HWHM et S se comportent de façon erratique par rapport à la distance au corps primaire. Bien au contraire on trouve des ajustements relativement convenables pour A=f(R) où R est la distance donnée en rayons (joviens, saturniens, uraniens et neptuniens, voir aussi le tableau F.2), ce qui tend à confirmer la présence d'un effet environnemental.

Que signifie cette corrélation entre les paramètres morphologiques de l'effet d'opposition et la distance au corps primaire ? Pourquoi la corrélation est tantôt bien ajustée par une exponentielle et tantôt, bien représentée par une courbe logarithmique ? Y-a-t-il un sens physique reflétant ces variations exponentielles et logarithmiques ?

En analysant les figures F.4 à F.7, on remarque tout d'abord que les variations exponentielles et logarithmiques ne sont pas systématiques pour un corps primaire, ni pour un paramètre morphologique. Elles réflètent donc des propriétés spécifiques autour de chaque planète géante.

Prenons par exemple le cas de Jupiter (figure F.4). L'amplitude du pic décroît de manière exponentielle avec la distance à Jupiter, toutefois avec beaucoup de dispersion. Ce même comportement est noté pour la largeur HWHM. L'exponentielle reflète ici des paramètres morphologiques très élevés à proximité de Jupiter qui tendent à décroître quand on s'éloigne de la planète. Ainsi, les satellites galiléens ont des morphologies de pic similaires, mais des valeurs de pente de la partie linéaire très différentes (en particulier pour Io). Il semble donc que l'effet d'environnement soit principalement lié à HWHM et A, reflétant la morphologie du pic d'opposition.

Cette remarque est d'autant plus fondée pour l'écosystème de Saturne qui montre un ajustement exponentiel et logarithmique très convaincant pour A et HWHM respectivement, et presque acceptable pour S du fait de l'écart entre l'ajustement exponentiel et les valeurs des anneaux diffus (anneaux C et E), voir la figure F.5. Cet écart est d'ailleurs la preuve que les anneaux diffus ont à l'égard de la pente des comportements distincts de ceux des satellites. Les modèles de masquage des ombres, voir [Irvine, 1966], [Hapke, 1986], tendent d'ailleurs à s'expliquer par des processus légèrement différents qu'il s'agisse d'un nuage de particules qui portent leurs ombres sur les particules dans les couches inférieures ou d'une surface compacte qui crée des ombres uniquement par des effets liés à la topographie macroscopique.

Passons maintenant à l'écosystème d'Uranus, vu en figure F.6. Ici, on a systématiquement un ajustement logarithmique qui montre que les paramètres morphologiques (A, HWHM et S) sont très faibles lorsque l'on est proche d'Uranus. Ces résultats montrent surtout que le groupe de satellites de Portia possède des valeurs de HWHM et S similaires à celles des anneaux. Ce résultat très intéressant laisse présager des propriétés communes entre ces anneaux et annelunes [4].

Enfin, pour Neptune, les variations sont très contrastées et montrent des ajustements très similaires à ceux de Jupiter. Quoi qu'il en soit, il aurait été préférable dans le cas de Neptune de comparer les arcs avec des objets beaucoup plus proches pour tester plus précisément l'effet environnemental.

[4] Pour la définition, d'une annelune, se référer à l'annexe D page 317

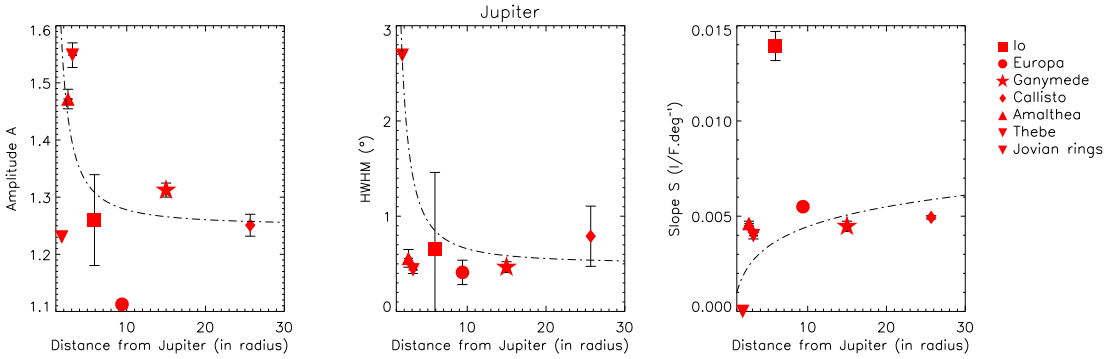


Figure F.4 – Variation des paramètres morphologiques en fonction de la distance à Jupiter ($1R_♃$=71 398 km)

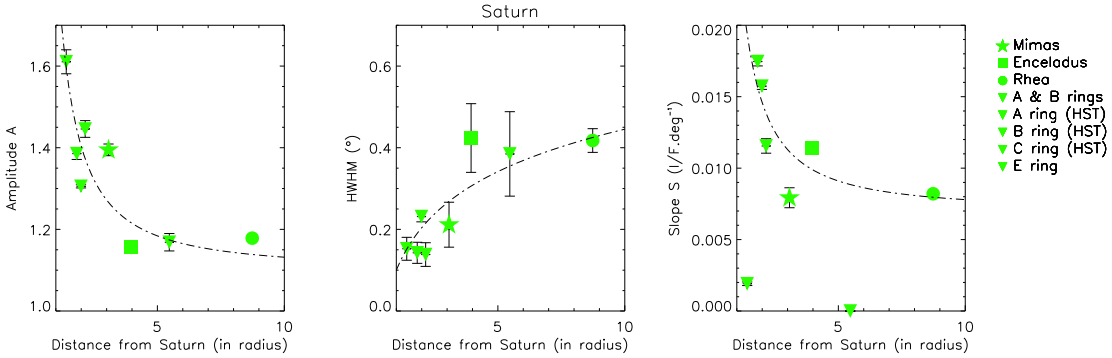


Figure F.5 – Variation des paramètres morphologiques en fonction de la distance à Saturne ($1R_♄$=60 330 km)

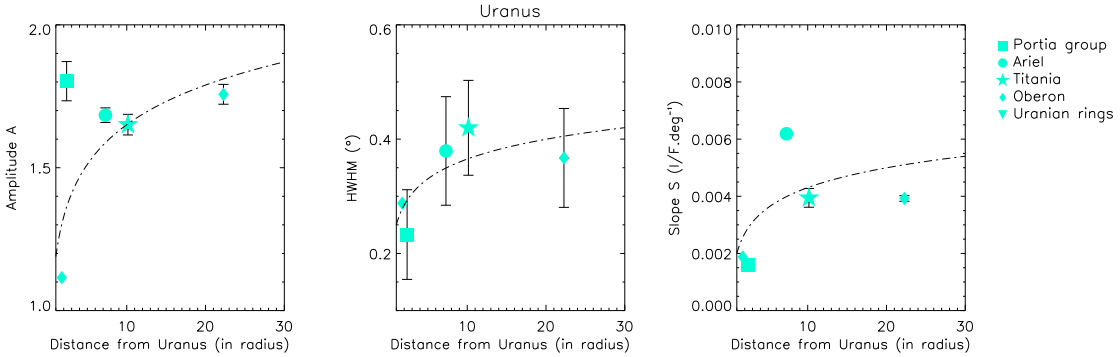


Figure F.6 – Variation des paramètres morphologiques en fonction de la distance à Uranus ($1R_♅$=26 200 km)

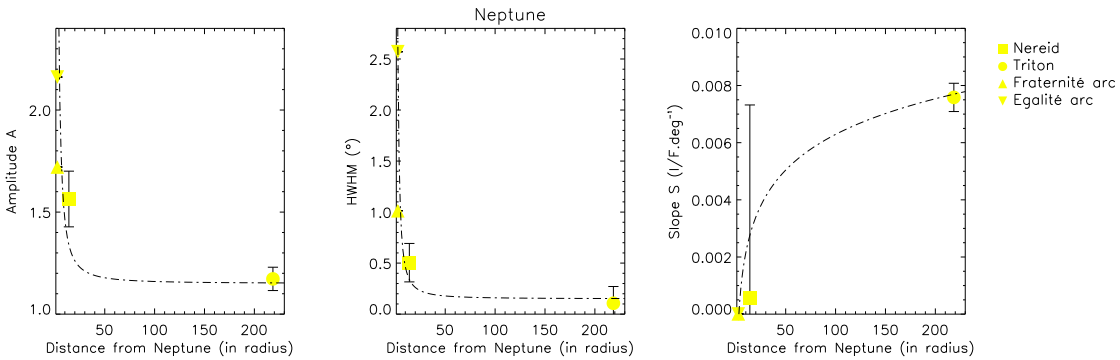


Figure F.7 – Variation des paramètres morphologiques en fonction de la distance à Neptune ($1R_♆$=25 225 km)

L'exemple le plus flagrant de l'effet environnemental est la superposition de la position d'Encelade et de l'anneau E dans l'espace (A, HWHM) très marquée dans la figure G.6 et évidente dans la figure F.5. Depuis longtemps [Pang et al. 1983,1984 Herkenhoff & Stevenson 1984, Porco et al. 2006, Spahn et al. 2006, Verbiscer et al. 2007], la surface d'Encelade et les particules de l'anneau E semblent être liées, mais ici, j'ai montré que la morphologie du pic d'opposition pour **ces deux objets et ceux environnants** est presque identique, ce qui fournit des implications importantes pour les interactions de leur régolite avec le milieu extérieur. La classification « endogène » ou « écosystémique » du pic d'opposition a été également confirmée par les études de Bauer et al. [2006] et Verbiscer et al. [2007] qui montrent que la classification du pic d'opposition des satellites les plus extérieurs et les satellites majeurs internes de Saturne respectivement est une fonction de la distance de Saturne.
Cette remarque peut être généralisée à chaque *écosystème* où des relations dynamiques sont connues entre des anneaux et leurs annelunes respectives :
– pour Jupiter (figure F.8) : Métis and Adrastéé avec l'anneau principal [Showalter et al., 1987], Amalthée et Thébé avec l'anneau Gossamer [Burns et al,. 1999] ;
– pour Saturne (figure F.9) : Pan, Dapnhis et Atlas avec l'extérieur de l'anneau A [Smith et al. 1981, Spitale et al. 2006], Prométhée et Pandore avec l'anneau F [Smith et al. 1981], le cas de l'anneau E avec Encelade étudié ici montre d'ailleurs une corrélation très forte ;
– pour Uranus (figure F.10) : Cordélia and Ophélie avec l'anneau ϵ [French & Nicholson, 1995] ;
– pour Neptune (figure F.11) : Galatée avec l'anneau Adams et ses arcs [Porco, 1991].
Cependant, même les variations des paramètres morphologiques sur des échelles de distance plus grandes montrent des tendances qui sont suggestives d'un terrain commun pour les processus environnementaux. Ces processus peuvent impliquer des surfaces différentes mais qui seront traitées par l'effet d'opposition de la même manière par les mécanismes qui déterminent la microstructure de la surface. En effet, d'après les modèles théoriques concernant la rétro-diffusion cohérente, l'amplitude serait liée à la taille des grains et la largeur HWHM dépend de la composition, de la distribution de taille et du facteur de remplissage des grains, voir § 6.2.2 page 150. Ainsi le comportement du pic d'opposition est relié à l'organisation spatiale de la régolite en surface [Mishchenko 1992b, Shkuratov *et al.* 1999].
Par conséquent, l'étude de la morphologie du pic d'opposition permet de mettre en évidence des **interactions dynamiques entre les anneaux, les satellites et le milieu environnant par le biais de la photométrie**. Ces interactions anneaux/satellites qu'on remarque ici vont bien au-delà des interactions anneaux/satellites détaillées au chapitre 3 et à l'annexe D. Il s'agit ici de l'érosion à la surface des anneaux et des satellites. Des valeurs similaires de HWHM peuvent selon la théorie de Mishchenko [1992a] s'expliquer soit par des valeurs similaires d'indice de réfraction (avec des tailles de grains et des taux de compaction de régolite variables), soit par des valeurs d'indices de réfraction divers et variées mais des taux de compaction de régolite et tailles de grains de régolite similaires. Il y a deux mécanismes connus qui peuvent agir ainsi pour expliquer les similitudes dans les valeurs de HWHM pour des objets *liés endogènement*. ① Les impacts de débris dans les environnements planétaires peuvent **changer la composition chimique des anneaux et des satellites** :
– du nouveau matériel peut directement être ajouté au système ;
– des éléments plus volatiles sont préférentiellement enlevés ;
– des composés plus fragiles peuvent être préférentiellement transformés.
Les travaux de Cuzzi & Estrada [1998], détaillent en particulier les modifications de compositions chimiques des anneaux de Saturne par le bombardement météoritique et le transport balistique.
② Le second mécanisme qui est susceptible d'agir concerne tout type de mécanisme collisionnel (bombardement météoritique, collisions extérieures, désagrégation dans l'espace etc...) capable de **modifier l'état de surface microscopique d'une régolite**, voir [Lissauer et al., 1988 ; Colwell & Esposito, 1992ab]. Pour le cas des particules des anneaux, des modèles d'érosion par transport balistique ont été développés et prévoient la destruction des grains de taille micrométrique dans les anneaux denses (τ>1), voir [Ip, 1983].

L'**effet environnemental** peut donc expliquer parfaitement les variations des paramètres morphologiques du pic d'opposition en fonction de la distance au corps primaire.

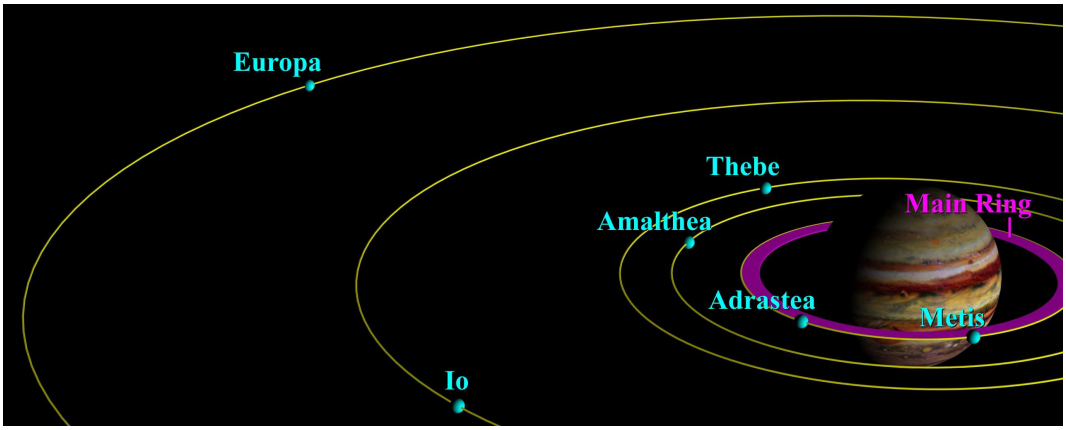


Figure F.8 – L'écosystème de Jupiter (♃)

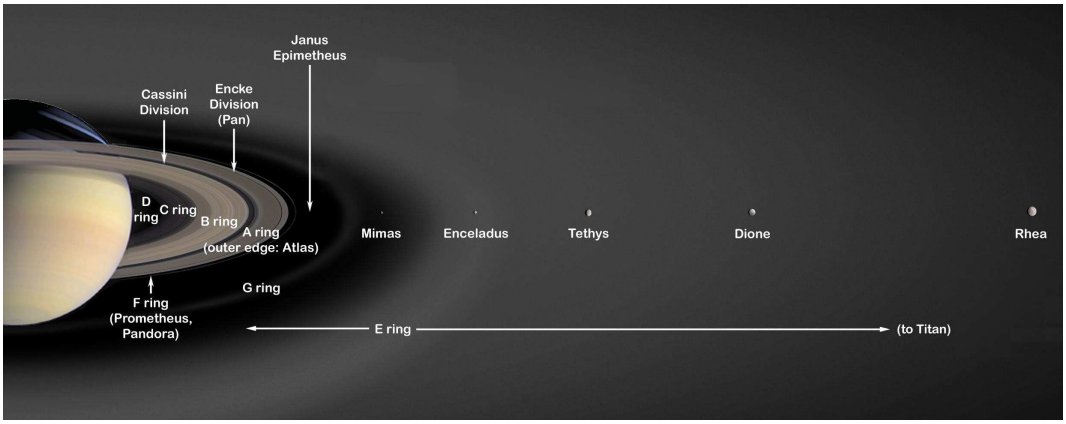


Figure F.9 – L'écosystème de Saturne (♄)

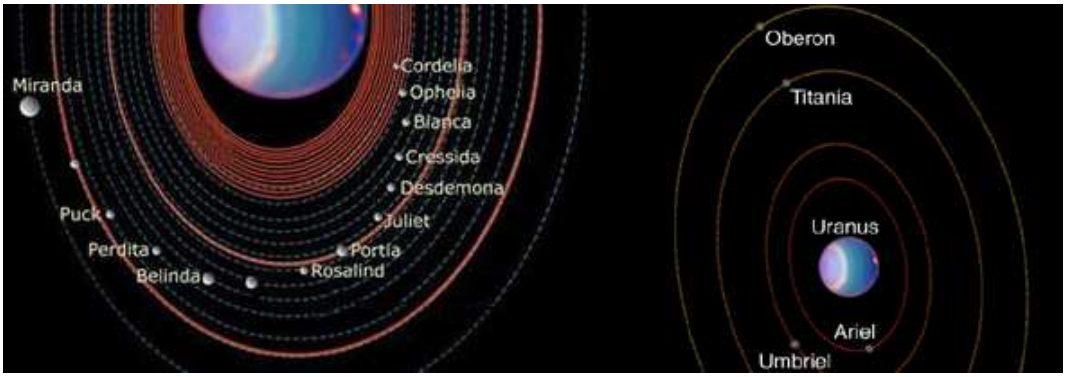


Figure F.10 – L'écosystème d'Uranus (♅)

Figure F.11 – L'écosystème de Neptune (♆)

F.4.2 Corrélation avec l'albédo de diffusion simple

L'étude d'un grand ensemble d'anneaux et de satellites du Système Solaire permet en outre de comparer des objets ayant des valeurs très diverses d'albédo de diffusion simple. J'ai souhaité également **vérifier** avec cet ensemble de données que **l'amplitude du masquage des ombres (la pente) décroît avec l'albédo**, comme généralement admis depuis [Helfenstein et al, 1997], voir [Belskaya *&* Shevchenko, 2003 ; Belskaya, 2007] et que **l'amplitude du pic augmente avec l'albédo**, [Belskaya, 2007]. J'utilise pour cette étude les valeurs de ϖ_0 calculées par French et al. [2007] pour 3 régions dans les anneaux A, B, C. La valeur de ϖ_0 doit être calculée avec les courbes de phase ayant la plus grande couverture de α possible, soit de 0 à 180 degrés, (c'est pourquoi je n'ai pas pu calculer directement l'albédo de diffusion simple avec les courbes de phase présentées dans ce chapitre), ainsi, les références des courbes de phase et de ϖ_0 ne sont pas systématiquement identiques (voir les tableaux F.1 et tableau F.3). Cependant, pour le cas spécifique des anneaux joviens et de l'anneau E de Saturne, j'ai retraité les courbes de phase complètes de Throop et al. [2004] et Showalter et al. [1991] où le calcul de ϖ_0 était absent, puis j'ai calculé l'albédo de diffusion simple (figure G.5 page 390) par normalisation de la fonction de Henyey-Greenstein avec deux termes (voir §E.3.4 page 359).

	Object	ϖ_0	α bounds (°)		λ	Références
			min	max	(nm)	
	Moon	0,21	0,023	140	∼500	Helfenstein *et al.* (1987)
Jupiter	Rings		0,60	179	∼500	Throop *et al.* (2004)
	Amalthée	0,15	0,28	8	887	Kulyk *&* Jockers (2004)
	Thébé	0,09	0,35	8	887	Kulyk *&* Jockers (2004)
	Io	0,75	0,66	147	590	McEwen *et al.* (1988)
	Europa	0,96	0,20	105	550	Domingue *et al.* (1997)
	Ganymede	0,87	0,40	119	470	Domingue *et al.* (1997)
	Callisto	0,53	0,40	122	470	Domingue *et al.* (1997)
Saturne	Rings	0,83	0,094	6	672	Poulet *et al.* (2002)
	A ring	0,79	0,013	6	672	French *et al.* (2007)
	B ring	0,85	0,013	6	672	French *et al.* (2007)
	C ring	0,16	0,013	6	672	French *et al.* (2007)
	E ring		0,077	167	∼500	Showalter *et al.* (1991)
	Mimas	0,95	6	132	480	Verbiscer *&* Veverka (1992)
	Enceladus	0,99	12	43	480	Verbiscer *&* Veverka (1991)
	Rhea	0,86	1,8	135	480	Verbiscer *&* Veverka (1989)
	Iapetus	0,16	8	90	480	Buratti *et al.* (1984)
	Phoebe	0,06	8	33	480	Simonelli *et al.* (1999)
Uranus	Rings	0,06	0,015	90	∼500	Karkoschka (2001)
	Portia *g*	0,09	0,0021	90	∼500	Karkoschka (2001)
	Ariel	0,64	0,0074	70	∼500	Karkoschka (2001)
	Titania	0,48	0,8	156	∼475	Veverka et al. (1987)
	Oberon	0,43	0,0074	40	∼500	Karkoschka (2001)
Neptune	Fratenité	0,02	8	133	480	Ferrari *&* Brahic (1994)
	Egalité	0,02	8	133	480	Ferrari *&* Brahic (1994)
	Nereid	0,21	25	96	∼500	Thomas *et al.* (1991)
	Triton	0,97	12	159	500	Lee *et al.* (1992)

Tableau F.3 – Description of the opposition phase curves of Solar System objects used here.

Sont détaillés dans la suite des corrélations possibles entre les paramètres morphologiques et l'albédo de diffusion simple. Cependant, il faut insister sur le fait que l'albédo fourni peut ne pas correspondre parfaitement aux courbes de phase traitées, en partie à cause des longueurs d'onde qui diffèrent légèrement. Ceci pourrait introduire une dispersion intrinsèque dans les graphes de A=f(ϖ_0), HWHM=f(ϖ_0) et S=f(ϖ_0) que je présente ici.
L'effet environnemental, a montré des variations exponentielles et logarithmiques des paramètres morphologiques en fonction de la distance au corps primaire. Comme les anneaux sont toujours très proches

de la planète (en-deçà de la limite de Roche pour la plupart), les variations non-linéaires de A, HWHM et S semblent montrer une dichotomie entre les anneaux et les satellites. J'ai réprésenté donc A=f(ϖ_0) pour les anneaux dans un graphe et A=f(ϖ_0) pour les satellites dans un autre graphe (figure F.12).

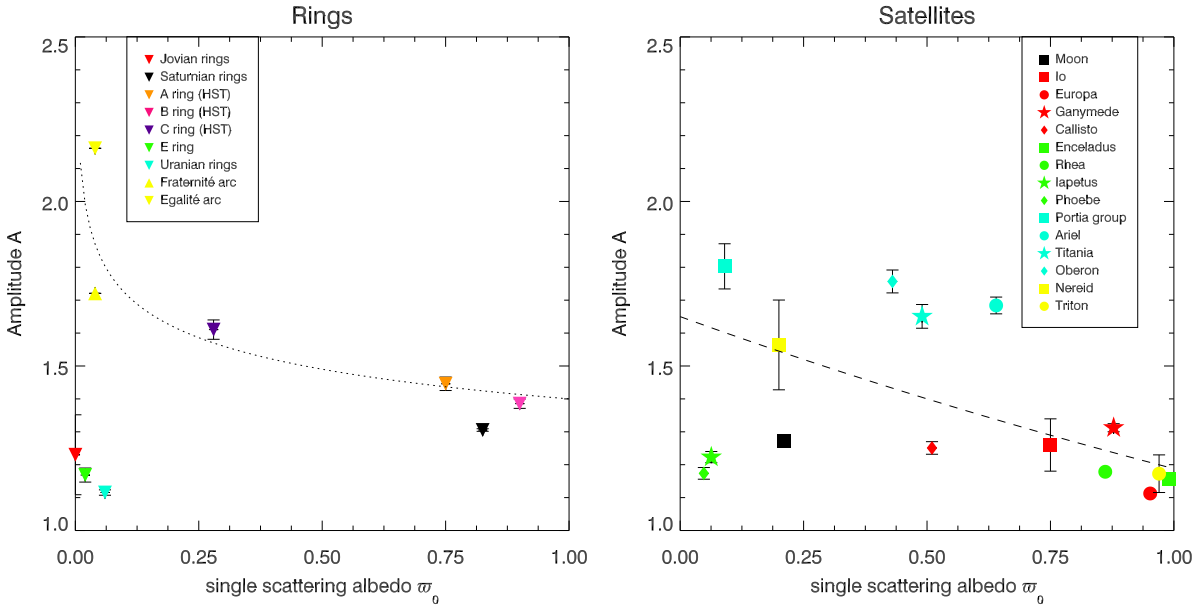


Figure F.12 – Corrélation entre l'amplitude du pic d'opposition (déterminée avec le modèle de Lumme & Irvine 1976) et l'albédo de simple diffusion des anneaux (à gauche) et satellites (à droite) du Système Solaire.

Tout d'abord, on remarque que l'amplitude est très dispersée en fonction de l'albédo de diffusion simple ϖ_0. J'ai tenté d'ajuster ces courbes par une technique de minimisation du χ^2 avec des fonctions simples cependant les ajustements, lorsque la minimisation converge, sont très décevants. Ici sont affichées deux courbes décroissantes « ajustées à l'œil » (pour les anneaux $A = 1,4 \cdot \varpi_0^{-0,09}$ et pour les satellites $A = 1,65 \cdot 0,72^{\varpi_0}$). Ces résultats réhabilitent les prédictions théoriques de Mishchenko & Dlugach [1992a] qui affirmaient la décroissance de l'amplitude avec l'albédo (équation (6.3) page 150) ; longtemps discréditées par Poulet et al. [2002] qui ne trouvaient aucune dépendance entre A et ϖ_0.
Quelque soient les anneaux et les satellites, l'amplitude est très dispersée à faible albédo. Cela signifie en particulier qu'il est possible que certains matériaux ne présentent pas de pic à $\alpha = 0^o$, selon leur nature chimique ou leur granulométrie [Psarev et al. 2007]. Par contre, on remarque que tous les objets à fort albédo ont une faible amplitude peu dispersée. D'après les théories de l'effet d'opposition et des expériences en laboratoire [Nelson et al., 2000 ; Shkuratov et al., 1999 ; Kaasalainen, 2003], on s'attend à ce que l'amplitude diminue avec la taille des grains, on note bien une diminution mais avec l'albédo, cependant l'albédo n'a jamais été relié à la taille des grains. Shkuratov et al. [1999] prédisent que l'amplitude du pic dépend de la taille des grains et du libre parcours moyen des photons dans le milieu (équation (6.2) page 150) de telle sorte que l'amplitude est maximale quand la taille des grains d est très petite devant le libre parcours moyen L des photons. Nos valeurs très faibles d'amplitude quelque soit l'albédo peuvent donc exprimer :
– soit une déficience en petits grains ($d \gg \lambda$)
– soit des valeurs similaires pour la taille des grains et le libre parcours moyen des photons ($d \sim L$).
Certaines surfaces **à faible albédo** peuvent donc exhiber ou non un pic très prononcé. Par contre, à fort albédo, les pics d'opposition ont généralement une amplitude plus faible et montrent peu de dispersion. La théorie de Shkuratov et al. [1999] peut donc expliquer la forte dispersion observée à faible albédo par des différences en taille des grains et en taille de diffusion des photons.

La demi-largeur à mi-hauteur HWHM=f(ϖ_0) montre un comportement moins dispersé que A=f(ϖ_0). Ici également, les ajustements par des fonctions simples sont peu convaincants. Je propose ici deux ajustements « à l'œil » relativement satisfaisants pour les anneaux (HWHM=$0,11 \cdot \varpi_0^{-0,97}$) et les satellites (HWHM=$0,9 \cdot 0,3^{\varpi_0}$) voir la figure F.13.

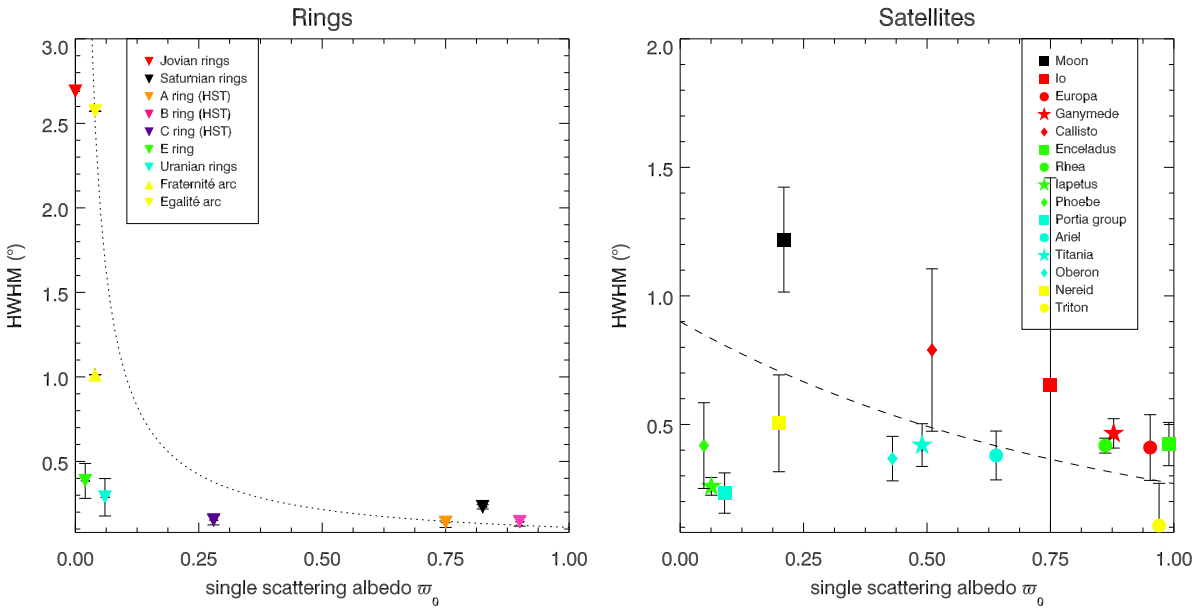


Figure F.13 – Corrélation entre la largeur du pic d'opposition (déterminée avec le modèle de Lumme *&* Irvine 1976) et l'albédo de simple diffusion des anneaux (à gauche) et satellites (à droite) du Système Solaire.

D'après la théorie de la rétro-diffusion cohérente de Shkuratov *&* Helfenstein [2001], la demi-largeur à mi-hauteur HWHM est reliée uniquement au libre parcours moyen de diffusion des photons dans le milieu (équation (6.5) page 151), qui dépend du taux de compaction du régolite, de la distribution de taille des grains du régolite (qui peuvent être gouvernés par des effets d'environnement) et de la composition des grains, voir le modèle de Mishchenko *&* Dlugach [1992] page 361. Il y a trois issues possibles qui peuvent expliquer les tendances observées (diminution ① très bruitée ② de HWHM quand l'albédo ϖ_0 augmente) :

- si la **composition** gouverne les effets de HWHM (cela signifie que le taux de compaction et la distribution de taille des grains jouent un rôle très effacé dans HWHM), dans la mesure où la largeur est maximale pour des objets silicatés, Mishchenko *&* Dlugach [1992], et sachant que les objets à faible albédo sont généralement plus contaminés que ceux à fort albédo (glace d'eau plus propre), la diminution de la largeur avec l'albédo s'explique parfaitement. Pour ce qui est la dispersion de HWHM, elle peut s'expliquer par le fait que les objets provenant d'un même écosystème ont des valeurs similaires du taux de remplissage et de la taille des grains de régolite ce qui biaise la netteté de la tendance.
- La **taille effective des grains** lorsqu'elle vaut $\lambda/2$ fournit la largeur angulaire maximale, si le facteur de remplissage et la composition sont constants (voir [Mishchenko *&* Dlugach, 1992b] et la figure 6.5 page 151). Si cette taille de grains est inférieure à $\lambda/2$, HWHM augmente rapidement pour les longueurs d'onde croissantes. Lorsque la taille effective des grains est supérieure à $\lambda/2$, HWHM décroît progressivement.
- Le **facteur de remplissage** des grains de régolite à la surface des objets peut permettre de différencier les régolites compactes des régolites poreuses. D'après la figure 6.5 page 151, pour un même indice de réfraction et une même taille effective des grains, HWHM augmente quand le facteur de remplissage augmente. Ici on n'observe pas directement d'augmentation avec l'albédo ce qui peut signifier, soit que l'albédo est anti-corrélé avec le facteur de remplissage, soit que le facteur de remplissage joue un rôle secondaire dans la variation de HWHM.

Par conséquent, il est difficile d'expliquer quantitativement les variations de HWHM(ϖ_0), mais il semble que celles-ci résultent d'un jeu subtile entre la taille des grains et leur composition principalement, le taux de compaction ne donne pas la tendance générale mais intervient certainement au niveau de la dispersion.

Etudions maintenant la pente S en fonction de l'albédo ϖ_0. Dans la figure F.14, les anneaux et les

satellites du système solaire ont différentes valeurs de pente en fonction de leur albédo, et une augmentation significative de S avec l'augmentation de ϖ_0 est notée. Pour les anneaux (figure F.14a), il semble qu'une bonne corrélation apparaît entre S et l'albédo, qui est bien réproduite par la fonction $S = 0,001 + 0,02\varpi_0^2$. Un ajustement semblable ($S = 0,001 + 0,01\varpi_0^2$) fournit des résultats satisfaisants pour les satellites glacés ou non (la Lune, les satellites de Saturne, Uranus et Neptune ne sont pas loin de l'ajustement affiché dans la figure F.14b). Cependant, trois objets tombent assez loin : Europe, Ganymède et Io.

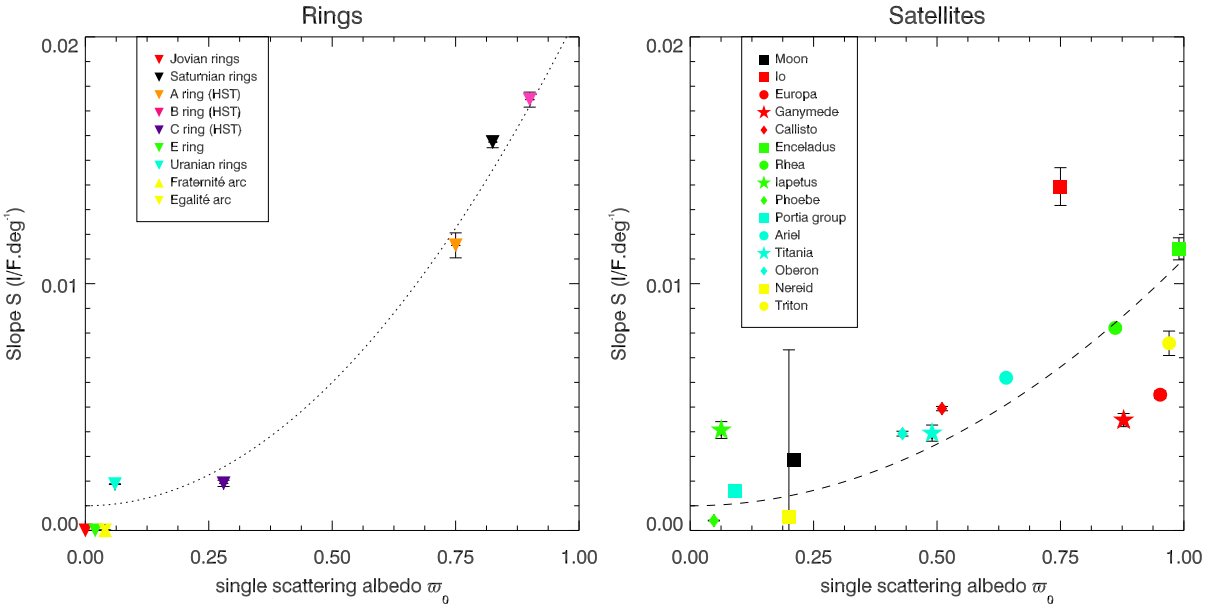


Figure F.14 – Corrélation entre la pente de la partie linéaire (déterminée avec le modèle de Lumme & Irvine 1976) et l'albédo de simple diffusion des anneaux (à gauche) et satellites (à droite) du Système Solaire.

Ces résultats sont en accord avec les simulations ray-tracing de Stankevich et al. [1999] qui modélisent le masquage des ombres dans une couche de particules. Ces simulations montrent que le masquage des ombres crée une partie linéaire de 10 à 40 degrés dans la fonction de phase et que la pente de cette partie linéaire devient plus raide quand la profondeur optique augmente ou le taux de remplissage de la couche de particules augmente. Comment pourtant relier l'albédo à la profondeur optique et au taux de remplissage ? Des études précédentes ont montré que les variations d'albédo et de profondeur optique sont fortement corrélées positivement pour les anneaux, voir [Doyle et al., 1989 ; Cooke 1991 ; Dones et al. 1993]. Pour les satellites, la profondeur optique est infinie (c'est ainsi que l'on peut appliquer le modèle de Chandrasekhar aux satellites), on peut donc **lever la dégénérescence sur la profondeur optique uniquement pour les satellites** dans la mesure pour ces derniers $\tau \to +\infty$ ou $\tau \gg 1$.
En faisant cela, il faut donc considérer deux familles d'objets :
– les anneaux où la profondeur optique est finie [5], les variations de la pente S seront donc un subtile effet entre la profondeur optique et le taux de remplissage ;
– un second groupe d'objets consitués de surface solide où les variations de pente sont dues à une **profonde différence liée au taux de remplissage** de chaque surface.
Ce que l'on remarque : quand la profondeur optique est finie (typiquement pour les anneaux), les effets de pente sont plus forts à fort albédo. Le masquage des ombres pour les anneaux est donc plus efficace que pour les satellites et reflète l'aspect **tri-dimensionnel** entre une couche de particules dans les anneaux et une surface planétaire.

Si la profondeur optique est invariante pour les satellites, d'après le modèle de Stankevich et al. [1999], il ne reste plus que le taux de remplissage pour expliquer les différences de la pente S.
La notion de taux de remplissage n'est pourtant pas adaptée pour les satellites, il faudrait en effet

[5] Pour les anneaux de Jupiter τ ∼1-6.10^{-6}, les anneaux de Saturne τ ∼5.10^{-6}-2,5 voire plus, les anneaux d'Uranus ont une profondeur optique de τ ∼0,1-0,5 et pour les anneaux de Neptune τ ∼0,0045

évoquer un facteur de rugosité topographique. Plus la surface serait torturée, et plus le masquage des ombres serait important. En revanche une surface lisse subirait moins cet effet. La question est de savoir quelle est l'échelle de cette **rugosité topographique** : des cratères (sachant qu'il ont eux aussi une distribution de taille), des vallées, des montagnes ? Ce que l'on savit, c'est que les fonctions de phase choisies sont intégrées sur l'ensemble du disque du satellite (face *leading* ou *trailing*). De ce fait, la taille caractéristique de la topographie est moyennée et le masquage des ombres, quelque soit l'échelle à laquelle il agit, est pondéré par la taille des ombres sur la surface du disque.

Mes résultats montrent clairement une augmentation de la pente avec l'albédo de diffusion simple alors que d'après Helfenstein et al. [1997] l'amplitude du masquage des ombres décroît avec l'albédo (figure 6.2). Comment expliquer cette différence de tendances ?
Rappelons comment l'amplitude du masquage des ombres est calculée par Helfenstein et al. [1997]. Helfenstein et al. [1997] ont utilisé un **modèle modifié** de Hapke [1986] qui prend en compte le **couplage** entre le masquage des ombres et la rétro-diffusion cohérente (voir § E.3.4 page 362). Avec ce modèle, ils ont ajusté la courbe de phase de la Lune en testant deux possibilités, la solution où le masquage des ombres domine et celle où la rétro-diffusion cohérente domine. Ils sont ensuite arrivés à la conclusion que la rétro-diffusion cohérente prenait le dessus en-dessous de 1° et que le masquage des ombres dominait pour des angles de phase plus grands. En effet, si la rétro-diffusion cohérente agissait fortement sur les plus grands angles de phase, elle devrait illuminer les ombres et annuler l'effet du masquage des ombres. Partant de ce principe, Helfenstein et al. [1997] ont utilisé sur un vaste ensemble de données préexistantes (voir le tableau E.1 page 355) le **modèle original** de Hapke [1986] qui ne fait intervenir que le masquage des ombres pour calculer son amplitude. Et c'est durant cette étape que j'ai remarqué plusieurs dysfonctionnements qui jettent un sérieux discrédit sur l'interprétation finale :

❶ Dans le modèle modifié de Hapke [1986], on ne voit pas vraiment la différence entre le mode où la rétro-diffusion domine et celle où le masquage des ombres domine (voir la figure F.15) puisque les deux solutions ajustent à la perfection et de la même façon le pic d'opposition. Ce modèle de Hapke [1986] modifié ne semble donc pas du tout adapté pour contraindre les domaines de prépondérance des deux phénomènes.

❷ Le fait que Helfenstein et al. [1997] utilisent le modèle original de Hapke [1986] pour décrire le masquage des ombres n'est pas fondé car ce modèle (même modifié) **ajuste uniquement le pic d'opposition**. En particulier, dans la théorie de Hapke [1986], le masquage des ombres est suffisamment fort pour créer le pic fin et étroit observé à l'opposition. Or d'après les dernière théories (et même celle de Hapke [2002]), le pic d'opposition est maintenant attribué à la rétro-diffusion cohérente, l'amplitude que mesurent Helfenstein et al. [1997] n'est donc pas liée au masquage des ombres mais à la rétro-diffusion cohérente. Ainsi l'amplitude qui décroît avec l'albédo est celle de la rétro-diffusion cohérente, ce qui rejoint les résultats de l'étude morphologique (figure F.12).

❸ Les ensembles de données utilisés par Helfenstein et al. [1997] ne couvrent pas le pic d'opposition (dans le tableau E.1, α est en général supérieur à 1°). De ce fait, le modèle de Hapke [1986] extrapole la partie à zéro degré ! La corrélation de $B_0 = 1,083[\varpi_0 P(0)]^{-0,629}$ trouvée par Helfenstein et al. [1997] pourrait alors être imprécise à cause de l'extrapolation du modèle original de Hapke [1986].

