Observations millimétriques et sub-millimétriques des composé oxygénés dans les atmosphères planétaires. Préparation aux missions Herschel et Alma

T. Cavalié

▶ **To cite this version:**

T. Cavalié. Observations millimétriques et sub-millimétriques des composé oxygénés dans les atmosphères planétaires. Préparation aux missions Herschel et Alma. Astrophysique [astro-ph]. Université Sciences et Technologies - Bordeaux I, 2008. Français. NNT : . tel-00350272

HAL Id: tel-00350272

https://theses.hal.science/tel-00350272

Submitted on 6 Jan 2009

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

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

N° d'ordre: 3626

THÈSE DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX 1

École Doctorale des Sciences Physiques et de l'Ingénieur

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR de l'UNIVERSITÉ de BORDEAUX 1

Discipline : ASTROPHYSIQUE

Présentée et soutenue par

Thibault CAVALIÉ

Observations millimétriques et submillimétriques des composés oxygénés dans les atmosphères planétaires. Préparation aux missions Herschel et ALMA.

Soutenue le 3 Octobre 2008

Après avis de :	R. Courtin, Chargé de recherche	Rapporteurs
	P. Drossart, Directeur de recherche	

Devant le jury composé de :

J.-M. Huré	Professeur, Université de Bordeaux 1, LAB	Président
R. Courtin	Chargé de recherche, Université Paris VI, LESIA	Rapporteur
P. Drossart	Directeur de recherche, Université Paris VI, LESIA	Rapporteur
F. Billebaud	Astronome-adjoint, Université Bordeaux 1, LAB	Directeur de thèse
M. Dobrijevic	Maître de conférences, Université Bordeaux 1, LAB	Directeur de thèse
A. Baudry	Astronome, Université de Bordeaux 1, LAB	Examinateur
T. Encrenaz	Directeur de recherche, Université Paris VI, LESIA	Examinateur
E. Lellouch	Astronome, Université Paris VI, LESIA	Examinateur

Thèse préparée à l'Observatoire Aquitain des Sciences de l'Univers
Laboratoire d'Astrophysique de Bordeaux
(OASU, UMR 5804-LAB)

Résumé

Les domaines millimétrique et submillimétrique sont des domaines qui permettent de caractériser la physico-chimie des atmosphères planétaires par l'observation des molécules qui les composent. Le télescope spatial Herschel et l'interféromètre ALMA, qui entreront prochainement en service, permettront d'améliorer considérablement notre connaissance des atmosphères planétaires.

L'un des principaux objectifs de cette thèse est de développer un modèle d'analyse des observations millimétriques et submillimétriques qui seront effectuées avec Herschel et ALMA. C'est en ce sens que nous détaillons un modèle qui tient compte de la géométrie sphérique des corps observés et des spécificités instrumentales propres aux télescopes utilisés.

Dans un premier temps, ce qui a permis notamment de valider notre modèle de transfert radiatif, nous avons étudié l'origine des composés oxygénés dans les atmosphères des planètes géantes. Nous présentons l'analyse d'observations de Saturne et d'Uranus, effectuées avec les télescopes de l'IRAM et du JCMT, pour contraindre les sources de monoxyde de carbone dans ces atmosphères. Nous améliorons ainsi les limites supérieures précédemment publiées et réalisons la première observation du monoxyde de carbone dans l'atmosphère de Saturne dans le domaine submillimétrique. Cette observation prouve l'existence d'une source externe pour ce composé. Nous analysons également des observations récentes de Jupiter, effectuées par le télescope spatial Odin, pour contraindre l'origine externe de l'eau dans la stratosphère de cette planète. Les observations confirment que la chute de la comète Shoemaker-Levy 9 est vraisemblablement la source principale d'eau.

Dans un second temps, nous avons appliqué notre modèle à l'étude de la structure thermique et la dynamique de l'atmosphère de Mars, à partir d'observations du monoxyde de carbone. Ces observations sont comparées aux prédictions d'un modèle de circulation générale, ce qui permet de vérifier la validité de ses prédictions et de fournir de nouvelles contraintes observationnelles pour ce type de modélisations.