Par conséquent, toute interprétation physique découlant du paramètre B_0 du modèle de Hapke [1986] et de ses formes assimilées est discréditée par le fait que la théorie de l'effet d'opposition dans ce modèle suppose que le pic de l'opposition est créé par le masquage des ombres. Or d'après la théorie du masquage des ombres [Irvine, 1966 ; Kawata & Irvine, 1974 ; Stankevich et al., 1999], les effets sont principalement des variations linéaires de la fonction de phase entre 0 et 40° (figure 6.6 page 152). Le modèle de Shkuratov et al. [1999] semble d'ailleurs très prometteur (voir la figure F.15) dans la mesure où en ne considérant que la composante du masquage des ombres, on n'observe que celle-ci n'agit pas sur le pic d'opposition. Le comportement de la composante pure de masquage des ombres semble également linéaire, ce qui va dans le sens de ma modélisation morphologique en forme de droite.

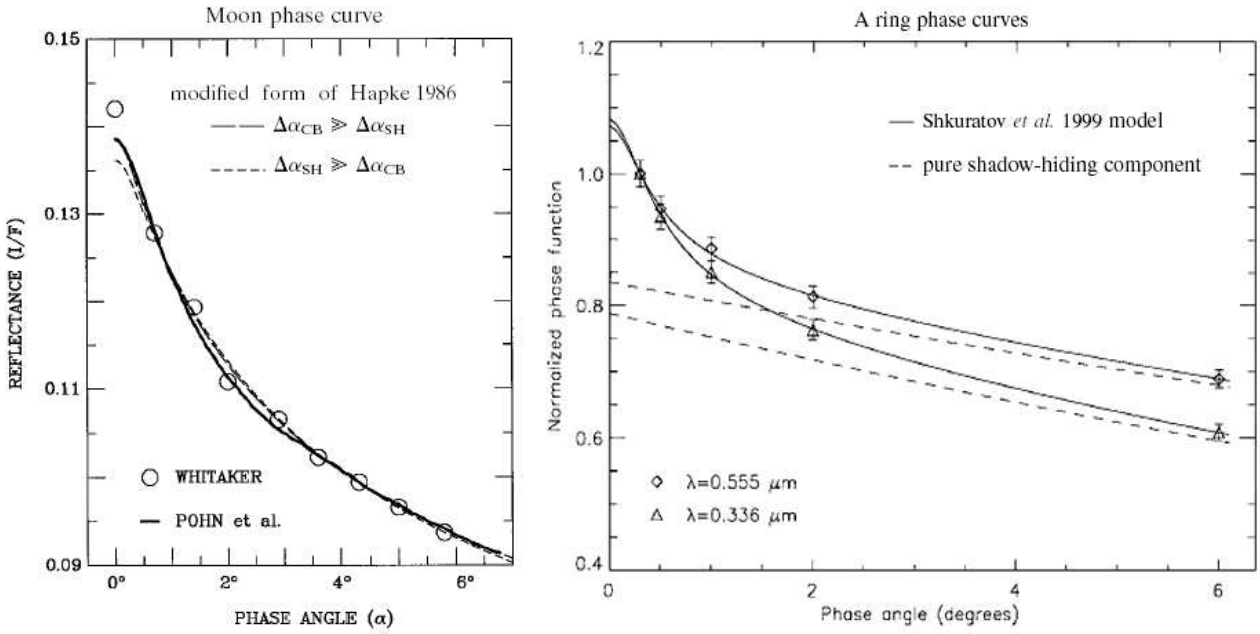


Figure F.15 – Exemples de modèles photométriques avec ou sans couplage de la rétro-diffusion cohérente avec le masquage des ombres utilisés sur la Lune et les anneaux de Saturne (à gauche le modèle modifié de Hapke [1986] et le modèle de Shkuratov et al. [1999].

F.5 Conclusions

L'étude comparative réalisée avec d'autres objets du Système Solaire a montré que l'effet d'opposition est très sensible aux effets de surface. Plusieurs études précédentes ont pensé relier les paramètres de la rétro-diffusion cohérente et du masquage des ombres à l'albédo des particules.
J'ai montré ici que la rétro-diffusion cohérente, lorsqu'elle s'exprime dans l'amplitude, dépend faiblement de l'albédo, dans la mesure où son paramètre prépondérant est la taille des grains et que cette taille est liée à l'histoire collisionnelle de la surface étudiée. En effet, des corps à faible ou fort albédo peuvent avoir des tailles de grains similaires, liant ainsi leur homogéniéité par rapport à la rétro-diffusion cohérente. C'est ainsi que l'effet environnemental homogénéise les valeurs des paramètres morphologiques pour des objets appartenant à un environnement dynamique dit endogène.
Cet effet environnemental semble aussi intervenir sur la largeur angulaire du pic, puisque j'ai remarqué que les valeurs de la largeur étaient similaires lorsque les surfaces concernées étaient proches spatialement. L'effet environnemental pourrait donc intervenir également dans la largeur angulaire.

De ce fait, les **paramètres morphologiques du pic** d'opposition sont légèrement invariants par rapport à l'albédo.

Pour ce qui est de la pente de la partie linéaire de la fonction de phase, elle est certainement liée à la répartition tri-dimensionnelle des particules agissant dans le masquage des ombres. Les anneaux les plus denses, montrent des pentes plus importantes que les satellites les plus brillants. Bien que la **corrélation de S avec l'albédo soit forte, elle montre également que les anneaux ont un processus de masquage des ombres (par des particules) plus efficace que celui des satellites (dû à la rugosité topographique)**.

Annexe G

Ajustements photométriques

G.1 Valeurs pour les courbes de phase de 0-25° en filtres clairs

Table Ga : Outputs of Bobrov [1970] and Lumme & Irvine [1976] models for typical CLEAR phase curves representing each ring types of each main ring.

R (km)	τ_{PPS}	Ring type	a_0	a_1	A	HWHM (°)	S ($\varpi_0 P.deg^{-1}$)	$\mathrm{f}_{\varpi_0 P \rightarrow \mathrm{I/F}}$
73271.7	0.005	ringlet	2.023	-0.6457	1.94±0.16	0.40±0.07	0.047±0.0280	0.0000
73271.7	0.005	ringlet	2.023	-0.6457	1.94±0.16	0.40±0.07	0.047±0.0280	0.0000
74814.7	0.028	0phase	1.528	-0.3116	1.61±0.03	0.45±0.03	0.030±0.0042	0.0225
74996.2	0.058	bright	1.105	-0.2097	1.62±0.02	0.40±0.02	0.017±0.0020	0.0223
75356.9	0.027	inner	1.331	-0.2857	1.66±0.02	0.54±0.03	0.023±0.0030	0.1255
75439.2	0.032	0phase	1.237	-0.2671	1.69±0.02	0.55±0.03	0.021±0.0025	0.1250
75665.0	0.032	inner	1.072	-0.2535	1.77±0.02	0.66±0.05	0.016±0.0018	0.1232
76057.1	0.070	0phase	1.218	-0.2077	1.54±0.01	0.36±0.01	0.023±0.0014	0.1251
76199.8	0.132	bright	1.128	-0.1899	1.57±0.00	0.36±0.01	0.019±0.0008	0.1255
76671.2	0.031	inner	1.188	-0.2561	1.69±0.02	0.57±0.03	0.021±0.0019	0.1253
76699.6	0.031	0phase	1.222	-0.2550	1.65±0.02	0.51±0.03	0.023±0.0019	0.1248
77075.4	0.119	bright	1.263	-0.2106	1.56±0.00	0.34±0.00	0.024±0.0006	0.0643
77312.6	0.075	0phase	1.251	-0.2116	1.57±0.00	0.34±0.01	0.026±0.0008	0.0717
77862.3	0.731	ringlet	0.568	-0.1074	1.76±0.01	0.55±0.09	0.002±0.0004	0.0488
77938.8	0.054	0phase	1.640	-0.2805	1.62±0.01	0.33±0.04	0.033±0.0013	0.0553
78273.0	0.079	backgrd	1.242	-0.2130	1.57±0.00	0.36±0.01	0.019±0.0007	0.0501
78600.8	0.071	0phase	1.135	-0.1938	1.57±0.00	0.40±0.01	0.018±0.0009	0.0575
78889.1	0.074	backgrd	1.182	-0.2030	1.57±0.00	0.36±0.01	0.019±0.0009	0.0545
79208.0	0.239	0phase	0.853	-0.1371	1.56±0.00	0.30±0.02	0.017±0.0004	0.0237
79238.2	0.331	bright	0.807	-0.1237	1.57±0.00	0.35±0.01	0.009±0.0005	0.0310
79832.9	0.089	0phase	1.272	-0.2057	1.55±0.00	0.34±0.00	0.020±0.0009	0.0252
79956.9	0.096	backgrd	1.217	-0.1985	1.55±0.00	0.33±0.01	0.019±0.0008	0.1189
80467.7	0.102	0phase	1.175	-0.1876	1.54±0.00	0.33±0.00	0.019±0.0007	0.1233
80757.8	0.109	backgrd	1.213	-0.1962	1.54±0.00	0.32±0.01	0.020±0.0008	0.1259
81108.5	0.094	0phase	1.238	-0.1962	1.53±0.00	0.32±0.01	0.021±0.0009	0.1248
81661.4	0.117	backgrd	1.186	-0.1845	1.53±0.00	0.32±0.00	0.019±0.0008	0.0466
81742.9	0.119	0phase	1.198	-0.1854	1.52±0.00	0.31±0.00	0.020±0.0008	0.0467
82031.0	0.202	bright	0.969	-0.1540	1.55±0.00	0.31±0.00	0.014±0.0006	0.0539
82371.1	0.094	0phase	1.255	-0.1946	1.52±0.00	0.32±0.00	0.019±0.0008	0.0587
82914.0	0.133	backgrd	1.242	-0.1907	1.52±0.00	0.31±0.00	0.019±0.0006	0.0621
82993.2	0.124	0phase	1.300	-0.1983	1.52±0.00	0.31±0.00	0.020±0.0006	0.0669
83610.9	0.088	0phase	1.248	-0.1895	1.52±0.00	0.32±0.00	0.017±0.0007	0.0555
84125.6	0.102	backgrd	1.352	-0.2052	1.53±0.00	0.29±0.00	0.018±0.0007	0.0557
84242.6	0.102	0phase	1.345	-0.2016	1.53±0.00	0.30±0.00	0.018±0.0008	0.0443
84844.4	0.425	bright	1.707	-0.2325	1.49±0.00	0.27±0.00	0.028±0.0004	0.0418
84875.8	0.448	0phase	1.661	-0.2281	1.50±0.00	0.26±0.00	0.027±0.0008	0.0304
85234.6	0.099	backgrd	1.290	-0.1953	1.51±0.00	0.29±0.00	0.021±0.0008	0.0432
85498.8	0.076	0phase	1.507	-0.2223	1.49±0.00	0.30±0.01	0.027±0.0011	0.1256
85706.9	0.256	bright	1.335	-0.1978	1.53±0.00	0.29±0.01	0.022±0.0009	0.1254
85953.3	0.227	bright	1.098	-0.1625	1.53±0.00	0.30±0.00	0.015±0.0006	0.1252

table continues on next page...

R (km)	τ_{PPS}	Ring type	a_0	a_1	A	HWHM (°)	S ($\varpi_0 P.deg^{-1}$)	$\mathrm{f}_{\varpi_0 P \to \mathrm{I/F}}$
86129.6	0.072	0phase	1.560	-0.2247	1.47±0.00	0.29±0.01	0.027±0.0008	0.1245
86158.7	0.075	backgrd	1.506	-0.2179	1.49±0.00	0.29±0.01	0.024±0.0008	0.1249
86503.2	0.396	bright	1.853	-0.2430	1.45±0.00	0.26±0.00	0.033±0.0007	0.1250
86746.3	0.051	0phase	1.503	-0.2146	1.46±0.00	0.31±0.01	0.023±0.0011	0.0826
86877.4	0.066	backgrd	1.404	-0.1984	1.49±0.00	0.33±0.01	0.016±0.0008	0.0522
87189.3	0.153	bright	0.892	-0.1213	1.47±0.00	0.29±0.01	0.013±0.0003	0.0430
87312.8	0.163	bright	1.019	-0.1440	1.46±0.00	0.32±0.01	0.018±0.0004	0.1140
87382.5	0.004	0phase	11.71	-1.7822	1.29±0.01	0.37±0.09	0.477±0.0109	0.1161
87506.6	1.011	ringlet	0.645	-0.0566	1.59±0.01	0.31±0.04	0.019±0.0007	0.1163
88006.4	0.049	0phase	1.819	-0.2382	1.46±0.00	0.32±0.01	0.017±0.0012	0.1224
88451.6	0.239	bright	1.869	-0.2257	1.40±0.00	0.26±0.00	0.031±0.0004	0.1241
88608.6	0.066	0phase	2.507	-0.3262	1.43±0.01	0.22±0.02	0.056±0.0019	0.1221
88725.6	0.156	ringlet	1.087	-0.1390	1.45±0.00	0.31±0.01	0.011±0.0003	0.1223
89233.7	0.248	bright	1.695	-0.2038	1.46±0.00	0.29±0.01	0.017±0.0007	0.1221
89234.5	0.248	0phase	1.693	-0.2049	1.46±0.00	0.29±0.01	0.017±0.0009	0.1230
89547.1	0.045	backgrd	1.995	-0.2505	1.40±0.00	0.32±0.01	0.028±0.0012	0.1232
89851.1	0.307	bright	1.970	-0.2265	1.40±0.00	0.29±0.01	0.026±0.0006	0.1233
89865.1	0.324	0phase	1.983	-0.2305	1.43±0.00	0.26±0.00	0.026±0.0006	0.0384
90019.4	0.073	backgrd	2.361	-0.2384	1.31±0.00	0.23±0.01	0.043±0.0015	0.0687
90163.1	0.713	ringlet	1.373	-0.1719	1.53±0.00	0.26±0.01	0.007±0.0008	0.0633
90496.0	0.355	0phase	2.262	-0.2382	1.37±0.00	0.26±0.01	0.033±0.0008	0.1143
90509.7	0.355	bright	2.310	-0.2514	1.39±0.00	0.25±0.00	0.035±0.0012	0.0895
90685.9	0.076	outer	2.454	-0.2532	1.33±0.00	0.21±0.01	0.046±0.0016	0.1144
90929.2	0.099	outer	1.981	-0.2161	1.39±0.00	0.27±0.00	0.023±0.0007	0.0985
91116.7	0.103	0phase	2.250	-0.2447	1.39±0.00	0.25±0.00	0.028±0.0004	0.0996
91237.3	0.137	outer	2.060	-0.2253	1.39±0.00	0.27±0.01	0.026±0.0008	0.1128
91751.5	0.174	0phase	2.243	-0.2406	1.39±0.00	0.24±0.00	0.028±0.0008	0.0923
91788.6	0.170	outer	2.276	-0.2447	1.39±0.00	0.24±0.00	0.028±0.0006	0.0857
92352.6	1.857	0phase	3.543	-0.3651	1.35±0.00	0.22±0.00	0.067±0.0010	0.0934
92390.9	1.629	bright	3.548	-0.3668	1.35±0.00	0.22±0.00	0.067±0.0007	0.0952
92999.9	1.252	0phase	3.460	-0.3477	1.33±0.00	0.22±0.00	0.066±0.0012	0.1043
93612.1	0.869	0phase	3.195	-0.3249	1.34±0.00	0.23±0.00	0.060±0.0005	0.1088
93781.3	1.359	inner	3.398	-0.3418	1.33±0.00	0.22±0.00	0.062±0.0005	0.1254
94201.6	0.935	inner	3.377	-0.3479	1.35±0.00	0.23±0.00	0.059±0.0009	0.1256
94241.6	1.145	0phase	3.374	-0.3431	1.34±0.00	0.23±0.00	0.062±0.0010	0.1256
94751.3	0.706	inner	3.010	-0.3528	1.40±0.00	0.25±0.00	0.053±0.0007	0.1253
94875.2	0.725	0phase	3.003	-0.3557	1.41±0.00	0.24±0.00	0.052±0.0009	0.1249
95107.0	0.732	ringlet	2.984	-0.3582	1.42±0.00	0.24±0.00	0.052±0.0007	0.1249
95503.8	1.220	0phase	3.439	-0.3390	1.34±0.00	0.21±0.00	0.063±0.0009	0.1251
95527.3	0.936	inner	3.421	-0.3460	1.34±0.00	0.22±0.00	0.064±0.0009	0.1252
96089.6	0.971	0phase	3.383	-0.3328	1.34±0.00	0.21±0.00	0.064±0.0009	0.1001
96659.0	1.340	inner	3.637	-0.3472	1.34±0.00	0.21±0.00	0.064±0.0014	0.0542
96742.8	0.950	0phase	3.414	-0.3429	1.35±0.00	0.21±0.00	0.064±0.0009	0.0699
96885.4	0.817	ringlet	3.213	-0.3492	1.38±0.00	0.23±0.00	0.056±0.0011	0.0608
97340.6	0.728	0phase	3.252	-0.3452	1.36±0.00	0.23±0.00	0.062±0.0010	0.1259
97661.4	0.976	inner	3.413	-0.3394	1.34±0.00	0.23±0.00	0.062±0.0019	0.1265
97971.1	0.813	0phase	3.394	-0.3298	1.32±0.00	0.22±0.00	0.067±0.0010	0.1263
98146.4	0.872	inner	3.497	-0.3387	1.31±0.00	0.22±0.00	0.070±0.0014	0.1264
98612.1	0.805	0phase	3.395	-0.3337	1.32±0.00	0.22±0.00	0.069±0.0014	0.1254
99213.5	1.458	backgrd	3.721	-0.3418	1.31±0.00	0.20±0.00	0.075±0.0016	0.1259
99228.7	1.374	0phase	3.729	-0.3400	1.31±0.00	0.20±0.00	0.074±0.0015	0.1248
99828.9	1.426	0phase	3.852	-0.3510	1.32±0.00	0.19±0.00	0.074±0.0015	0.1272
100455.	2.039	0phase	3.888	-0.3524	1.31±0.00	0.20±0.00	0.078±0.0018	0.1280
100475.	2.057	bright	3.882	-0.3486	1.30±0.00	0.20±0.00	0.079±0.0014	0.1281
101085.	2.053	0phase	3.872	-0.3426	1.30±0.00	0.19±0.00	0.081±0.0010	0.1286
101671.	1.188	ringlet	3.698	-0.3279	1.29±0.00	0.20±0.00	0.080±0.0014	0.0057
101691.	1.062	0phase	3.714	-0.3269	1.28±0.00	0.20±0.00	0.083±0.0012	0.1257
101800.	2.104	bright	3.939	-0.3401	1.27±0.00	0.21±0.00	0.084±0.0012	0.1259
102314.	1.658	0phase	4.027	-0.3495	1.30±0.00	0.19±0.00	0.085±0.0016	0.0883
102939.	2.188	0phase	4.067	-0.3416	1.28±0.00	0.20±0.00	0.088±0.0020	0.1249
103223.	1.266	backgrd	3.975	-0.3634	1.30±0.00	0.20±0.00	0.092±0.0019	0.1236
103559.	2.110	0phase	4.073	-0.3444	1.26±0.00	0.21±0.01	0.097±0.0021	0.1248
104172.	2.096	0phase	4.026	-0.3318	1.25±0.00	0.20±0.00	0.100±0.0015	0.1256
104443.	2.116	0phase	4.049	-0.3472	1.26±0.00	0.19±0.00	0.104±0.0023	0.1247
104785.	2.146	0phase	4.094	-0.3431	1.25±0.00	0.19±0.00	0.106±0.0013	0.1256
104790.	2.164	0phase	4.092	-0.3479	1.26±0.00	0.19±0.00	0.107±0.0012	0.0617
105127.	2.143	0phase	4.123	-0.3583	1.27±0.00	0.19±0.00	0.103±0.0024	0.0751
105408.	2.091	0phase	4.147	-0.3460	1.25±0.00	0.20±0.00	0.102±0.0021	0.1200
105422.	2.070	bright	4.149	-0.3446	1.25±0.00	0.20±0.00	0.105±0.0010	0.0818
105482.	2.203	0phase	4.142	-0.3510	1.25±0.00	0.20±0.00	0.108±0.0025	0.0116
106015.	2.031	0phase	4.139	-0.3354	1.23±0.00	0.20±0.00	0.107±0.0019	0.0282
106327.	2.069	backgrd	4.139	-0.3577	1.26±0.00	0.18±0.00	0.111±0.0013	0.0477

table continues on next page...

R (km)	$\tau_{\rm PPS}$	Ring type	a_0	a_1	A	HWHM (°)	S ($\varpi_0 P.deg^{-1}$)	$f_{\varpi_0 P \rightarrow I/F}$
106644.	2.053	0phase	4.166	-0.3281	1.20±0.00	0.22±0.00	0.108±0.0011	0.0452
107248.	2.103	0phase	4.292	-0.3709	1.27±0.00	0.18±0.00	0.114±0.0009	0.0552
107847.	2.116	bright	4.302	-0.3634	1.24±0.00	0.20±0.00	0.110±0.0020	0.0679
107870.	2.037	0phase	4.307	-0.3664	1.24±0.00	0.20±0.00	0.111±0.0010	0.0790
109103.	1.915	0phase	4.410	-0.4035	1.26±0.00	0.22±0.01	0.105±0.0017	0.1248
109367.	2.053	bright	4.428	-0.4181	1.29±0.00	0.20±0.00	0.102±0.0021	0.1249
109722.	2.078	0phase	4.426	-0.4221	1.28±0.00	0.20±0.01	0.111±0.0018	0.1250
110340.	2.016	0phase	4.309	-0.3993	1.25±0.00	0.21±0.00	0.105±0.0010	0.1249
110789.	1.815	ringlet	4.250	-0.4146	1.27±0.00	0.20±0.01	0.105±0.0015	0.1251
110952.	1.800	0phase	4.264	-0.4198	1.28±0.00	0.20±0.01	0.105±0.0008	0.0546
111548.	1.829	0phase	4.370	-0.4332	1.30±0.00	0.19±0.00	0.105±0.0007	0.0667
111953.	1.407	backgrd	4.292	-0.4617	1.36±0.00	0.21±0.01	0.100±0.0031	0.0766
112065.	1.551	0phase	4.320	-0.4660	1.37±0.00	0.21±0.01	0.101±0.0037	0.0798
112181.	1.857	0phase	4.393	-0.4462	1.34±0.00	0.20±0.00	0.102±0.0027	0.0866
112309.	1.910	outer	4.412	-0.4370	1.34±0.00	0.20±0.01	0.095±0.0030	0.1249
113053.	1.768	outer	4.441	-0.4350	1.29±0.00	0.21±0.01	0.099±0.0018	0.1253
113441.	1.744	outer	4.393	-0.4334	1.29±0.00	0.22±0.01	0.096±0.0014	0.1263
113667.	1.358	backgrd	4.306	-0.4675	1.31±0.00	0.21±0.01	0.107±0.0015	0.1269
113796.	1.563	outer	4.394	-0.4632	1.30±0.00	0.22±0.01	0.103±0.0013	0.1261
114411.	1.746	outer	4.344	-0.4653	1.36±0.01	0.22±0.02	0.100±0.0014	0.1262
114637.	1.440	backgrd	4.342	-0.4818	1.30±0.00	0.24±0.01	0.106±0.0015	0.1266
115122.	2.047	bright	4.506	-0.5140	1.25±0.00	0.33±0.04	0.107±0.0020	0.1268
116254.	2.105	bright	4.547	-0.4917	1.31±0.05	0.28±0.21	0.090±0.0016	0.1249
117803.	0.698	ringlet	0.722	-0.2112	1.97±0.03	-1.0±0.42	0.013±0.0009	0.1265
117910.	0.087	ringlet	1.506	-0.0942	0.64±0.02	0.16±0.04	0.031±0.0020	0.1266
117983.	0.113	inner	2.119	-0.2572	1.34±0.00	0.27±0.01	0.043±0.0006	0.1272
118084.	0.119	inner	1.883	-0.2250	1.29±0.00	0.43±0.05	0.033±0.0006	0.1269
118168.	0.150	bright	1.329	-0.2249	1.76±0.01	0.56±0.04	0.013±0.0006	0.1288
118241.	0.099	ringlet	1.324	-0.1754	1.35±0.00	0.30±0.02	0.027±0.0003	0.0204
118365.	0.080	inner	2.172	-0.1818	1.09±0.00	0.08±0.01	0.067±0.0021	0.0222
118482.	0.091	inner	1.960	-0.2528	1.43±0.00	0.30±0.01	0.036±0.0009	0.0464
118668.	0.079	inner	1.897	-0.2426	1.43±0.00	0.32±0.01	0.033±0.0005	0.0225
118836.	0.083	inner	1.718	-0.2306	1.48±0.00	0.31±0.01	0.029±0.0005	0.0475
119041.	0.086	0phase	1.927	-0.2434	1.43±0.00	0.28±0.01	0.036±0.0006	0.0382
119061.	0.082	bright	1.878	-0.2338	1.40±0.00	0.26±0.01	0.037±0.0004	0.0435
119145.	0.089	inner	1.958	-0.2494	1.40±0.00	0.26±0.00	0.040±0.0005	0.1003
119229.	0.104	bright	1.640	-0.2175	1.47±0.00	0.28±0.00	0.030±0.0002	0.0508
119285.	0.097	bright	1.824	-0.2418	1.48±0.00	0.29±0.01	0.032±0.0005	0.0561
119467.	0.028	0phase	2.657	-0.3145	1.32±0.00	0.22±0.01	0.057±0.0010	0.0520
119476.	0.029	inner	2.604	-0.3045	1.32±0.00	0.21±0.01	0.056±0.0009	0.0626
119644.	0.038	inner	1.986	-0.2493	1.39±0.00	0.25±0.01	0.038±0.0005	0.0527
119768.	0.032	inner	2.186	-0.2975	1.46±0.00	0.31±0.02	0.037±0.0007	0.0639
120060.	0.356	ringlet	1.509	-0.2411	1.97±0.02	0.24±0.02	0.018±0.0007	0.0518
120116.	0.161	backgrd	1.939	-0.2629	1.53±0.00	0.22±0.01	0.042±0.0006	0.0560
120279.	0.134	ringlet	1.600	-0.2347	1.68±0.01	0.25±0.03	0.025±0.0004	0.1158
120335.	0.077	backgrd	1.980	-0.2603	1.17±0.01	-0.7±0.88	0.047±0.0006	0.0448
120408.	0.064	backgrd	2.168	-0.2863	0.82±0.05	0.05±0.03	0.050±0.0010	0.0423
120565.	0.367	backgrd	2.328	-0.3048	1.59±0.03	0.22±0.05	0.039±0.0007	0.0370
120638.	0.385	backgrd	2.574	-0.3377	1.41±0.01	0.29±0.06	0.049±0.0007	0.0051
120711.	0.384	backgrd	2.625	-0.3319	1.25±0.01	0.43±0.14	0.056±0.0006	0.0326
120773.	0.502	backgrd	2.621	-0.3319	1.69±0.11	0.17±0.10	0.041±0.0008	0.0465
120918.	0.089	outer	2.637	-0.3581	2.24±0.16	0.16±0.07	0.058±0.0010	0.0952
121031.	0.116	outer	2.318	-0.2747	1.42±0.01	0.25±0.03	0.042±0.0007	0.1058
121272.	0.140	outer	2.427	-0.2736	1.28±0.00	0.43±0.06	0.042±0.0005	0.1093
121626.	0.156	outer	2.685	-0.2951	1.29±0.00	0.37±0.04	0.048±0.0006	0.0563
121901.	0.180	outer	2.786	-0.3296	1.32±0.00	0.35±0.03	0.051±0.0005	0.0790
122097.	0.458	inner	2.887	-0.3562	1.31±0.00	0.26±0.02	0.052±0.0008	0.1254
122269.	0.623	inner	3.366	-0.4469	1.35±0.00	0.27±0.02	0.072±0.0008	0.1253
122553.	1.092	bright	3.862	-0.4958	1.32±0.00	0.26±0.01	0.088±0.0008	0.1247
123040.	0.864	inner	3.696	-0.4431	1.32±0.00	0.20±0.01	0.085±0.0007	0.1254
123249.	0.681	inner	3.478	-0.4386	1.39±0.00	0.23±0.01	0.075±0.0008	0.1235
123676.	1.231	bright	3.911	-0.4554	1.34±0.00	0.19±0.01	0.088±0.0009	0.1254
123848.	0.951	bright	3.731	-0.4466	1.36±0.00	0.19±0.01	0.087±0.0007	0.1251
124033.	0.701	0phase	3.497	-0.4193	1.39±0.00	0.20±0.01	0.078±0.0011	0.1252
124252.	0.878	bright	3.576	-0.4149	1.34±0.00	0.18±0.01	0.084±0.0009	0.1238
124409.	0.690	bright	3.451	-0.4045	1.34±0.00	0.19±0.01	0.080±0.0007	0.1246
124659.	0.574	backgrd	3.305	-0.3920	1.35±0.00	0.21±0.01	0.072±0.0008	0.1245
125367.	0.699	bright	3.075	-0.3468	1.23±0.00	0.24±0.01	0.071±0.0006	0.1256
125951.	0.590	bright	3.212	-0.3655	1.22±0.00	0.22±0.01	0.072±0.0010	0.1256
126619.	0.498	backgrd	3.074	-0.3872	1.24±0.00	0.29±0.02	0.070±0.0012	0.1256
127655.	0.495	backgrd	2.929	-0.3742	1.45±0.01	0.22±0.02	0.062±0.0012	0.1257
128395.	0.446	0phase	2.798	-0.3473	1.44±0.00	0.24±0.01	0.055±0.0012	0.1253
128864.	0.434	0phase	2.727	-0.3444	1.47±0.00	0.26±0.01	0.049±0.0012	0.1256
128977.	0.473	backgrd	2.694	-0.3465	1.51±0.00	0.26±0.01	0.045±0.0012	0.1256

table continues on next page...

R (km)	τ_{PPS}	Ring type	a_0	a_1	A	HWHM (°)	S ($\varpi_0 P.deg^{-1}$)	$\mathrm{f}_{\varpi_0 P \to \mathrm{I/F}}$
129329.	0.407	0phase	2.662	-0.3437	1.55±0.01	0.28±0.01	0.041±0.0012	0.1255
129803.	0.443	0phase	2.586	-0.3291	1.55±0.01	0.28±0.01	0.036±0.0012	0.1254
130037.	0.476	backgrd	2.568	-0.3344	1.53±0.00	0.39±0.01	0.033±0.0011	0.1254
130786.	0.661	bright	2.637	-0.3575	1.63±0.02	0.41±0.07	0.030±0.0011	0.1254
131122.	0.465	backgrd	2.556	-0.3406	-1.0±-1.0	-1.0±-1.0	0.034±0.0010	0.1254
131818.	0.803	bright	2.764	-0.3932	-1.0±-1.0	-1.0±-1.0	0.039±0.0012	0.1253
132372.	0.735	bright	2.478	-0.3015	-1.0±-1.0	-1.0±-1.0	0.030±0.0012	0.1253
133105.	0.463	backgrd	2.438	-0.3082	-1.0±-1.0	-1.0±-1.0	0.036±0.0012	0.1253
133513.	0.012	ringlet	3.354	-1.0378	-1.0±-1.0	-1.0±-1.0	0.109±0.0121	0.1253
133574.	0.027	ringlet	1.028	-0.3205	-1.0±-1.0	-1.0±-1.0	0.025±0.0028	0.1251
133820.	0.509	outer	2.196	-0.1977	-1.0±-1.0	-1.0±-1.0	0.030±0.0013	0.1250
133917.	0.534	outer	2.375	-0.2581	-1.0±-1.0	-1.0±-1.0	0.031±0.0012	0.1250
134280.	0.959	bright	2.390	-0.2465	-1.0±-1.0	-1.0±-1.0	0.031±0.0012	0.1249
134493.	0.575	outer	2.435	-0.2647	-1.0±-1.0	-1.0±-1.0	0.034±0.0013	0.1249
134737.	0.585	outer	2.440	-0.2657	-1.0±-1.0	-1.0±-1.0	0.036±0.0012	0.1247
134965.	0.558	outer	2.429	-0.2550	-1.0±-1.0	-1.0±-1.0	0.038±0.0011	0.1246
135166.	0.548	outer	2.340	-0.2079	-1.0±-1.0	-1.0±-1.0	0.038±0.0011	0.1245
135595.	0.614	outer	2.282	-0.1600	-1.0±-1.0	-1.0±-1.0	0.037±0.0011	0.1247
135808.	0.596	outer	2.232	-0.1423	-1.0±-1.0	-1.0±-1.0	0.037±0.0011	0.1246
135913.	0.523	outer	2.263	-0.1494	-1.0±-1.0	-1.0±-1.0	0.038±0.0011	0.0234
136070.	0.586	outer	2.194	-0.1160	-1.0±-1.0	-1.0±-1.0	0.037±0.0011	0.0526
136288.	0.602	outer	2.154	-0.0992	-1.0±-1.0	-1.0±-1.0	0.035±0.0011	0.1254
136579.	0.627	outer	1.795	0.00803	-1.0±-1.0	-1.0±-1.0	0.012±0.0012	0.1216
136665.	0.590	outer	1.963	-0.0159	-1.0±-1.0	-1.0±-1.0	0.016±0.0010	0.1206
136736.	0.824	outer	1.714	-0.0040	-1.0±-1.0	-1.0±-1.0	0.015±0.0013	0.1198
140338.	0.065	ringlet	0.240	-0.0090	0.39±0.01	-3.3±3.48	0.017±0.0005	0.1214

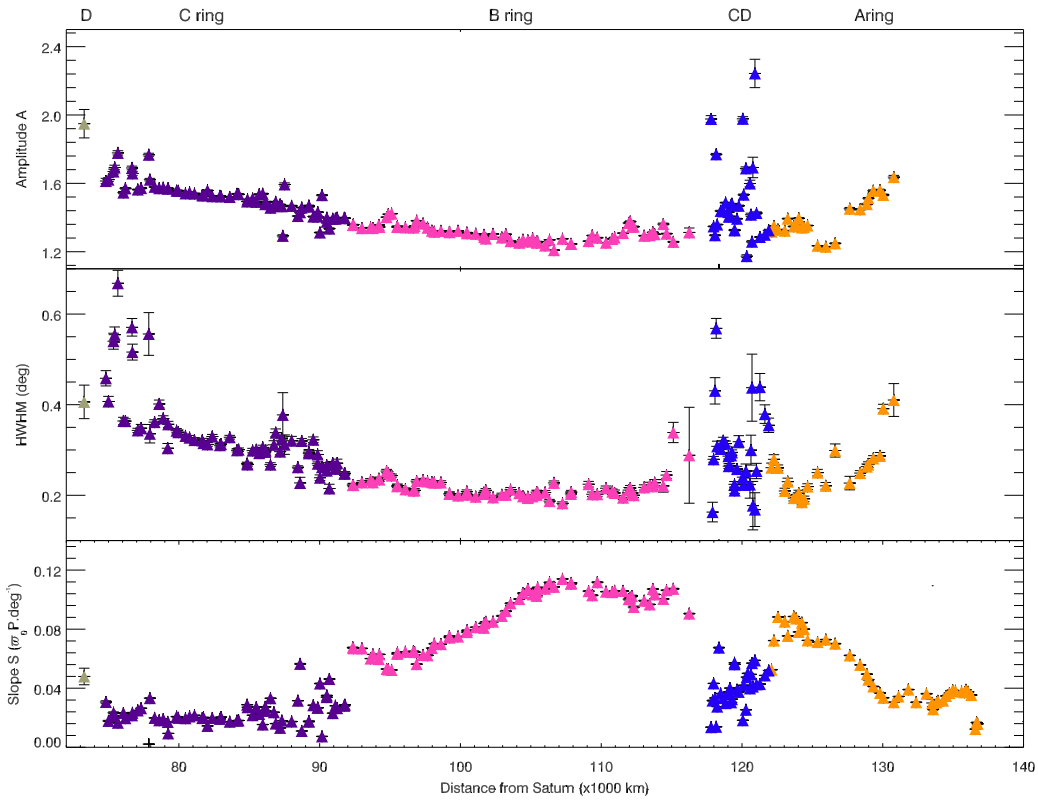


Figure G.1 – Variations avec la distance à Saturne des paramètres morphologiques du modèle linéaire par parties.

Figures G.2 à G.4 : Représentation en type d'anneau pour la comparaison croisée des paramètres morphologiques

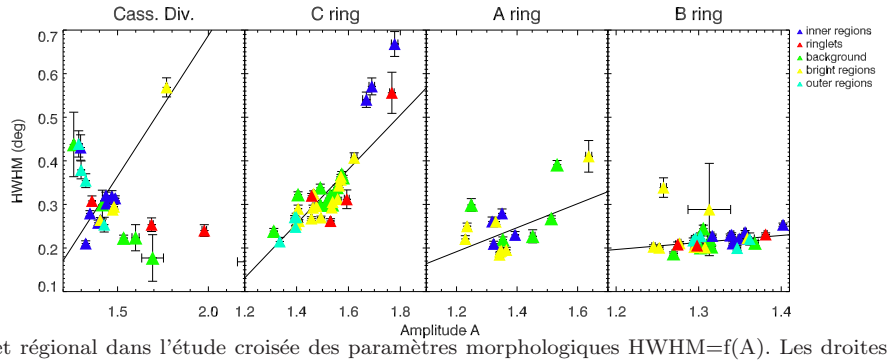


Figure G.2 – Effet régional dans l'étude croisée des paramètres morphologiques HWHM=f(A). Les droites sont le résultat d'un ajustement linéaire donné au tableau 5.2 page 122.

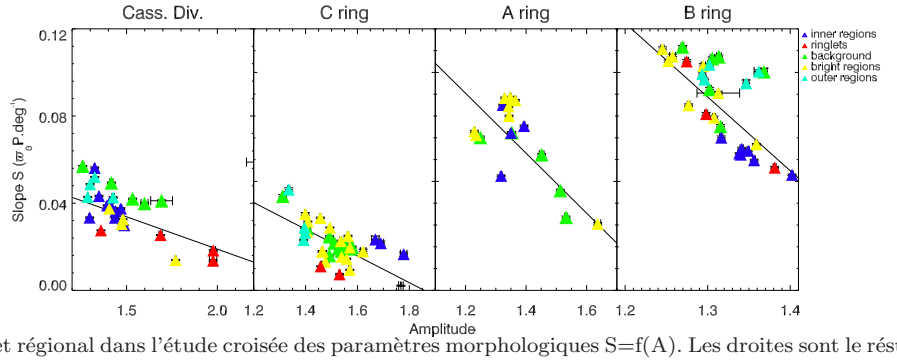


Figure G.3 – Effet régional dans l'étude croisée des paramètres morphologiques S=f(A). Les droites sont le résultat d'un ajustement linéaire donné au tableau 5.2 page 122.

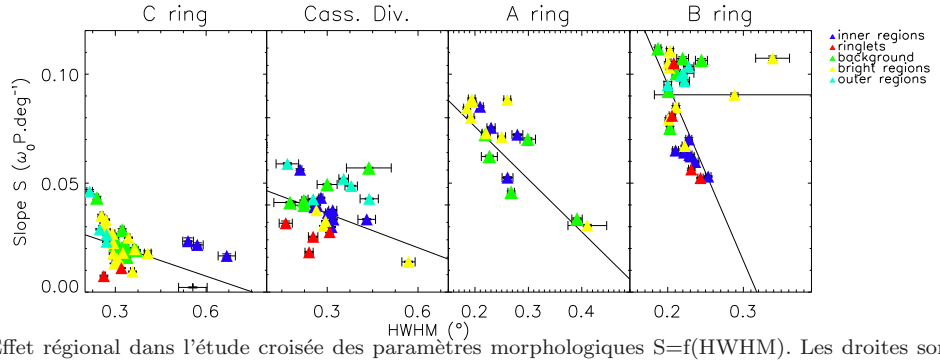


Figure G.4 – Effet régional dans l'étude croisée des paramètres morphologiques S=f(HWHM). Les droites sont le résultat d'un ajustement linéaire donné au tableau 5.2 page 122.

Pour l'anneau C, lequel a les courbes de phase les plus complètes et les plus nombreuses, les tendances fortes sont liées à la répartition des types d'anneau le long de la droite ajustant HWHM=f(A), également remarqué pour l'anneau B. Notons que cet ordre n'est pas le même que celui de la Division de Cassini, qui montre une forte dispersion. En effet, la Division de Cassini a un comportement très diffus pour la pente S=f(HWHM). Les pentes les plus faibles sont attribuées aux annelets, puis on trouve les régions internes, les régions brillantes, le fond et les régions externes. L'anneau A, pour lequel nous avons peu de courbes de phase à l'opposition complète, aucune tendance claire ne semble se dégager avec les trois études croisées. L'anneau B montre le moins de dispersion pour S=f(A) et S=f(HWHM). Les régions internes ont les pentes les plus douces et les pics les plus larges, et inversement pour les régions externes. Globalement, la Division de Cassini, les anneaux B et C montrent divers comportements croisés des paramètres A, HWHM et S, tenant ainsi en échec la représentation en types d'anneaux. Les annelets et les régions brillantes semblent avoir des gammes de valeurs étendues et non un comportement isolé comparativement aux régions internes et externes.

Table Gb : Outputs of Lumme & Irvine [1976] model for typical CLEAR phase curves representing each ring types of each main ring.

	Object	Logarithmic fit		Linear-by-part fit			Linear-exponential fit		
		a_0	a_1	A	HWHM	S	A	HWHM	S
	Moon	0.114	-0.015	1.27	1.21	0.0261	1.53	1.98	-0.001
Jupiter	Rings	3.999	-5.647	1.23	2.68	0.0170	1.34	2.03	-4.825
	Amalthea	0.113	-0.021	1.47	0.55	0.0439	1.66	0.84	-0.002
	Thebe	0.077	-0.015	1.54	0.43	0.0541	1.62	0.85	-0.002
	Io	0.726	-0.077	1.25	0.65	0.0204	1.14	0.83	-0.015
	Europa	0.580	-0.025	1.11	0.41	0.0095	1.13	0.31	-0.005
	Ganymède	0.379	-0.028	1.31	0.46	0.0125	1.28	0.69	-0.004
	Callisto	0.182	-0.025	1.25	0.78	0.0291	1.50	2.07	-0.002
Saturn	C ring	0.056	-0.007	1.61	0.15	0.0342	1.55	0.09	-0.003
	B ring	0.628	-0.058	1.38	0.14	0.0278	1.37	0.09	-0.023
	Rings	0.390	-0.040	1.44	0.13	0.0297	1.44	0.08	-0.015
	A ring	0.506	-0.050	1.30	0.23	0.0312	1.28	0.30	-0.015
	Mimas	0.457	-0.040	1.39	0.21	0.0180	2.00	-13.	-10.00
	E ring	1.782	-4.431	1.16	0.38	0.1291	4.51	1.79	-5.056
	Enceladus	0.912	-0.063	1.15	0.42	0.0127	1.20	0.29	-0.011
	Rhea	0.602	-0.055	1.17	0.41	0.0142	1.14	0.52	-0.008
	Iapetus	0.112	-0.010	1.22	0.25	0.0348	1.36	0.22	-0.003
	Phoebe	0.007	-0.000	1.17	0.41	0.0485	1.20	0.38	-0.000
Uranus	Rings	0.035	-0.004	1.11	0.28	0.0433	1.12	0.24	-0.001
	Portia g	0.044	-0.006	1.80	0.23	0.0376	1.68	0.07	-0.002
	Ariel	0.334	-0.044	1.68	0.37	0.0210	1.54	0.14	-0.010
	Titania	0.232	-0.034	1.65	0.41	0.0191	1.73	0.35	-0.003
	Oberon	0.212	-0.034	1.75	0.36	0.0207	1.78	0.31	-0.003
Neptune	Fratenité	0.000	-0.000	2.16	2.57	0.0136	1.86	1.50	-1.103
	Egalité	0.000	-0.000	1.72	1.01	0.0160	1.77	0.67	-8.347
	Nereid	0.144	-0.021	1.56	0.50	0.0042	1.45	0.34	-0.009
	Triton	0.584	-0.035	1.17	0.10	0.0124	2.00	-13.	-10.00

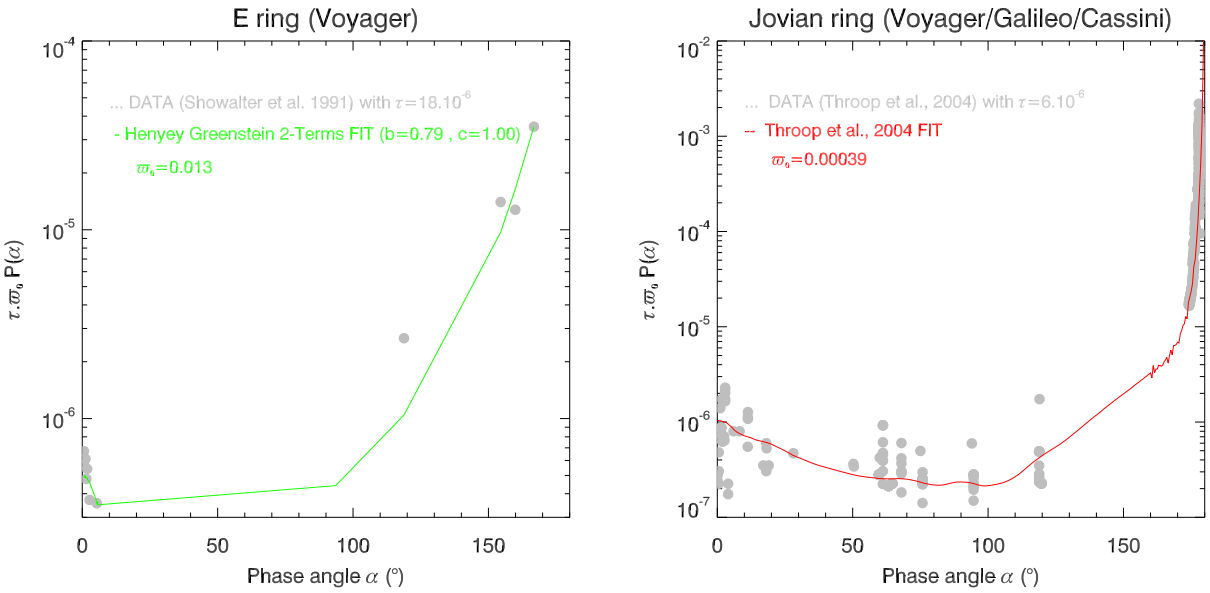


Figure G.5 – Obtention de l'albédo de diffusion simple pour de l'anneau E de Saturne et de l'anneau principal de Jupiter

Figures G.6 et G.7 : Regroupement en écosystèmes des objets provenant de la même planète primaire dans les espaces (A,HWHM) et (S,HWHM)

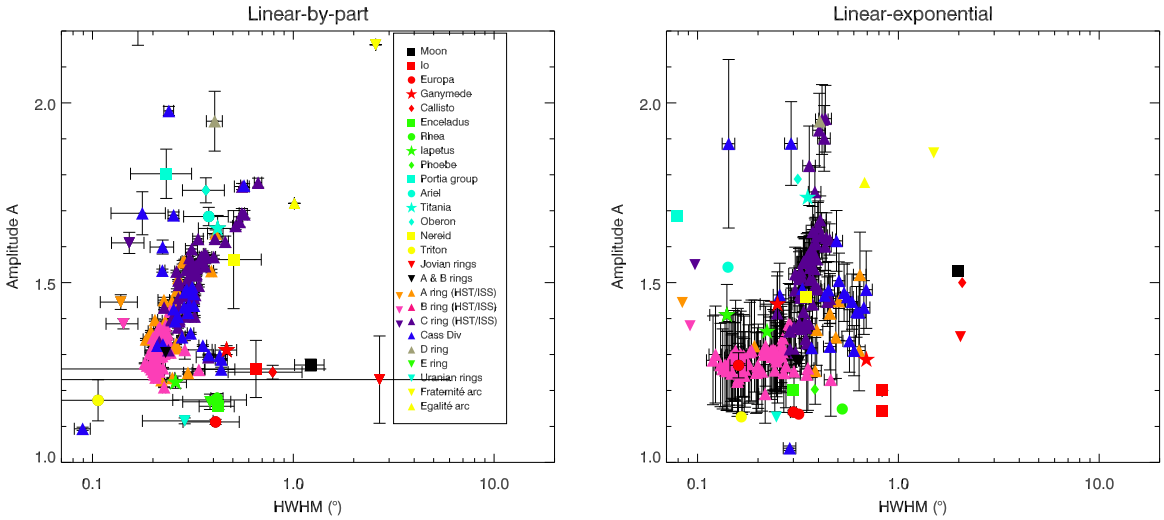


Figure G.6 – Etude croisée de A et HWHM pour divers anneaux et satellites des planètes géantes du Système Solaire.

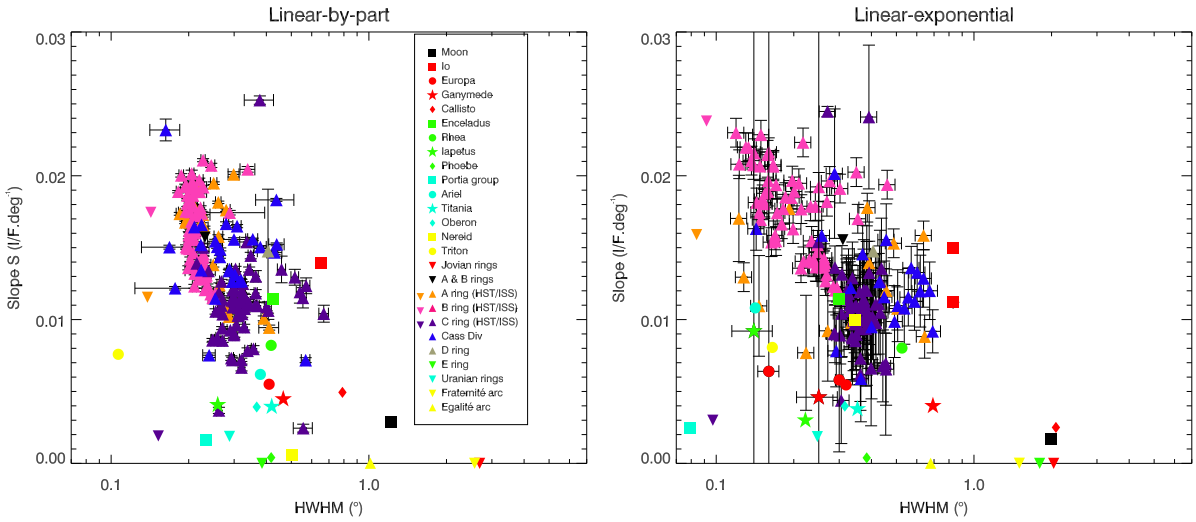


Figure G.7 – Etude croisée de S et HWHM pour divers anneaux et satellites des planètes géantes du Système Solaire.

Nous devons insister sur le fait que le regroupement écosystémique des objets n'est pas la conséquence d'un biais observationnel. En effet, comme référées dans le tableau F.1 page 370, les fonctions de phase de chaque groupe de satellites et anneaux d'une planète géante ne proviennent pas d'une simple observation. En outre, les ensembles de données prises à différentes époques avec différents instruments donnent des résultats semblables pour ces objets. C'est par exemple le cas pour les résultats de Franklin *&* Cook [1965] qui sont confirmés par ceux de la présente étude et une tendance semblable est également notée pour les anneaux d'Uranus, observés par Herbst et al. [1987] et Karkoschka [2001], ainsi que pour les satellites d'Uranus, pour lesquels nous employons les courbes de phase de Buratti et al. [1992] et de Karkoschka [2001], voir le tableau F.1. C'est pourquoi il semble clair que la morphologie du pic d'opposition, comme étudiée dans l'espace (A, HWHM), est un pur effet d'environnement et de ce fait la distribution spatiale des objets dans l'espace (A, HWHM) est liée à la notion d'une **régolite modifiée endogènement**.

Le modèle de Kawata & Irvine (1974) : l'alternative à Chandrasekhar

Dans le chapitre 5, nous avons pu observer que les courbes de phase ont une certaine « épaisseur » définie par la dispersion intrinsèque de l'inversion des données en $\varpi_0.P(\alpha)$ (l'inversion est réalisée avec les formules (E.30) et (E.32) vues page 349). Cette dispersion est d'autant plus forte dans les régions à faible profondeur optique. En d'autres termes le modèle de Chandrasekhar ne parvient pas à résoudre localement le transfert radiatif des anneaux fins.
Un exemple simple permet d'illustrer cette défaillance. Si nous prenons par exemple une image de l'effet d'opposition des anneaux de Saturne, nous observons une tache circulaire. En extrayant la brillance, l'angle de phase α, les angles d'incidence et d'émission i et ε, nous obtenons une fonction de phase à deux « branches » : si l'on se déplace sur l'image à rayon constant, (en suivant la structure qui se trouve à l'opposition), une première branche correspond aux angles de phase décroissants, en d'autres termes nous nous approchons de l'opposition ; la seconde branche correspond aux angles de phases décroissants, nous nous éloignons de l'opposition. De part la géométrie d'observation, ces deux branches possèdent les mêmes angles de phase mais des angles d'incidence et d'émission différents du fait que Cassini prend les anneaux de biais et presque jamais en vue polaire. De ce fait, ce que nous avons appelé la deuxième branche correspond à une vue plus rasante des anneaux que la première branche. Et l'inversion de Chandrasekhar ne parvient pas à fusionner ces deux branches (voir la figure G.9). Nous avons donc pensé que le masquage des ombres pouvait intervenir dans ce type de géométrie d'observation, expliquant pourquoi le modèle de Chandrasehkar échouait.

Nous avons donc utilisé le modèle de Kawata & Irvine [1974] qui représente une autre solution à l'équation du transfert radiatif, au même titre que celle de Chandrasekhar [1960].
Il suppose une couche plan-parallèle et homogène, de profondeur optique $\tau = \pi n \varrho^2 H$. Les particules sont sphériques et soumises à une distribution de taille uniforme définie par un rayon effectif ϱ. Ce modèle assez simple répose néanmoins sur plusieurs hypothèses fondatrices :
– Le milieu est composé de particules ayant un rayon moyen ϱ très grand devant la longueur d'onde d'observation : $\lambda \ll \varrho^2/\Delta$ où Δ est la distance minimale correspondant soit au libre parcours moyen de diffusion dans la couche, soit à l'épaisseur totale de la couche H. Les particules sont supposées être au même niveau dans la couche ;
– le facteur de remplissage du milieu par les particules $D = \frac{4}{3}\pi n \varrho^3$ est très faible : $8D \ll 1$ autrement dit, le facteur de remplissage doit être très inférieur à 0,125.
Les figures G.9 et G.8 représentent le traitement effectué en utilisant le modèle de Kawata & Irvine [1974].
① Seules les images à champ large de l'effet d'opposition prises pendant l'orbite 10 de Cassini avec les filtres `CLEAR` sont utilisées (voir le tableau 5.1 page 116). C'est en particulier avec ces images que l'inversion de Chandrasekhar [1960] a des difficultés à fusionner les deux branches de la fonction de phase.
② Les courbes de phase sont ajustées avec le modèle décrit par l'équation (E.57) page 360, en prenant pour fonction de phase $P(\alpha)$ la fonction de phase de Skhuratov et al. [1999] détaillée à l'équation (E.73) page 364. Le modèle de Shkuratov a la particularité de bien reproduire la fonction de phase entre 0 et 2,5°.
③ L'ajustement a été réalisé sur D et τ, il se trouve que la valeur de profondeur optique trouvée par le modèle correspond à la troisième décimale près à la profondeur optique normale du PPS (le photopolarimètre de Voyager 1). Cet excellent accord nous a donné bon espoir que la physique présente était la bonne.
④ L'ajustement a été réalisé uniquement sur D, comme présenté aux figures G.9 et G.8. Le facteur de remplissage D reste stable au centième près par rapport à la version ajustée sur D et τ. Cependant, nous avons été surpris par les valeurs de D trouvées et les variations de ces valeurs en fonction de la profondeur optique.
Tout d'abord, les valeurs sont extrêmement faibles. Comme le modèle impose au facteur de remplissage d'être plus petit que 0,125 nos valeurs varient de 10^{-4}à 0,1. D'autre part ce sont les anneaux connus pour être les plus denses (l'anneau B en particulier) qui possèdent les plus faibles facteurs de remplis-

sage, voir les figures G.9 et G.8. Ceci nous a paru être un profond contresens physique. En effet, si le milieu est dense, quelque soit la géométrie avec laquelle on l'observera, il n'y aura pas de variation de brillance, par contre une région peu dense aura des variations importantes de brillance dues au fait que les particules vont plus se cacher lorsque la vue de l'observateur est rasante. De ce fait, nous avons décidé dans la suite de ne pas interpréter les valeurs de D, mais de définir un vrai facteur de remplissage égal à :

$$F = 1 - D \tag{G.1}$$

Nous sommes donc en train de supposer que le paramètre D que nous avons extrait des données n'est pas le facteur de remplissage des particules mais le facteur de remplissage de l'air (en d'autres termes la porosité). De cette façon, le facteur de remplissage F croît avec la profondeur optique ce qui est physiquement plus confortable.

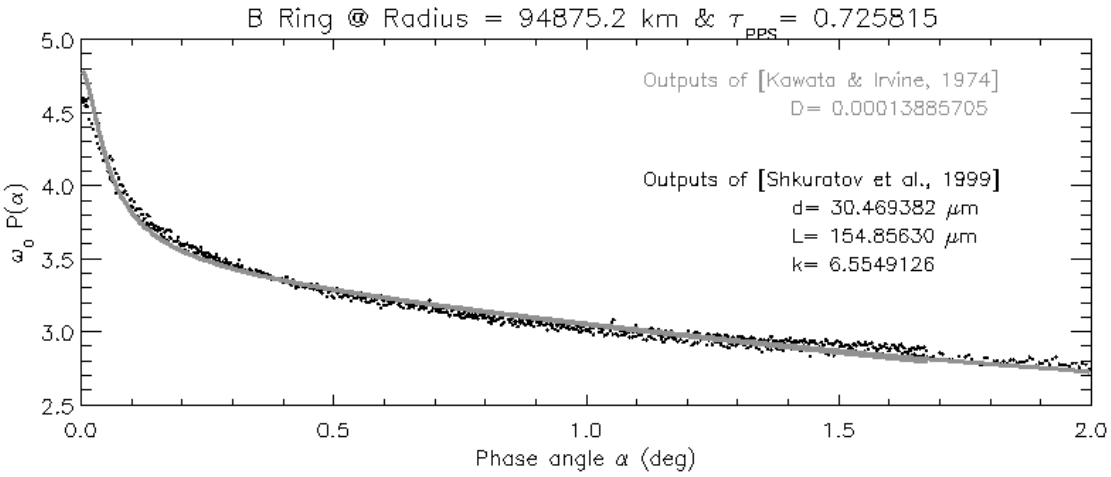


Figure G.8 – Representative CLEAR phase curve for a high τ ring feature (B ring) fitted with the Kawata & Irvine (1974) model.

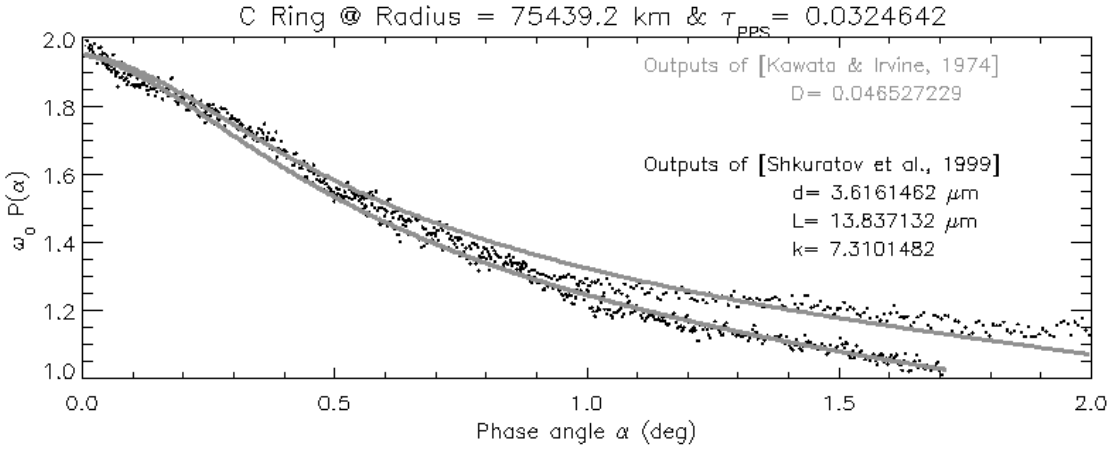


Figure G.9 – Representative CLEAR phase curve for a low τ ring feature (C ring) fitted with the Kawata & Irvine (1974) model.

G.2 Valeurs pour les courbes de phase de 0-25° en filtres couleurs

Table Gc : Outputs of Lumme & Irvine [1976] models for typical COLOR phase curves representing each main ring.

R (km)	τ_{PPS}	Ring	λ (nm)	A	HWHM (°)	S ($\varpi_0 P.deg^{-1}$)
136344.	0.568	A	451	1.781±0.005	0.155±0.004	0.019±0.0001
136344.	0.568	A	451	1.781±0.005	0.155±0.004	0.019±0.0001
136344.	0.568	A	568	2.029±0.009	0.186±0.010	0.015±0.0001
136344.	0.568	A	650	1.923±0.016	0.187±0.022	0.012±0.0001
136344.	0.568	A	752	1.856±0.015	0.201±0.024	0.014±0.0001
136042.	0.535	A	451	1.740±0.005	0.154±0.005	0.017±0.0001
136042.	0.535	A	568	1.951±0.009	0.171±0.008	0.015±0.0001
136042.	0.535	A	650	1.851±0.013	0.170±0.016	0.013±0.0001
136042.	0.535	A	752	1.766±0.011	0.179±0.017	0.013±0.0001
135751.	0.520	A	451	1.689±0.005	0.163±0.004	0.017±0.0001
135751.	0.520	A	568	1.907±0.009	0.172±0.009	0.015±0.0002
135751.	0.520	A	650	1.843±0.012	0.163±0.014	0.013±0.0001
135751.	0.520	A	752	1.789±0.010	0.164±0.012	0.014±0.0001
135448.	0.519	A	451	1.684±0.006	0.180±0.006	0.017±0.0001
135448.	0.519	A	568	1.899±0.010	0.189±0.011	0.015±0.0001
135448.	0.519	A	650	1.852±0.015	0.170±0.017	0.013±0.0002
135448.	0.519	A	752	1.814±0.010	0.164±0.012	0.014±0.0001
132439.	0.497	A	451	1.601±0.006	0.150±0.004	0.019±0.0002
132439.	0.497	A	568	1.698±0.012	0.169±0.017	0.017±0.0002
132439.	0.497	A	650	1.649±0.013	0.180±0.023	0.014±0.0002
132439.	0.497	A	752	1.568±0.013	0.202±0.031	0.015±0.0002
132135.	0.448	A	451	1.580±0.006	0.157±0.005	0.019±0.0002
132135.	0.448	A	568	1.694±0.012	0.170±0.018	0.017±0.0002
132135.	0.448	A	650	1.665±0.013	0.174±0.021	0.015±0.0002
132135.	0.448	A	752	1.587±0.011	0.178±0.021	0.015±0.0002
131844.	0.613	A	451	1.791±0.009	0.183±0.011	0.021±0.0002
131844.	0.613	A	568	1.984±0.018	0.181±0.021	0.018±0.0002
131844.	0.613	A	650	1.955±0.017	0.182±0.021	0.016±0.0002
131844.	0.613	A	752	1.768±0.012	0.179±0.016	0.016±0.0002
131540.	0.411	A	451	1.476±0.006	0.169±0.006	0.019±0.0002
131540.	0.411	A	568	1.598±0.013	0.185±0.025	0.017±0.0002
131540.	0.411	A	650	1.603±0.013	0.166±0.019	0.015±0.0003
131540.	0.411	A	752	1.554±0.009	0.157±0.013	0.015±0.0002
128525.	0.446	A	451	1.483±0.006	0.154±0.005	0.020±0.0002
128525.	0.446	A	568	1.599±0.013	0.180±0.023	0.017±0.0002
128525.	0.446	A	650	1.550±0.014	0.193±0.032	0.015±0.0002
128525.	0.446	A	752	1.475±0.013	0.206±0.039	0.016±0.0002
128226.	0.435	A	451	1.484±0.006	0.157±0.006	0.020±0.0002
128226.	0.435	A	568	1.607±0.012	0.182±0.022	0.018±0.0002
128226.	0.435	A	650	1.559±0.013	0.176±0.024	0.015±0.0002
128226.	0.435	A	752	1.502±0.011	0.188±0.025	0.016±0.0002
127930.	0.457	A	451	1.475±0.006	0.166±0.006	0.020±0.0002
127930.	0.457	A	568	1.615±0.012	0.182±0.022	0.018±0.0002
127930.	0.457	A	650	1.588±0.012	0.177±0.022	0.015±0.0002
127930.	0.457	A	752	1.522±0.010	0.172±0.020	0.016±0.0002
127627.	0.491	A	451	1.472±0.006	0.185±0.010	0.020±0.0002
127627.	0.491	A	568	1.634±0.014	0.206±0.030	0.017±0.0002
127627.	0.491	A	650	1.611±0.013	0.191±0.027	0.015±0.0002
127627.	0.491	A	752	1.571±0.011	0.175±0.019	0.016±0.0002
124613.	0.592	A	451	1.473±0.005	0.154±0.006	0.021±0.0002
124613.	0.592	A	568	1.615±0.014	0.185±0.028	0.018±0.0002
124613.	0.592	A	650	1.557±0.015	0.199±0.039	0.016±0.0002
124613.	0.592	A	752	1.499±0.014	0.205±0.041	0.016±0.0001
124310.	0.658	A	451	1.575±0.006	0.176±0.010	0.022±0.0001
124310.	0.658	A	568	1.746±0.016	0.204±0.033	0.019±0.0002
124310.	0.658	A	650	1.667±0.014	0.191±0.029	0.017±0.0001
124310.	0.658	A	752	1.613±0.013	0.214±0.035	0.017±0.0001
124014.	0.687	A	451	1.490±0.005	0.172±0.008	0.021±0.0001
124014.	0.687	A	568	1.655±0.013	0.182±0.025	0.018±0.0002
124014.	0.687	A	650	1.620±0.012	0.179±0.022	0.016±0.0002
124014.	0.687	A	752	1.559±0.010	0.177±0.021	0.017±0.0001
123708.	0.877	A	451	1.510±0.007	0.207±0.017	0.022±0.0001
123708.	0.877	A	568	1.710±0.017	0.227±0.044	0.019±0.0001
123708.	0.877	A	650	1.669±0.014	0.203±0.032	0.017±0.0001
123708.	0.877	A	752	1.633±0.010	0.202±0.025	0.018±0.0001
120693.	0.391	CD	451	1.590±0.011	0.180±0.007	0.028±0.0005
120693.	0.391	CD	568	1.745±0.014	0.203±0.017	0.023±0.0005
120693.	0.391	CD	650	1.693±0.015	0.205±0.023	0.022±0.0005
120693.	0.391	CD	752	1.762±0.022	0.247±0.049	0.024±0.0005

table continues on next page...

R (km)	τ_{PPS}	Ring	λ (nm)	A	HWHM (°)	S ($\varpi_0 P.deg^{-1}$)
120390.	0.061	CD	451	1.351±0.034	0.130±0.052	0.001±0.0011
120390.	0.061	CD	568	1.256±0.022	0.085±0.020	0.006±0.0010
120390.	0.061	CD	650	1.095±0.016	0.037±0.014	0.015±0.0008
120390.	0.061	CD	752	1.060±0.031	0.029±0.032	0.015±0.0012
120094.	0.177	CD	451	2.184±0.028	0.292±0.033	0.027±0.0008
120094.	0.177	CD	568	2.345±0.040	0.214±0.038	0.026±0.0009
120094.	0.177	CD	650	2.331±0.030	0.225±0.031	0.029±0.0007
120094.	0.177	CD	752	2.170±0.029	0.232±0.037	0.030±0.0007
119792.	0.023	CD	451	2.070±0.039	0.213±0.038	0.001±0.0010
119792.	0.023	CD	568	2.036±0.046	0.220±0.051	0.006±0.0012
119792.	0.023	CD	650	1.984±0.041	0.189±0.028	0.005±0.0013
119792.	0.023	CD	752	1.469±0.026	0.113±0.015	0.007±0.0011
118806.	0.083	CD	451	1.651±0.044	0.342±0.208	0.020±0.0002
118806.	0.083	CD	568	1.659±0.034	0.538±0.382	0.017±0.0003
118806.	0.083	CD	650	1.698±0.028	0.343±0.122	0.015±0.0003
118806.	0.083	CD	752	1.647±0.018	0.209±0.035	0.016±0.0004
118353.	0.080	B	451	1.352±0.016	0.384±0.172	0.020±0.0003
118353.	0.080	B	568	1.353±0.045	3.810±45.97	0.018±0.0006
118353.	0.080	B	650	1.437±0.034	7.410±108.2	0.013±0.0003
118353.	0.080	B	752	1.980±0.033	0.124±0.015	0.014±0.0004
117916.	0.092	B	451	1.107±0.065	0.146±0.423	0.014±0.0015
117916.	0.092	B	568	0.544±0.081	0.163±0.141	0.016±0.0009
117916.	0.092	B	650	3.827±0.257	0.093±0.025	0.013±0.0014
117916.	0.092	B	752	2.841±0.307	0.089±0.044	0.014±0.0014
117466.	1.023	B	451	1.520±0.018	0.167±0.026	0.030±0.0006
117466.	1.023	B	568	1.716±0.025	0.282±0.070	0.024±0.0007
117466.	1.023	B	650	2.018±0.042	0.251±0.062	0.014±0.0009
117466.	1.023	B	752	2.387±0.076	0.198±0.050	0.016±0.0013
116768.	1.705	B	451	1.573±0.005	0.186±0.007	0.022±0.0002
116768.	1.705	B	568	1.730±0.012	0.221±0.030	0.019±0.0001
116768.	1.705	B	650	1.693±0.016	0.268±0.061	0.015±0.0001
116768.	1.705	B	752	1.600±0.015	0.223±0.045	0.016±9.7669
116463.	2.074	B	451	1.584±0.006	0.193±0.010	0.021±0.0002
116463.	2.074	B	568	1.724±0.011	0.234±0.031	0.018±0.0001
116463.	2.074	B	650	1.692±0.018	0.222±0.051	0.015±0.0001
116463.	2.074	B	752	1.625±0.014	0.261±0.060	0.016±9.3862
116170.	1.977	B	451	1.474±0.005	0.178±0.007	0.020±0.0002
116170.	1.977	B	568	1.629±0.016	0.210±0.043	0.016±0.0001
116170.	1.977	B	650	1.628±0.012	0.210±0.033	0.014±0.0001
116170.	1.977	B	752	1.569±0.009	0.197±0.025	0.015±6.6252
115866.	1.701	B	451	1.543±0.007	0.229±0.016	0.020±0.0002
115866.	1.701	B	568	1.715±0.019	0.246±0.056	0.017±0.0001
115866.	1.701	B	650	1.667±0.012	0.207±0.029	0.015±0.0001
115866.	1.701	B	752	1.656±0.010	0.213±0.028	0.015±7.3950
112843.	1.364	B	451	1.545±0.011	0.162±0.020	0.021±0.0001
112843.	1.364	B	568	1.676±0.009	0.219±0.023	0.018±0.0001
112843.	1.364	B	650	1.608±0.012	0.243±0.046	0.015±8.5436
112843.	1.364	B	752	1.555±0.013	0.263±0.057	0.016±0.0001
112763.	1.775	B	451	1.578±0.011	0.163±0.019	0.021±0.0002
112763.	1.775	B	568	1.732±0.009	0.216±0.021	0.018±0.0001
112763.	1.775	B	650	1.668±0.013	0.233±0.041	0.015±8.1128
112763.	1.775	B	752	1.554±0.012	0.254±0.053	0.016±8.0415
112538.	1.477	B	451	1.563±0.009	0.168±0.015	0.021±0.0002
112538.	1.477	B	568	1.699±0.007	0.212±0.016	0.018±0.0001
112538.	1.477	B	650	1.659±0.010	0.225±0.032	0.015±7.2110
112538.	1.477	B	752	1.554±0.010	0.240±0.041	0.016±6.3046
112363.	1.824	B	451	1.544±0.007	0.169±0.013	0.021±0.0001
112363.	1.824	B	568	1.719±0.007	0.202±0.013	0.018±0.0001
112363.	1.824	B	650	1.681±0.011	0.204±0.026	0.015±8.7309
112363.	1.824	B	752	1.588±0.009	0.204±0.026	0.016±6.9684
112242.	1.781	B	451	1.546±0.006	0.177±0.011	0.022±0.0001
112242.	1.781	B	568	1.740±0.007	0.205±0.014	0.018±0.0001
112242.	1.781	B	650	1.698±0.010	0.205±0.023	0.016±0.0001
112242.	1.781	B	752	1.599±0.009	0.201±0.025	0.017±7.9472
111978.	1.376	B	451	1.547±0.005	0.203±0.007	0.021±0.0002
111978.	1.376	B	568	1.707±0.007	0.239±0.018	0.019±0.0001
111978.	1.376	B	650	1.670±0.011	0.221±0.032	0.016±0.0001
111978.	1.376	B	752	1.630±0.009	0.204±0.024	0.016±8.6970
111936.	1.419	B	451	1.533±0.005	0.197±0.007	0.021±0.0002
111936.	1.419	B	568	1.699±0.007	0.226±0.016	0.018±0.0001
111936.	1.419	B	650	1.684±0.010	0.208±0.023	0.016±7.4788
111936.	1.419	B	752	1.614±0.008	0.200±0.021	0.016±7.6296
111583.	1.821	B	451	1.512±0.006	0.215±0.013	0.022±0.0001
111583.	1.821	B	568	1.678±0.009	0.265±0.029	0.018±0.0001
111583.	1.821	B	650	1.669±0.013	0.236±0.038	0.015±8.0320
111583.	1.821	B	752	1.629±0.010	0.203±0.026	0.017±5.9642
108908.	2.091	B	451	1.560±0.006	0.172±0.009	0.021±0.0002
108908.	2.091	B	568	1.746±0.014	0.212±0.032	0.017±0.0001
108908.	2.091	B	650	1.671±0.015	0.236±0.046	0.014±9.3913
108908.	2.091	B	752	1.560±0.020	0.267±0.090	0.016±0.0001
108603.	1.969	B	451	1.567±0.005	0.175±0.007	0.021±0.0001

table continues on next page...

R (km)	τ_{PPS}	Ring	λ (nm)	A	HWHM (°)	S ($\varpi_0 P.deg^{-1}$)
108603.	1.969	B	568	1.749±0.011	0.210±0.024	0.017±0.0001
108603.	1.969	B	650	1.682±0.011	0.216±0.030	0.015±0.0001
108603.	1.969	B	752	1.595±0.010	0.225±0.031	0.016±8.6867
108310.	2.112	B	451	1.545±0.005	0.186±0.008	0.022±0.0001
108310.	2.112	B	568	1.756±0.011	0.208±0.022	0.018±0.0001
108310.	2.112	B	650	1.714±0.009	0.204±0.021	0.015±8.9573
108310.	2.112	B	752	1.613±0.010	0.214±0.028	0.016±0.0001
108005.	2.049	B	451	1.524±0.005	0.200±0.009	0.021±0.0001
108005.	2.049	B	568	1.716±0.012	0.226±0.031	0.017±0.0001
108005.	2.049	B	650	1.721±0.010	0.205±0.022	0.014±6.2751
108005.	2.049	B	752	1.643±0.008	0.195±0.019	0.016±8.1535
107526.	2.154	B	451	1.511±0.016	0.191±0.031	0.020±0.0001
107526.	2.154	B	568	1.662±0.015	0.265±0.051	0.016±0.0001
107526.	2.154	B	650	1.663±0.012	0.246±0.038	0.013±7.1258
107526.	2.154	B	752	1.628±0.010	0.203±0.023	0.015±7.3939
107188.	2.104	B	451	1.495±0.008	0.204±0.017	0.020±0.0001
107188.	2.104	B	568	1.636±0.018	0.315±0.073	0.016±0.0001
107188.	2.104	B	650	1.629±0.017	0.273±0.062	0.014±9.7536
107188.	2.104	B	752	1.595±0.011	0.230±0.032	0.015±8.8012
106864.	2.076	B	451	1.368±0.038	0.388±0.398	0.020±0.0001
106864.	2.076	B	568	1.621±0.030	0.315±0.128	0.017±0.0001
106864.	2.076	B	650	1.602±0.018	0.294±0.069	0.014±9.5620
106864.	2.076	B	752	1.551±0.023	0.259±0.088	0.015±9.2533
106533.	2.082	B	451	1.400±0.021	0.326±0.152	0.021±0.0001
106533.	2.082	B	568	1.664±0.036	0.264±0.099	0.018±0.0001
106533.	2.082	B	650	1.568±0.052	0.368±0.323	0.015±9.3940
106533.	2.082	B	752	1.561±0.021	0.265±0.071	0.016±9.9518
104975.	2.071	B	451	1.540±0.004	0.167±0.006	0.022±0.0001
104975.	2.071	B	568	1.696±0.014	0.210±0.034	0.018±0.0001
104975.	2.071	B	650	1.651±0.015	0.244±0.050	0.015±0.0001
104975.	2.071	B	752	1.571±0.012	0.242±0.045	0.016±8.8113
104667.	2.032	B	451	1.567±0.004	0.170±0.006	0.022±0.0001
104667.	2.032	B	568	1.719±0.012	0.195±0.023	0.018±0.0001
104667.	2.032	B	650	1.688±0.011	0.210±0.027	0.015±6.8434
104667.	2.032	B	752	1.590±0.009	0.219±0.029	0.016±8.6633
104376.	1.929	B	451	1.543±0.004	0.181±0.007	0.022±0.0001
104376.	1.929	B	568	1.724±0.012	0.200±0.023	0.019±0.0001
104376.	1.929	B	650	1.716±0.009	0.197±0.019	0.015±7.5860
104376.	1.929	B	752	1.616±0.008	0.201±0.021	0.017±8.3981
104159.	2.073	B	451	1.524±0.004	0.189±0.007	0.022±0.0001
104159.	2.073	B	568	1.727±0.010	0.225±0.024	0.018±0.0001
104159.	2.073	B	650	1.727±0.010	0.196±0.020	0.016±7.3605
104159.	2.073	B	752	1.634±0.008	0.204±0.019	0.017±0.0001
104067.	1.651	B	451	1.523±0.016	0.200±0.039	0.021±0.0001
104067.	1.651	B	568	1.711±0.012	0.230±0.031	0.019±0.0001
104067.	1.651	B	650	1.734±0.010	0.209±0.022	0.015±8.3513
104067.	1.651	B	752	1.651±0.008	0.205±0.019	0.016±0.0001
103874.	2.138	B	451	1.493±0.018	0.201±0.047	0.021±0.0001
103874.	2.138	B	568	1.685±0.013	0.237±0.036	0.018±0.0001
103874.	2.138	B	650	1.719±0.011	0.216±0.026	0.014±7.1235
103874.	2.138	B	752	1.657±0.009	0.197±0.020	0.016±9.5868
103603.	1.882	B	451	1.383±0.016	0.275±0.087	0.021±0.0001
103603.	1.882	B	568	1.696±0.017	0.253±0.047	0.017±0.0001
103603.	1.882	B	650	1.644±0.010	0.209±0.023	0.014±0.0001
103603.	1.882	B	752	1.657±0.017	0.215±0.044	0.015±8.4869
103327.	1.605	B	451	1.500±0.014	0.178±0.025	0.020±0.0001
103327.	1.605	B	568	1.736±0.017	0.213±0.029	0.017±0.0001
103327.	1.605	B	650	1.674±0.015	0.244±0.041	0.014±0.0001
103327.	1.605	B	752	1.638±0.017	0.243±0.053	0.015±0.0001
101034.	1.542	B	451	1.563±0.004	0.161±0.005	0.020±0.0001
101034.	1.542	B	568	1.716±0.009	0.182±0.014	0.017±0.0001
101034.	1.542	B	650	1.641±0.017	0.210±0.045	0.013±8.7402
101034.	1.542	B	752	1.549±0.011	0.221±0.035	0.015±9.3301
100728.	2.118	B	451	1.532±0.010	0.164±0.020	0.021±0.0001
100728.	2.118	B	568	1.747±0.009	0.188±0.015	0.017±0.0001
100728.	2.118	B	650	1.685±0.014	0.201±0.031	0.014±8.2930
100728.	2.118	B	752	1.582±0.010	0.215±0.029	0.016±9.3930
100433.	1.963	B	451	1.556±0.009	0.182±0.019	0.021±0.0001
100433.	1.963	B	568	1.749±0.010	0.195±0.017	0.017±0.0001
100433.	1.963	B	650	1.717±0.011	0.195±0.023	0.014±8.9092
100433.	1.963	B	752	1.635±0.009	0.197±0.022	0.016±0.0001
100125.	2.243	B	451	1.551±0.007	0.198±0.016	0.020±0.0001
100125.	2.243	B	568	1.762±0.012	0.214±0.023	0.017±0.0001
100125.	2.243	B	650	1.737±0.011	0.204±0.023	0.014±7.5316
100125.	2.243	B	752	1.668±0.008	0.191±0.017	0.016±9.0485
100128.	2.251	B	451	1.548±0.007	0.197±0.015	0.020±0.0001
100128.	2.251	B	568	1.756±0.011	0.214±0.023	0.017±0.0001
100128.	2.251	B	650	1.732±0.011	0.204±0.023	0.014±7.5287
100128.	2.251	B	752	1.671±0.008	0.190±0.017	0.016±9.0164
99932.7	1.156	B	451	1.486±0.005	0.188±0.011	0.019±0.0001
99932.7	1.156	B	568	1.664±0.010	0.204±0.021	0.017±0.0001

table continues on next page...