Enfin, nous avons appliqué notre modèle à l'étude des planètes géantes avec le télescope spatial Herschel, dans le cadre du programme-clé de temps garanti du télescope spatial Herschel "*Water and related chemistry in the Solar System*". Nous avons également identifié les améliorations à apporter à notre modèle pour analyser des observations ALMA.

Mots-clés

Système solaire	Spectroscopie (sub)millimétrique	Herschel
Planètes géantes	Transfert radiatif	ALMA
Mars	Photochimie	
Atmosphère	Composés oxygénés	

Abstract

The planetary atmospheres can be characterized by observations carried out in the millimeter and submillimeter wavelength ranges. In a near future, the Herschel Space Observatory as well as the ALMA interferometer will increase our knowledge of the planet atmospheres.

One of the main goals of this thesis work consists in developping an analysis tool for millimeter and submillimeter observations, which will be carried out with Herschel and ALMA. The model we have developped takes into account the spherical geometry of the planets and the properties of the telescopes.

First, we have studied the origin of oxygen compounds in the atmospheres of the giant planets. We have validated our radiative transfer model from this study. We present the analysis of observations of carbon monoxide in the atmospheres of Saturn and Uranus, which have been carried out with the IRAM and JCMT telescopes, in order to constrain the origin of this compound. We improve existing upper limits and prove the existence of an external source of carbon monoxide in the atmosphere of Saturn from the first observation of this compound at submillimeter wavelengths. We also analyse recent observations from the Odin space telescope of water vapor in the stratosphere of Jupiter to constrain its external source. We confirm that the observed water is probably mostly due to the collision of comet Shoemaker-Levy 9 with the planet.

Then, we have used our model in order to study the thermal structure as well as the dynamics of the atmosphere of Mars from carbon monoxide observations. These observations are compared to predictions of a general circulation model to check the consistency of the predictions. They also provide new observational constraints to general circulation models.

Finally, we have used our model to study the atmospheres of the giant planets in the frame of the Herschel garanteed time key-program "Water and related chemistry in the Solar System". We have also determined the upgrades to implement in our model to analyse ALMA observational data.

Keywords

Solar System	(Sub)Millimeter spectroscopy	Herschel
Giant planets	Radiative transfer	ALMA
Mars	Photochemistry	
Atmosphere	Oxygen compounds	

Table des matières

Résumé i

Abstract iii

Remerciements xi

Introduction 1

I Observations millimétriques et submillimétriques des atmosphères planétaires 7

Introduction 9

1 L'étude des atmosphères planétaires 11
- 1.1 Qu'est-ce qu'une atmosphère planétaire ? . . . 11
- 1.2 La diversité de composition chimique des atmosphères planétaires dans le Système solaire . . . 11
- 1.3 Une composante essentielle de l'étude des atmosphères planétaires : le profil thermique . . . 13
  - 1.3.1 Cas de Mars . . . 14
  - 1.3.2 Les planètes géantes . . . 15
- 1.4 Pourquoi observer les atmosphères planétaires dans les domaines millimétrique et submillimétrique ? . . . 16
  - 1.4.1 L'observation par spectroscopie . . . 16
  - 1.4.2 Les transitions rotationnelles . . . 17

2 Instruments et techniques observationnelles propres aux domaines millimétrique et submillimétrique 23
- 2.1 Les instruments d'observation . . . 23
  - 2.1.1 Les antennes uniques . . . 23
  - 2.1.2 Les interféromètres . . . 26
- 2.2 Les observations et leur interprétation . . . 27
  - 2.2.1 Les observations . . . 27
  - 2.2.2 Interprétation des observations . . . 30

3 De nouveaux instruments pour les observations radioastronomiques 35
3.1 Une nouvelle ère pour la radioastronomie millimétrique et submillimétrique 35
3.1.1 Des observatoires au sol toujours plus performants 36
3.1.2 Le lancement prochain d'Herschel 37
3.1.3 Bientôt la première lumière d'ALMA 39
3.2 Développement d'outils performants pour analyser et modéliser les observations 40

Conclusion 43

II Modélisation des émissions millimétriques et submillimétriques des atmosphères planétaires 45