R (km)	τ_{PPS}	Ring	λ (nm)	A	HWHM (°)	S ($\varpi_0 P.deg^{-1}$)
99932.7	1.156	B	650	1.658±0.009	0.192±0.019	0.014±0.0001
99932.7	1.156	B	752	1.603±0.012	0.175±0.024	0.015±0.0001
99752.2	1.961	B	451	1.546±0.011	0.175±0.017	0.020±0.0001
99752.2	1.961	B	568	1.731±0.013	0.231±0.031	0.017±0.0001
99752.2	1.961	B	650	1.731±0.012	0.218±0.027	0.014±7.5385
99752.2	1.961	B	752	1.681±0.014	0.199±0.032	0.015±0.0001
99570.5	1.780	B	451	1.443±0.009	0.224±0.028	0.020±0.0001
99570.5	1.780	B	568	1.696±0.015	0.242±0.039	0.016±0.0001
99570.5	1.780	B	650	1.693±0.012	0.233±0.031	0.014±7.0408
99570.5	1.780	B	752	1.661±0.015	0.201±0.034	0.015±9.5342
97088.1	0.721	B	451	1.607±0.008	0.153±0.010	0.022±0.0002
97088.1	0.721	B	568	1.786±0.009	0.185±0.014	0.018±0.0001
97088.1	0.721	B	650	1.690±0.011	0.219±0.028	0.015±0.0001
97088.1	0.721	B	752	1.586±0.011	0.230±0.036	0.017±0.0001
96783.8	0.807	B	451	1.637±0.006	0.163±0.007	0.020±0.0001
96783.8	0.807	B	568	1.842±0.010	0.177±0.013	0.017±0.0002
96783.8	0.807	B	650	1.772±0.010	0.192±0.016	0.013±0.0002
96783.8	0.807	B	752	1.732±0.012	0.212±0.026	0.014±0.0001
96488.7	1.113	B	451	1.496±0.004	0.159±0.005	0.024±0.0001
96488.7	1.113	B	568	1.714±0.008	0.174±0.011	0.020±0.0002
96488.7	1.113	B	650	1.641±0.007	0.169±0.013	0.019±0.0001
96488.7	1.113	B	752	1.577±0.012	0.166±0.022	0.020±0.0001
96180.8	0.883	B	451	1.595±0.005	0.199±0.009	0.021±0.0001
96180.8	0.883	B	568	1.826±0.012	0.208±0.021	0.018±0.0001
96180.8	0.883	B	650	1.716±0.013	0.186±0.024	0.014±0.0001
96180.8	0.883	B	752	1.783±0.013	0.177±0.021	0.016±0.0001
93145.0	1.082	B	451	1.621±0.005	0.175±0.008	0.022±0.0001
93145.0	1.082	B	568	1.796±0.016	0.230±0.041	0.019±0.0001
93145.0	1.082	B	650	1.743±0.015	0.271±0.054	0.015±9.9858
93145.0	1.082	B	752	1.657±0.016	0.274±0.063	0.017±0.0001
92835.0	1.337	B	451	1.582±0.004	0.176±0.006	0.023±0.0001
92835.0	1.337	B	568	1.795±0.013	0.202±0.026	0.020±0.0001
92835.0	1.337	B	650	1.748±0.010	0.213±0.024	0.018±7.4846
92835.0	1.337	B	752	1.644±0.010	0.208±0.027	0.019±7.4643
92541.1	1.646	B	451	1.580±0.004	0.194±0.006	0.024±0.0001
92541.1	1.646	B	568	1.808±0.013	0.219±0.029	0.021±0.0001
92541.1	1.646	B	650	1.768±0.015	0.203±0.032	0.019±0.0001
92541.1	1.646	B	752	1.707±0.014	0.175±0.024	0.021±0.0001
92233.6	1.582	B	451	1.491±0.006	0.191±0.005	0.029±0.0003
92233.6	1.582	B	568	1.725±0.014	0.220±0.026	0.025±0.0003
92233.6	1.582	B	650	1.679±0.013	0.194±0.023	0.025±0.0003
92233.6	1.582	B	752	1.632±0.011	0.174±0.016	0.026±0.0003
89192.7	0.220	C	451	2.705±0.031	0.310±0.047	0.022±0.0005
89192.7	0.220	C	568	3.395±0.055	0.390±0.089	0.018±0.0008
89192.7	0.220	C	650	3.267±0.054	0.428±0.140	0.015±0.0005
89192.7	0.220	C	752	3.173±0.046	0.173±0.019	0.013±0.0005
88885.3	0.055	C	451	1.568±0.019	0.182±0.016	0.005±0.0007
88885.3	0.055	C	568	1.621±0.024	0.177±0.010	0.003±0.0010
88885.3	0.055	C	650	1.591±0.020	0.181±0.010	0.004±0.0008
88885.3	0.055	C	752	1.366±0.017	0.138±0.018	0.000±0.0008
88590.8	0.118	C	451	1.068±0.028	0.038±0.037	0.011±0.0006
88590.8	0.118	C	568	1.153±0.033	0.049±0.026	0.009±0.0010
88590.8	0.118	C	650	1.183±0.025	0.075±0.029	0.002±0.0010
88590.8	0.118	C	752	2.466±0.061	2.435±7.869	0.003±0.0009
88283.8	0.102	C	451	1.107±0.010	0.059±0.013	0.036±0.0005
88283.8	0.102	C	568	1.515±0.026	0.180±0.040	0.030±0.0009
88283.8	0.102	C	650	1.299±0.012	0.118±0.014	0.033±0.0005
88283.8	0.102	C	752	0.640±0.016	0.371±0.231	0.034±0.0005
85238.4	0.095	C	451	1.775±0.018	0.223±0.014	0.004±0.0006
85238.4	0.095	C	568	2.325±0.034	0.276±0.013	0.006±0.0009
85238.4	0.095	C	650	2.066±0.029	0.279±0.009	0.010±0.0009
85238.4	0.095	C	752	1.695±0.019	0.253±0.018	0.000±0.0007
84930.8	0.259	C	451	1.309±0.021	0.223±0.077	0.008±0.0008
84930.8	0.259	C	568	1.896±0.054	0.175±0.050	0.000±0.0014
84930.8	0.259	C	650	1.653±0.034	0.172±0.028	0.006±0.0012
84930.8	0.259	C	752	2.129±0.043	0.152±0.025	0.000±0.0009
84636.1	0.093	C	451	0.749±0.022	0.249±0.192	0.036±0.0006
84636.1	0.093	C	568	1.040±0.015	0.019±0.015	0.025±0.0010
84636.1	0.093	C	650	0.786±0.013	0.165±0.059	0.031±0.0006
84636.1	0.093	C	752	0.679±0.015	0.330±0.182	0.034±0.0005
84328.6	0.094	C	451	1.602±0.010	0.219±0.021	0.017±0.0002
84328.6	0.094	C	568	2.166±0.019	0.272±0.013	0.005±0.0005
84328.6	0.094	C	650	1.799±0.010	0.213±0.005	0.009±0.0003
84328.6	0.094	C	752	1.666±0.005	0.193±0.006	0.012±0.0001

Variations des paramètres morphologiques du pic en fonction de λ et τ

La figure G.10 ci-dessous détaille les variations de la pente de A(λ) du bleu au vert (451 à 568 nm) dans le graphe de gauche puis du vert à l'infrarouge proche (568 à 752 nm) dans le graphe de droite. Nous remarquons immédiatement que les variations dans ces deux domaines de longueur d'onde sont différentes et dépendent de la profondeur optique.
Différentes tout d'abord car les valeurs de la pente de A(451<λ<568 nm) sont majoritairement positives alors que celles de la pente de A(568<λ<752 nm) sont globalement négatives. La dépence avec la profondeur optique se distingue nettement pour ces deux pentes de A(λ) : La graphe de gauche de la figure G.10 montre que la pente de A(451<λ<568 nm) augmente quand la profondeur optique augmente. A faible profondeur optique, quand τ<0,5, les valeurs sont proches de zéro et tendent vers 1. Aux profondeurs optiques intérmédiaires, avec τ ∼0,5 les valeurs augmentent légèrement et assurent la transition avec les valeurs à forte profondeur optique, τ>1. A forte profondeur optique, les valeurs de la pente de A(451<λ<568 nm) augmentent encore, bien qu'une partie semble saturer à 1 alors qu'une partie augmente jusqu'à 2. Cette dispersion dans les régions de même profondeur optique semble indiquer que les processus à l'oeuvre n'agissent pas de la même façon dans ces régions, ce qui signifie également que ces régions ont certainement des propriétés optiques différentes. Nous retenons que *du bleu au vert, l'augmentation de l'amplitude est plus forte dans les régions à forte profondeur optique.*
Le graphe de droite de la figure G.10 semble également montrer une augmentation et une saturation quand la profondeur optique, mais pas exactement. Comme les valeurs sont négatives, la pente de A(568<λ<752 nm) est plus forte dans les régions à faible profondeur optique. Ceci souligne donc que *du vert à l'infrarouge proche, la diminution de l'amplitude est plus forte dans les régions à faible profondeur optique.*
Dans les régions où $\tau > 0,5$, la diminution de l'amplitude est plus douce et semble constante, autour de -0,5. Ceci rappelle fortement la **saturation à partir de τ>0,5** pour l'amplitude des filtres `CLEAR` (figure 5.10), à la différence qu'ici, la saturation se produit sur la **variation de l'amplitude du rouge à l'infrarouge proche**.

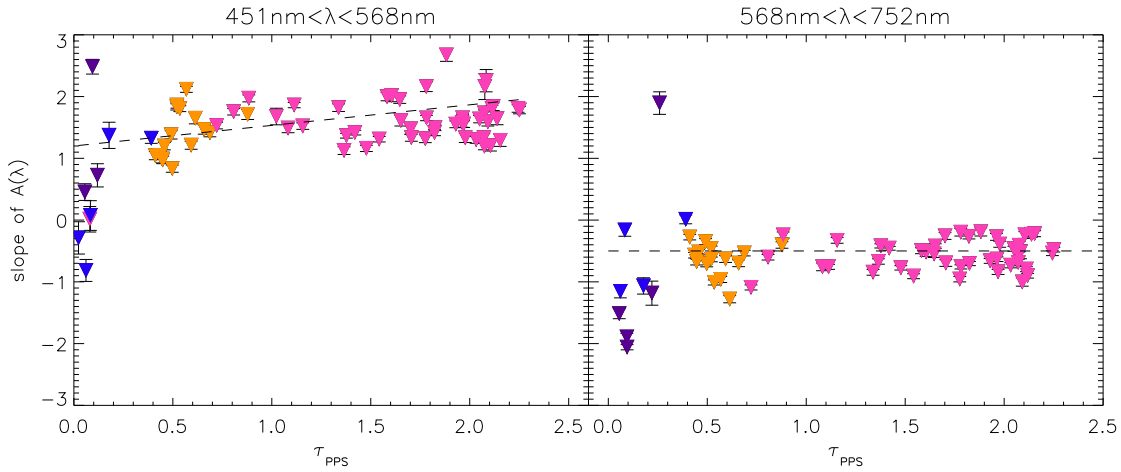


Figure G.10 – Variations de la pente ajustant l'amplitude A de 451<λ<568 nm (à gauche) et de 568<λ<752 nm (à droite) en fonction de la profondeur optique des anneaux. La pente de A(λ) est en μm^{-1}

En conséquence, le résultat fort de la figure G.10 est que **la valeur maximale de A(λ) se touve dans le vert**, puisque du bleu au vert, nous avons une augmentation systématique de l'amplitude dans tous les anneaux et du vert à l'infrarouge proche, nous avons une diminution systématique de l'amplitude.
Comment maintenant interpéter la corrélation positive de A(541nm<λ<568 nm) avec τ et surtout la saturation de A(650nm<λ<752 nm) à partir de τ>0,5 ?
La modélisation de l'amplitude de la rétro-diffusion cohérente a été réalisée par Shkuratov et al. [1999], ce qui permet de relier A au rayon effectif d des grains à une longueur d'onde donnée. Si la taille des grains est plus grande que la longueur d'onde alors A décroît, dans le cas inverse, A augmente. Il semble

donc que la valeur maximale de A(λ) dans le vert indique que les plus petite tailles effectives de grains sont de l'ordre de $\lambda \sim$568 nm.

La figure G.11 montre les variations de la pente de la demi-largeur à mi-hauteur HWHM(λ) du bleu au vert (451 à 568 nm) dans le graphe de gauche puis du vert à l'infrarouge proche (568 à 752 nm) dans le graphe de droite. Nous remarquons que la pente de HWHM(λ) possède beaucoup plus de dispersion que celle de A(λ), ce qui rend les tendances moins claires en fonction de la profondeur optique.
Dans la figure G.11, la pente de HWHM(451<λ<568 nm) du bleu au vert est très dispersée autour de la valeur 0,25. La dispersion est très importante dans les régions à faible (τ>0,5) et forte profondeur optique (τ>1) et relativement basse dans les régions de profondeur optique intermédiaire ($\tau \sim$0,5). Les ajustements réalisés sur cet ensemble de valeurs ne donnent aucun résultat concluant du fait de la dispersion. Malgré cette dispersion, et excepté quelques régions de l'anneau B, de la Division de Cassini et de l'anneau C, la pente de HWHM(451<λ<568 nm) est majoritairement positive et semble légèrement augmenter avec la profondeur optique (voir la figure G.11). Nous pouvons en déduire que *du bleu au vert, l'augmentation de la demi-largeur à mi hauteur est plus accentuée dans les anneaux denses.*
La dispersion de la pente de HWHM(568<λ<752 nm) du vert à l'infrarouge proche est relativement importante mais est homogène dans tous les anneaux ($\sim \pm$0,5) et l'ensemble de points oscille autour de la valeur moyenne zéro. Sur la figure G.11, nous avons tracé une ligne horizontale et nous remarquons qu'il y a autant de points au-dessus de cette droite (donc des valeurs positives de pente, soit une augmentation de HWHM) qu'en-dessous de cette droite (donc des valeurs négatives de pente, soit une diminution de HWHM).

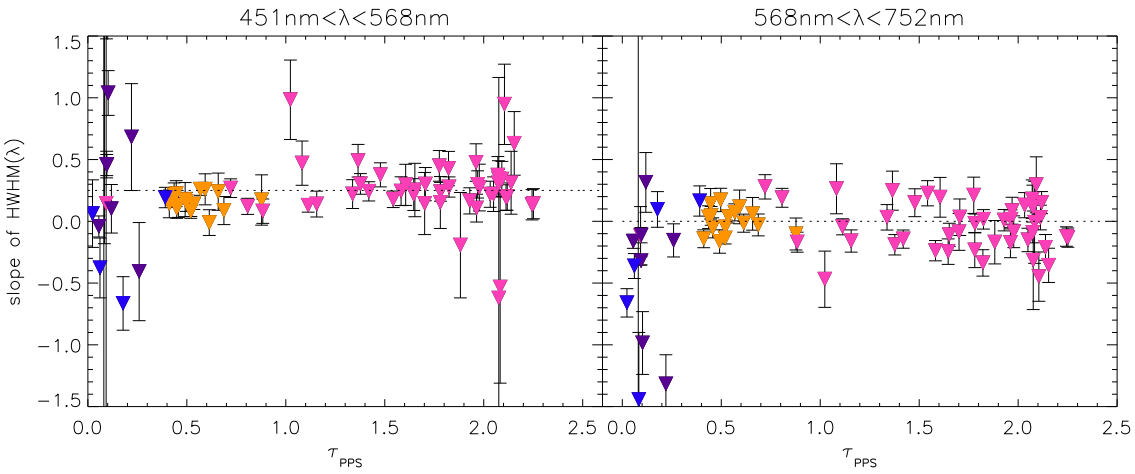


Figure G.11 – Variations de la pente ajustant la demi-largeur à mi hauteur HWHM de 451<λ<568 nm (à gauche) et de 568<λ<752 nm (à droite) en fonction de la profondeur optique des anneaux. La pente de HWHM(λ) est en deg.μm^{-1}

La variation de HWHM(λ) n'est donc pas bien contrainte par la profondeur optique, puisque pour une seule et même valeur de τ, on peut avoir une augmentation ou une diminution de la demi-largeur à mi-hauteur. En conséquence il y a deux cas qui généralisent les variations de la largeur angulaire avec la longueur d'onde :
– Dans le cas d'une diminution de HWHM(568<λ<752 nm), comme HWHM(451<λ<568 nm) est presque toujours croissante, **la valeur maximale de HWHM(λ) est dans le vert** ;
– Dans le cas d'une augmentation de HWHM(451<λ<568 nm), cela signifie que HWHM(λ) augmente du bleu à l'infrarouge proche, cependant il y a une brisure de l'augmentation dans le vert, car la pente dans le bleu-vert est systématiquement plus grande que la pente dans le vert-infrarouge proche.
Le modèle de Mischenko & Dlugach [1992b] peut expliquer ces variations en fonction de la composition chimique des grains (fournit le niveau moyen des valeurs de HWHM), du taux de remplissage des grains dans le régolite (fournit les taux d'accroissement de HWHM(λ)) et du rayon effectif r_0 des grains (fournit la valeur maximale de HWHM quand $r_0 = \lambda/2$), voir la figure 6.5. Par conséquent lorsque HWHM est maximum dans le vert, cela signifie que **le rayon effectif des grains peut être déterminé et vaut**

grossièrement $r_0 \sim \lambda_{\mathbf{grn}}/2$. Dans le cas où HWHM n'aura pas encore atteint sa valeur maximale dans la gamme bleu-infrarouge, le rayon effectif sera donc plus grand, mais ne pourra être déterminé.

G.3 Valeurs pour les courbes de phase de 0-180° en filtres clairs

G.3.1 Le modèle de Hapke (1986)

Est maintenant utilisé le modèle de Hapke [1986], intensivement employé dans les années 1990 pour modéliser les courbes de phases obtenues avec les images des sondes Voyager, voir le tableau E.1 page 355. Avec ses 7 paramètres (voir l'équation (E.44) page 354), il permet de déduire les propriétés diffusives et surfaciques suivantes :
- la rugosité macroscopique est décrite par un paramètre $\bar{\theta}$ qui joue sur les fluctuations de la brillance entre 90 et 150° ;
- l'anisotropie de la diffusion simple est gérée par le paramètre g. Selon la proéminence et la prépondérance des pics de diffusion vers l'avant et vers l'arrière, g varie entre -1 et 1. Cependant, un seul paramètre n'est pas suffisant pour décrire cette anisotropie, on utilise alors la fonction de diffusion simple de Henyey-Greenstein à 2 ou 3 termes (voir les équations (E.55) et (E.56) page 359). Comme son nom le laisse suggérer, elle décrit l'anisotropie avec deux paramètres où $g = -bc$ et l'anisotropie avec trois termes où $g = \mathrm{f}g_1 + (1 - \mathrm{f})g_2$.
- l'albédo de diffusion simple quant à lui est déterminé par l'aire en dessous de la courbe de phase de diffusion simple (Henyey-Greenstein à 2 ou 3 termes).

Deux paramètres supplémentaires agissent sur la fonction de phase aux angles $\alpha<2°$. Ils décrivent l'amplitude et la largeur du pic d'opposition, attribué dans ce modèle au masquage des ombres.

Nous avons prouvé qualitativement avec notre étude morphologique que le modèle de Hapke [1986] n'était pas adapté pour décrire l'effet d'opposition, que ce soit pour la rétro-diffusion cohérente, non considérée, que pour le masquage des ombres, dont les effets sont amplifiés dans ce modèle et se substituent aux réels effets de la rétro-diffusion cohérente.
Cependant, nous voulons savoir à quel point ce modèle est faux : n'y-a-t-il que le masquage des ombres qui est mal traité ? la fonction de rugosité macroscopique a-t-elle vraiment un sens physique pour une surface comme celle des anneaux ? les paramètres liés à la diffusion simple (albédo, anisotropie) sont-ils vraiment stables avec ce modèle ? C'est à toutes ces questions que nous souhaitons répondre, par un traitement minutieux et naïf.

Pour cela, nous avons suivi une méthodologie bien précise dont les résultats sont illustrés par les figures G.12 et G.13 ci-contre : nous avons ajusté les courbes de phase en filtres clairs de 0 à 180° avec le modèle de Hapke [1986] dans lequel la fonction de mélange Henyey-Greenstein à trois termes est intégrée (équation (E.56) page 359). Malgré les avertissements de Cooke [1991] et de Shepard & Helfenstein [2007], nous l'avons préférée à la fonction de mélange à deux termes qui n'ajuste pas du tout les courbes. En effet, dans la fonction à deux termes, le lobe de diffusion vers l'arrière est identique au lobe de diffusion vers l'avant, s'il y en a un. De cette façon la diffusion vers l'avant tend à augmenter vers 100° ce qui n'est pas le cas des fonctions de phase des anneaux de Saturne. Que ce soit pour l'anneau A, la Division de Cassini et l'anneau C qui montrent dans certaines régions de proéminents pics de diffusion vers l'avant, ce pic commence invariablement vers 160 à 170 degrés de sorte qu'il n'est pas trivial de prédire la remontée de la fonction de phase sans les données aux grands angles de phase. D'ailleurs, dans toutes nos courbes de phase en couleur, la décroissance de la courbe de phase aux alentours de 160° ne laisse pas présager de diffusion vers l'avant, pourtant bien visible dans les images en couleur à basse résolution, voir l'image composite de la page 4.2.4.
Ensuite, pour les courbes de phase en couleurs de 0 à 160°, nous avons utilisé le modèle de Hapke [1986] avec la fonction de mélange à deux termes (équation (E.55) page 359). Nous attendions à trouver des valeurs du paramètre d'anisotropie invariablement négatives, cependant, comme le montrent les fi-

gures G.12 et G.13, le pic étroit de diffusion vers l'avant ne permet de faire basculer g dans les valeurs positives : en filtres couleurs, nous obtenons un g moyenné en longueurs d'onde de -0,42 alors que la courbe de phase en filtres `CLEAR` fournit un g légèrement plus faible g=-0,28 mais toujours négatif ! Cette propriété qu'ont les anneaux à faire dominer la rétro-diffusion sera discutée plus en détail dans le § 7.3.

Nous comprenons donc que ces deux fonctions de Henyey-Greenstein sont très sensibles, la fonction de mélange à trois termes ne doit être utilisée que pour les courbes de phase montrant un pic étroit de diffusion vers l'avant. Pour les pics plus larges de diffusions vers l'avant, comme ceux obtenus en laboratoire par McGuire & Hapke [1995], la fonction de mélange à deux termes est amplement suffisante.

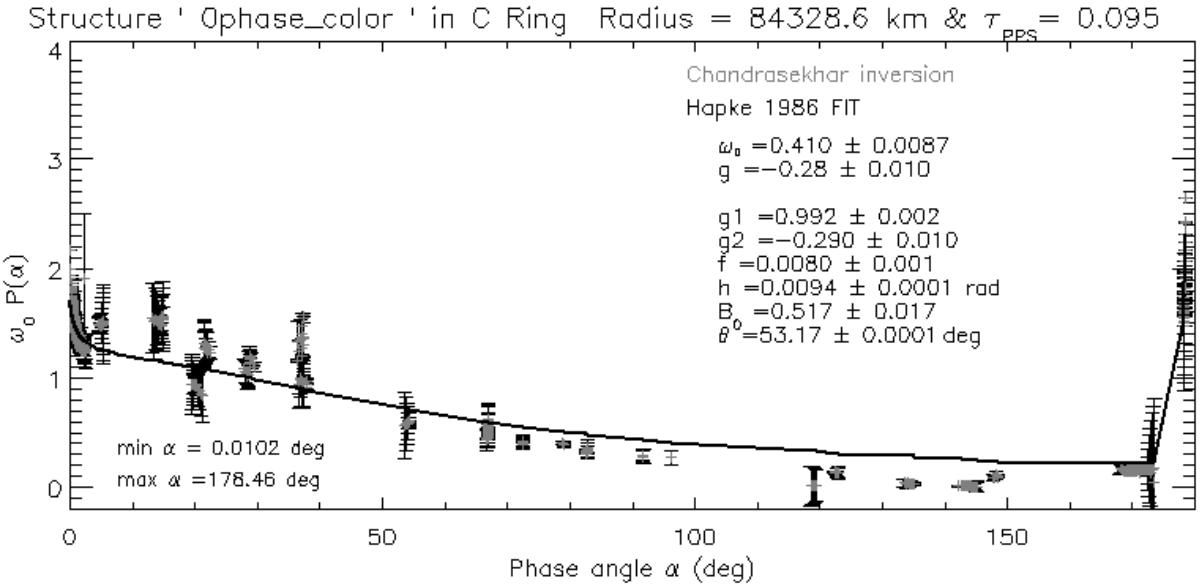


Figure G.12 – Representative CLEAR full phase curve for a low τ ring feature (C ring) fitted with the Hapke (1986) model.

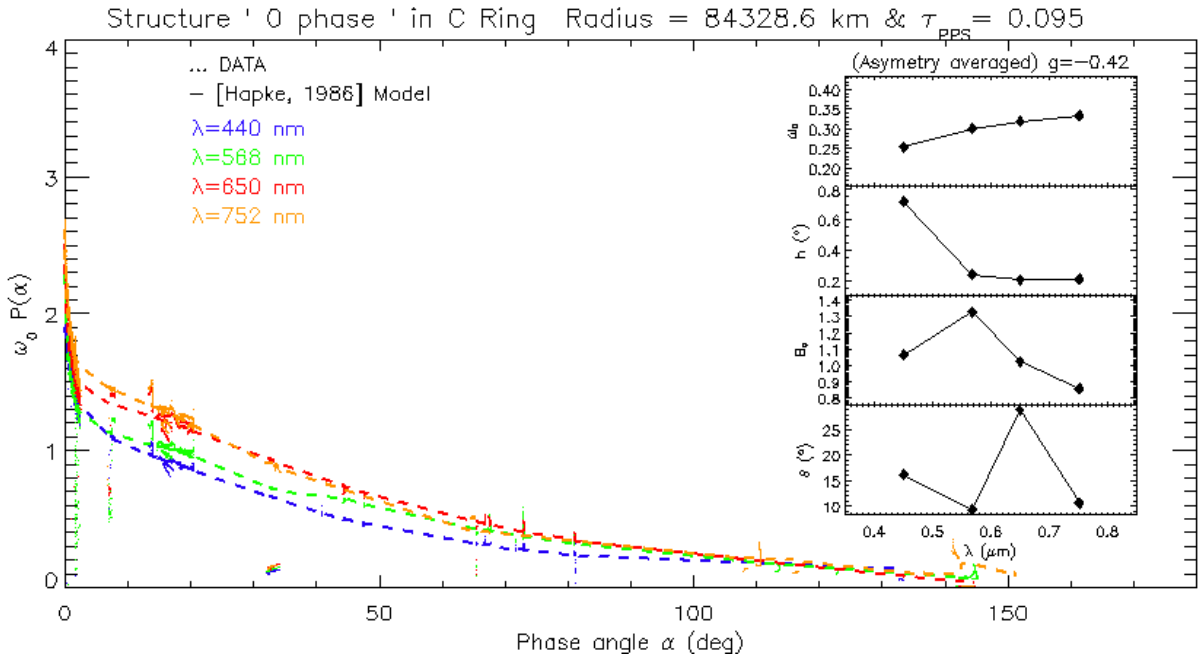


Figure G.13 – Representative COLOR full phase curves for the same ring feature (C ring) fitted with the Hapke (1986) model.

Table Gd : Outputs of Hapke [1986] (Henyey-Greenstein 3 Terms) models for typical CLEAR phase curves representing each main ring.

R (km)	τ_{PPS}	Ring type	ϖ_0	g	g_1	g_2	f	θ	h	B_0
75356.9	0.028	inner	0.394	0.308	0.851	0.331	0.018	23.69	0.010	0.296
75356.9	0.028	inner	0.394	0.308	0.851	0.331	0.018	23.69	0.010	0.296
75665.0	0.030	inner	0.471	0.242	7.107	0.196	0.230	25.39	0.009	1.189
76671.2	0.032	inner	0.725	0.481	0.999	0.329	0.609	20.76	0.009	0.442
93781.3	1.299	inner	0.489	0.591	0.173	0.452	0.222	58.40	0.002	0.612
94201.6	0.964	inner	0.480	0.612	0.058	0.384	0.699	43.71	0.011	0.398
94751.3	0.707	inner	0.490	0.530	0.092	0.356	0.659	41.55	0.008	0.540
95527.3	0.946	inner	0.529	0.455	0.451	0.458	0.416	50.08	0.012	0.419
96659.0	1.309	inner	0.497	0.626	0.216	0.312	3.253	43.27	0.011	0.532
97661.4	0.960	inner	0.535	0.453	0.455	0.452	0.272	64.09	0.011	0.359
98146.4	0.896	inner	0.499	0.627	0.186	0.319	2.301	42.08	0.011	0.438
117983.	0.117	inner	0.434	0.301	0.997	0.341	0.029	42.81	0.010	0.515
118084.	0.121	inner	0.396	0.285	0.998	0.364	0.057	38.19	0.010	0.553
118365.	0.081	inner	0.558	0.146	0.999	0.383	0.171	47.72	0.007	0.212
118482.	0.086	inner	0.418	0.313	0.997	0.370	0.041	43.15	0.012	0.631
118668.	0.080	inner	0.488	0.153	0.999	0.471	0.424	31.48	0.009	0.516
118836.	0.077	inner	0.405	0.287	0.998	0.390	0.074	47.85	0.008	0.646
119145.	0.091	inner	0.501	0.253	0.999	0.499	0.502	29.93	0.010	0.501
119476.	0.031	inner	0.501	0.314	0.997	0.509	0.129	33.91	0.009	0.446
119644.	0.038	inner	0.506	0.028	0.998	0.519	0.323	25.39	0.008	8.372
119768.	0.029	inner	0.577	0.233	0.997	0.402	0.120	48.09	0.008	0.426
122097.	0.462	inner	0.462	0.534	0.004	0.352	0.510	40.96	0.010	0.633
122269.	0.658	inner	0.489	0.575	0.166	0.361	1.101	21.80	0.001	1.883
123040.	0.854	inner	0.524	0.602	0.019	0.381	0.609	22.12	0.011	0.565
123249.	0.693	inner	0.526	0.600	0.111	0.335	1.188	22.02	0.011	0.554
78273.0	0.079	background	0.314	0.333	0.874	0.344	0.009	13.21	0.010	0.439
78889.1	0.072	background	0.330	0.569	0.998	0.329	0.180	13.00	0.002	0.481
79956.9	0.096	background	0.319	0.365	0.304	0.325	0.063	13.16	0.013	0.354
80757.8	0.109	background	0.291	0.429	0.006	0.292	0.475	46.79	0.011	0.386
81661.4	0.117	background	0.324	0.334	0.332	0.334	0.229	13.16	0.013	0.327
82914.0	0.132	background	0.302	0.352	0.946	0.367	0.011	26.93	0.010	0.328
84125.6	0.102	background	0.358	0.336	0.988	0.345	0.006	53.11	0.010	0.260
85234.6	0.097	background	0.321	0.331	0.995	0.351	0.014	42.95	0.010	0.525
86158.7	0.075	background	0.502	0.290	0.991	0.297	0.005	52.45	0.010	0.059
86877.4	0.065	background	0.406	0.210	0.999	0.373	0.119	42.58	0.010	0.261
89547.1	0.045	background	0.527	0.364	0.981	0.374	0.007	52.18	0.017	0.155
90019.4	0.082	background	0.537	0.397	0.890	0.415	0.013	25.52	0.012	4.408
99213.5	1.500	background	0.576	0.630	0.092	0.419	0.410	49.20	0.002	0.415
103223.	1.327	background	0.578	0.674	0.211	0.302	4.094	48.47	0.003	0.451
106327.	2.067	background	0.588	0.648	0.177	0.320	2.289	47.81	0.012	0.375
111953.	1.407	background	0.627	0.525	0.537	0.479	0.045	46.59	0.001	0.708
113667.	1.372	background	0.612	0.635	0.021	0.417	0.497	38.68	0.008	0.289
114637.	1.441	background	0.599	0.657	0.119	0.353	1.293	38.27	0.019	0.318
120116.	0.148	background	0.321	0.340	0.997	0.397	0.040	40.53	0.011	0.584
120335.	0.074	background	0.620	0.207	0.999	0.421	0.442	22.22	0.009	1.480
120408.	0.072	background	0.451	0.347	0.998	0.510	0.108	48.12	0.010	0.069
120565.	0.356	background	0.498	0.239	0.999	0.496	0.491	30.20	0.009	0.502
120638.	0.381	background	0.485	0.129	0.999	0.466	0.406	33.55	0.010	0.520
120711.	0.400	background	0.464	0.092	0.999	0.449	0.246	25.93	0.010	0.609
120773.	0.427	background	0.496	0.078	0.999	0.479	0.377	34.11	0.010	0.501
124659.	0.579	background	0.502	0.561	0.081	0.376	0.629	34.59	0.012	0.473
126619.	0.495	background	0.499	0.248	0.999	0.499	0.498	29.95	0.010	0.501
127655.	0.489	background	0.477	0.156	0.999	0.498	0.227	19.44	0.010	0.732
128977.	0.464	background	0.726	0.473	0.999	0.549	0.660	35.55	0.009	0.463
130037.	0.459	background	0.519	0.268	0.999	0.556	0.530	22.61	0.010	0.604
131122.	0.454	background	0.518	0.336	0.999	0.528	0.565	31.20	0.009	0.484
133105.	0.457	background	0.540	0.330	0.995	0.369	0.028	41.37	0.010	0.514
74996.2	0.055	bright	0.205	0.447	0.363	0.153	1.404	41.62	0.010	0.265
76199.8	0.131	bright	0.102	0.631	0.678	0.800	1.388	13.48	0.014	1.427
77075.4	0.126	bright	0.210	0.422	0.209	0.373	0.296	11.49	0.008	0.797
79238.2	0.279	bright	0.173	0.426	0.284	0.209	2.882	13.23	0.001	1.214
82031.0	0.190	bright	0.246	0.350	0.451	0.342	0.009	13.15	0.010	0.544
84844.4	0.421	bright	0.478	0.260	0.999	0.451	0.490	29.81	0.010	0.444
85706.9	0.238	bright	0.219	0.411	0.992	0.416	0.003	44.04	0.010	0.701
85953.3	0.208	bright	0.249	0.383	0.980	0.387	0.003	52.15	0.009	0.447
86503.2	0.386	bright	0.344	0.157	0.999	0.535	0.450	27.87	0.010	0.540
87189.3	0.142	bright	0.238	0.395	0.992	0.396	0.001	50.17	0.009	0.498
87312.8	0.143	bright	0.234	0.381	0.991	0.384	0.002	52.14	0.010	0.543
88451.6	0.240	bright	0.265	0.461	0.995	0.467	0.003	50.95	0.009	0.628
89233.7	0.232	bright	0.256	0.416	0.991	0.419	0.002	51.42	0.008	1.032
89851.1	0.302	bright	0.399	0.180	0.999	0.417	0.167	13.55	0.009	0.527

table continues on next page...

R (km)	$\tau_{\rm PPS}$	Ring type	ϖ_0	g	g_1	g_2	f	θ	h	B_0
90509.7	0.350	bright	0.325	0.432	0.998	0.447	0.010	50.88	0.008	0.851
92390.9	1.630	bright	0.478	0.624	0.081	0.381	0.813	45.15	0.014	0.479
100475.	2.073	bright	0.574	0.641	0.084	0.353	1.068	49.30	0.013	0.326
101800.	2.069	bright	0.574	0.674	0.224	0.268	9.282	41.58	0.003	0.443
105422.	2.089	bright	0.584	0.680	0.192	0.320	2.809	40.77	0.005	0.395
107847.	2.107	bright	0.671	0.477	0.471	0.485	0.576	47.39	0.001	0.544
109367.	2.051	bright	0.645	0.643	0.007	0.413	0.544	38.48	0.002	0.429
115122.	2.026	bright	0.616	0.616	0.059	0.428	0.382	45.93	0.009	0.350
116254.	2.106	bright	0.632	0.701	0.099	0.339	1.505	89.99	0.008	0.359
118168.	0.126	bright	0.461	0.140	0.999	0.441	0.403	41.48	0.006	0.847
119061.	0.083	bright	0.432	0.103	0.999	0.453	0.240	36.99	0.004	0.431
119229.	0.101	bright	0.436	0.267	0.998	0.335	0.051	33.88	0.009	0.639
119285.	0.090	bright	0.443	0.022	0.999	0.436	0.319	47.76	0.008	0.674
122553.	1.076	bright	0.523	0.608	0.000	0.390	0.559	21.76	0.014	0.542
123676.	1.138	bright	0.535	0.617	0.066	0.360	0.875	22.07	0.012	0.603
123848.	0.908	bright	0.514	0.615	0.084	0.364	0.899	32.36	0.010	0.612
124252.	0.833	bright	0.538	0.460	0.458	0.462	0.357	46.74	0.011	0.416
124409.	0.678	bright	0.538	0.454	0.444	0.456	0.137	27.42	0.011	0.438
125367.	0.668	bright	0.486	0.551	0.141	0.340	1.055	34.16	0.011	0.478
125951.	0.573	bright	0.517	0.454	0.453	0.454	0.250	35.55	0.009	0.383
130786.	0.622	bright	0.547	0.358	0.999	0.560	0.588	31.18	0.009	0.594
131818.	0.734	bright	0.659	0.313	0.999	0.497	0.541	39.79	0.009	0.662
132372.	0.682	bright	0.724	0.604	0.999	0.553	0.745	34.07	0.011	0.394
134280.	0.923	bright	0.498	0.242	0.999	0.497	0.494	29.91	0.010	0.504
73271.7	0.005	ringlet	0.795	0.189	0.990	0.352	0.121	12.98	0.003	0.407
77862.3	0.608	ringlet	0.127	0.397	0.465	0.649	1.366	30.91	0.006	2.344
87506.6	0.848	ringlet	0.085	0.643	0.713	0.787	1.950	44.01	0.012	0.980
88725.6	0.144	ringlet	0.331	0.254	0.530	0.364	0.123	41.90	0.010	0.580
90163.1	0.612	ringlet	0.286	0.423	0.023	0.285	0.528	45.66	0.012	0.631
95107.0	0.727	ringlet	0.492	0.539	0.155	0.385	0.284	89.99	0.011	0.465
96885.4	0.804	ringlet	0.493	0.578	0.125	0.372	0.834	49.81	0.013	0.358
101671.	1.231	ringlet	0.552	0.673	0.136	0.326	1.824	89.99	0.012	0.279
110789.	1.848	ringlet	0.576	0.669	0.162	0.359	1.577	39.39	0.006	0.454
117803.	0.549	ringlet	0.228	0.343	0.325	0.168	1.115	46.29	0.010	0.000
117910.	0.094	ringlet	0.548	0.047	0.999	0.328	0.211	42.19	0.009	0.013
118241.	0.096	ringlet	0.490	0.160	0.999	0.474	0.431	31.72	0.010	0.525
120060.	0.305	ringlet	0.249	0.339	0.997	0.364	0.018	37.48	0.010	1.012
120279.	0.123	ringlet	0.425	0.116	0.999	0.392	0.198	25.20	0.011	0.859
133513.	0.014	ringlet	1.099	0.862	0.996	0.056	0.872	19.90	0.006	0.268
133574.	0.022	ringlet	0.618	0.524	0.994	0.395	0.661	12.78	0.012	0.092
140372.	0.032	ringlet	0.985	1.338	0.997	0.548	1.220	19.94	0.009	0.011
90685.9	0.075	outer	0.513	0.399	0.996	0.431	0.022	49.55	0.008	0.493
90929.2	0.100	outer	0.498	0.355	0.997	0.389	0.024	41.63	0.008	1.568
91237.3	0.137	outer	0.497	0.311	0.997	0.342	0.023	51.46	0.009	0.457
91788.6	0.171	outer	0.569	0.370	0.990	0.372	0.001	45.41	0.011	0.061
112309.	1.890	outer	0.596	0.706	0.183	0.316	2.947	89.99	0.007	0.394
113053.	1.763	outer	0.603	0.683	0.230	0.317	4.201	58.03	0.003	0.478
113441.	1.745	outer	0.657	0.475	0.954	0.474	0.000	62.79	0.008	0.253
113796.	1.553	outer	0.592	0.686	0.121	0.361	1.349	89.99	0.011	0.292
114411.	1.744	outer	0.610	0.663	0.142	0.351	1.492	38.23	0.014	0.247
120918.	0.091	outer	0.599	0.391	0.995	0.436	0.031	21.47	0.009	0.379
121031.	0.115	outer	0.522	0.339	0.994	0.374	0.025	48.12	0.011	0.716
121272.	0.137	outer	0.599	0.140	0.999	0.432	0.204	21.64	0.009	0.016
121626.	0.157	outer	0.586	0.262	0.998	0.361	0.073	48.05	0.011	0.710
121901.	0.181	outer	0.574	0.388	0.985	0.395	0.005	47.44	0.010	0.388
74814.7	0.031	0phase	0.487	0.222	0.999	0.473	0.472	29.61	0.010	0.493
75439.2	0.031	0phase	0.358	0.395	0.044	0.241	0.784	47.73	0.012	0.225
76057.1	0.075	0phase	0.470	0.316	0.999	0.467	0.534	27.54	0.010	0.427
76699.6	0.032	0phase	0.644	0.162	0.999	0.289	0.350	19.23	0.010	0.288
77312.6	0.081	0phase	0.235	0.406	0.458	0.406	0.000	89.92	0.010	0.596
77938.8	0.057	0phase	0.316	0.719	1.000	0.342	0.281	13.07	0.010	0.503
78600.8	0.069	0phase	0.393	0.183	0.996	0.203	0.016	13.06	0.010	1.099
79208.0	0.232	0phase	0.194	0.359	0.363	0.346	0.763	26.38	0.011	0.738
79832.9	0.089	0phase	0.324	0.407	0.004	0.282	0.450	13.05	0.011	0.382
80467.7	0.103	0phase	0.334	0.331	0.386	0.272	0.519	13.29	0.001	0.623
81108.5	0.093	0phase	0.345	0.329	0.323	0.307	1.351	13.33	0.009	0.282
81742.9	0.121	0phase	0.318	0.338	0.275	0.346	0.121	13.11	0.014	0.288
82371.1	0.095	0phase	0.357	0.324	0.950	0.340	0.012	22.97	0.011	0.188
82993.2	0.125	0phase	0.303	0.367	0.947	0.382	0.011	26.21	0.010	0.270
83610.9	0.088	0phase	0.365	0.321	0.987	0.330	0.007	13.20	0.002	0.619
84242.6	0.102	0phase	0.333	0.310	0.973	0.318	0.006	53.10	0.009	0.792
84875.8	0.426	0phase	0.480	0.287	0.999	0.443	0.506	28.98	0.009	0.450
85498.8	0.078	0phase	0.418	0.335	0.992	0.343	0.006	45.96	0.010	0.168

table continues on next page...

R (km)	τ_{PPS}	Ring type	ϖ_0	g	g_1	g_2	f	θ	h	B_0
86129.6	0.072	0phase	0.434	0.360	0.991	0.369	0.006	50.43	0.012	4.092
86746.3	0.051	0phase	0.480	0.254	0.999	0.400	0.104	16.25	0.010	1.545
87382.5	0.031	0phase	0.581	0.409	0.929	0.429	0.014	13.70	0.011	4.844
88006.4	0.051	0phase	0.591	0.311	0.993	0.321	0.007	17.00	0.010	0.012
88608.6	0.079	0phase	0.373	0.441	0.889	0.472	0.022	27.61	0.009	0.744
89234.5	0.232	0phase	0.256	0.405	0.998	0.422	0.012	46.92	0.008	0.991
89865.1	0.312	0phase	0.474	0.198	0.999	0.502	0.466	28.54	0.010	0.522
90496.0	0.352	0phase	0.335	0.385	0.388	0.444	0.071	45.82	0.011	0.798
91116.7	0.105	0phase	0.656	0.004	0.999	0.334	0.254	44.83	0.013	0.403
91751.5	0.173	0phase	0.549	0.373	0.996	0.381	0.005	45.68	0.013	0.032
92352.6	1.826	0phase	0.523	0.476	0.393	0.432	1.099	48.02	0.010	0.426
92999.9	1.249	0phase	0.513	0.466	0.467	0.463	0.645	45.19	0.014	0.390
93612.1	0.876	0phase	0.518	0.449	1.117	0.451	0.001	68.51	0.010	0.357
94241.6	1.116	0phase	0.473	0.606	0.241	0.365	1.952	59.03	0.003	0.574
94875.2	0.725	0phase	0.506	0.433	0.873	0.434	0.000	40.93	0.010	0.453
95503.8	1.172	0phase	0.530	0.452	0.449	0.454	0.367	41.09	0.013	0.419
96089.6	0.959	0phase	0.489	0.572	0.117	0.419	0.283	89.96	0.011	0.443
96742.8	0.936	0phase	0.552	0.420	0.398	0.571	0.868	49.90	0.007	0.823
97340.6	0.746	0phase	0.530	0.454	0.454	0.454	0.367	74.09	0.010	0.367
97971.1	0.811	0phase	0.544	0.458	0.459	0.457	0.396	49.58	0.010	0.326
98612.1	0.847	0phase	0.570	0.455	0.458	0.451	0.475	63.13	0.011	0.248
99228.7	1.465	0phase	0.558	0.656	0.168	0.314	2.353	49.26	0.011	0.314
99828.9	1.464	0phase	0.565	0.668	0.151	0.314	2.174	42.29	0.011	0.323
100455.	2.047	0phase	0.629	0.453	0.451	0.454	0.250	49.55	0.011	0.306
101085.	2.025	0phase	0.637	0.456	0.455	0.456	0.223	40.45	0.011	0.228
101691.	1.170	0phase	0.570	0.632	0.163	0.409	0.390	89.99	0.010	0.255
102314.	1.620	0phase	0.587	0.675	0.155	0.303	2.506	56.39	0.013	0.324
102939.	2.111	0phase	0.591	0.663	0.037	0.383	0.810	41.44	0.001	0.574
103559.	2.065	0phase	0.625	0.472	0.475	0.437	0.911	48.66	0.002	0.514
104172.	2.107	0phase	0.613	0.490	0.534	0.636	1.438	39.44	0.010	0.464
104443.	2.120	0phase	0.630	0.456	0.455	0.457	0.256	48.64	0.011	0.350
104785.	2.147	0phase	0.634	0.477	0.456	0.464	1.719	39.87	0.002	0.466
104790.	2.160	0phase	0.636	0.461	0.462	0.460	0.341	39.56	0.011	0.323
105127.	2.134	0phase	0.645	0.474	0.469	0.459	1.536	40.31	0.002	0.455
105408.	2.106	0phase	0.586	0.667	0.137	0.327	1.786	40.89	0.018	0.325
105482.	2.176	0phase	0.583	0.668	0.238	0.287	7.655	47.86	0.007	0.406
106015.	2.048	0phase	0.591	0.653	0.151	0.333	1.751	47.89	0.017	0.316
106644.	2.074	0phase	0.659	0.458	0.454	0.461	0.339	47.66	0.010	0.296
107248.	2.110	0phase	0.680	0.461	0.945	0.459	0.000	57.67	0.009	0.276
107870.	2.045	0phase	0.611	0.684	0.183	0.330	2.411	39.74	0.004	0.405
109103.	1.923	0phase	0.635	0.677	0.202	0.323	2.933	47.07	0.002	0.457
109722.	2.073	0phase	0.610	0.668	0.128	0.355	1.373	47.01	0.009	0.376
110340.	2.001	0phase	0.585	0.662	0.133	0.349	1.445	39.45	0.019	0.375
110952.	1.814	0phase	0.582	0.664	0.016	0.407	0.605	89.99	0.010	0.350
111548.	1.827	0phase	0.600	0.655	0.027	0.390	0.729	39.41	0.016	0.314
112181.	1.839	0phase	0.664	0.469	0.465	0.471	0.327	46.83	0.009	0.268
112065.	1.592	0phase	0.592	0.664	0.069	0.384	0.888	38.92	0.015	0.295
119467.	0.030	0phase	0.593	0.325	0.997	0.491	0.111	48.41	0.009	0.025
119041.	0.085	0phase	0.477	0.022	0.999	0.452	0.326	38.85	0.004	0.373
124033.	0.691	0phase	0.511	0.596	0.124	0.333	1.261	22.48	0.014	0.583
128395.	0.447	0phase	0.582	0.351	0.999	0.575	0.588	31.45	0.009	0.602
128864.	0.435	0phase	0.673	0.561	0.999	0.573	0.721	37.18	0.009	0.381
129329.	0.418	0phase	0.535	0.297	0.999	0.540	0.544	21.16	0.010	0.580
129803.	0.437	0phase	0.493	0.019	0.999	0.478	0.310	20.51	0.009	0.932
136344.	0.551	0phase-color	0.489	0.275	0.997	0.415	0.099	16.64	0.010	0.739
136042.	0.530	0phase-color	0.601	0.258	0.996	0.364	0.077	46.60	0.011	0.021
135751.	0.515	0phase-color	0.524	0.305	0.996	0.392	0.062	41.56	0.010	0.546
135448.	0.523	0phase-color	0.602	0.260	0.997	0.362	0.075	20.27	0.011	0.321
132439.	0.495	0phase-color	0.524	0.383	0.996	0.424	0.028	21.85	0.009	0.069
132135.	0.450	0phase-color	0.529	0.297	0.998	0.390	0.066	40.61	0.011	0.539
131844.	0.628	0phase-color	0.567	0.397	0.999	0.532	0.606	22.63	0.010	0.432
131540.	0.415	0phase-color	0.534	0.272	0.998	0.384	0.080	41.45	0.009	0.776
128525.	0.446	0phase-color	0.586	0.349	0.999	0.573	0.586	32.52	0.009	0.564
128226.	0.439	0phase-color	0.587	0.361	0.999	0.576	0.595	30.62	0.009	0.624
127930.	0.452	0phase-color	0.593	0.250	0.999	0.523	0.507	18.34	0.009	0.848
127627.	0.486	0phase-color	0.548	0.359	0.999	0.420	0.042	19.64	0.008	0.542
124613.	0.595	0phase-color	0.531	0.455	0.457	0.454	0.250	37.06	0.012	0.338
124310.	0.649	0phase-color	0.530	0.462	0.457	0.462	0.027	45.43	0.011	0.474
124014.	0.687	0phase-color	0.508	0.600	0.062	0.372	0.736	35.93	0.011	0.553
123708.	0.893	0phase-color	0.535	0.602	0.004	0.390	0.534	22.38	0.011	0.585

table continues on next page...

R (km)	$\tau_{\rm PPS}$	Ring type	ϖ_0	g	g_1	g_2	f	θ	h	B_0
120693.	0.379	0phase-color	0.485	0.115	0.999	0.463	0.395	34.08	0.010	0.520
120390.	0.063	0phase-color	0.634	0.250	0.996	0.301	0.039	48.34	0.008	1.360
120094.	0.177	0phase-color	0.305	0.320	0.998	0.374	0.039	28.93	0.009	0.888
119792.	0.024	0phase-color	0.445	0.397	0.995	0.540	0.093	48.16	0.009	0.000
118806.	0.082	0phase-color	0.485	0.238	0.997	0.283	0.035	47.96	0.010	0.867
118353.	0.078	0phase-color	0.525	0.309	0.997	0.352	0.031	46.74	0.009	0.412
117916.	0.099	0phase-color	0.466	0.283	0.995	0.300	0.013	47.62	0.010	0.294
117466.	1.191	0phase-color	0.375	0.488	0.844	0.478	0.026	45.90	0.012	2.024
116768.	1.686	0phase-color	0.637	0.484	0.471	0.485	0.039	88.98	0.013	0.217
116463.	2.071	0phase-color	0.578	0.604	0.146	0.244	3.639	37.91	0.134	0.731
116170.	1.944	0phase-color	0.727	0.466	0.756	0.462	0.002	21.52	0.011	0.149
115866.	1.696	0phase-color	0.626	0.661	0.171	0.327	2.139	38.15	0.019	0.318
112843.	1.364	0phase-color	0.598	0.688	0.085	0.371	1.108	89.99	0.014	0.285
112763.	1.769	0phase-color	0.604	0.678	0.162	0.363	1.567	55.35	0.001	0.679
112538.	1.476	0phase-color	0.613	0.657	0.236	0.329	3.501	21.12	0.003	0.487
112363.	1.805	0phase-color	0.657	0.503	0.154	0.446	0.195	55.33	0.012	0.258
112242.	1.763	0phase-color	0.600	0.689	0.226	0.312	4.352	57.99	0.003	0.525
111978.	1.369	0phase-color	0.576	0.674	0.208	0.353	2.212	46.77	0.003	0.561
111936.	1.441	0phase-color	0.637	0.475	0.476	0.475	0.121	46.93	0.010	0.324
111583.	1.779	0phase-color	0.596	0.660	0.114	0.395	0.944	46.77	0.002	0.547
108908.	2.098	0phase-color	0.617	0.688	0.182	0.310	2.951	47.18	0.011	0.335
108603.	1.992	0phase-color	0.668	0.471	0.759	0.466	0.004	47.38	0.010	0.274
108310.	2.105	0phase-color	0.598	0.667	0.180	0.337	2.101	47.19	0.006	0.423
108005.	2.057	0phase-color	0.660	0.478	0.501	0.446	0.579	47.32	0.002	0.406
107526.	2.169	0phase-color	0.621	0.690	0.182	0.331	2.415	40.34	0.002	0.448
107188.	2.096	0phase-color	0.625	0.652	0.105	0.342	1.304	47.50	0.015	0.295
106864.	2.065	0phase-color	0.669	0.460	0.460	0.460	0.166	47.58	0.012	0.249
106533.	2.096	0phase-color	0.595	0.643	0.109	0.345	1.264	47.50	0.017	0.347
104975.	2.066	0phase-color	0.642	0.462	0.462	0.461	0.248	39.65	0.010	0.319
104667.	2.084	0phase-color	0.629	0.460	0.459	0.460	0.201	59.03	0.011	0.346
104376.	1.957	0phase-color	0.625	0.463	0.463	0.463	0.472	40.66	0.011	0.324
104159.	2.072	0phase-color	0.581	0.626	0.037	0.389	0.554	40.46	0.009	0.372
104067.	1.594	0phase-color	0.558	0.651	0.185	0.317	2.528	48.51	0.014	0.365
103874.	2.131	0phase-color	0.566	0.660	0.182	0.319	2.480	40.51	0.006	0.438
103603.	1.967	0phase-color	0.625	0.459	0.464	0.457	0.304	41.35	0.011	0.338
103327.	1.621	0phase-color	0.575	0.662	0.169	0.305	2.632	48.50	0.014	0.368
101034.	1.461	0phase-color	0.574	0.668	0.203	0.308	3.426	48.90	0.005	0.360
100728.	2.087	0phase-color	0.580	0.627	0.075	0.340	1.084	49.37	0.027	0.327
100433.	1.934	0phase-color	0.578	0.603	0.024	0.392	0.573	59.24	0.010	0.344
100125.	2.221	0phase-color	0.585	0.608	0.181	0.410	0.333	90.00	0.009	0.303
100128.	2.216	0phase-color	0.565	0.666	0.160	0.319	2.177	56.68	0.004	0.449
99932.7	1.177	0phase-color	0.622	0.456	0.455	0.457	0.337	49.36	0.012	0.277
99752.2	2.039	0phase-color	0.569	0.651	0.076	0.361	1.017	57.10	0.008	0.327
99570.5	1.900	0phase-color	0.578	0.643	0.118	0.323	1.570	49.20	0.017	0.283
97088.1	0.714	0phase-color	0.488	0.595	0.109	0.346	1.047	61.12	0.011	0.380
96783.8	0.807	0phase-color	0.533	0.458	0.462	0.456	0.408	49.54	0.017	0.353
96488.7	1.130	0phase-color	0.524	0.562	0.281	0.410	0.219	89.99	0.009	0.480
96180.8	0.935	0phase-color	0.477	0.607	0.288	0.342	4.967	49.78	0.002	0.597
93145.0	1.110	0phase-color	0.508	0.470	0.985	0.471	0.000	51.11	0.009	0.385
92835.0	1.357	0phase-color	0.470	0.626	0.130	0.426	0.672	43.56	0.002	0.553
92541.1	1.678	0phase-color	0.481	0.614	0.060	0.407	0.594	44.79	0.012	0.437
92233.6	1.613	0phase-color	0.530	0.459	0.840	0.453	0.004	45.42	0.008	0.502
89192.7	0.224	0phase-color	0.242	0.444	0.998	0.456	0.008	45.19	0.011	0.334
88885.3	0.054	0phase-color	0.527	0.338	0.989	0.346	0.005	52.23	0.010	0.045
88590.8	0.127	0phase-color	0.414	0.198	0.999	0.546	0.481	27.05	0.010	0.483
88283.8	0.098	0phase-color	0.433	0.330	1.018	0.325	0.003	47.57	0.010	0.472
85238.4	0.096	0phase-color	0.542	0.244	0.999	0.326	0.430	26.48	0.009	0.516
84930.8	0.294	0phase-color	0.217	0.405	0.996	0.419	0.009	52.51	0.010	0.899
84636.1	0.100	0phase-color	0.468	0.264	0.999	0.432	0.486	25.52	0.010	0.494
84328.6	0.095	0phase-color	0.318	0.328	0.996	0.351	0.017	43.86	0.009	0.730

G.3.2 Effet régional du paramètre d'anisotropie g

Nous procédons par étapes en commentant tout d'abord les deux paramètres d'anisotropie g_1 et g_2 de la fonction de Henyey-Greenstein à trois termes (voir page 359). Ces deux paramètres sont en effet reliés pour fournir le paramètre $g = \mathrm{f} \cdot g_1 + (1 - \mathrm{f}) \cdot g_2$ avec f la fraction de poussière que nous étudierons plus en détail à la page 178. g_1 peut être positif ou négatif et g_2 est strictement positif. Le fonctionnement des paramètres g_1 et g_2 est relativement simple. Lorsqu'il y a un pic de diffusion vers l'avant g_1 est positif et lorsqu'il n'y a pas de diffusion vers l'avant, g_1 est négatif et contribue à tirer g vers les valeurs encore plus négatives pour assurer la prépondérance de la rétro-diffusion.
On s'attend donc à avoir des valeurs de g_1 positives dans tous les anneaux sauf dans l'anneau B. C'est effectivement ce que nous obtenons, excepté deux structures dans l'anneau B. Ces deux structures n'appartiennent pas au même *type d'anneau* (régions interne et externe) et ne sont pas localisées au même endroit. Remarquons que $g_1 \sim 1$ dans la région externe de l'anneau B, une région connue pour posséder des spokes, nous sommes toutefois étonnés que la diffusion vers l'avant se soit manifestée uniquement dans une seule région.
Mais la plus grosse surprise réside dans les valeurs de g_1 très élevées et atteignant dans la majorité des cas (et pour toutes les régions de la Division de Cassini) $g_1 = 1$, voir la figure G.14. L'effet régional du paramètre g_1 n'est pas pertinent pour les anneaux A, C et la Division de Cassini. Cependant, nous observons une décroissance linéaire de g_1 en fonction de la distance à Saturne. Cette tendance incorpore même les deux valeurs hautement positives de l'intérieur de l'anneau B. Bien qu'assez franche, nous ne sommes pas en mesure d'expliquer ce comportement.

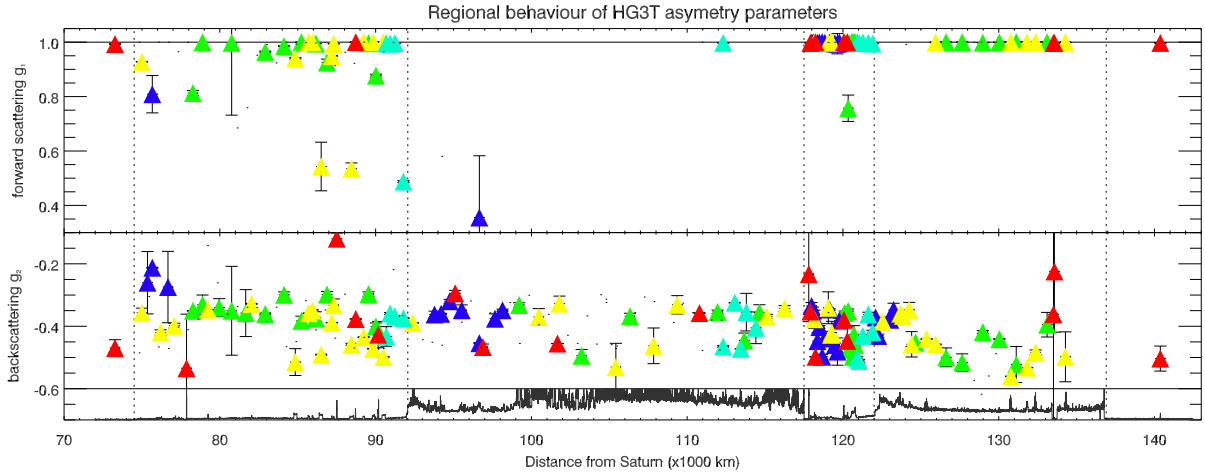


Figure G.14 – Comportement régional des paramètres d'anisotropie g_1 et g_2 obtenus par ajustement des courbes de phases en filtres CLEAR (λ=611±450 nm) avec le modèle de Hapke (1986) et la fonction de Henyey-Greenstein à 3 paramètres.

Nous étudions maintenant le paramètre g_2 lié au pic de rétro-diffusion simple. Si la pertinence des types d'anneau est justifiée pour g_1, il semble clair après examen minutieux de la figure G.14 qu'il n'en est pas de même pour g_2. Dans l'anneau C, nous retrouvons une disposition en forme de couches comme pour l'albédo ϖ_0 :
- Les régions internes possèdent un paramètre g_2 peu élevé ($g_2 \sim$ -0,25) ;
- Les paramètres g_2 du fond (*background*) sont légèrement plus fiables que ceux des régions internes ($g_2 \sim$ -0,35), montrant que la rétro-diffusion se renforce ;
- Les annelets montrent des comportements isolés et variés, prouvant qu'ils ne constituent pas un *type d'anneau* pertinent à l'égard de la photométrie. Nous trouvons en effet $g_2 \sim$ -0,55 pour l'annelet Titan, $g_2 \sim$ -0,15 pour l'annelet Maxwell et $g_2 \sim$ -0,4 pour 1.470 $\mathrm{R}_\flat$ et 1.495 $\mathrm{R}_\flat$;
- Enfin, les plateaux ont les plus petits paramètres d'anisotropie ($g_2 \sim$ -0,5), ce qui signifie qu'ils diffusent très efficacement la lumière vers l'arrière. Cependant, cela n'est juste que pour les plus larges plateaux des régions externes, ceux des régions internes et centrales ont des $g_2 \sim$ -0,35.

Pour les anneaux B, A et la Division de Cassini, nous n'observons une fois de plus aucun comportement particulier en fonction du *type d'anneau*. Pour l'anneau B, la dispersion de g_2 augmente significativement

jusqu'au milieu de l'anneau puis décroît vers les extrêmités. La Division de Cassini montre une dispersion aussi forte que dans l'anneau B et des valeurs de g_2 du même ordre de grandeur que dans l'anneau B (-0,55<g_2<-0,25). Enfin l'anneau A montre une forte décroissance de g_2 avec la distance à Saturne (excepté pour les annelets de la lacune d'Encke où $g_2 \sim$ -0,3), et certaines valeurs sont plus petites que les minima de g_2 dans l'anneau B. Ces valeurs (-0,6<g_2<-0,5) sont associées aux plus brillantes ondes de densité de l'anneau A, ce qui signifie que ces ondes ont les pics de diffusion vers l'arrière les plus prononcés. Cependant, nous manquons de structures dans l'anneau A (plus précisément des courbes de phase dans les régions externes), de ce fait, nous préférons ne pas trop nous avancer sur l'effet régional dans cet anneau.
La résultante des paramètres g_1 et g_2, donnée par g est présentée dans la figure G.15. Le paramètre d'anisotropie g décroît progressivement de l'anneau C jusqu'à l'anneau B puis augmente de l'anneau B à l'anneau A en atteignant à partir de la Division de Cassini des valeurs positives.

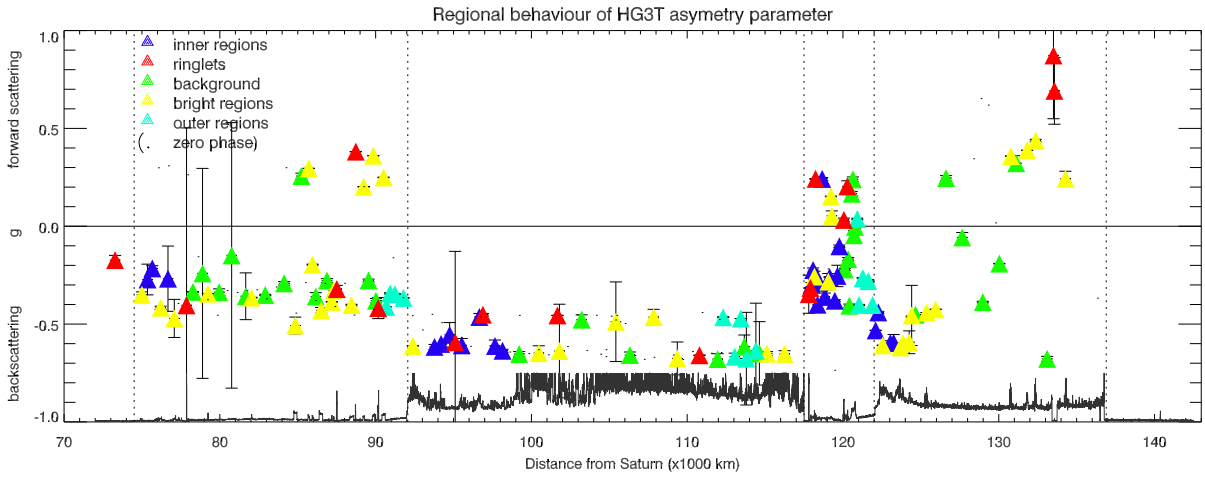


Figure G.15 – Comportement régional du paramètre d'anisotropie g obtenu par ajustement des courbes de phases en filtres CLEAR (λ=611±450 nm) avec le modèle de Hapke (1986) et la fonction de Henyey-Greenstein à 3 paramètres.

La Division de Cassini et l'anneau A ont la moitié de leurs régions qui diffusent majoritairement vers l'avant. Ceci s'explique non pas par la forte diffusion vers l'avant (puisque la plupart des structures ont un g_1 proche de 1) mais par la faiblesse de la rétro-diffusion. Il est remarquable de constater que peu de régions dans l'anneau C ont un g positif. Ceci s'explique par le fait que la rétro-diffusion l'emporte sur la diffusion vers l'avant. Dans le tableau G.4, les g sont moyennés par *type d'anneau* pour faire une comparaison avec l'étude régionale de Cooke [1991].

Anneau C	HG1T g	HG2T $g = -bc$	HG3T $g = \mathrm{f}g_1 + (1-\mathrm{f})g_2$	
	Voyager	Cassini	Voyager	Cassini
régions internes	-0,16	-0,19	-0,37	-0,25
fond (*background*)	0,77	-0,24	-0,22	-0,26
plateaux	-0,47	-0,12	-0,43	-0,21

Tableau G.4 – Effet régional du paramètre d'anisotropie obtenu avec les images Cassini et Voyager en filtres CLEAR.

La comparaison s'avère plutôt difficile tant les valeurs de Cooke [1991] sont fortement deispersées. En effet, il y a déjà un grand écart entre les valeurs de g obtenues avec la fonction de Henyey-Greenstein à 2 avec celle à 3 termes. Ceci s'explique pour deux raisons : les angles de phase de Cooke [1991] ne couvrent pas la diffusion pure vers l'avant ni la rétro-diffusion pure (8°<α<153°), de ce fait, les fonctions de Henyey-Greenstein procèdent à des extrapolations très fortes. De plus, la fonction de Henyey-Greenstein à 3 paramètres est très sensible aux grands angles de phase (α>170°) et sans ces données, les résultats sont très médiocres. D'ailleurs, Cooke [1991] a été obligée de couper l'ajustement à partir de 100°, sinon tous les paramètres d'anisotropie étaient positifs, ce qui est un profond contre-sens lorsque l'on regarde ses courbes de phases de l'anneau C. Pour ma part, j'ai eu beaucoup de difficultés à obtenir un bon ajustement avec la fonction Henyey-Greenstein à 2 termes. Celui-ci semble reposer sur une quasi isotropie de la diffusion, ansi le pic modélisé de rétro-diffusion était trop proéminent.

G.4 Valeurs pour les courbes de phase de 0-180° en filtres couleurs

G.4.1 Le modèle de Hapke (2002)

Le modèle de Hapke [2002] est maintenant utilisé. Il a les mêmes ambitions que le modèle de Shkuratov et al. [1999] au niveau de l'effet d'opposition et qui suit la continuité photométrique du modèle de 1986 avec les mêmes paramètres basiques ϖ_0, b et c (avec $g = -bc$ le paramètre d'anisotropie).
Néanmoins, ce modèle ne permet pas l'utilisation du modèle de Henyey-Greenstein à 3 termes mais uniquement celui à 2 termes. Ceci aurait pu se révéler gênant si les courbes de phase en couleurs possédaient le pic de diffusion vers l'avant, car le modèle de Henyey-Greenstein à 2 termes n'ajuste pas bien le pic très fin de diffusion vers l'avant des anneaux de Saturne (voir page 400). Par conséquent, c'est presqu'une chance que nous n'ayons pas la couverture complète en angle de phase pour les courbes de phase en couleurs. Ceci nous permet donc d'utiliser le modèle de Hapke [2002] sans restrictions, et dans sa forme originale.

Pourtant, avec les mêmes ambitions que le modèle de Shkuratov et al. [1999], la rétro-diffusion cohérente et le masquage des ombres dans [Hapke, 2002] sont formalisés de façon très simple, avec des paramètres morphologiques et non physiques :
– les largeurs des pics de rétro-diffusion cohérente ($h_{\rm cb}$) et de masquage des ombres ($h_{\rm cb}$) ;
– les amplitudes des pics de la rétro-diffusion cohérente (B_{C0}) et du masquage des ombres (B_{S0}).
Nous le comprenons, il n'y a aucune contrainte physique sur ces quatre paramètres. C'est un peu gênant car deux des quatre paramètres morphologiques (les largeurs) sont liés aux propriétés physiques de la matière (équations (E.78) et (E.82) page 365).

D'ailleurs si les paramètres basiques du modèle (ϖ_0, b et c) se sont montrés stables, nous avons éprouvé des difficultés à faire converger la minimisation de l'ajustement des données avec des paramètres morphologiques crédibles. Les figures G.16, G.17 et G.18 résument ces difficultés, localisées principalement dans certaines régions de la Division de Cassini et de l'anneau C et pour lesquelles nous trouvons des valeurs élevées de B_{C0} et B_{S0}. A première vue, nous pensions que ces amplitudes reflétaient des grandeurs associées à l'amplitude morphologique totale :

$$A_{\rm morph} = B_{C0} + B_{S0} \tag{G.2}$$

Ce qui implique que l'une où l'autre des amplitudes de Hapke [2002] doit être inférieure à 2,5 ; et que leur somme représente globalement $A_{\rm morph}$. C'est généralement le cas, pour la majorité des courbes de phase, nous remarquons que $B_{C0} + B_{S0} \lesssim 2{,}5$ (voir la figure G.16).
Cependant, nous trouvons pour quelques courbes de phase $B_{C0} > 2{,}5$ et $+B_{S0} > 2{,}5$ (voir les figures G.17 et G.18) alors que l'ajustement paraît satisfaisant à l'œil. Par conséquent, il semble clair que pour ces quelques cas isolés $A_{\rm morph} \neq B_{C0} + B_{S0}$. D'ailleurs, les autres paramètres liés à l'effet d'opposition donnent également des valeurs inexploitables.
Il semble que nous soyons les premiers à rencontrer de telles difficultés avec le modèle de Hapke [2002], cependant comme nous l'avons précisé au chapitre 5, ce modèle est peu utilisé par la communauté qui lui préfère la version de 1986. Quant à l'étude de French et al. [2007] obtenue avec les images HST de 0 à 6°, du fait de la faible couverture en angle de phase de leur données, il n'est pas surprenant qu'ils n'aient pas eu de problèmes d'ajustement car les courbes de phase sont toujours plus faciles à ajuster quant elles sont incomplètes. Les ajustements avec le modèle de Shkuratov et al. [1999] en sont la preuve.

En regardant minutieusement les figures G.16, G.17 et G.18, nous remarquons que les courbes de phase ajustées possèdent une certaine épaisseur entre 1 et 2°. Ceci s'explique simplement par le fait que nous avons utilisé des images avec différentes configurations géométriques (en d'autres termes de mu et μ_0), or ce sont ces géométries qui sont utilisées pour l'ajustement et l'affichage des courbes puisqu'il s'agit des paramètres d'entrée. L'épaisseur de ces courbes explique en partie que ces géométries d'observation

ne conduisent pas exactement à la même brillance diffusée, ce qui légitimise également l'épaisseur de nos courbes de phase à ces angles de phase.

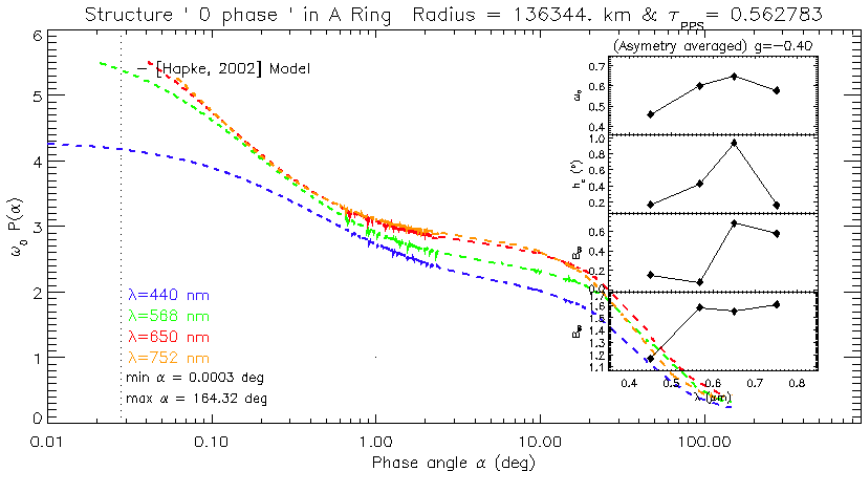


Figure G.16 – Representative COLOR full phase curves for a moderate τ ring feature (A ring) fitted with the (Hapke 2002) model.

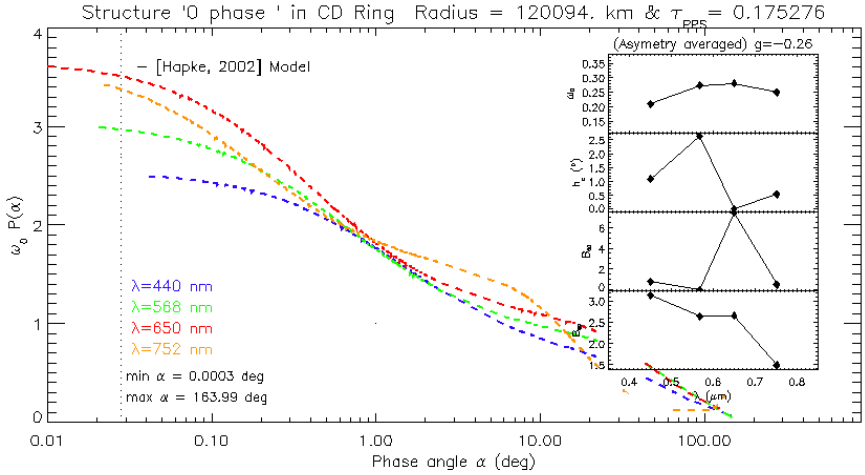


Figure G.17 – Representative COLOR full phase curves for a low τ ring feature (Cassini Division) fitted with the (Hapke 2002) model.

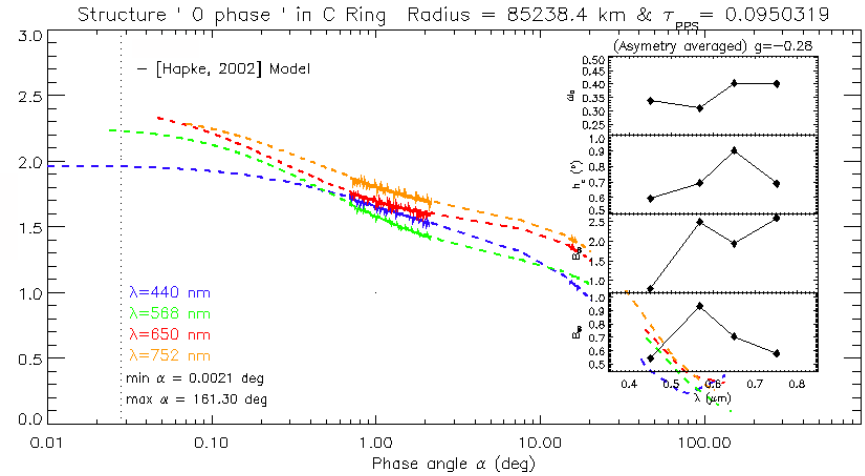


Figure G.18 – Representative COLOR full phase curves for a low τ ring feature (C ring) fitted with the (Hapke 2002) model.

Table Ge : Outputs of Hapke [2002] models for typical COLOR phase curves representing each main ring.

R (km)	$\tau_{\rm PPS}$	Ring	λ (nm)	ϖ_0	g	b	c	$h_{\rm cb}$	B_{C0}	$h_{\rm sh}$	B_{S0}
136344.	0.562	A	451	0.459	0.424	0.418	1.014	0.002	0.155	0.003	
136344.	0.562	A	451	0.459	0.424	0.418	1.014	0.002	0.155	0.003	1.168
136344.	0.562	A	568	0.601	0.411	0.371	1.107	0.007	0.081	0.001	1.583
136344.	0.562	A	650	0.647	0.410	0.389	1.055	0.016	0.679	0.001	1.552
136344.	0.562	A	752	0.578	0.369	0.457	0.807	0.002	0.572	0.000	1.607
136042.	0.531	A	451	0.466	0.433	0.418	1.036	0.004	0.440	0.003	1.043
136042.	0.531	A	568	0.619	0.413	0.371	1.115	0.009	0.177	0.001	1.487
136042.	0.531	A	650	0.665	0.409	0.386	1.060	0.003	0.372	0.000	1.416
136042.	0.531	A	752	0.604	0.380	0.450	0.844	0.000	0.248	0.000	1.305
135751.	0.519	A	451	0.470	0.434	0.408	1.065	0.003	0.389	0.005	0.981
135751.	0.519	A	568	0.622	0.414	0.373	1.111	0.014	0.944	0.001	1.507
135751.	0.519	A	650	0.670	0.412	0.386	1.068	0.011	0.390	0.001	1.378
135751.	0.519	A	752	0.607	0.379	0.453	0.837	0.027	2.043	0.000	1.523
135448.	0.521	A	451	0.464	0.436	0.406	1.075	0.006	0.159	0.005	0.991
135448.	0.521	A	568	0.618	0.416	0.374	1.113	0.004	0.356	0.001	1.540
135448.	0.521	A	650	0.664	0.411	0.387	1.062	0.016	0.250	0.000	1.501
135448.	0.521	A	752	0.606	0.384	0.447	0.859	0.005	0.246	0.001	1.185
132439.	0.495	A	451	0.405	0.464	0.439	1.057	0.004	0.302	0.007	0.892
132439.	0.495	A	568	0.558	0.444	0.402	1.105	0.012	0.544	0.002	1.120
132439.	0.495	A	650	0.608	0.426	0.428	0.993	0.009	0.251	0.001	1.110
132439.	0.495	A	752	0.543	0.401	0.491	0.816	0.006	0.848	0.000	1.042
132135.	0.450	A	451	0.395	0.474	0.449	1.055	0.002	0.322	0.009	0.846
132135.	0.450	A	568	0.543	0.454	0.416	1.092	0.005	0.006	0.002	1.072
132135.	0.450	A	650	0.591	0.435	0.440	0.986	0.009	0.100	0.001	1.058
132135.	0.450	A	752	0.543	0.413	0.490	0.844	0.013	0.150	0.001	0.919
131844.	0.611	A	451	0.378	0.468	0.462	1.010	0.006	0.244	0.005	1.166
131844.	0.611	A	568	0.534	0.454	0.421	1.077	0.001	2.881	0.001	1.616
131844.	0.611	A	650	0.587	0.434	0.432	1.005	0.007	0.558	0.001	1.467
131844.	0.611	A	752	0.522	0.387	0.504	0.769	0.000	0.552	0.001	1.083
131540.	0.414	A	451	0.386	0.478	0.431	1.110	0.005	0.099	0.017	0.803
131540.	0.414	A	568	0.539	0.463	0.412	1.121	0.005	0.034	0.002	0.920
131540.	0.414	A	650	0.587	0.444	0.443	1.003	0.025	1.075	0.000	1.068
131540.	0.414	A	752	0.532	0.416	0.502	0.828	0.008	0.469	0.001	0.756
128525.	0.446	A	451	0.384	0.505	0.459	1.100	0.007	0.000	0.013	0.804
128525.	0.446	A	568	0.541	0.486	0.424	1.144	0.006	0.199	0.004	0.875
128525.	0.446	A	650	0.591	0.477	0.450	1.059	0.004	0.348	0.001	0.868
128525.	0.446	A	752	0.547	0.442	0.499	0.886	0.005	0.539	0.001	0.674
128226.	0.437	A	451	0.387	0.505	0.456	1.106	0.008	0.003	0.014	0.839
128226.	0.437	A	568	0.545	0.486	0.425	1.144	0.000	1.708	0.004	0.873
128226.	0.437	A	650	0.595	0.476	0.456	1.045	0.026	0.114	0.001	0.818
128226.	0.437	A	752	0.549	0.433	0.509	0.851	0.037	0.640	0.001	0.809
127930.	0.455	A	451	0.387	0.505	0.457	1.103	0.047	6.672	0.015	0.815
127930.	0.455	A	568	0.543	0.490	0.435	1.127	0.000	0.510	0.003	0.873
127930.	0.455	A	650	0.594	0.477	0.457	1.042	0.013	0.540	0.001	0.870
127930.	0.455	A	752	0.550	0.453	0.501	0.904	0.016	0.672	0.001	0.748
127627.	0.489	A	451	0.390	0.505	0.462	1.092	0.036	0.000	0.014	0.793
127627.	0.489	A	568	0.545	0.488	0.427	1.142	0.000	2.521	0.004	0.935
127627.	0.489	A	650	0.593	0.486	0.453	1.072	0.008	0.238	0.001	0.936
127627.	0.489	A	752	0.544	0.450	0.506	0.889	0.012	0.285	0.001	0.801
124613.	0.592	A	451	0.421	0.525	0.477	1.100	7.924	0.894	0.011	0.806
124613.	0.592	A	568	0.573	0.505	0.447	1.130	0.002	0.883	0.003	0.928
124613.	0.592	A	650	1.000	0.169	0.414	0.409	0.003	0.197	0.012	0.630
124613.	0.592	A	752	0.578	0.488	0.503	0.968	0.056	1.316	0.001	1.389
124310.	0.659	A	451	0.436	0.524	0.484	1.082	0.001	0.156	0.008	0.962
124310.	0.659	A	568	0.581	0.507	0.451	1.122	0.001	1.030	0.003	1.169
124310.	0.659	A	650	0.636	0.510	0.461	1.105	0.010	1.075	0.002	1.067
124310.	0.659	A	752	0.993	0.097	0.480	0.202	0.028	1.590	0.002	1.044
124014.	0.686	A	451	0.446	0.527	0.476	1.105	0.008	6.113	0.010	0.841
124014.	0.686	A	568	0.587	0.508	0.460	1.104	0.014	0.440	0.002	1.050
124014.	0.686	A	650	0.646	0.523	0.456	1.146	0.006	1.078	0.002	0.978
124014.	0.686	A	752	1.000	0.054	0.517	0.105	0.031	1.509	0.001	1.075
123708.	0.881	A	451	0.470	0.514	0.469	1.095	0.014	0.001	0.010	0.979
123708.	0.881	A	568	0.629	0.506	0.446	1.133	0.023	0.275	0.002	1.194
123708.	0.881	A	650	1.000	0.238	0.436	0.547	0.018	1.413	0.002	0.968
123708.	0.881	A	752	0.623	0.479	0.505	0.948	0.009	1.588	0.002	0.993
120693.	0.389	CD	451	0.308	0.458	0.292	1.566	0.034	9.079	0.040	1.779
120693.	0.389	CD	568	0.425	0.452	0.318	1.423	0.002	1.947	0.021	1.162
120693.	0.389	CD	650	0.438	0.469	0.335	1.397	0.040	0.000	0.026	0.959
120693.	0.389	CD	752	0.335	0.304	0.550	0.552	0.004	0.571	0.008	0.618
120390.	0.064	CD	451	0.468	0.520	0.400	1.300	0.006	0.768	0.026	0.421
120390.	0.064	CD	568	0.507	0.506	0.431	1.173	0.011	0.752	0.000	0.371
120390.	0.064	CD	650	0.567	0.458	0.440	1.040	0.015	1.758	0.000	0.438
120390.	0.064	CD	752	0.536	0.573	0.478	1.198	0.001	0.641	0.018	0.000
120094.	0.175	CD	451	0.208	0.386	0.294	1.312	0.018	0.766	0.012	3.141
120094.	0.175	CD	568	0.272	0.433	0.281	1.536	0.046	0.000	0.005	2.646
120094.	0.175	CD	650	0.281	0.438	0.347	1.263	4.128	7.404	0.003	2.660
120094.	0.175	CD	752	0.249	0.208	0.681	0.305	0.009	0.500	0.001	1.487
119792.	0.022	CD	451	0.452	0.574	0.462	1.240	0.196	0.104	0.000	10.24

table continues on next page...

R (km)	$\tau_{\rm PPS}$	Ring	λ (nm)	ϖ_0	g	b	c	$h_{\rm cb}$	B_{C0}	$h_{\rm sh}$	B_{S0}
119792.	0.022	CD	568	0.515	0.518	0.396	1.306	0.012	0.795	0.001	2.083
119792.	0.022	CD	650	1.000	0.100	0.343	0.292	0.004	0.841	0.003	1.931
119792.	0.022	CD	752	1.000	0.099	0.449	0.221	0.033	0.524	0.004	0.871
118806.	0.081	CD	451	0.257	0.516	0.512	1.008	0.001	6.417	0.000	4.659
118806.	0.081	CD	568	0.325	0.516	0.423	1.218	0.073	9.459	0.000	3.896
118806.	0.081	CD	650	0.389	0.430	0.420	1.025	0.004	2.331	0.000	3.512
118806.	0.081	CD	752	0.344	0.406	0.490	0.829	0.006	0.669	0.000	2.365
118353.	0.080	B	451	0.310	0.520	0.399	1.301	0.102	0.524	0.011	1.265
118353.	0.080	B	568	0.389	0.490	0.389	1.257	0.023	22.74	0.004	0.827
118353.	0.080	B	650	0.417	0.524	0.388	1.349	0.013	2.501	0.008	0.432
118353.	0.080	B	752	0.477	0.441	0.366	1.206	0.084	0.481	0.005	0.755
117916.	0.093	B	451	0.272	0.574	0.328	1.747	0.011	0.323	0.008	3.262
117916.	0.093	B	568	0.280	0.503	0.535	0.941	0.008	7.760	0.000	12.20
117916.	0.093	B	650	0.374	0.235	0.690	0.341	0.067	5.311	0.000	5.329
117916.	0.093	B	752	1.000	0.504	0.675	0.747	0.038	0.922	0.000	5.087
117466.	0.998	B	451	0.293	0.488	0.541	0.901	0.006	0.606	0.005	1.423
117466.	0.998	B	568	0.436	0.505	0.458	1.103	0.003	0.303	0.002	2.059
117466.	0.998	B	650	0.466	0.686	0.385	1.782	0.000	3.094	0.002	2.083
117466.	0.998	B	752	1.000	0.059	0.363	0.164	0.018	3.793	0.003	2.403
116768.	1.716	B	451	0.588	0.486	0.429	1.133	0.000	1.403	0.010	1.165
116768.	1.716	B	568	0.780	0.484	0.417	1.159	0.003	0.394	0.003	1.251
116768.	1.716	B	650	0.999	0.435	0.397	1.093	0.015	0.963	0.002	1.218
116768.	1.716	B	752	1.000	0.361	0.430	0.839	0.010	0.052	0.003	0.935
116463.	2.051	B	451	0.634	0.471	0.421	1.119	0.005	0.136	0.010	1.142
116463.	2.051	B	568	0.866	0.472	0.396	1.193	0.021	0.000	0.002	1.261
116463.	2.051	B	650	0.988	0.497	0.381	1.303	0.007	1.051	0.002	1.114
116463.	2.051	B	752	0.999	0.399	0.433	0.920	0.008	2.444	0.002	1.026
116170.	1.977	B	451	0.685	0.450	0.374	1.205	0.001	1.502	0.014	1.087
116170.	1.977	B	568	0.976	0.460	0.351	1.312	0.003	0.333	0.004	1.068
116170.	1.977	B	650	0.982	0.613	0.336	1.820	0.023	0.298	0.002	1.056
116170.	1.977	B	752	0.999	0.406	0.437	0.929	0.013	0.210	0.002	0.900
115866.	1.718	B	451	0.624	0.458	0.423	1.082	0.001	0.658	0.011	1.075
115866.	1.718	B	568	0.861	0.463	0.402	1.153	0.006	0.026	0.002	1.222
115866.	1.718	B	650	0.982	0.468	0.399	1.172	0.022	1.220	0.001	1.172
115866.	1.718	B	752	0.995	0.403	0.434	0.929	0.006	0.922	0.002	1.015
112843.	1.387	B	451	0.612	0.456	0.413	1.102	0.002	0.082	0.010	1.137
112843.	1.387	B	568	0.831	0.462	0.396	1.166	0.005	0.246	0.003	1.223
112843.	1.387	B	650	0.991	0.471	0.383	1.231	0.006	3.064	0.002	1.082
112843.	1.387	B	752	1.000	0.374	0.436	0.858	0.003	0.440	0.002	0.940
112763.	1.759	B	451	0.605	0.462	0.418	1.106	0.000	0.431	0.010	1.155
112763.	1.759	B	568	0.856	0.465	0.383	1.215	0.006	0.818	0.003	1.291
112763.	1.759	B	650	0.991	0.494	0.370	1.334	0.028	0.083	0.002	1.168
112763.	1.759	B	752	1.000	0.374	0.436	0.857	0.005	0.126	0.002	0.965
112538.	1.475	B	451	0.582	0.468	0.436	1.071	0.002	0.351	0.009	1.067
112538.	1.475	B	568	0.800	0.470	0.412	1.140	0.014	0.657	0.002	1.243
112538.	1.475	B	650	0.996	0.445	0.394	1.129	0.000	6.549	0.002	1.107
112538.	1.475	B	752	1.000	0.399	0.425	0.938	0.000	0.927	0.002	0.935
112363.	1.821	B	451	0.622	0.468	0.398	1.175	0.005	0.161	0.011	1.131
112363.	1.821	B	568	0.894	0.461	0.367	1.255	0.009	2.340	0.003	1.281
112363.	1.821	B	650	0.986	0.541	0.349	1.551	0.000	1.914	0.002	1.125
112363.	1.821	B	752	1.000	0.365	0.440	0.830	0.004	0.015	0.002	0.932
112242.	1.787	B	451	0.632	0.450	0.388	1.159	0.000	1.356	0.012	1.203
112242.	1.787	B	568	0.875	0.457	0.373	1.227	0.011	0.601	0.003	1.302
112242.	1.787	B	650	0.985	0.514	0.362	1.419	0.013	0.338	0.002	1.150
112242.	1.787	B	752	0.999	0.316	0.461	0.685	0.016	1.771	0.002	0.966
111978.	1.388	B	451	0.545	0.479	0.444	1.078	0.001	0.645	0.010	1.071
111978.	1.388	B	568	0.740	0.478	0.428	1.118	0.010	0.002	0.003	1.250
111978.	1.388	B	650	1.000	0.383	0.414	0.924	0.018	0.617	0.002	1.115
111978.	1.388	B	752	1.000	0.344	0.436	0.789	0.000	0.178	0.003	0.985
111936.	1.424	B	451	0.534	0.489	0.450	1.085	0.004	1.262	0.010	1.035
111936.	1.424	B	568	0.737	0.482	0.428	1.127	0.000	0.950	0.003	1.237
111936.	1.424	B	650	1.000	0.398	0.407	0.977	0.020	0.137	0.002	1.098
111936.	1.424	B	752	1.000	0.355	0.432	0.822	0.010	0.089	0.003	0.954
111583.	1.813	B	451	0.586	0.464	0.408	1.135	0.039	3.191	0.013	1.131
111583.	1.813	B	568	0.810	0.470	0.394	1.194	0.003	0.130	0.003	1.267
111583.	1.813	B	650	0.986	0.459	0.384	1.194	0.005	3.571	0.002	1.131
111583.	1.813	B	752	1.000	0.322	0.455	0.709	0.009	0.664	0.002	0.964
108908.	2.083	B	451	0.673	0.426	0.379	1.123	3.886	0.024	0.012	1.152
108908.	2.083	B	568	0.916	0.443	0.361	1.227	0.007	0.277	0.003	1.250
108908.	2.083	B	650	0.964	0.564	0.352	1.598	0.011	1.790	0.002	1.123
108908.	2.083	B	752	0.944	0.431	0.425	1.014	0.003	0.027	0.003	0.931
108603.	1.975	B	451	0.616	0.447	0.400	1.119	0.000	0.516	0.011	1.131
108603.	1.975	B	568	0.860	0.451	0.371	1.215	0.011	8.493	0.003	1.275
108603.	1.975	B	650	0.967	0.510	0.364	1.399	0.000	2.431	0.002	1.117
108603.	1.975	B	752	0.943	0.397	0.431	0.921	0.002	0.178	0.003	0.953
108310.	2.112	B	451	0.585	0.457	0.412	1.110	0.000	0.757	0.011	1.129
108310.	2.112	B	568	0.820	0.459	0.384	1.194	0.003	0.278	0.003	1.323
108310.	2.112	B	650	0.975	0.461	0.378	1.219	0.030	1.852	0.002	1.142
108310.	2.112	B	752	0.967	0.360	0.433	0.830	0.010	0.504	0.002	0.991
108005.	2.050	B	451	0.585	0.468	0.412	1.134	0.000	0.425	0.011	1.066
108005.	2.050	B	568	0.842	0.463	0.378	1.223	0.000	2.148	0.003	1.256
108005.	2.050	B	650	0.979	0.503	0.366	1.373	0.020	1.981	0.002	1.193
108005.	2.050	B	752	0.942	0.394	0.434	0.906	0.001	0.268	0.002	0.990
107526.	2.153	B	451	0.638	0.447	0.385	1.162	0.014	0.001	0.013	1.023
107526.	2.153	B	568	0.916	0.447	0.355	1.258	0.005	0.096	0.003	1.190
107526.	2.153	B	650	0.965	0.592	0.334	1.771	0.061	0.004	0.002	1.108

table continues on next page...

R (km)	τ_{PPS}	Ring	λ (nm)	ϖ_0	g	b	c	h_{cb}	B_{C0}	h_{sh}	B_{S0}
107526.	2.153	B	752	0.943	0.436	0.425	1.024	0.002	1.363	0.002	0.967
107188.	2.098	B	451	0.653	0.423	0.367	1.151	0.007	0.063	0.015	1.088
107188.	2.098	B	568	0.915	0.435	0.347	1.254	0.003	1.063	0.003	1.219
107188.	2.098	B	650	0.963	0.563	0.337	1.667	0.023	0.009	0.002	1.115
107188.	2.098	B	752	0.940	0.422	0.424	0.995	0.013	0.553	0.002	0.957
106864.	2.080	B	451	0.627	0.445	0.374	1.189	0.027	0.004	0.014	1.058
106864.	2.080	B	568	0.898	0.441	0.345	1.276	0.000	1.309	0.003	1.222
106864.	2.080	B	650	0.966	0.553	0.340	1.624	0.025	1.722	0.002	1.241
106864.	2.080	B	752	0.937	0.411	0.422	0.974	0.009	0.000	0.002	0.931
106533.	2.081	B	451	0.586	0.436	0.392	1.111	0.000	1.082	0.014	1.108
106533.	2.081	B	568	0.825	0.445	0.367	1.213	0.017	0.448	0.003	1.289
106533.	2.081	B	650	0.969	0.451	0.365	1.234	0.005	0.843	0.002	1.134
106533.	2.081	B	752	0.924	0.385	0.424	0.908	0.002	0.447	0.003	0.953
104975.	2.070	B	451	0.594	0.436	0.395	1.103	3.833	0.789	0.010	1.136
104975.	2.070	B	568	0.832	0.449	0.363	1.235	0.000	2.034	0.003	1.274
104975.	2.070	B	650	0.962	0.464	0.361	1.285	0.013	1.834	0.002	1.136
104975.	2.070	B	752	0.896	0.372	0.442	0.840	0.016	1.870	0.002	0.965
104667.	2.044	B	451	0.567	0.447	0.410	1.090	0.043	1.201	0.009	1.153
104667.	2.044	B	568	0.795	0.455	0.378	1.203	0.000	2.046	0.003	1.287
104667.	2.044	B	650	0.975	0.414	0.378	1.096	0.020	0.950	0.002	1.177
104667.	2.044	B	752	1.000	0.390	0.371	1.050	0.014	0.284	0.007	0.926
104376.	1.960	B	451	0.559	0.431	0.408	1.055	0.002	0.194	0.010	1.179
104376.	1.960	B	568	0.786	0.454	0.375	1.209	0.002	0.752	0.003	1.356
104376.	1.960	B	650	0.984	0.381	0.382	0.996	0.001	0.115	0.002	1.162
104376.	1.960	B	752	0.887	0.334	0.453	0.736	0.001	0.231	0.002	1.011
104159.	2.086	B	451	0.555	0.466	0.394	1.184	0.019	6.970	0.010	1.222
104159.	2.086	B	568	0.792	0.458	0.364	1.259	0.001	1.641	0.003	1.409
104159.	2.086	B	650	0.996	0.439	0.352	1.246	0.005	0.706	0.002	1.232
104159.	2.086	B	752	0.999	0.278	0.440	0.632	0.007	0.344	0.003	1.029
104067.	1.669	B	451	0.544	0.439	0.416	1.054	0.014	0.000	0.009	1.222
104067.	1.669	B	568	0.760	0.454	0.379	1.199	0.001	0.506	0.003	1.450
104067.	1.669	B	650	0.999	0.363	0.383	0.947	0.006	0.006	0.002	1.229
104067.	1.669	B	752	1.000	0.314	0.418	0.750	0.004	0.965	0.003	1.074
103874.	2.123	B	451	0.542	0.489	0.411	1.190	0.002	1.135	0.008	1.155
103874.	2.123	B	568	0.776	0.467	0.372	1.257	0.001	4.124	0.003	1.424
103874.	2.123	B	650	0.999	0.448	0.347	1.289	0.031	2.086	0.002	1.241
103874.	2.123	B	752	0.998	0.306	0.422	0.725	0.000	0.292	0.002	1.106
103603.	1.860	B	451	0.559	0.480	0.408	1.176	0.029	8.989	0.011	1.018
103603.	1.860	B	568	0.779	0.470	0.382	1.229	0.016	0.000	0.002	1.334
103603.	1.860	B	650	1.000	0.453	0.357	1.268	0.025	0.339	0.002	1.112
103603.	1.860	B	752	1.000	0.321	0.425	0.755	0.005	0.883	0.002	1.040
103327.	1.604	B	451	0.599	0.465	0.399	1.163	3.428	1.220	0.011	0.984
103327.	1.604	B	568	0.819	0.469	0.370	1.267	0.016	0.000	0.002	1.323
103327.	1.604	B	650	0.999	0.458	0.351	1.304	0.021	0.505	0.002	1.200
103327.	1.604	B	752	1.000	0.324	0.429	0.755	0.013	0.233	0.002	1.041
101034.	1.569	B	451	0.596	0.423	0.398	1.063	0.012	0.000	0.008	1.079
101034.	1.569	B	568	0.816	0.447	0.360	1.241	0.000	5.379	0.003	1.219
101034.	1.569	B	650	0.989	0.425	0.353	1.204	0.000	1.726	0.002	1.066
101034.	1.569	B	752	0.997	0.339	0.407	0.833	0.016	1.580	0.003	0.908
100728.	2.124	B	451	0.596	0.425	0.372	1.143	0.000	0.836	0.011	1.122
100728.	2.124	B	568	0.836	0.443	0.343	1.291	0.000	3.009	0.003	1.269
100728.	2.124	B	650	0.968	0.471	0.334	1.408	0.011	0.877	0.002	1.123
100728.	2.124	B	752	0.904	0.349	0.434	0.803	0.004	0.833	0.002	0.939
100433.	1.968	B	451	0.564	0.450	0.394	1.140	0.001	0.384	0.008	1.171
100433.	1.968	B	568	0.796	0.447	0.362	1.234	0.008	1.207	0.002	1.379
100433.	1.968	B	650	0.993	0.425	0.350	1.215	0.001	0.941	0.002	1.171
100433.	1.968	B	752	0.999	0.310	0.420	0.737	0.004	0.016	0.002	1.026
100125.	2.241	B	451	0.567	0.451	0.389	1.160	0.016	0.000	0.009	1.145
100125.	2.241	B	568	0.803	0.451	0.353	1.277	0.004	0.135	0.003	1.356
100125.	2.241	B	650	0.994	0.441	0.341	1.291	0.011	0.517	0.002	1.190
100125.	2.241	B	752	0.999	0.302	0.423	0.713	0.004	0.201	0.002	1.020
100128.	2.244	B	451	0.566	0.452	0.388	1.163	0.007	0.247	0.009	1.133
100128.	2.244	B	568	0.803	0.451	0.353	1.277	0.000	0.640	0.003	1.342
100128.	2.244	B	650	0.992	0.439	0.342	1.281	0.000	2.128	0.002	1.167
100128.	2.244	B	752	0.999	0.298	0.425	0.702	0.002	0.395	0.002	1.021
99932.7	1.193	B	451	0.559	0.452	0.415	1.090	0.004	0.040	0.008	0.967
99932.7	1.193	B	568	0.770	0.460	0.378	1.216	0.023	2.290	0.002	1.230
99932.7	1.193	B	650	0.999	0.385	0.370	1.040	0.008	0.267	0.002	1.093
99932.7	1.193	B	752	1.000	0.303	0.422	0.719	0.002	2.389	0.002	0.952
99752.2	1.931	B	451	0.592	0.455	0.387	1.174	0.009	0.318	0.009	1.026
99752.2	1.931	B	568	0.802	0.466	0.364	1.280	0.000	0.420	0.002	1.323
99752.2	1.931	B	650	0.997	0.445	0.346	1.286	0.000	0.925	0.002	1.207
99752.2	1.931	B	752	0.883	0.348	0.441	0.789	0.010	0.381	0.002	1.092
99570.5	1.790	B	451	0.601	0.466	0.375	1.244	0.002	0.037	0.011	0.986
99570.5	1.790	B	568	0.821	0.465	0.350	1.327	0.001	0.298	0.002	1.280
99570.5	1.790	B	650	0.999	0.492	0.322	1.525	0.040	0.040	0.002	1.166
99570.5	1.790	B	752	1.000	0.297	0.432	0.687	0.003	0.064	0.002	1.020
97088.1	0.722	B	451	0.444	0.471	0.414	1.138	0.005	0.004	0.009	1.274
97088.1	0.722	B	568	0.614	0.467	0.375	1.244	0.006	1.883	0.004	1.417
97088.1	0.722	B	650	1.000	0.129	0.391	0.330	0.001	0.197	0.016	0.869
97088.1	0.722	B	752	1.000	0.203	0.356	0.570	0.026	0.424	0.009	1.085
96783.8	0.813	B	451	0.461	0.486	0.432	1.123	0.007	0.384	0.006	1.070
96783.8	0.813	B	568	0.626	0.474	0.403	1.177	0.002	0.175	0.002	1.294
96783.8	0.813	B	650	1.000	0.219	0.390	0.561	0.047	0.494	0.002	1.232
96783.8	0.813	B	752	0.646	0.490	0.437	1.121	0.010	1.398	0.002	1.058
96488.7	1.126	B	451	0.471	0.447	0.408	1.097	0.006	0.267	0.015	1.219

table continues on next page...

R (km)	$\tau_{\rm PPS}$	Ring	λ (nm)	ϖ_0	g	b	c	$h_{\rm cb}$	B_{C0}	$h_{\rm sh}$	B_{S0}
96488.7	1.126	B	568	0.642	0.475	0.385	1.232	0.001	0.165	0.004	1.292
96488.7	1.126	B	650	0.732	0.452	0.402	1.125	0.005	2.734	0.003	1.116
96488.7	1.126	B	752	0.673	0.290	0.516	0.561	0.012	0.004	0.003	0.880
96180.8	0.881	B	451	0.421	0.495	0.441	1.122	0.000	0.194	0.008	1.081
96180.8	0.881	B	568	0.583	0.480	0.412	1.164	0.007	0.302	0.003	1.309
96180.8	0.881	B	650	0.643	0.509	0.411	1.238	0.011	0.435	0.003	1.006
96180.8	0.881	B	752	0.633	0.402	0.474	0.847	0.015	0.002	0.002	1.102
93145.0	1.074	B	451	0.419	0.480	0.445	1.076	0.001	0.960	0.008	1.150
93145.0	1.074	B	568	0.576	0.486	0.408	1.192	0.002	0.442	0.004	1.312
93145.0	1.074	B	650	0.640	0.511	0.410	1.247	0.014	2.594	0.003	1.197
93145.0	1.074	B	752	0.596	0.472	0.464	1.018	0.008	2.353	0.003	1.015
92835.0	1.329	B	451	0.430	0.459	0.444	1.032	0.007	0.159	0.009	1.196
92835.0	1.329	B	568	0.586	0.490	0.411	1.192	0.001	1.090	0.004	1.332
92835.0	1.329	B	650	1.000	0.113	0.450	0.253	0.024	0.572	0.002	1.182
92835.0	1.329	B	752	0.600	0.412	0.502	0.820	0.001	0.912	0.002	0.972
92541.1	1.638	B	451	0.455	0.424	0.465	0.912	0.001	0.531	0.005	1.127
92541.1	1.638	B	568	0.588	0.491	0.415	1.183	0.002	0.111	0.003	1.432
92541.1	1.638	B	650	0.680	0.440	0.426	1.032	0.004	0.364	0.003	1.273
92541.1	1.638	B	752	0.596	0.325	0.536	0.606	0.033	0.000	0.002	1.037
92233.6	1.585	B	451	0.482	0.313	0.464	0.675	0.016	0.746	0.004	1.255
92233.6	1.585	B	568	0.595	0.467	0.393	1.187	0.019	0.368	0.002	1.663
92233.6	1.585	B	650	0.707	0.362	0.422	0.857	0.022	0.638	0.002	1.549
92233.6	1.585	B	752	0.620	0.092	0.589	0.157	0.011	2.212	0.001	1.192
89192.7	0.216	C	451	0.155	0.839	0.362	2.314	0.024	0.609	0.001	3.809
89192.7	0.216	C	568	0.270	0.543	0.046	11.57	0.105	0.177	0.000	9.247
89192.7	0.216	C	650	0.257	0.670	0.228	2.931	0.204	0.070	0.000	16.54
89192.7	0.216	C	752	0.239	0.468	0.413	1.133	0.140	0.079	0.000	6.539
88885.3	0.054	C	451	0.304	0.634	0.379	1.670	0.047	0.848	0.025	1.094
88885.3	0.054	C	568	0.427	0.486	0.353	1.375	0.006	0.032	0.019	0.812
88885.3	0.054	C	650	0.453	0.644	0.390	1.651	0.009	0.851	0.009	0.366
88885.3	0.054	C	752	0.472	0.732	0.327	2.235	0.041	1.842	0.013	0.465
88590.8	0.120	C	451	0.204	0.932	0.393	2.371	0.059	0.610	0.029	0.303
88590.8	0.120	C	568	0.303	0.521	0.431	1.207	0.044	1.040	0.020	0.305
88590.8	0.120	C	650	0.295	0.695	0.407	1.705	0.030	0.502	0.055	0.255
88590.8	0.120	C	752	0.328	0.604	0.402	1.501	0.055	0.768	0.001	2.882
88283.8	0.109	C	451	0.202	0.124	0.129	0.960	0.333	7.667	0.074	7.768
88283.8	0.109	C	568	0.382	0.427	0.286	1.490	0.092	3.061	0.008	1.874
88283.8	0.109	C	650	0.459	0.298	0.379	0.786	0.015	0.234	0.010	1.453
88283.8	0.109	C	752	0.453	0.197	0.678	0.291	0.015	1.293	0.026	1.790
85238.4	0.095	C	451	0.215	0.611	0.367	1.662	0.005	4.807	0.021	1.046
85238.4	0.095	C	568	0.299	0.474	0.327	1.449	0.015	0.173	0.007	1.100
85238.4	0.095	C	650	0.320	0.607	0.355	1.711	0.039	0.542	0.003	0.743
85238.4	0.095	C	752	0.349	0.571	0.351	1.625	0.019	5.223	0.005	0.648
84930.8	0.253	C	451	0.500	0.000	1.000	0.000	0.009	0.500	0.009	0.500
84930.8	0.253	C	568	0.221	0.507	0.401	1.264	0.008	1.349	0.004	0.644
84930.8	0.253	C	650	0.204	0.774	0.368	2.102	0.002	0.751	0.017	0.271
84930.8	0.253	C	752	0.208	0.551	0.471	1.169	0.042	0.780	0.000	1.259
84636.1	0.100	C	451	0.142	0.017	0.040	0.439	0.037	6.293	0.080	16.78
84636.1	0.100	C	568	0.300	0.328	0.087	3.738	0.014	25.85	0.070	2.662
84636.1	0.100	C	650	0.342	0.121	0.273	0.442	0.033	0.517	0.113	3.149
84636.1	0.100	C	752	0.556	0.293	0.682	0.430	0.032	0.116	0.037	0.008
84328.6	0.095	C	451	0.241	0.462	0.372	1.240	0.003	2.881	0.009	1.085
84328.6	0.095	C	568	0.305	0.434	0.314	1.383	0.010	2.310	0.004	1.400
84328.6	0.095	C	650	0.329	0.505	0.345	1.465	0.001	3.590	0.004	0.978
84328.6	0.095	C	752	0.339	0.438	0.389	1.126	0.036	6.881	0.005	0.871

G.4.2 Le modèle de Shkuratov et al. (1999)

Nous utilisons maintenant un modèle qui est censé reproduire les effets de la rétro-diffusion cohérente et du masquage des ombres. Il suppose un milieu semi-infini de diffuseurs dont la taille est de l'ordre de la longueur d'onde ou plus petite. Cette taille caractéristique notée d correspond à la taille à partir de laquelle la rétro-diffusion cohérente peut avoir lieu. L est la longueur caractéristique de la lumière diffusée dans le milieu. Pour un milieu constitué de diffuseurs absorbants, L est plus grand que le libre parcours moyen de transport des photons dans le milieu (noté $\lambda_{\rm tr}$ ou Λ dans les théories de Mishchenko & Dlugach [1992b] et Hapke [2002]).
L'avantage du modèle de Shkuratov est sa simplicité et son petit nombre de paramètres :
– k_λ est un paramètre croissant de la rugosité tendant à accroître la pente de la fonction de phase entre 0 et 90 dégrés d'angle de phase ;
– d, la taille effective des grains agit sur l'amplitude du pic d'opposition et
– L, le libre parcours moyen de diffusion des photons dans le milieu agit sur la largeur du pic de telle sorte que l'augmentation de L conduit à une diminution de HWHM (voir l'équation (6.5) page 151). Cependant, L agit également sur l'amplitude du pic : d'après la relation (6.2) page 150, l'amplitude décroît exponentiellement en fonction du rapport d/L de sorte que A$\sim$1,5 quand ce rapport rend vers zéro, soit $d \ll L$.
Nous avons eu d'emblée des réticences à utiliser ce modèle en raison de la saturation de l'amplitude du pic à 1,5 puisque d'après notre étude morphologique menée dans le chapitre 6, l'amplitude varie entre 1,5 et 2,5. Nos craintes se sont confirmées dans la mesure où la fonction de phase vue à l'équation (E.73) avec ζ=1 et $\eta = \frac{1}{2}$ ne parvenait pas à ajuster nos données avec des valeurs physiques (d et L négatifs, ou bien d=0 comme les valeurs de l'anneau C trouvées par Poulet et al. [2002]).

Plusieurs options se sont alors présentées : la première était d'ajuster le modèle sous sa forme originale (ζ=1 et $\eta = \frac{1}{2}$) sur un ensemble de données restreint (0^o<α<$2{,}5^o$) permettant à l'amplitude de rester inférieure à 1,5 ; la seconde consistait à modifier le modèle de Shkuratov en prenant $\zeta = \frac{3}{2}$ et $\eta = 1$ afin de mieux ajuster nos courbes et permettre à l'amplitude de saturer à 2,5 et non plus à 1,5.
Cette seconde modification implique physiquement deux aspects, liés intrinsèquement aux paramètres ζ et η. Tout d'abord, le paramètre ζ dans le modèle original vaut 1 et correspond au rapport de l'intensité totale à laquelle on enlève l'intensité cohérente sur l'intensité du fond. D'après l'expression (6.3) page 150, l'amplitude correspond au rapport de l'intensité totale (étant la somme de l'intensité cohérente et de l'instensité du fond) sur l'intensité du fond, cependant, si nous utilisons maintenant l'expression (6.4) suggérée par Mishchenko & Dlugach [1992a], le rapport ζ de l'intensité non-cohérente sur l'intensité du fond n'est plus égale à 1. En particulier, comme nous avons fixé ζ à 1,5 donc l'intensité incohérente est supérieure à l'intensité du fond, ce qui ne représente pas une contre-indication. Evoquons maintenant le choix de $\eta = 1$. Dans le modèle original $\eta = \frac{1}{2}$ car on considère les interférences des lumières polarisée et non polarisée. Mais le cas où η=1 est également envisagé par Shkuratov et al. [1999], il correspond à la non-considération de la nature vectorielle de la lumière. En clair, nous faisons l'hypothèse que toute la lumière rétrodiffusée est la lumière non polarisée reçue par la caméra.
Avec $\zeta = \frac{3}{2}$ et $\eta = 1$, nous trouvons des valeurs convenables pour d et L pour les courbes de phase de 0 à 180 degrés.

La figure G.19 décrit comment d et L varient en fonction de la longueur d'onde pour une courbe de phase typique des anneaux obtenue avec l'ensemble de données restreint : d est de l'ordre d'une dizaine de micromètres et L est plutôt de plusieurs dizaines de micromètres (soit $d > \lambda$ et $L > \lambda$). Ces résultats sont obtenus en tenant compte de la version originale du modèle de Shkuratov et al. [1999]. Dans la figure G.20, nous présentons les résultats des ajustements réalisés avec les courbes de phase complètes de la même région que dans la figure G.19. Ici, d vaut un centième de micromètres et L reste encore de l'ordre de 60 μm (soit $d \lesssim \lambda$ et $L > \lambda$).
De façon générale, le modèle de Shkuratov et al. [1999] ajuste bien les données, cependant il montre un comportement très instable aux grands angles de phase. A partir de 140 degrés, le modèle n'ajuste plus les données et présente un pic très prononcé de diffusion vers l'avant (voir la figure G.20). Ce pic est

dû aux petits grains modélisés pour l'effet d'opposition et qui, du fait du **caractère isotrope de la diffusion** imposé par le modèle, voir l'équation (E.67) page 363, vont massivement diffuser la lumière vers l'avant. Ce pic de diffusion vers l'avant est de surcroît amplifié par la diffusion multiple car le modèle de Shkuratov **ne prévoit pas de diffusion simple**. C'est l'inconvénient majeur de ce modèle, cependant il ajuste de manière satisfaisante la portion 0-140°.

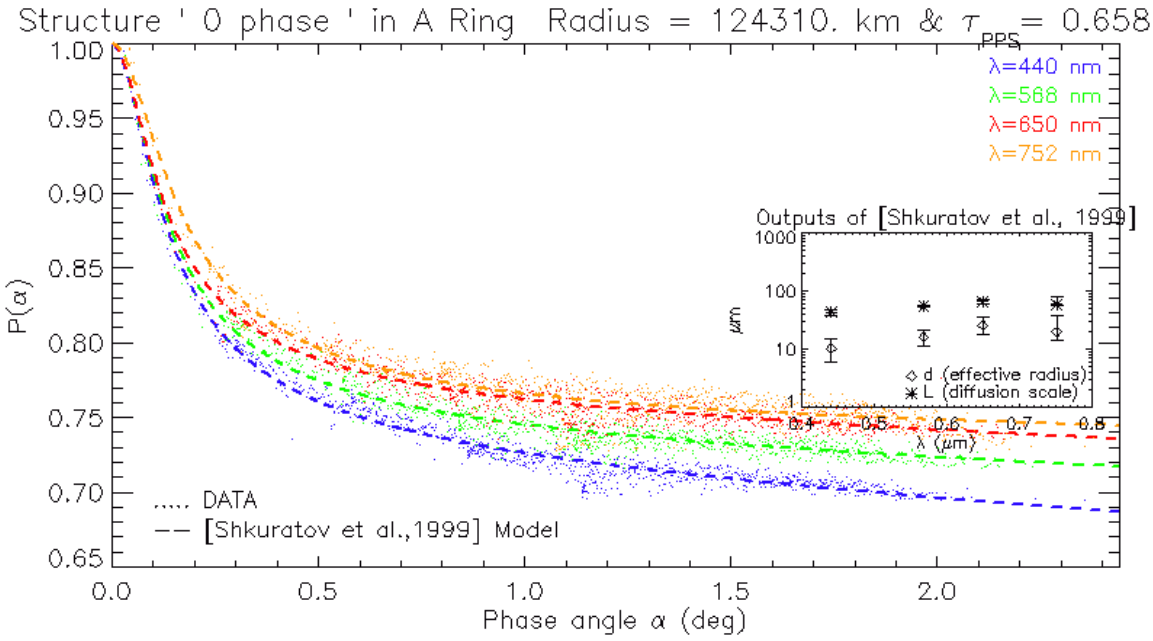


Figure G.19 – Representative COLOR phase curves for a low τ ring feature (A ring) fitted with the Shkuratov *et al.* (1999) model from W1495 images ($0<\alpha<2{,}5$).

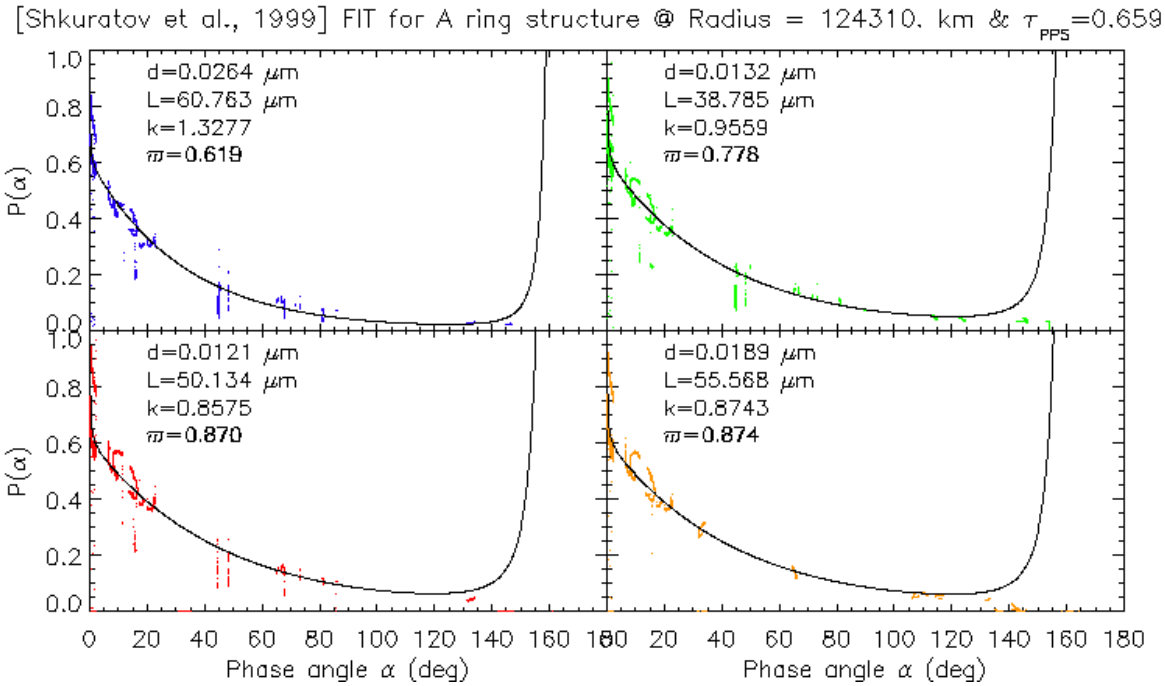


Figure G.20 – Representative COLOR full phase curves ($0<\alpha<180$) for the same ring feature (A ring) fitted with the modified Shkuratov *et al.* (1999) model.

Table Gf : Outputs of Shkuratov et al. [1999] models for typical COLOR phase curves representing each main ring.

R (km)	τ_{PPS}	Ring	λ (nm)	ϖ_n	d	L	k_λ
136344.	0.562	A	451	0.422	2.024	3.668	0.891
136344.	0.562	A	451	0.422	2.024	3.668	0.891
136344.	0.562	A	568	0.527	1.017	3.783	0.637
136344.	0.562	A	650	0.575	1.862	5.035	0.590
136344.	0.562	A	752	0.555	9.261	5.734	0.665
136042.	0.531	A	451	0.431	1.937	4.212	0.851
136042.	0.531	A	568	0.541	2.845	4.352	0.615
136042.	0.531	A	650	0.590	1.617	5.963	0.578
136042.	0.531	A	752	0.582	4.900	7.005	0.639
135751.	0.519	A	451	0.433	1.795	4.315	0.851
135751.	0.519	A	568	0.546	6.455	4.457	0.603
135751.	0.519	A	650	0.594	1.627	6.269	0.582
135751.	0.519	A	752	0.586	1.204	7.528	0.645
135448.	0.521	A	451	0.429	1.789	3.949	0.836
135448.	0.521	A	568	0.543	3.733	4.082	0.596
135448.	0.521	A	650	0.590	7.783	5.891	0.583
135448.	0.521	A	752	0.583	1.323	7.407	0.653
132439.	0.495	A	451	0.397	1.889	7.224	1.071
132439.	0.495	A	568	0.514	1.161	5.354	0.725
132439.	0.495	A	650	0.560	1.404	8.101	0.714
132439.	0.495	A	752	0.557	1.960	9.871	0.783
132135.	0.450	A	451	0.395	2.037	8.503	1.140
132135.	0.450	A	568	0.511	1.558	5.817	0.784
132135.	0.450	A	650	0.548	1.288	8.308	0.793
132135.	0.450	A	752	0.566	1.618	0.000	0.789
131844.	0.611	A	451	0.382	2.059	3.486	1.172
131844.	0.611	A	568	0.505	1.338	3.994	0.877
131844.	0.611	A	650	0.557	1.138	5.375	0.812
131844.	0.611	A	752	0.539	2.303	7.556	0.901
131540.	0.414	A	451	0.381	1.447	0.000	1.208
131540.	0.414	A	568	0.497	1.490	6.512	0.818
131540.	0.414	A	650	0.537	1.413	0.000	0.828
131540.	0.414	A	752	0.548	1.757	0.000	0.856
128525.	0.446	A	451	0.404	2.064	0.000	1.265
128525.	0.446	A	568	0.527	1.646	7.179	0.859
128525.	0.446	A	650	0.576	1.305	0.000	0.850
128525.	0.446	A	752	0.581	5.397	0.000	0.908
128226.	0.437	A	451	0.408	1.842	0.000	1.309
128226.	0.437	A	568	0.534	1.812	7.124	0.873
128226.	0.437	A	650	0.583	4.846	0.000	0.865
128226.	0.437	A	752	0.583	1.630	0.000	0.951
127930.	0.455	A	451	0.413	1.766	0.000	1.290
127930.	0.455	A	568	0.534	1.692	7.256	0.883
127930.	0.455	A	650	0.589	1.102	9.913	0.840
127930.	0.455	A	752	0.593	1.445	0.000	0.904
127627.	0.489	A	451	0.415	1.794	9.800	1.275
127627.	0.489	A	568	0.536	1.753	6.312	0.883
127627.	0.489	A	650	0.597	8.532	9.095	0.832
127627.	0.489	A	752	0.600	1.611	0.000	0.878
124613.	0.592	A	451	0.463	1.692	0.000	1.305
124613.	0.592	A	568	0.588	1.692	5.511	0.914
124613.	0.592	A	650	0.660	1.067	5.177	0.824
124613.	0.592	A	752	0.665	1.363	8.582	0.870
124310.	0.659	A	451	0.482	2.644	6.076	1.327
124310.	0.659	A	568	0.605	1.325	3.878	0.955
124310.	0.659	A	650	0.677	1.215	5.013	0.857
124310.	0.659	A	752	0.680	1.894	5.556	0.874
124014.	0.686	A	451	0.493	1.850	9.138	1.298
124014.	0.686	A	568	0.612	1.638	4.757	0.927
124014.	0.686	A	650	0.688	1.588	5.999	0.829
124014.	0.686	A	752	0.704	2.100	7.114	0.813
123708.	0.881	A	451	0.516	1.418	5.927	1.308
123708.	0.881	A	568	0.651	9.647	3.708	0.913
123708.	0.881	A	650	0.728	2.024	4.870	0.825
123708.	0.881	A	752	0.720	2.415	5.836	0.888
120693.	0.389	CD	451	0.300	1.012	0.000	1.379
120693.	0.389	CD	568	0.376	1.891	0.000	1.068
120693.	0.389	CD	650	0.390	1.977	0.000	1.088
120693.	0.389	CD	752	0.315	3.814	0.000	1.642
120390.	0.064	CD	451	0.406	0.005	342.1	1.175
120390.	0.064	CD	568	0.411	1.512	0.010	1.047
120390.	0.064	CD	650	0.461	5.546	0.003	0.957
120390.	0.064	CD	752	0.596	0.002	931.7	0.773
120094.	0.175	CD	451	0.154	9.643	9.305	1.899
120094.	0.175	CD	568	0.167	2.089	3.434	2.038
120094.	0.175	CD	650	0.170	2.959	4.399	2.299
120094.	0.175	CD	752	0.154	9.532	5.430	2.587
119792.	0.022	CD	451	0.435	1.878	2.447	1.232
119792.	0.022	CD	568	0.430	1.795	2.754	1.258
119792.	0.022	CD	650	0.503	1.178	3.076	1.080
119792.	0.022	CD	752	0.690	1.478	4.861	0.619

table continues on next page...

R (km)	τ_{PPS}	Ring	λ (nm)	ϖ_0	d	L	k_λ
118806.	0.081	CD	451	0.239	1.061	2.806	1.539
118806.	0.081	CD	568	0.265	6.806	3.193	1.322
118806.	0.081	CD	650	0.299	1.597	3.730	1.190
118806.	0.081	CD	752	0.313	6.343	4.953	1.172
118353.	0.080	B	451	0.267	0.003	1078.	1.610
118353.	0.080	B	568	0.305	0.002	3976.	1.193
118353.	0.080	B	650	0.349	0.012	15178	1.061
118353.	0.080	B	752	0.368	0.038	3948.	0.998
117916.	0.093	B	451	0.218	6.143	4.349	2.884
117916.	0.093	B	568	0.227	5.175	6.637	2.963
117916.	0.093	B	650	0.255	4.098	4.475	2.739
117916.	0.093	B	752	0.255	2.934	4.625	2.792
117466.	0.998	B	451	0.345	2.347	1.990	1.617
117466.	0.998	B	568	0.451	6.252	2.276	1.263
117466.	0.998	B	650	0.524	1.610	2.442	1.006
117466.	0.998	B	752	0.425	1.905	2.814	1.506
116768.	1.716	B	451	0.620	3.615	1.296	1.032
116768.	1.716	B	568	0.782	1.258	3.341	0.807
116768.	1.716	B	650	0.882	1.202	4.090	0.697
116768.	1.716	B	752	0.864	1.445	5.698	0.774
116463.	2.051	B	451	0.654	5.074	1.801	1.015
116463.	2.051	B	568	0.844	7.166	3.472	0.717
116463.	2.051	B	650	0.937	8.000	4.308	0.631
116463.	2.051	B	752	0.931	1.154	5.268	0.681
116170.	1.977	B	451	0.678	1.818	6.406	0.924
116170.	1.977	B	568	0.900	1.750	3.362	0.529
116170.	1.977	B	650	1.000	4.271	4.616	0.481
116170.	1.977	B	752	0.951	2.013	6.704	0.644
115866.	1.718	B	451	0.637	1.649	4.840	1.067
115866.	1.718	B	568	0.833	1.147	3.207	0.699
115866.	1.718	B	650	0.928	1.722	4.639	0.635
115866.	1.718	B	752	0.943	4.646	5.807	0.660
112843.	1.387	B	451	0.620	2.175	4.233	1.015
112843.	1.387	B	568	0.800	1.221	3.402	0.721
112843.	1.387	B	650	0.912	1.435	4.738	0.633
112843.	1.387	B	752	0.907	1.861	6.212	0.708
112763.	1.759	B	451	0.615	4.160	1.591	0.983
112763.	1.759	B	568	0.815	3.348	3.323	0.691
112763.	1.759	B	650	0.919	1.574	4.195	0.611
112763.	1.759	B	752	0.903	1.844	6.128	0.711
112538.	1.475	B	451	0.600	5.961	1.921	1.050
112538.	1.475	B	568	0.783	1.913	3.511	0.766
112538.	1.475	B	650	0.894	1.542	4.666	0.667
112538.	1.475	B	752	0.913	1.259	6.037	0.680
112363.	1.821	B	451	0.632	1.700	4.741	0.985
112363.	1.821	B	568	0.837	6.111	3.321	0.641
112363.	1.821	B	650	0.947	1.454	4.335	0.561
112363.	1.821	B	752	0.904	1.911	6.496	0.721
112242.	1.787	B	451	0.630	2.079	9.045	0.825
112242.	1.787	B	568	0.824	2.068	3.234	0.666
112242.	1.787	B	650	0.935	1.510	4.418	0.591
112242.	1.787	B	752	0.891	1.777	6.100	0.746
111978.	1.388	B	451	0.573	2.301	5.311	1.184
111978.	1.388	B	568	0.743	1.892	3.326	0.842
111978.	1.388	B	650	0.852	1.683	4.569	0.752
111978.	1.388	B	752	0.876	1.582	5.656	0.741
111936.	1.424	B	451	0.569	2.355	5.851	1.206
111936.	1.424	B	568	0.742	1.419	3.454	0.841
111936.	1.424	B	650	0.853	4.474	4.841	0.747
111936.	1.424	B	752	0.878	2.149	6.031	0.734
111583.	1.813	B	451	0.600	1.398	4.629	1.059
111583.	1.813	B	568	0.785	9.720	3.062	0.721
111583.	1.813	B	650	0.902	1.458	4.491	0.637
111583.	1.813	B	752	0.880	1.608	6.132	0.752
108908.	2.083	B	451	0.644	1.142	6.409	0.633
108908.	2.083	B	568	0.847	9.257	3.242	0.598
108908.	2.083	B	650	0.960	1.153	4.471	0.532
108908.	2.083	B	752	0.936	2.198	6.430	0.648
108603.	1.975	B	451	0.617	1.421	5.325	0.998
108603.	1.975	B	568	0.809	6.588	3.209	0.659
108603.	1.975	B	650	0.928	1.177	4.491	0.572
108603.	1.975	B	752	0.910	1.821	6.202	0.671
108310.	2.112	B	451	0.595	1.558	5.133	1.047
108310.	2.112	B	568	0.782	1.628	3.087	0.700
108310.	2.112	B	650	0.901	2.120	4.438	0.617
108310.	2.112	B	752	0.894	4.634	5.655	0.681
108005.	2.050	B	451	0.599	1.453	5.592	1.046
108005.	2.050	B	568	0.798	1.266	3.187	0.661
108005.	2.050	B	650	0.922	1.676	4.549	0.573
108005.	2.050	B	752	0.911	7.655	6.039	0.651
107526.	2.153	B	451	0.619	9.541	4.957	0.583
107526.	2.153	B	568	0.840	2.347	3.031	0.560
107526.	2.153	B	650	0.965	8.454	4.648	0.494
107526.	2.153	B	752	0.944	6.665	6.577	0.598
107188.	2.098	B	451	0.634	1.449	4.903	0.875
107188.	2.098	B	568	0.832	1.101	2.785	0.543

table continues on next page...

R (km)	τ_{PPS}	Ring	λ (nm)	ϖ_0	d	L	k_λ
107188.	2.098	B	650	0.949	1.972	4.307	0.499
107188.	2.098	B	752	0.926	9.039	6.424	0.617
106864.	2.080	B	451	0.619	1.902	4.933	0.892
106864.	2.080	B	568	0.819	1.195	2.689	0.544
106864.	2.080	B	650	0.942	2.938	4.219	0.491
106864.	2.080	B	752	0.910	3.486	6.341	0.632
106533.	2.081	B	451	0.583	1.389	4.867	0.983
106533.	2.081	B	568	0.771	1.670	2.686	0.632
106533.	2.081	B	650	0.880	1.577	4.066	0.586
106533.	2.081	B	752	0.875	3.120	5.843	0.672
104975.	2.070	B	451	0.583	1.195	5.183	0.954
104975.	2.070	B	568	0.775	1.719	3.392	0.640
104975.	2.070	B	650	0.881	1.116	4.402	0.571
104975.	2.070	B	752	0.867	5.518	6.351	0.683
104667.	2.044	B	451	0.564	1.271	4.086	0.980
104667.	2.044	B	568	0.750	1.718	3.356	0.689
104667.	2.044	B	650	0.858	2.266	4.369	0.610
104667.	2.044	B	752	0.854	4.627	5.896	0.683
104376.	1.960	B	451	0.553	1.291	4.406	1.017
104376.	1.960	B	568	0.741	1.323	3.189	0.695
104376.	1.960	B	650	0.844	2.111	4.182	0.628
104376.	1.960	B	752	0.839	9.628	5.598	0.705
104159.	2.086	B	451	0.552	8.276	8.445	0.761
104159.	2.086	B	568	0.744	1.086	2.808	0.671
104159.	2.086	B	650	0.864	4.660	4.016	0.579
104159.	2.086	B	752	0.825	5.146	5.250	0.730
104067.	1.669	B	451	0.541	2.296	1.191	0.935
104067.	1.669	B	568	0.721	5.048	2.724	0.728
104067.	1.669	B	650	0.819	2.129	3.798	0.664
104067.	1.669	B	752	0.823	2.912	4.870	0.716
103874.	2.123	B	451	0.554	3.648	1.564	0.938
103874.	2.123	B	568	0.735	7.527	2.793	0.682
103874.	2.123	B	650	0.857	2.572	3.760	0.573
103874.	2.123	B	752	0.831	1.170	4.700	0.683
103603.	1.860	B	451	0.568	6.651	1.461	0.932
103603.	1.860	B	568	0.744	7.890	2.880	0.677
103603.	1.860	B	650	0.857	9.460	4.426	0.575
103603.	1.860	B	752	0.846	1.255	5.087	0.655
103327.	1.604	B	451	0.600	1.574	5.103	0.943
103327.	1.604	B	568	0.771	1.656	2.969	0.619
103327.	1.604	B	650	0.869	1.468	4.099	0.552
103327.	1.604	B	752	0.859	2.995	5.251	0.635
101034.	1.569	B	451	0.569	6.557	2.399	0.880
101034.	1.569	B	568	0.750	1.362	3.520	0.608
101034.	1.569	B	650	0.855	1.247	4.554	0.532
101034.	1.569	B	752	0.852	3.668	6.820	0.616
100728.	2.124	B	451	0.565	2.768	1.003	0.746
100728.	2.124	B	568	0.760	6.571	3.491	0.580
100728.	2.124	B	650	0.876	1.060	4.494	0.495
100728.	2.124	B	752	0.843	1.867	6.595	0.646
100433.	1.968	B	451	0.551	3.025	1.514	0.851
100433.	1.968	B	568	0.735	2.145	3.320	0.649
100433.	1.968	B	650	0.851	1.062	4.424	0.555
100433.	1.968	B	752	0.832	1.652	5.916	0.661
100125.	2.241	B	451	0.553	4.286	3.647	0.895
100125.	2.241	B	568	0.739	1.376	3.141	0.621
100125.	2.241	B	650	0.858	5.073	4.276	0.533
100125.	2.241	B	752	0.823	1.750	5.950	0.684
100128.	2.244	B	451	0.551	2.972	1.189	0.813
100128.	2.244	B	568	0.739	1.316	3.139	0.620
100128.	2.244	B	650	0.858	5.368	4.417	0.537
100128.	2.244	B	752	0.823	1.469	5.937	0.685
99932.7	1.193	B	451	0.550	8.175	5.770	0.973
99932.7	1.193	B	568	0.724	1.413	3.800	0.665
99932.7	1.193	B	650	0.820	8.519	5.108	0.603
99932.7	1.193	B	752	0.825	8.160	6.890	0.657
99752.2	1.931	B	451	0.578	1.348	4.895	0.889
99752.2	1.931	B	568	0.749	1.081	3.298	0.616
99752.2	1.931	B	650	0.856	1.011	4.558	0.538
99752.2	1.931	B	752	0.830	1.954	5.975	0.654
99570.5	1.790	B	451	0.588	1.098	5.100	0.853
99570.5	1.790	B	568	0.758	1.428	3.144	0.566
99570.5	1.790	B	650	0.870	1.148	4.519	0.495
99570.5	1.790	B	752	0.831	1.981	6.199	0.648
97088.1	0.722	B	451	0.447	1.701	9.927	0.890
97088.1	0.722	B	568	0.586	3.877	2.418	0.764
97088.1	0.722	B	650	0.662	2.251	2.920	0.674
97088.1	0.722	B	752	0.664	7.548	3.406	0.709
96783.8	0.813	B	451	0.465	1.791	2.483	0.950
96783.8	0.813	B	568	0.601	9.025	3.489	0.775
96783.8	0.813	B	650	0.678	1.965	3.774	0.667
96783.8	0.813	B	752	0.687	1.506	4.627	0.693
96488.7	1.126	B	451	0.478	1.735	6.443	1.179
96488.7	1.126	B	568	0.623	1.410	3.083	0.799
96488.7	1.126	B	650	0.702	1.518	4.362	0.750
96488.7	1.126	B	752	0.660	1.164	7.765	0.991

table continues on next page...

R (km)	τ_{PPS}	Ring	λ (nm)	ϖ_0	d	L	k_λ
96180.8	0.881	B	451	0.439	1.480	4.259	1.145
96180.8	0.881	B	568	0.569	6.795	3.159	0.838
96180.8	0.881	B	650	0.642	1.504	5.097	0.773
96180.8	0.881	B	752	0.645	1.088	5.750	0.840
93145.0	1.074	B	451	0.431	2.626	1.329	0.987
93145.0	1.074	B	568	0.568	1.573	3.212	0.870
93145.0	1.074	B	650	0.642	2.641	3.782	0.782
93145.0	1.074	B	752	0.636	8.093	5.396	0.881
92835.0	1.329	B	451	0.443	4.010	1.564	1.140
92835.0	1.329	B	568	0.583	1.367	3.556	0.918
92835.0	1.329	B	650	0.661	1.305	4.253	0.829
92835.0	1.329	B	752	0.641	1.622	6.367	0.983
92541.1	1.638	B	451	0.448	1.873	3.309	1.120
92541.1	1.638	B	568	0.586	1.172	3.368	0.933
92541.1	1.638	B	650	0.660	1.402	4.213	0.859
92541.1	1.638	B	752	0.623	1.364	5.840	1.070
92233.6	1.585	B	451	0.429	1.839	2.734	1.067
92233.6	1.585	B	568	0.561	1.723	3.348	0.851
92233.6	1.585	B	650	0.633	2.428	4.170	0.814
92233.6	1.585	B	752	0.555	1.382	6.447	1.236
89192.7	0.216	C	451	0.153	1.426	2.667	1.832
89192.7	0.216	C	568	0.173	7.344	3.058	1.630
89192.7	0.216	C	650	0.200	8.718	3.258	1.461
89192.7	0.216	C	752	0.176	1.511	4.094	1.657
88885.3	0.054	C	451	0.301	2.549	0.011	1.665
88885.3	0.054	C	568	0.349	1.239	0.003	1.341
88885.3	0.054	C	650	0.411	1.252	0.000	1.069
88885.3	0.054	C	752	0.450	0.000	219.2	0.968
88590.8	0.120	C	451	0.222	0.000	184.6	1.200
88590.8	0.120	C	568	0.248	0.026	12383	1.314
88590.8	0.120	C	650	0.279	0.010	5606.	1.225
88590.8	0.120	C	752	0.291	1.130	4.101	1.291
88283.8	0.109	C	451	0.217	1.346	0.000	2.323
88283.8	0.109	C	568	0.268	1.413	3.351	1.434
88283.8	0.109	C	650	0.314	1.587	5.214	1.451
88283.8	0.109	C	752	0.290	0.036	10101	1.937
85238.4	0.095	C	451	0.203	4.153	0.001	1.561
85238.4	0.095	C	568	0.229	1.093	8.198	0.727
85238.4	0.095	C	650	0.269	1.201	0.000	0.919
85238.4	0.095	C	752	0.294	8.234	0.000	0.895
84930.8	0.253	C	451	0.150	1.065	0.000	1.082
84930.8	0.253	C	568	0.169	8.677	0.000	1.186
84930.8	0.253	C	650	0.189	2.563	0.002	1.100
84930.8	0.253	C	752	0.196	1.119	0.000	1.089
84636.1	0.100	C	451	0.220	0.017	6172.	2.176
84636.1	0.100	C	568	0.255	0.020	1456.	1.512
84636.1	0.100	C	650	0.291	0.109	33578	1.745
84636.1	0.100	C	752	0.299	0.048	8120.	1.972
84328.6	0.095	C	451	0.192	1.337	5.240	1.230
84328.6	0.095	C	568	0.221	5.101	1.719	0.812
84328.6	0.095	C	650	0.256	4.866	2.071	0.793
84328.6	0.095	C	752	0.263	1.249	0.000	1.064

Liste des abréviations

Pour des raisons de lisibilité, la signification d'une abréviation ou d'un acronyme n'est souvent rappelée qu'à sa première apparition dans le texte d'un chapitre. Par ailleurs, puisque nous utilisons toujours l'abréviation la plus usuelle, il est fréquent que ce soit le terme anglais qui soit employé.

ISS	Imaging Science Subsystem
UVIS	UltraViolet Imaging Spectrograph
VIMS	Visible and Infrared Mapping Spectrometer
RSS	Radio Science Subsystem
CIRS	Composite InfraRed Spectrmeter
CCD	Coupled Charged Device
NAC	Narrow Angle Camera
WAC	Wide Angle Camera
PSF	Point Spread Function
VICAR	Video Image aCcess And Retrieval
DSN	Deep Space Network
CICLOPS	Cassini Imaging Central Laboratory for OPerationS
JPL	Jet Propulsion Laboratory
GSFC	Goddard Space Flight Center
USGS	United States Geological Survey
NAIF	Navigation Ancillary Information Facility
PI	Principal Investigator
ITAR	International Traffic in Arms Regulations
ACS	Attitude Control Subsystem
UTC	Universal Time Coordinate
UT	Universal Time
DOY	Day Of Year
SOI	Spacecraft Orbit Insertion
SPICE	Spacecraft Planet Instrument C-matrix and Events
ICY	IDL interface to CSPICE
SPK	SPacecraft Kernels
LSK	LeapSecond tabulation Kernels
PCK	Planet Kernels
SCLK	Spacecraft CLock coefficient Kernels
CK	Camera-matrix Kernels
EK	Events Kernels
IK	Instrument Kernels
CISSCAL	Cassini ISS CALibration
IDL	Interactive Data Language
ISIS	Integrated Software for Imagers and Spectrometers
CIA	Cassini Image Analysis
APIS	Another tool to study Planetary rings Images and Spectra (Decriem et al., 2005)
PDS	Planetary Data Node
OLR	Outer Lindblad Resonance
ILR	Inner Lindblad Resonance
IVR	Inner Vertical Resonance
PAG	Particle Accumulation Group, (Rosen, 1991b)
CBOE	Coherent Backscattering Opposition Effet
SHOE	Shadow Hiding Opposition Effet

Liste des tableaux

1 Quelques comparaisons entre les anneaux de Saturne et les disques dans l'Univers 6
2 Caractéristiques principales des anneaux de Saturne 9
3 Principales propriétés thermiques des anneaux A, B et C. 13
4 Tableau de la distribution en taille des particules (Zebker *et al.*, 1985). Le rayon effectif provient de (Showalter *&* Nicholson, 1990) 15
5 Tableau de la distribution en taille des particules (French *&* Nicholson, 2000) obtenues à partir des données d'occultations stellaires de δ Sco et 28-Sgr. Les valeurs pour l'anneau F sont issues de (Showalter, 1992) et proviennent pour le cœur des données d'imagerie de VOYAGER et des données d'occultation radio VOYAGER pour les strands. Le rayon effectif est tiré de (Showalter *&* Nicholson, 1990) 16
6 Tableau de la distribution en taille des particules (Poulet *et al.*, 2002). Les distributions de taille de particules sont déterminées à partir de la variation de l'amplitude en fonction de la longueur d'onde (ici on remarque que $A(\lambda)$ diminue quand la longueur d'onde augmente). 17

1.1 Principales caractéristiques des caméras NAC et WAC de l'instrument ISS de Cassini . . 35
1.2 Caractéristiques des principaux filtres dont les images ont été utilisées durant cette thèse. 37

2.1 Paramètres physiques de Saturne tirés de [Campell *&* Anderson, 1989] 51

3.1 Modèle orbital de l'anneau F (a : demi-grand axe, e : excentricité, i : inclinaison, Ω : longitude du noeud ascendant, $\tilde{\omega}$: longitude du péricentre) 60
3.2 Echelles de temps du sytème Prométhée+Anneau F+Pandore et observations permettant de les mettre en évidence. 61
3.3 Présentation des séries d'images ISS de l'anneau F pour l'étude de la spirale 83
3.4 Comparaison des caractéristiques des images de CASSINI et de VOYAGER 1 arborant la pseudo structure tressée. 86

4.1 Modèle orbital du cœur et des satellites de l'anneau F validé par les observations (a : demi-grand axe, e : excentricité, i : inclinaison, Ω : longitude du noeud ascendant, $\tilde{\omega}$: longitude du péricentre) 89
4.2 Collisions prévues entre le cœur de l'anneau F et le satellite éphémère S6 d'après les modèles orbitaux du tableau 4.1. Le temps a été calculé en secondes après J2000 puis converti en temps universel (UT) avec les sub-routines SPICE. 93
4.3 Collisions prévues entre le cœur de l'anneau F et le satellite éphémère S3/S4 d'après les modèles orbitaux du tableau 4.1. Le temps a été calculé en secondes après J2000 puis converti en temps universel (UT) avec les sub-routines SPICE. 93
4.4 Variations de brillance obtenues dans les annelets de Saturne. Les largeurs sont extraites du tableau D.3 page 330 et de (Marouf et al., 1986 ; Porco et al. 1984b) 101

5.1 Séquences d'observation de l'effet d'opposition des anneaux principaux vu par Cassini/ISS depuis l'insertion orbitale jusqu'au 15 juillet 2007. 116
5.2 Ajustements linéaires pour HWHM=f(A) et S=f(A), à partir des figures 5.6 et 5.7. L'ajustement linéaire réalisé pour S=f(HWHM) est commenté en annexe G avec la figure G.4. . 122

6.1 Paramètres morphologiques des fonctions de phases de Stankevich et al. [1999] fig. 8 obtenues par simulation numérique du masquage des ombres d'un milieu monocouche constitué de particules sphériques parfaitement diffusantes. 157

7.1 Comparaison de l'albédo de diffusion simple obtenu à partir des images ISS des sondes Voyager et Cassini dans les filtres CLEAR. 168
7.2 Rapports de couleurs des albédos de diffusion simple (avec le modèle de Hapke 2002). . . 172
7.3 Caractéristiques principales des poussières des anneaux de Saturne : fraction, profondeur optique et albédo de diffusion simple. 179
7.4 Comparaison des facteurs de remplissage obtenus par les estimations hydrodynamiques de Goldreich & Tremaine (1978b) et par l'ajustement des courbes de phase CLEAR avec le modèle de Hapke (1986) soumises aux distributions de taille de Zebker et al. (1985) et French & Nicholson (2000) 194
7.5 Comparaison des extensions verticales obtenues par les estimations hydrodynamiques de Goldreich & Tremaine (1978b) et par l'ajustement des courbes de phase CLEAR avec le modèle de Hapke (1986) soumises à la distribution de taille de Zebker et al. (1985) . . . 196
7.6 Comparaison des extensions verticales obtenues en utilisantla distribution de taille de Zebker et al. (1985) (via l'ajustement des courbes de phase CLEAR avec les modèles de Hapke (1986) et Esposito (1979)) avec les extensions verticales extraites des simulations dynamiques de Salo & Kaarjalainen (2003). 197

8.1 Comparaison des propriétés physiques de l'anneau A avec le modèle de masquage des ombres de Hapke [1986] et les simulations dynamiques de Salo [2004]. 207

D.1 Paramètres physiques des satellites de Saturne 318
D.2 Localisation de structures inédites dans les anneaux de Saturne 324
D.3 Présentation des lacunes réparties dans les anneaux de Saturne et de leurs annelets associés. Prédiction de la masse, la taille et les ondulutions induites par un satellite hypothétique 330
D.4 Résultat supplémentaire des *fits* des bras spiraux de l'anneau F : obtention de la distance séparant deux bras spiraux successifs et du sens d'enroulement. 337

E.1 Paramètres du modèle de Hapke [1986] obtenus pour diverses courbes de phase de surfaces planétaires du Système Solaire. 355

F.1 Description des courbes de phase à l'opposition opposition phase curves of Solar System objects used here. 370
F.2 Paramètres géométriques d'observation de l'effet d'opposition pour les anneaux et satellites de chaque planète géante (distance au Soleil et taille finie du disque solaire). 372
F.3 Description of the opposition phase curves of Solar System objects used here. 378

G.4 Effet régional du paramètre d'anisotropie obtenu avec les images Cassini et Voyager en filtres CLEAR. 407

Table des figures

1 Images de Saturne obtenues par les sondes interplanétaires Pioneer 11 le 1er septembre 1979, Voyager 1 le 16 novembre 1980, enfin par l'orbiteur Cassini le 9 mai 2007 (il s'agit d'une mosaïque de 45 images prises en filtres rouge, vert et bleu). 1
2 L'anneau F et le satellite Prométhée. Image ISS PIA08397 2
3 L'effet d'opposition dans une image ISS composite en couleurs (PIA08393). 2
4 Face de la médaille des cinq premiers satellites saturniens découverts sous le règne du Roi Louis XIV 8
5 Quelques grandes figures de la Physique ayant travaillé sur les anneaux de Saturne . . . 8
6 Image Cassini des anneaux principaux de Saturne en couleurs naturelles. 9
7 La réflexion diffuse (vers la gauche) et la transmission diffuse (vers la droite) de la lumière solaire par les anneaux de Saturne sont des combinaisons complexes d'interactions matière/rayonnement. 10
8 Pic de rétrodiffusion cohérente à l'opposition observé dans les atomes froids (Labeyrie et al. 1999), Effet d'opposition dans les anneaux de Saturne (Image Cassini). Au centre, le modèle de rétrodiffusion susceptible d'expliquer la surintensité observée (Mishchenko & Liu, 2007). 11
9 Schéma du procédé de transport balistique par pollution météoritique, (Cuzzi & Estrada, 1998). 11
10 La diffusion et l'absorption. 12
11 L'extinction et le rougissement 12
12 Epaisseurs de peau radiative (δ_{E}), thermique avec rotation diurne ($\delta_{\mathrm{T}\omega}$) et thermique avec rotation orbitale ($\delta_{\mathrm{T}\Omega}$) en fonction de la longueur d'onde. 14
13 (Marouf *et al.*, 1983) 15
14 (Showalter & Nicholson, 1990) 16
15 (French & Nicholson, 1990) 16
16 Simulations dynamiques N-corps [Salo & Karjalainen, 2003] 17
17 Extension verticale liée aux *spokes* de l'anneau B (McGhee et al., 2004). 18
18 Dépendance du coefficient de restitution avec la vitesse d'impact (Higa *et al.*, 1995) par des expériences de laboratoires et avec la profondeur optique (Schmidt *et al.*, 1999) en utilisant les modèles hydrodynamiques et simulations dynamiques. 20
19 Températures de brillance des anneaux déduites de CIRS. [Spilker *et al.*, 2005]. 21
20 (Brahic, 1977) 22
21 Représentation schématique de la théorie du confinement gravitationnel de Goldreich & Tremaine (1979). 24
22 Le satellite Prométhée, pourrait être une source de matériel pour l'anneau F. (Image PIA08192) 25

1.1 Schéma simplifié de la palette de télédétection optique à bord de Cassini 33
1.2 Comparaison des champs de vue pour les instruments de la palette de télédétection optique 33
1.3 Couverture spectrale des instruments de la palette de télédétection optique (UVIS, VIMS, ISS et CIRS) de la sonde Cassini 34
1.4 Exemple d'images des anneaux de Saturne prises par les instruments UVIS (PIA08036, avril 2006), RSS (PIA07873, mai 2005), ISS (PIA06077, juin 2004), VIMS (PIA06349, juillet 2004) et CIRS (PIA01940, octobre 2006) 34
1.5 Images réelles des caméras NAC et WAC (au centre) pendant l'intégration en juillet 1997 soit avant l'assemblage avec la sonde Huygens (à gauche). Vue éclatée des caméras (à droite). 35

1.6 Caractéristiques spectrales des CCD et filtres de ISS 37
1.7 PSF pour les combinaisons de filtres (CL1/CL2), (CL1/BL2) et (BL1/GRN) de la NAC, communication privée d'Emma Birath (2006) 38
1.8 PSF pour les combinaisons de filtres (CL1/CL2), (CL1/GRN) et (CL1/MT1) de la WAC, communication privée d'Emma Birath (2006) 38
1.9 Les trajectoires de Cassini durant la mission nominale, l'unité est en $R_\flat$. 41
1.10 Paramètres géométriques spécifiques aux observations de Cassini 42
1.11 Images disponibles sur l'arhive Pandore et sur l'archive personnelle de la machine sappcm129. 43

2.1 Systèmes de références utilisés pour la navigation astrométrique (Droits NAIF) 46
2.2 Profil radial de la Division de Cassini, réalisé sur l'image de la série N1521540830. 48
2.3 Extraction d'un profil azimutal de l'anneau F, réalisé sur l'image Cassini. 49
2.4 Profil azimutal ortho-radial et radial de l'image N1492087389 réalisé sur une demi-largeur de 500 km centrée sur le chemin prédéfini par le modèle orbital d'anneau centré sur 140 220 km 50
2.5 Création de mosaïque à 360 degrés de longitude précessée dans une fenêtre fixe de longitudes inertielles. 53
2.6 Création de mosaïque à 360 degrés de longitude précessée dans une fenêtre mobile de longitudes inertielles. 53
2.7 Obtention d'une courbe de phase dans une image à partir de l'extraction de la brillance dans une image reprojettée dans le plan (R, θ) des anneaux. 54
2.8 Obtention d'une courbe de phase complète à partir de l'extraction de la brillance dans plusieurs images. Les images à droite correspondent à la portion de l'image projettée où a été extraite la brillance et les paramètres géométriques. 54

3.1 Pandore et Prométhée avec l'anneau F vus par Voyager 1 60
3.2 Les torsades de Voyager 1 62
3.3 Simulations numériques de Lewis & Stewart (2005) tentant de reproduire la structure torsadée de l'anneau F. 63
3.4 Image Voyager 2 de l'anneau F redressée (l'abscisse est la longitude et l'ordonnée, la distance à Saturne). 64
3.5 Simulations numériques de (Giuliatti *et al.*, 2000) et (Murray et al., 2005) montrant Prométhée interagissant avec l'anneau F 65
3.6 Profils azimutaux de brillance de l'anneau F à partir des images de VOYAGER 1 et VOYAGER 2, tiré de (Ferrari, 1992) 66
3.7 Profils azimutaux de brillance de l'anneau F à partir des images de VOYAGER 1 et VOYAGER 2, tiré de (Showalter, 2004) 67
3.8 Image FDS44095.44 prise par VOYAGER 2 montrant l'anneau F et le *clump* 2A, (Showalter, 2004) 68
3.9 Variation de la vitesse relative des *clumps* par rapport au mouvement moyen nominal de $582{,}27\,^{\circ}.\text{jour}^{-1}$. Une grande majorité des grumeaux ont un mouvement moyen comparable à celui de la *strand* γ ou cœur, tiré de (Showalter, 2004). 68
3.10 Mosaïque des détections de satellites éphémères, Carl Murray (communication privée) . . 69
3.11 Mosaïque d'octobre 2004 ne permettant pas une couverture azimutale entière. La mosaïque est précessée à l'époque de référence du 1er juillet 2004 à 12h00, avec un mouvement moyen centré sur 140 200 km. 71
3.12 Mise en évidence de la structure spirale sur la première carte à 360 degrés. La mosaïque est précessée à l'époque de référence du 1er juillet 2004 à 12h00, avec un mouvement moyen centré sur 140 200 km. 71
3.13 Mosaïque de janvier 2005 ne permettant pas une couverture azimuthale entière. La mosaïque est précessée à l'époque de référence du 1er juillet 2004 à 12h00, avec un mouvement moyen centré sur 140 200 km. 71
3.14 Image N1538890615 (07 octobre 2006) montrant l'anneau F et trois interactions avec Prométhée, étalées sur 30 heures. 72
3.15 Simulations numériques tentant de reproduire les observations avec un satellite simulant Prométhée (même masse et dimensions). Tiré de (Baillié, 2005) 72
3.16 Scénario de formation de la spirale de l'anneau F, en 4 étapes. 73
3.17 Observations de l'anneau F de novembre 2004 et obtention d'une mosaïque qui est en accord avec la spirale simulée que l'on fait défiler dans une boîte en extrayant la mosaïque avec le même procédé. (Charnoz *et al.*, 2005) 75

3.18 Observations de l'anneau F d'avril 2005 et obtention d'une mosaïque qui est en accord avec la spirale simulée que l'on fait défiler dans une boîte en extrayant la mosaïque avec le même procédé. (Charnoz *et al.*, 2005) . . . 75
3.19 Observations de l'anneau F de mai 2005 et obtention d'une mosaïque qui est en accord avec la spirale simulée que l'on fait défiler dans une boîte en extrayant la mosaïque avec le même procédé. (Charnoz *et al.*, 2005) . . . 75
3.20 Etalement cinématique et gommage de la structure perturbée par Prométhée après 934 périodes orbitales. . . . 81
3.21 Mosaïques de l'anneau F de juin 2004 à octobre 2006, précessées avec le modèle orbital de Bosh et al. (2002) à l'époque de référence du 1er juillet 2004 à 18h00 UTC. . . . 84
3.22 L'image originale de VOYAGER 1 où la structure torsadée apparaît FDS34930.44 . . . 86
3.23 Une image CASSINI provenant de la séquence 1492 avec un contraste modifié pour faire ressortir uniquement le cœur et une *strand* N1492076289. . . . 86

4.1 Distance entre l'anneau F et Prométhée entre 2004 et 2008 avec les modèles orbitaux du tableau 4.1. . . . 90
4.2 Les draperies observées par Cassini (les références sont données dans le tableau 3.3). . . . 91
4.3 Distance entre l'anneau F et le satellite S3/S4 entre 2004 et 2008 d'après les modèles orbitaux du tableau 4.1. . . . 95
4.4 Distance entre l'anneau F et le satellite S6 entre 2004 et 2008 d'après les modèles orbitaux du tableau 4.1. . . . 95
4.5 (Charnoz & Ganem, 2006) . . . 98
4.6 Pandore et l'anneau F (images N1501710756 et N1509279206) . . . 99
4.7 L'anneau F vu par la tranche (images N1507015271 et N1507099722) . . . 99
4.8 Contribution des strands dans la brillance de l'anneau F avec les profils azimutaux de brillance de l'anneau F sur une boîte d'extraction de 800 km et 200 km. . . . 102
4.9 Mosaïques des annelets de la lacune d'Encke reconstituées sur 360 dégrés sur une boîte d'extraction de 250 km et 150 km de largeur radiale et centrée sur 133 574 km. La mosaïque du haut est réalisée avec les images N1538 de septembre 2006 ($\alpha \sim 160^o$) et la mosaïque du bas est obtenue avec les images N1503 d'août 2005 ($\alpha \sim 160^o$). . . . 103
4.10 Mosaïque et profils de brillance des annelets Huygens et $1.988R_\flat$ reconstitués sur 360 dégrés sur une boîte d'extraction respective de 200 km et 100 km de largeur radiale centrée sur 117 725 km et 119 821 km. La mosaïque est réalisée avec les images N1498 de juin 2005 ($\alpha \sim ?\,?^o$) et les profils de brillance sont obtenus avec les images N1466 de juin 2004 ($\alpha \sim 66^o$). . . . 104
4.11 Mosaïques et profil de brillance de l'annelet Titan reconstitués sur 360 dégrés sur une boîte d'extraction de 1 200 et 200 km (pour les mosaïques) et 50 km (pour le profil) de largeur radiale centrée sur 77 871 km. La mosaïque est réalisée avec les images N1477 d'octobre 2004 ($\alpha \sim 34^o$) et le profil de brillance est réalisé avec les images N1466 de juin 2004 ($\alpha \sim 66^o$). . . . 105
4.12 Mosaïques et profil de brillance de l'annelet Maxwell reconstitués sur 360 dégrés sur une boîte d'extraction de 19 000 km, 300 km et 40 km de largeur radiale centrée sur 82 000 km et 87 491 km. La mosaïque du haut est obtenue avec les images N1466 de juin 2004 ($\alpha \sim 66^o$) est la mosaïque du bas est réalisée avec les images N1477 d'octobre 2004 ($\alpha \sim 34^o$) et le profil de brillance est réalisé avec les images N1466 de juin 2004 ($\alpha \sim 66^o$). 106
4.13 Mosaïque et profil de brillance de l'annelet D73 dans l'anneau D reconstitués sur 360 dégrés sur une boîte d'extraction de 450 km de largeur radiale centrée sur 73 229 km. . . . 107
4.14 Panorama de l'ensemble des micro-satellites observés par Cassini, dans les anneaux A, C et F. . . . 108

5.1 Géométrie d'observation de l'effet d'opposition sur Terre. . . . 113
5.2 Géométrie d'observation de l'effet d'opposition avec Cassini. Variation de la ligne de visée pour les images prises avec la caméra NAC et la caméra WAC. . . . 114
5.3 Fonctions de phase dérivées dans les images NAC de la série d'observation 008RI 0PHASE001 VIMS. . . . 115
5.4 Exemples d'images de l'effet d'opposition dans les anneaux de Saturne (W1496644709, W1560342461 et W1498450640). . . . 116
5.5 Courbes de phase représentatives pour les anneaux principaux avec un zoom sur le pic d'opposition (a) et la fonction de phase complète, de 0 à 25 °, (b). Les fonctions ont été ajustées avec le modèle logarithmique (a) et le modèle linéaire par partie (b). . . . 120

5.6 Etude croisée des paramètres morphologiques du pic d'opposition : l'amplitude A en fonction de la demi-largeur HWHM. Les droites sont le résultat d'un ajustement linéaire donné au tableau 5.2. . . . 122
5.7 Etude croisée des paramètres morphologiques : la demi-largeur HWHM est représentée en fonction de la pente S. Les droites sont le résultat d'un ajustement linéaire donné au tableau 5.2. . . . 122
5.8 Regional behavior of morphological parameters from the Linear-by-part model using the ring type nomenclature. . . . 124
5.9 Effet régional dans l'étude des paramètres morphologiques A,HWHM et S. La largeur de chaque anneau est normalisée et la gamme de chaque valeur pour chaque anneau est normalisée et décalée. Ce même procédé est réalisé pour la profondeur optique du PPS . 125
5.10 Paramètres morphologiques de 211 courbes de dérivées à partir du modèle linéaire par parties de Lumme *&* Irvine (1976) : l'amplitude A du pic (en haut), la demi largeur angulaire HWHM (au centre) et la pente de la partie linéaire (en bas). . . . 126
5.11 Position de la surbrillance (α=0°) dans les images prises avec les filtres en couleurs (BL, GRN, RED et IR1). Pour comparaison, la position de la surbrillance dans les images prises en filtres clairs est indiquée. . . . 127
5.12 Courbes de phase représentatives pour les anneaux principaux avec un zoom sur le pic d'opposition (a) et la fonction de phase complète, de 0 à 40 °, (b). Les fonctions ont été ajustées avec le modèle logarithmique (a) et le modèle linéaire par partie (b). . . . 129
5.13 Variations de paramètres morphologiques A(λ), HWHM(λ) et S(λ) pour trois régions typiques des anneaux. . . . 131
5.14 Variations de la pente ajustant la pente S de 451<λ<568 nm (à gauche) et de 568<λ<752 nm (à droite) en fonction de la profondeur optique des anneaux. La pente de S(λ) est en $\varpi_0 P.\mathrm{deg}^{-1}.\mu\mathrm{m}^{-1}$ . . . 132
5.15 Variations relatives de S(λ) pour 451<λ<568 nm (à gauche) et pour 568<λ<752 nm (à droite) en fonction de la profondeur optique des anneaux. . . . 132
5.16 Effet régional des paramètres morphologiques obtenus avec les courbes de phase de 0 à 25° en filtres clairs et couleurs de ISS/Cassini à partir du modèle linéaire par parties de Lumme *&* Irvine (1976). . . . 134
5.17 Effet régional des paramètres morphologiques obtenus avec les courbes de phase de 0 à 6° en filtres couleurs de WFPC2/Hubble à partir du modèle linéaire-exponentiel de Kaasalainen *et al.* (2001). Tiré de (French et al., 2007) . . . 135
5.18 Courbes de phase typiques obtenues pour les anneaux A et B, C et CD en filtres CL1/CL2.138
5.19 Courbes de phase typiques obtenues pour les anneaux A et B et la Division de Cassini en filtres BL1/BL2, GRN, RED et IR1. . . . 139
5.20 Caractérisation des ensembles d'images en filtres CL1/CL2, BL1/BL2, GRN, RED et IR1.140

6.1 Les processus physiques à l'oeuvre dans l'effet d'opposition (le masquage des ombres à gauche, avec différentes valeurs de facteur de remplissage et la rétro-diffusion cohérente à droite, avec l'organisation des grains en agrégats de plus en plus complexes). . . . 145
6.2 Graphe représentant l'amplitude de la composante large due au masquage des ombres B_0 en fonction l'albédo de la fonction de phase à l'opposition $\varpi_0.P(\alpha = 0°)$, tiré de (Helfenstein *et al.*, 1997). . . . 146
6.3 Paramètres morphologiques de 211 courbes de dérivées à partir du modèle linéaire par parties de Lumme *&* Irvine (1976) : l'amplitude A du pic (en haut), la demi largeur angulaire HWHM (au centre) et la pente de la partie linéaire (en bas). . . . 149
6.4 Variation de l'amplitude en fonction du rayon effectif des grains d et du libre parcours moyen L des photons dans le milieu calculée avec le modèle de Shkuratov et al. [1999] . . 150
6.5 Variation de la demi-largeur à mi-hauteur en fonction du facteur de remplissage f et du rayon effectif des particules r_0. Tiré de [Mishchenko *&* Dlugach, 1992b] . . . 151
6.6 Variation de la pente de la courbe de phase entre 10 et 30 degrés en faisant varier la profondeur optique τ et le facteur de remplissage ρ. Tiré de simulations ray-tracing de [Stankevich et al.,1999] . . . 152
6.7 Paramètres du masquage des ombres dérivés du modèle de Hapke (1986) : l'amplitude B_0 du masquage des ombres et la largeur angulaire h du masquage des ombres sont représentées en fonction de la profondeur optique τ_{PPS}. . . . 156
6.8 Amplitudes du masquage des ombres en fonction de la fonction de phase à l'opposition ($= \alpha_{\min} = 0,028°$), déduites des modèles de Hapke (1986) et Hapke (2002). La légende est commune aux deux graphes. . . . 158

6.9 Amplitudes et pente du masquage des ombres en fonction de la profondeur optique des anneaux, déduites du modèle de Hapke (2002). La légende est commune aux deux graphes. On remarquera que les pentes obtenues en filtres CLEAR et BL fournissent les mêmes gammes de pente S, ceci étant dû à la valeur de $\varpi_0.P(0^o)$, ceci sera discuté au §7.1. . . . 159
6.10 Amplitudes et largeurs angulaires de la rétro-diffusion cohérente en fonction de la taille des grains d et du libre parcours moyen de diffusion des photons L du modèle original de Shkuratov et al. (1999). La légende est commune. . . . 160
6.11 Amplitudes et largeurs angulaires de la rétro-diffusion cohérente du modèle modifié de Shkuratov et al. (1999). . . . 161
6.12 Amplitudes et largeurs angulaires de la rétro-diffusion cohérente en fonction de la profondeur optique des anneaux et du libre parcours moyen de transport des photons Λ du modèle de Hapke (2002). La légende est commune aux graphes. . . . 162

7.1 Corrélations entre l'albédo de diffusion simple et la profondeur optique obtenues par ajustement des courbes de phases moyennées en longueurs d'onde ($\lambda = 611 \pm 450\mu$m) avec le modèle de Hapke [1986] et la fonction de Henyey-Greenstein à 3 parmaètres. . . . 166
7.2 Courbe d'émissivité de la lumière solaire, assimilée à un corps noir à 5 700 K. Les plages de longueurs d'onde de l'imageur de Voyager et de celui de Cassini sont indiquées respectivement en traits tirés et pointillés. (Mouginot, 2005) . . . 168
7.3 Comportement régional de l'albédo de diffusion simple obtenu par ajustement des courbes de phases moyennées en longueurs d'onde (λ=611±450 nm) avec le modèle de Hapke (1986) et la fonction de Henyey-Greenstein à 3 paramètres. . . . 169
7.4 Variations de l'albédo spectral des anneaux en diffusion simple (avec le modèle de Hapke 1986) et en diffusion multiple (avec le modèle de Shkuratov et al. 1999). . . . 170
7.5 Variations de l'albédo spectral des anneaux en diffusion simple (avec le modèle de *doubling* de Dones et al. [1993]). Tiré de (Porco et al. 2005) . . . 171
7.6 Rapports de couleurs des fonctions de phase (avec le modèle de Hapke (2002) et la fonction de Henyey-Greenstein à 2 paramètres). . . . 173
7.7 Rapports de couleurs des fonctions de phase (avec le modèle de Shkuratov et al. 1999). . . 173
7.8 Image composite en couleurs naturelles des anneaux principaux à 70° d'angle de phase et à 150° d'angle de phase. Droits CICLOPS . . . 173
7.9 Fraction de contaminants en fonction de la profondeur optique. . . . 174
7.10 Variation du paramètre d'anisotropie obtenu dans les courbes de phase CLEAR ($0^o<\alpha<178^o$) et les courbes de phase en couleurs ($0^o<\alpha<165^o$) avec le modèle de Hapke (1986) à trois et deux termes respectivement. . . . 175
7.11 Correlations entre le paramètre d'anisotropie g et l'albédo de diffusion simple et la profondeur optique, à partir du modèle de Hapke (1986) et la fonction de Henyey-Greenstein à 3 paramètres. . . . 176
7.12 Variations des paramètres de l'asymétrie du modèle de Hapke [1986] avec les courbes de phases CLEAR pour les fonctions Henyey-Greenstein à 2 paramètres (b et c) et à trois paramètres (g_1, g_2 et f). . . . 178
7.13 Représentation schématique d'une rugosité définie par les longueurs et la rugosité de Hapke (1986) définie par des angles. R_c, R_p et $R_t = |R_p + R_c|$ ainsi que $\bar{\theta}$ sont définis dans le texte. . . . 180
7.14 Variation de la rugosité angulaire en fonction de l'inclinaison des facettes (L est l'échelle de la rugosité calculée $L \gg \lambda$). . . . 181
7.15 Comportement général du paramètre de rugosité macroscopique $\bar{\theta}$ obtenu par ajustement des courbes de phases en filtres CLEAR (λ=611±450 nm) avec le modèle de Hapke (1986) et la fonction de Henyey-Greenstein à 3 paramètres. . . . 182
7.16 Variation de la rugosité macroscopique par étude de la forme d'un agrégat de type *rubble pile*. Tiré de (Richardson et al., 2002 ; Michel et al., 2001, 2002) . . . 183
7.17 Corrélation des rugosités macroscopiques de Hapke (1986) et Shkuratov et al. (1999) avec la profondeur optique des anneaux. . . . 184
7.18 Variation de la rugosité macroscopique en fonction de l'albédo. $\bar{\theta}_{\rm eff}$ est la rugosité effective dérivant de la modélisation de Hapke (1986) tandis que $\bar{\theta}$ est la rugosité réelle. Tiré de (Shkuratov et al. 2005). . . . 185
7.19 Variations avec la profondeur optique des tailles de grains de régolite obtenues avec les modèles de Shkuratov et al.(1999) sous forme originale et modifiée. . . . 187

7.20 Variations avec la profondeur optique des tailles de grains de régolite obtenues avec le modèle de Hapke (2002). . . . 187
7.21 Indice de la loi de puissance de la distribution de taille des grains de régolite déterminée avec l'amplitude du pic de la rétro-diffusion cohérente (Shkuratov et al. 1999) et avec l'amplitude morphologique (Kaasalainen et al. 2001). . . . 188
7.22 Variation du rapport $r_{\max}/r_{\min}$ de la taille des grains de la rétro-diffusion cohérente avec la profondeur optique. . . . 189
7.23 Variation en fonction de la profondeur optique de la taille des particules et du rapport $r_{\max}/r_{\min}$ de la taille des particules du masquage des ombres du modèle de Hapke (2002). 191
7.24 Déduction du facteur de remplissage à partir de la largeur angulaire du masquage des ombres de Hapke (2002). . . . 192
7.25 Facteur de remplissage déterminé à partir du modèle de Kawata & Irvine (1974) et de la largeur angulaire du masquage des ombres de Hapke (1986). $r_{\min}$ et $r_{\max}$ sont obtenus à partir de la distribution de taille de Zebker. et al. (1985). . . . 193
7.26 Facteur de remplissage obtenu avec le modèle de masquage des ombre de Hapke (1986), modifié d'après les considérations dynamiques d'Esposito (1979). . . . 195
7.27 Variation avec la profondeur optique de l'extension verticale des particules macroscopiques du masquage des ombres (Kawata & Irvine, 1974). . . . 198

8.1 Mise en évidence de deux types de rugosités par des collisions douces. Adapté de (Fridman & Gorkavyi, 2000). . . . 203
8.2 Mise en évidence de deux types de rugosités par des collisions violentes et corrélation avec la distribution de taille des particules. Adapté de (Fridman & Gorkavyi, 2000). . . . 203
8.3 Extension verticale du modèle de Masquage des ombres de Hapke (1986) avec la distribution de taille de Zebker et al. (1985) pour les anneaux principaux de Saturne représentés en type d'anneau. . . . 204
8.4 Image composite en vraies couleurs (RGB) de l'anneau A obtenue à partir des images de la caméra NAC le 12 décembre 2004 durant l'orbite 8. . . . 206
8.5 Épaisseur d'un anneau en présence d'ondes d'instabilité gravitationelle (Richardson, 1993). 207
8.6 Image composite en vraies couleurs (RGB) de l'anneau B obtenue à partir des images de la caméra NAC le 12 décembre 2004 durant l'orbite 8. . . . 208
8.7 Simulations numériques de Salo et al. 2001 de la surstabilité visqueuse dans les anneaux denses (τ>1). . . . 209
8.8 Image composite en vraies couleurs (RGB) de la Division de Cassini obtenue à partir des images de la caméra NAC le 12 décembre 2004 durant l'orbite 8. . . . 210
8.9 Vue par la tranche d'une simulation dynamique des anneaux de Saturne conduisant à une répartition en monocouche, (Hénon, 1981), particulièrement bien adaptée à la vision de la Division de Cassini adoptée à partir de l'étude photométrique du chapitre 7. . . . 211
8.10 Image composite en vraies couleurs (RGB) de l'anneau C obtenue à partir des images de la caméra NAC le 12 décembre 2004 durant l'orbite 8. . . . 212
8.11 Illustration d'une répartition en monocouche. Adapté de (Hénon, 1981). . . . 213
8.12 Image en noir et blanc de l'anneau D obtenue à partir de l'image N1532676869 de la caméra NAC et comparaison du profil de profondeur optique PPS de Voyager avec deux profils radiaux d'ISS/Cassini. . . . 214
8.13 Fonctions de phase des annelets D72 et D73 obtenues respectivement avec les images de Voyager (Showalter et al. 1996) et de Cassini. . . . 215
8.14 Image en noir et blanc de l'anneau F obtenue à partir de l'image N1492087389 de la caméra NAC et comparaison du profil de profondeur optique PPS de Voyager avec deux profils radiaux d'ISS/Cassini. . . . 216
8.15 Fonctions de phase de l'anneau F obtenues respectivement avec les images de Voyager (Showalter et al. 1992) et de Cassini. . . . 217
8.16 Réprésentation schématique d'une vue par la tranche de la surface type modélisée par Kawata & Irvine (1974). Adapté de (Shkuratov et al., 2005). . . . 221
8.17 Réprésentation schématique d'une vue par la tranche de la surface type modélisée par Hapke (1986). Adapté de (Shkuratov et al., 2005). . . . 221
8.18 Réprésentation schématique d'une vue par la tranche de la surface type modélisée par Hapke (1986,2002). Adapté de (Lumme & Bowell, 1981a). . . . 221
8.19 Autre possibilité de surface type modélisée par Hapke (1986,2002), en vue par la tranche. Adapté de (Lumme & Bowell, 1981a). . . . 221

8.20 L'effet d'opposition observé sur diverses surfaces planétaires. 222
8.21 Variation du coefficient de phase avec l'albédo (Belskaya & Shevchenko, 2000). 223
8.22 L'effet d'opposition observé sur diverses surfaces terrestres. 226
8.23 Erosion de la surface des satellites et création d'anneaux (exemples d'Atlas, Prométhée, Janus, Epiméthée, Pallène et Encelade) 229

B.1 Schéma descriptif des kernels 301
B.2 Utilisation des kernels et de l'outil SPICE 302
B.3 Tableau decriptif de la création et de la modification des kernels 303
B.4 Trajectoire de Casssini en latitude et en distance à Saturne ($R_\flat$=1 rayon saturnien) connue et ajustée au DSN 304
B.5 Utilisation de la trajectoire prédite de la sonde avec (ou sans) une étape d'ajustement du calque de navigation prédit sur l'image pour l'obtention des kernels prédits 305
B.6 Exemple d'une image autonaviguée (Image Cassini W1481047891). 306

C.1 Exemples types d'images de calibration 310
C.2 Profil du fond parasite de l'image W1496865363 310
C.3 Egalisation des histogrammes de l'image W1496865363 entière et de l'image avec uniquement le fond parasite 311
C.4 Images VOYAGER et CASSINI faisant clairement apparaître la lumière diffusée de Saturne par les anneaux. 311
C.5 Soustraction de la lumière diffuse de Saturne pour l'étude de l'anneau C réalisée avec les images CASSINI 313
C.6 Les trois états de polarisation d'une onde électromagnétique. 314

D.1 Présentation d'une ellipse inclinée dans des repères fixes et mobiles, Droits Luc Duriez . 318
D.2 Représentation shématique d'une onde spirale de densité 320
D.3 Représentation shématique d'une onde spirale de courbure 320
D.4 Répartition des résonances non identifiées dans les anneaux, tiré de (Esposito *et al.*, 1983).321
D.5 Positions théoriques des résonances dans l'anneau C, calculées par Esposito et al. (1987) et surimposées au profil de profondeur optique de l'instrument PPS de Voyager 2. 322
D.6 Positions théoriques des résonances dans l'anneau B, calculées par Esposito et al. (1987) et surimposées au profil de profondeur optique de l'instrument PPS de Voyager 2. 322
D.7 Positions théoriques des résonances dans la Division de Cassini, calculées par Esposito et al. (1987) et surimposées au profil de profondeur optique de l'instrument PPS de Voyager 2.323
D.8 Positions théoriques des résonances dans l'anneau A, calculées par Esposito et al. (1987) et surimposées au profil de profondeur optique de l'instrument PPS de Voyager 2. 323
D.9 Profil azimutal de l'annelet 1.971 $R_\flat$ obtenu dans l'image N1536485050 (figure D.11). . . 324
D.10 Image N1504582348 faisant apparaître l'annelet 1,256 $R_\flat$ dans l'anneau C 325
D.11 Images N1536485050 et N1504 faisant apparaître les annelets 1,971 $R_\flat$ et 1,988 $R_\flat$ dans la Division de Cassini 325
D.12 Image faisant apparaître l'annelet 2,263 $R_\flat$ dans l'anneau A 325
D.13 Confinement azimutal : exemple du maintien des arcs des anneaux de Neptune (image Voyager FDS 11412.51) 326
D.14 Confinement radial : exemple du maintien de la lacune de Keeler (image ISS N1536484175))327
D.15 Les *cordes* apparues pour la première fois au bord de la lacune d'Encke (image N1467346388) sont également observées au bord de l'anneau A (image N1503229567). 327
D.16 Intéraction anneau/satellite vue dans le repère tournant du satellite, tiré de (Showalter, 1986) 328
D.17 Confinement radial : exemple du maintien de la lacune de Encke 329
D.18 Détection d'une annelune dans la lacune de Huygens (Division de Cassini) observée dans l'image N1504579828 331
D.19 Deuxième loi de Kepler 332
D.20 Profil de l'anneau F intégré radialement sur 1 000 km à partir de l'image W1477828473 (l'unité du profil est la largeur équivalente ici calculée en émissivité et non en I/F). . . . 333
D.21 Corrélation de deux profils débruités réalisée en faisant glisser le profil courant sur le profil de référence. 333
D.22 Résultat de la meilleure corrélation entre les deux profils (à gauche) et avec le coefficient de corrélation en fonction du décalage (à droite). 333

D.23 Obtention de la vitesse cinématique de déplacement des structures en itérant la procédure de recalage des profils sur 4 images supplémentaires. . . . 333
D.24 Profil azimutal de l'image N1492062747 réalisé sur une demi-largeur de 70 km centrée sur le chemin prédéfini par le modèle orbital de Bosh et al. (2002) . . . 334
D.25 Obtention de la brillance maximale, de l'excursion radiale et de la largeur du cœur de l'anneau F, déterminées avec l'ajustement gaussien. . . . 334
D.26 La spirale d'Archimède à un bras (en haut) et la spirale logarithmique à un bras (en bas). 336
D.27 Détermination du sens d'enroulement des bras spiraux (si k<0 les bras sont *leading*, sinon ils sont *trailing*) . . . 337
D.28 Détermination du *pitch angle* i ou angle de lancement . . . 337

E.1 Comportement d'une particule qui reçoit un rayonnement incident. . . . 339
E.2 Paramètres géométriques intervant dans une étude photométrique. . . . 339
E.3 Obtention de la profondeur optique par occultation stellaire, (Collins *et al.*, 1984). . . . 340
E.4 Variations de profondeurs optiques des isntruments ISS et PPS de Voyager obtenues par French & Nicholson (1990) . . . 341
E.5 Dépendance des coefficients $Q_{\rm scat}$ et $Q_{\rm abs}$ en fonction du paramètre non-dimensionné $x = \frac{2\pi r}{\lambda}$ . . . 342
E.6 Représentation schématique de la distribution spatiale de l'onde diffusée pour les diffusions isotrope, de Rayleigh et de Mie. (Maul, 1985) . . . 344
E.7 Courbes de phase de (Pang *et al.*, 1983) . . . 345
E.8 Les trois régimes de diffusion définis en fonction du rayon de la particule. . . . 346
E.9 Diagramme de diffusion d'un élément de volume . . . 348
E.10 Schématisation de la simple diffusion : la rélexion en volume d'une diffusion d'une particule dans une structure en mono-couche et en multi-couche, la diffision multiple pour une multi-couche . . . 349
E.11 Modélisation de la fonction de phase des petites particules par (Dones *et al.*, 1993) et (Showalter *et al.*, 1992). . . . 350
E.12 Fonctions de phase des grosses particules par (Showalter *et al.*, 1992), dont on approxime les propriétés photométriques à celles des satellites galiléens. . . . 351
E.13 [Doyle et al.,1989] . . . 352
E.14 (Hapke, 1984) . . . 354
E.15 Illustration du modèle photométrique fractal de (Drossart, 1993) . . . 356
E.16 Illustration conceptuelle du modèle photométrique quasi-fractal de (Shkuratov & Helfenstein, 2001) . . . 357
E.17 [McGuire & Hapke, 1995] . . . 359
E.18 Schématisation du masquage des ombres . . . 360
E.19 Le masquage des ombres illustré dans la théorie de Kawata & Irvine (1974) . . . 360
E.20 Schématisation de la rétro-diffusion cohérente dans un milieu constitué de N grains de régolite. . . . 361

F.1 Courbes de phase trouvées dans la littérature pour quelques anneaux et satellites du Système Solaire et ajustées avec le modèle linéaire par parties de Lumme & Irvine [1976] en traits pleins et avec le modèle linéaire-exponentiel de Kaasalainen et al. [2001] en traits pointillés. . . . 369
F.2 Influence d'une courbe de phase incomplète sur les paramètres morphologiques A, HWHM et S. . . . 371
F.3 Etude des courbes de phase pour différents rayons angulaires solaires $\alpha_{\odot\min}$ . . . 373
F.4 Variation des paramètres morphologiques en fonction de la distance à Jupiter (en rayons joviens) . . . 375
F.5 Variation des paramètres morphologiques en fonction de la distance à Saturne (en rayons saturniens) . . . 375
F.6 Variation des paramètres morphologiques en fonction de la distance à Uranus (en rayons uraniens) . . . 375
F.7 Variation des paramètres morphologiques en fonction de la distance à Neptune (en rayons neptuniens) . . . 375
F.8 L'écosystème de Jupiter représenté des anneaux jusqu'au satellite Io . . . 377
F.9 L'écosystème de Saturne représenté des anneaux jusqu'au satellite Rhéa . . . 377
F.10 L'écosystème d'Uranus représenté des anneaux jusqu'au satellite Obéron . . . 377

F.11 L'écosystème de Neptune représenté des anneaux jusqu'au satellite Triton 377
F.12 Corrélation entre l'amplitude du pic d'opposition (déterminée avec le modèle de Lumme & Irvine 1976) et l'albédo de simple diffusion des anneaux (à gauche) et satellites (à droite) du Système Solaire. 379
F.13 Corrélation entre la largeur du pic d'opposition (déterminée avec le modèle de Lumme & Irvine 1976) et l'albédo de simple diffusion des anneaux (à gauche) et satellites (à droite) du Système Solaire. 380
F.14 Corrélation entre la pente de la partie linéaire (déterminée avec le modèle de Lumme & Irvine 1976) et l'albédo de simple diffusion des anneaux (à gauche) et satellites (à droite) du Système Solaire. 381
F.15 Exemples de modèles photométriques avec ou sans couplage de la rétro-diffusion cohérente avec le masquage des ombres utilisés sur la Lune et les anneaux de Saturne (à gauche le modèle modifié de Hapke [1986] et le modèle de Shkuratov et al. [1999]. 383

G.1 Variations avec la distance à Saturne des paramètres morphologiques du modèle linéaire par parties. 388
G.2 Effet régional dans l'étude croisée des paramètres morphologiques HWHM=f(A). Les droites sont le résultat d'un ajustement linéaire donné au tableau 5.2 page 122. 389
G.3 Effet régional dans l'étude croisée des paramètres morphologiques S=f(A). Les droites sont le résultat d'un ajustement linéaire donné au tableau 5.2 page 122. 389
G.4 Effet régional dans l'étude croisée des paramètres morphologiques S=f(HWHM). Les droites sont le résultat d'un ajustement linéaire donné au tableau 5.2 page 122. 389
G.5 Obtention de l'albédo de diffusion simple pour de l'anneau E de Saturne et de l'anneau principal de Jupiter 390
G.6 Etude croisée de A et HWHM pour divers anneaux et satellites des planètes géantes du Système Solaire. 391
G.7 Etude croisée de S et HWHM pour divers anneaux et satellites des planètes géantes du Système Solaire. 391
G.8 Representative CLEAR phase curve for a high τ ring feature (B ring) fitted with the Kawata & Irvine (1974) model. 393
G.9 Representative CLEAR phase curve for a low τ ring feature (C ring) fitted with the Kawata & Irvine (1974) model. 393
G.10 Variations de la pente ajustant l'amplitude A de $451<\lambda<568$ nm (à gauche) et de $568<\lambda<752$ nm (à droite) en fonction de la profondeur optique des anneaux. La pente de $A(\lambda)$ est en μm^{-1} 398
G.11 Variations de la pente ajustant la demi-largeur à mi hauteur HWHM de $451<\lambda<568$ nm (à gauche) et de $568<\lambda<752$ nm (à droite) en fonction de la profondeur optique des anneaux. La pente de HWHM(λ) est en deg.μm^{-1} 399
G.12 Representative CLEAR full phase curve for a low τ ring feature (C ring) fitted with the Hapke (1986) model. 401
G.13 Representative COLOR full phase curves for the same ring feature (C ring) fitted with the Hapke (1986) model. 401
G.14 Comportement régional des paramètres d'anisotropie g_1 et g_2 obtenus par ajustement des courbes de phases en filtres CLEAR (λ=611±450 nm) avec le modèle de Hapke (1986) et la fonction de Henyey-Greenstein à 3 paramètres. 406
G.15 Comportement régional du paramètre d'anisotropie g obtenu par ajustement des courbes de phases en filtres CLEAR (λ=611±450 nm) avec le modèle de Hapke (1986) et la fonction de Henyey-Greenstein à 3 paramètres. 407
G.16 Representative COLOR full phase curves for a moderate τ ring feature (A ring) fitted with the (Hapke 2002) model. 409
G.17 Representative COLOR full phase curves for a low τ ring feature (Cassini Division) fitted with the (Hapke 2002) model. 409
G.18 Representative COLOR full phase curves for a low τ ring feature (C ring) fitted with the (Hapke 2002) model. 409
G.19 Representative COLOR phase curves for a low τ ring feature (A ring) fitted with the Shkuratov *et al.* (1999) model from W1495 images ($0<\alpha<2{,}5$). 415
G.20 Representative COLOR full phase curves ($0<\alpha<180$) for the same ring feature (A ring) fitted with the modified Shkuratov *et al.* (1999) model. 415

Table des matières

Résumé v
Abstract vii

Introduction **1**

I L'imagerie spatiale : sélection, réduction et traitement **31**

1 Les images ISS **33**
1.1 Présentation de l'instrument ISS 33
1.1.1 Les sytèmes d'imagerie à bord de Cassini 33
1.1.2 Les caméras NAC et WAC 34
Principales caractéristiques techniques 35
Systèmes de filtres 36
Fonctionnement des caméras 36
Fonction d'étalement du point 38
1.2 Acquisition, acheminement et stockage des images 39
1.3 Sélection des images 40
1.3.1 Configuration de la sonde 40
1.3.2 Bases de données 42
1.3.3 L'ensemble d'images utilisées durant cette thèse 43

2 Réduction des images ISS **45**
2.1 Pré-traitement 45
2.1.1 Navigation astrométrique 45
Les relais Terre-Cassini 45
Les repères pour la navigation 46
2.1.2 Calibration photométrique et observables 47
2.2 Traitement d'images 47
2.2.1 Méthodes d'extraction de profils de brillance 48
Profil radial 48
Profil azimutal 49
2.2.2 Suivi temporel de structures azimutales 51
Construction des longitudes précessées 51
Création de mosaïques à 360 degrés de longitude précessée 52
2.2.3 Méthode d'extraction de courbes de phase 52

II Dynamique **57**

3 L'anneau F **59**
3.1 Historique de l'anneau F : le modèle « standard » 60
3.1.1 Les satellites gardiens de l'anneau F 60
Pandore et Prométhée : un système de confinement chaotique 60
Échelles de temps du système 61
3.1.2 Étendue radiale : les torsades et les filaments 62
Les torsades 62
Les filaments (*strands*) 64
3.1.3 Étendue azimutale : les arcs et les grumeaux 66

Les arcs . . . 66
Les grumeaux (*clumps*) . . . 67
Les satellites éphémères . . . 68
3.2 Problématique . . . 69
3.3 La spirale de l'anneau F . . . 70
3.3.1 Découverte de la spirale et publication dans la revue *Science* . . . 70
Retour sur la découverte et synthèse des premières observations . . . 70
Synergie imagerie et simulation numérique . . . 72
Scénario de la création de la spirale . . . 73
Résultats des simulations numériques et confrontation avec les observations de 2004 et 2005 . . . 74
Publication dans la revue *Science* . . . 76
Limitations du modèle de Charnoz et al. (2005) . . . 81
3.3.2 Suivi temporel de l'anneau F durant la mission nominale . . . 82
Présentation des observations . . . 82
Variations temporelles du cœur . . . 85
Variations temporelles de la spirale . . . 85
3.3.3 Comparaisons Voyager-Cassini . . . 86
3.3.4 Vers un modèle unifié de la géométrie de l'anneau F ? . . . 87

4 Discussion et Perspectives **89**
4.1 Synthèse des résultats obtenus . . . 89
4.1.1 Un modèle orbital validé par les observations Cassini . . . 89
4.1.2 Un nouveau modèle « standard » pour l'anneau F ? . . . 90
Conséquence n° 1 : Le rôle de Prométhée est systématique mais plus effacé que prévu . . . 90
Conséquence n° 2 : La création des spirales nécessite plusieurs interactions avec les satellites . . . 92
Conséquence n° 3 : La nécessité de créer et de détruire les satellites éphémères . . . 94
4.2 Travaux en cours et futurs . . . 96
4.2.1 Suite du dépouillement des observations de l'anneau F de 2004 à 2007 . . . 96
Quelle est la largeur du cœur ? . . . 96
La cinématique des grumeaux du cœur . . . 96
Les signatures de satellites à découvrir dans le cœur . . . 97
Une caractérisation plus précise de la spirale . . . 97
Variations de densité dans le cœur . . . 98
4.2.2 Des observations innovantes de l'anneau F pour la mission étendue . . . 99
Un suivi aussi systématique pour Pandore que pour Prométhée . . . 99
Une vision en trois dimensions de l'anneau F ? . . . 99
4.2.3 Le cœur de l'anneau F et les autres annelets de Saturne . . . 100
Définition des annelets et pertinence de leur compréhension . . . 100
Variations de brillance dans les annelets . . . 101
Le cœur de l'anneau F : un annelet hors norme . . . 102
Les annelets Encke dans l'anneau A : un cas typique ? . . . 103
Les annelets Huygens et 1.988 $R_\flat$ dans la Division de Cassini . . . 104
L'annelet Titan de l'anneau C . . . 105
L'annelet Maxwell de l'anneau C . . . 106
L'annelet D73 dans l'anneau D : apparemment stable azimutalement . . . 107
4.2.4 Des micro-satellites comme acteurs des interactions avec les annelets ? . . . 108

III Photométrie **111**

5 Les observations Cassini **113**
5.1 Caractérisation de l'effet d'opposition . . . 113
5.1.1 L'effet d'opposition des anneaux de Saturne . . . 113
L'effet d'opposition observé par Cassini . . . 114
5.1.2 Un moyen simple pour décrire les observations : Les modèles morphologiques . . . 117
Le modèle logarithmique de Bobrov [1970] . . . 117
Le modèle linéaire par parties de Lumme & Irvine [1976] . . . 118
Le modèle lineaire-exponentiel de Kaasalainen et al. [2001] . . . 118
5.1.3 Variations de l'effet d'opposition dans les anneaux principaux . . . 119

Fonctions de phase à basse résolution spectrale . . . 119
Comportement dans les anneaux principaux . . . 121
Etude croisée des paramètres morphologiques . . . 122
L'effet régional : comportement dans chaque anneau . . . 123
Comportement avec la profondeur optique . . . 126
5.1.4 Influence de la longueur d'onde . . . 127
Fonctions de phase à haute résolution spectrale des anneaux principaux . . . 128
Variation des paramètres morphologiques avec la longueur d'onde . . . 130
Variations en longueur d'onde et en profondeur optique . . . 131
Comparaison des paramètres morphologiques à basse et haute résolution spectrale 134
Comparaisons des données Hubble et Cassini . . . 135
5.1.5 Synthèse des tendances morphologiques de l'effet d'opposition . . . 137
5.2 Caractérisation de la brillance à tous les angles de phase . . . 138
5.2.1 Présentation des courbes de phase de 0 à 180° . . . 138
5.2.2 Apport des images à haute et à basse résolution spectrale . . . 140
5.2.3 Etude multi-résolution spatiale . . . 140
5.3 Problématique . . . 141

6 L'effet d'opposition 143
6.1 Rétrospective de la modélisation de l'effet d'opposition . . . 143
Des débuts difficiles . . . 143
Les processus physiques impliqués . . . 144
Les variations supposées du masquage des ombres . . . 145
Le rôle de la diffusion multiple . . . 146
Le rôle de l'albédo . . . 147
Tailles caractéristiques . . . 147
Domaines de prépondérance . . . 147
6.2 Utilisation des courbes de phase de 0 à 25° . . . 148
6.2.1 Lien qualitatif des paramètres morphologiques avec la dynamique . . . 148
6.2.2 Lien qualitatif des paramètres morphologiques avec la photométrie . . . 150
6.2.3 Problème de l'unicité de la solution . . . 153
Interdépendance des paramètres morphologiques . . . 153
Des tendances physiques difficiles à déterminer . . . 154
6.3 Utilisation des courbes de phase de 0 à 180° . . . 155
6.3.1 Des modèles de plus en plus complexes . . . 155
6.3.2 Un nombre de plus en plus important de paramètres libres . . . 155
6.4 Tendances morphologiques et physiques . . . 156
6.4.1 Le masquage des ombres avec les modèles de Hapke . . . 156
Amplitude du masquage des ombres de Hapke (1986) . . . 156
Comparaison des amplitudes du masquage des ombres avec les modèles de Hapke (1986,2002) . . . 157
Largeur angulaire du masquage des ombres de Hapke (1986) . . . 158
Une pente du masquage des ombres avec les modèles de Hapke (1986,2002) ? . . . 159
6.4.2 La rétro-diffusion cohérente avec les modèles de Shkuratov et al. (1999) . . . 160
Modèle orginal . . . 160
Modèle modifié . . . 161
6.4.3 La rétro-diffusion cohérente avec le modèle de Hapke (2002) . . . 162
6.4.4 En résumé . . . 163

7 Contraintes sur la nature physique des particules 165
7.1 Albédo ϖ_0 de diffusion simple . . . 166
7.1.1 Corrélations avec la profondeur optique . . . 166
7.1.2 Comparaisons Voyager-Cassini . . . 168
7.1.3 Effet régional . . . 169
7.1.4 Albédo spectral . . . 170
7.2 Rougissement, extinction et composition . . . 172
7.2.1 Variations de couleurs des anneaux principaux . . . 172
7.2.2 Composition des particules . . . 174
7.3 Paramètre d'anisotropie g de diffusion simple . . . 175
7.3.1 Corrélation avec l'albédo ou la profondeur optique ? . . . 176

7.3.2 Saturation avec la profondeur optique . . . 177
7.3.3 Informations sur les diffuseurs . . . 178
7.3.4 Fraction de poussières . . . 178
7.4 Rugosités macroscopiques . . . 180
7.4.1 Définition d'une rugosité par la mesure et la théorie . . . 180
7.4.2 Comportement de la rugosité macroscopique de Hapke (1986) . . . 182
7.4.3 Corrélations des rugosités de Hapke et Shkuratov avec la profondeur optique . . . 184
7.5 Distributions de taille . . . 186
7.5.1 Comparaisons absolues des tailles de grains . . . 186
7.5.2 Détermination de l'indice de la loi de distribution de taille des grains . . . 188
7.5.3 Comparaisons relatives des tailles de grains . . . 189
7.5.4 Tailles de particules . . . 190
7.6 Facteurs de remplissage . . . 191
7.6.1 La nature du masquage des ombres . . . 191
Comparaisons des facteurs de remplissage des modèles de Hapke . . . 191
Des anneaux denses ou dilués ? . . . 192
7.6.2 Sensibilité du facteur de remplissage . . . 194
7.6.3 La Division de Cassini : plus dense que prévu... . . . 195
7.6.4 Facteurs de remplissage dynamiques et photométriques . . . 195
7.7 Extension verticale . . . 196
7.7.1 Comparaison des modèles inter et intra-particules . . . 196
7.7.2 Comparaison avec les extensions des simulations dynamiques . . . 197

8 Discussion et Perspectives **201**
8.1 Synthèse des résultats obtenus . . . 202
8.1.1 Propriétés surfaciques et tri-dimensionnelles des anneaux de Saturne . . . 202
Utilisation de concepts dynamiques pour valider la photométrie . . . 202
Epaisseur des anneaux de Saturne : monocouche ou multicouche ? . . . 204
8.1.2 Carte d'identité des anneaux principaux de Saturne . . . 206
L'anneau A : le royaume des fines poussières . . . 206
L'anneau B : moins épais que prévu ... mais plus complexe . . . 208
La Division de Cassini : un anneau à part entière . . . 210
L'anneau C : le royaume de la ségrégation . . . 212
Les anneaux D et F : des annelets à spirale et encore beaucoup de mystères . . . 214
8.1.3 Une meilleure connaissance des caméras ISS de Cassini . . . 217
8.2 Apports et limitations des modèles photométriques . . . 218
8.2.1 Une photométrie de plus en plus complexe . . . 218
8.2.2 Quelques certitudes sur le masquage des ombres . . . 219
8.2.3 Le problème de la rétro-diffusion cohérente . . . 219
8.2.4 Y-a-t-il unicité de la vision d'une surface par un modèle photométrique ? . . . 220
8.3 Perspectives . . . 222
8.3.1 De la planétologie comparée avec l'effet d'opposition . . . 222
Analyse critique des données . . . 222
Analyse critique des modèles de l'effet d'opposition . . . 223
Analyse critique des surfaces étudiées . . . 226
8.3.2 Effets physiques non étudiés mais prometteurs . . . 228
Effet d'élévation (*'tilt' effect*) . . . 228
Effet de la profondeur optique . . . 228
8.3.3 Un code photométrique numérique . . . 228
8.3.4 Interactions anneaux/satellites : lien entre la photométrie et la dynamique . . . 229

Conclusion **233**

Bibliographie **235**

Annexes **251**

A Communications & Articles **251**

B Outils de navigation **299**
B.1 La navigation . . . 300
B.1.1 Les kernels . . . 300
B.1.2 Transformation des kernels : l'outil SPICE . . . 302
B.1.3 Kernels prédits . . . 304
B.1.4 Kernels reconstruits . . . 305
B.2 L'autonavigation . . . 306
B.3 La renavigation . . . 307
B.3.1 La renavigation à la main . . . 307
B.3.2 La renavigation par détection de contours . . . 307

C Calibration photométrique **309**
C.1 Filtres en lumière non polarisée . . . 309
C.1.1 Les procédures de calibration CISSCAL . . . 309
C.1.2 Artéfacts instrumentaux et bruits résiduels . . . 310
C.1.3 Soustraction de la lumière de Saturne . . . 311
C.2 Filtres en lumière polarisée . . . 313
C.2.1 La polarisation et la fonction de phase . . . 313
C.2.2 Les paramètres de Stokes . . . 314
C.2.3 Obtention du degré linéaire de polarisation avec les images . . . 315
C.2.4 Modélisation du degré linéaire de polarisation . . . 315

D Interactions dynamiques entre anneaux et satellites **317**
D.1 Présentation des satellites de Saturne . . . 317
D.1.1 Des familles de satellites . . . 317
D.1.2 Définition des éléments orbitaux d'une ellipse . . . 318
D.2 Les résonances anneau-satellite . . . 319
D.2.1 Définition théorique . . . 319
D.2.2 Insuffisance des résonances . . . 321
D.2.3 Variabilité des anneaux sur une échelle de 20 ans . . . 324
D.3 Confinements des anneaux par des annelunes . . . 326
D.3.1 Confinement azimutal . . . 326
D.3.2 Confinement radial . . . 327
D.4 Des annelunes dans les anneaux principaux ? . . . 329
D.5 Méthodes de caractérisation connexes . . . 332
D.5.1 Calcul de la vitesse cinématique d'une structure azimutale . . . 332
D.5.2 Un modèle morphologique simple pour caractériser une structure azimutale . . . 334
D.5.3 Variations de densité . . . 335
D.5.4 Caractérisation d'une spirale . . . 336

E Éléments de photométrie **339**
E.1 Observations spécifiques à une étude photométrique . . . 339
E.1.1 Les occultations : la voie royale de la photométrie . . . 340
Occultations stellaires . . . 340
Occultations radio . . . 341
E.1.2 L'imagerie : l'assurance d'un suivi angulaire continu . . . 341
E.2 Théorie du transfert de rayonnement . . . 342
E.2.1 Albédos . . . 342
E.2.2 Les trois régimes de la diffusion simple . . . 343
Diffusion de Rayleigh . . . 344
Diffusion de Mie . . . 344
Diffusion selon les lois de l'optique géométrique . . . 345
E.2.3 Solution de l'équation du transfert radiatif . . . 346

Enjeux du problème de transfert radiatif . . . 346
La solution de Chandrasekhar . . . 348
Limites de l'inversion de Chandrasekhar . . . 349
E.3 État de l'art de la modélisation photométrique . . . 350
E.3.1 Fonctions de phase et taille des particules . . . 350
Particules microscopiques . . . 350
Particules assimilées à des satellites . . . 351
Particules de taille intermédiaire . . . 352
E.3.2 Fonctions de phase et texture des particules . . . 352
Particules à rugosité macroscopique . . . 352
E.3.3 Fonctions de phase et surface fractale . . . 356
Vers des modèles multi-phénoménologiques . . . 358
E.3.4 Fonctions de phase et effets physiques . . . 359
La diffusion anisotrope . . . 359
Le masquage des ombres . . . 360
La rétro-diffusion cohérente . . . 361
Le couplage de la rétro-diffusion cohérente avec le masquage des ombres . . . 362

F Effet d'opposition : Comparaison des anneaux de Saturne avec d'autres objets du Système Solaire 367
F.1 Fonctions de phase des anneaux et satellites des planètes géantes . . . 368
F.2 Extrapolations d'une courbe de phase incomplète . . . 370
F.3 Rôle de la taille angulaire finie du Soleil . . . 372
F.4 Interprétation . . . 374
F.4.1 Influence de l'environnement . . . 374
F.4.2 Corrélation avec l'albédo de diffusion simple . . . 378
F.5 Conclusions . . . 383

G Ajustements photométriques 385
G.1 Valeurs pour les courbes de phase de 0-25° en filtres clairs . . . 385
G.2 Valeurs pour les courbes de phase de 0-25° en filtres couleurs . . . 394
G.3 Valeurs pour les courbes de phase de 0-180° en filtres clairs . . . 400
G.3.1 Le modèle de Hapke (1986) . . . 400
G.3.2 Effet régional du paramètre d'anisotropie g . . . 406
G.4 Valeurs pour les courbes de phase de 0-180° en filtres couleurs . . . 408
G.4.1 Le modèle de Hapke (2002) . . . 408
G.4.2 Le modèle de Shkuratov et al. (1999) . . . 414

Tables 420
Liste des abréviations . . . 420
Liste des tableaux . . . 423
Table des figures . . . 424
Table des matières . . . 434

Résumé

Dans le Système Solaire, les anneaux planétaires représentent une fabuleuse opportunité d'étudier à portée de main une majorité de phénomènes ayant lieu dans les disques fins. Que ce soient les disques galactiques, les disques circumstellaires ou les disques d'accrétion, on retrouve à tous les *redshifts* et à toutes les échelles de l'Univers des disques. Les disques planétaires sont très variés : parmi les anneaux joviens, on trouve un halo de poussières fines et diffuses ; les anneaux d'Uranus sont très compacts, en forme de cordes confinées radialement et le système d'anneaux de Neptune est constitué d'arcs stables azimutalement.
Cependant mon intérêt s'est porté sur Saturne qui possède le système d'anneaux le plus complexe et le plus étendu connu à ce jour : 484 000 km et une extension verticale qui augmente avec la distance à Saturne (typiquement moins de 1 à 10 000 km). De part l'intérêt que suscite une telle organisation de matière et ajoutez à cela ses nombreux satellites (plus d'une quarantaine dont 8 dits majeurs car faisant plusieurs centaines de kilomètres) est née la mission d'exploration CASSINI, censée permettre le développement et l'affinement de modèles mis en place au moment des survols des sondes interplanétaires VOYAGER. La mission CASSINI a débuté de manière effective après l'insertion orbitale du 1er juillet 2004 ; la séparation et le largage de la sonde HUYGENS se produisirent plus tard, le 14 janvier 2005.
L'objet de cette thèse a consisté à revisiter deux sujets non résolus de longue date dans le comportement photométrique et dynamique des anneaux de Saturne.

Dans une première partie, je me intéressée au problème de l'accrétion de matière dans la limite de Roche avec l'étude de l'anneau F. Cet anneau, depuis sa découverte en 1979 par Pioneer 11, a suscité les théories dynamiques les plus diverses pour expliquer sa structure multi-radiale complexe et sa structure azimutale variable.
J'ai montré que la structure multi-radiale de cet anneau pouvait être comprise par l'existence d'une spirale qui s'enroule autour d'une région centrale, brillante, excentrique et inclinée : le cœur. La durée de vie de cette spirale n'est pas la même que le cœur, suggérant que les processus qui créent la spirale sont périodiques.
J'ai de plus montré que la structure du cœur est stable à grande échelle sur près d'un an, mais est très instable sur une plus courte échelle spatiale et temporelle, ce qui s'explique par des interactions multiples avec le satellite Prométhée et des satellites éphémères. Il est probable que ces satellites aient été arrachés au cœur et ré-interagissent avec lui. Des observations supplémentaires sont nécessaires pour affiner cette théorie.

Dans une seconde partie, j'ai étudié la photométrie des anneaux de Saturne c'est-à-dire à la manière dont les particules des anneaux réfléchissent la lumière solaire.
Je me suis intéressée d'une part à l'effet d'opposition, une surbrillance observée dans les anneaux principaux pour la première fois en 1878 par Müller, et qui depuis a été vainement expliqué par des théories d'optique géométrique (notamment par le biais de la théorie du masquage des ombres). L'utilisation de modèles préexistants couplant l'optique géométrique et l'optique quantique (grâce à la théorie de la rétro-diffusion cohérente qui a valu à Philip Anderson le Prix Nobel de Physique en 1977) a permis de comprendre une partie de l'effet d'opposition observé dans les anneaux de Saturne. J'ai pu démontrer que cinq hypothèses généralement admises sur le masquage des ombres et la rétro-diffusion cohérente sont inexactes. Mon étude plus fine de la surbrillance dans les anneaux provoquée par la rétro-diffusion cohérente a également montré que la prise en compte de la nature vectorielle de la lumière est nécessaire pour comprendre ce phénomène quantique.
D'autre part, j'ai étudié le comportement photométrique global des anneaux de Saturne en obtenant pour la première fois les courbes de phase multi-longueur d'onde et allant de 0° à 180° d'angle de phase (l'angle entre le Soleil, les anneaux et l'observateur). J'ai montré que les anneaux possèdent un panel d'albédo et d'anisotropie plus large que celui de tous les objets planétaires réunis. Ceci s'explique par des distributions de taille, des compositions et des facteurs de remplissage très variables, que j'ai pu déterminer grâce aux modèles photométriques et qui sont en accord avec les simulations dynamiques et les calculs analytiques hydrodynamiques.

Mots-clefs : Saturne, anneaux planétaires, dynamique, photométrie, régolite

Abstract

In the Solar system, the planetary rings represent a fantastic opportunity of studying a majority of phenomena taking place in the thin discs. One can find discs at all *redshifts* and on all scales of the Universe. Planetary discs are very different : among the jovian rings, one finds a halo of fine and diffuse dust ; the rings of Uranus are very compact, like radially confined strings and the system of rings of Neptune consists of azimuthally stable arcs. However our interest goes on Saturn which has the most complex and widest system of rings known to date : 484 000 km and a vertical extension which increases with the distance to Saturn (typically less than 1 km to 10 000 km). The interest of such a matter organization around Saturn plus its many moons (more than one forty including 8 of a size of several hundreds kilometers) gave birth to the exploration mission CASSINI, supposed to allow the development and the refinement of models set up at the flybies of the two interplanetary probes VOYAGER. The CASSINI Mission began its nominal tour on january, 15th 2005 after the orbital insertion the 1st july 2004 and the dropping of HUYGENS probe on january, 14th 2005 on Titan's surface. The purpose of this thesis consists to revisite two subjects unsolved of long date in the photometric and dynamic behaviours of the Saturn's rings.

In a first part, we try to solve the problem of accretion of matter within the Roche limit by studying the F ring. This ring, since its discovery in 1979 by Pioneer 11, is involved in a most various dynamic theories to explain its complex multi-radial structure and its variable azimuthal structure.
We showed that the multi-radial structure of this ring can be understood by the existence of a spiral which is rolled up around a central area, bright, eccentric and inclined : the core. The lifespan of this spiral is not the same one as the core, suggesting that the processes which create the spiral are periodic.
Moreover, we showed that the structure of the core is roughly stable on a scale of one year, but is very unstable on a shorter spatial and temporal scales, which is explained by multiple interactions with the satellite Prometheus and the ephemeris satellites. May be that these satellites came from the core and re-interact with him. Additional observations are necessary to refine this theory.

In a second part, we were interested in photometry of the Saturn's rings i.e. to the way that the ring particles reflect sunlight.
We were interested on the one hand in the opposition effect, an intense brightness observed in the main rings for the first time in 1878 by Müller at zero phase angle (the angle between the Sun, the rings and the observer), and which since was vainly explained by geometric optics theories (in particular by the means of the theory of shadow hiding). The use of models combining geometric optics and quantum optics (thanks to the theory of the coherent backscattering which allow to Philip Anderson to receive the Physics Nobel Prize in 1977) made it possible to understand a part of the opposition effect observed in the Saturn's rings. We show that five generally assertions on the shadow hiding and the coherent backscattering used by the community are false. Our study of the opposition surge caused by the coherent backscattering also showed than the taking into account of vectorial nature of light is necessary to understand this quantum phenomenon.
In addition, we studied the overall photometric behaviour of the Saturn's rings by obtaining for the first time the full phase curves, going from 0° to 180° of phase angle, at several optical wavelengths. We showed that the rings have the widest range of albedo and anisotropy of all planetary objects joined together. This could be explained by size distributions, compositions and very different filling factors, which we determined thanks to some photometric models and which are in agreement with dynamic simulations and hydrodynamic analytical computations.

Key-words : Planetary rings, Saturn, dynamics, opposition effect, photometry, regolith