Introduction 47

1 Le transfert radiatif 49
1.1 L'équation du transfert radiatif 49
1.2 L'épaisseur optique et l'absorption d'un milieu 50
1.2.1 Cas particulier d'un milieu uniquement absorbant : la loi de Beer-Lambert 50
1.2.2 Définition de l'épaisseur optique due à l'absorption d'un milieu . . . 50
1.2.3 Résolution de l'équation du transfert radiatif 51
1.2.4 L'épaisseur optique totale 53
1.3 Le calcul du coefficient d'absorption à une altitude donnée 54
1.3.1 L'absorption induite par les collisions moléculaires κ_ν^{cia} 54
1.3.2 L'absorption due aux transitions rotationnelles κ_ν^{rot} 57
1.4 La solution de l'équation du transfert radiatif décryptée 61
1.4.1 Les sens des deux termes de la solution 61
1.4.2 La fonction de contribution 62

2 Le transfert radiatif en géométrie sphérique 65
2.1 Motivations 65
2.2 La géométrie du problème 67
2.3 Amélioration principale à apporter en vue de la modélisation des observations faites par ALMA 70

3 La prise en compte des caractéristiques instrumentales 73
3.1 Introduction 73
3.2 La fonction d'antenne 73
3.2.1 Le lobe d'antenne 74
3.2.2 Modélisation 75
3.2.3 Lobe primaire - Lobes secondaires 77
3.3 La résolution spectrale instrumentale 77
3.4 Les grandeurs de représentation des spectres 77
3.4.1 La densité de flux 78
3.4.2 La température de brillance 79
3.4.3 La température d'antenne 80

4 Une spécificité des planètes géantes : le *smearing* 83
4.1 Le *smearing* : un effet conjugué de la taille et de la période de rotation des planètes géantes . . . 83
4.2 Modélisation du *smearing* . . . 83
4.3 Ordre de grandeur du *smearing* pour les planètes étudiées . . . 85
4.3.1 Un effet qui dépend de la résolution spatiale de l'observation . . . 86
4.3.2 Un effet observable selon la résolution spectrale de l'observation . . . 87
4.4 Amélioration à apporter en vue de la modélisation des observations faites par ALMA . . . 88

Conclusion 91

III Application à l'étude des composés oxygénés dans les atmosphères des planètes géantes 93

Introduction 95

1 Contexte 97
1.1 La détection des composés oxygénés dans les atmosphères des planètes géantes . . . 97
1.2 Généralités sur la chimie des composés oxygénés . . . 98
1.2.1 Les principales molécules : H_2O, CO et CO_2 . . . 98
1.2.2 Le schéma réactionnel principal . . . 99
1.3 La question de l'origine des composés oxygénés . . . 100
1.3.1 L'origine externe de H_2O et de CO_2 stratosphériques . . . 100
1.3.2 Quelle origine pour le CO ? . . . 101
1.3.3 Comment déterminer l'origine des composés oxygénés ? . . . 101
1.4 Conclusion . . . 103

2 Le monoxyde de carbone 105
2.1 Les sources possibles . . . 105
2.2 État des lieux . . . 105
2.2.1 Jupiter et Neptune . . . 105
2.2.2 Saturne et Uranus . . . 106
2.3 Les observations d'Uranus et leur analyse . . . 107
2.3.1 Observations . . . 107
2.3.2 Modèle de continuum . . . 109
2.3.3 Profil verticaux de CO testés . . . 111
2.3.4 Résultats . . . 112
2.3.5 Discussion . . . 113
2.4 Les observations de Saturne et leur analyse . . . 114
2.4.1 Observations avec l'antenne de 30 m de l'IRAM . . . 115
2.4.2 Observations avec l'antenne de 15 m du JCMT . . . 115
2.4.3 Modèle de continuum . . . 119
2.4.4 Calibration absolue des observations au JCMT . . . 120
2.4.5 Profils verticaux de CO testés . . . 122
2.4.6 Résultats . . . 122

2.4.7 Discussion . . . 125
2.5 Conclusion et perspectives . . . 126

3 L'eau 129
3.1 Une contrainte observationnelle : l'atmosphère terrestre . . . 129
3.2 État des lieux . . . 130
3.3 Observations . . . 130
3.3.1 Observations effectuées par le télescope spatial SWAS . . . 130
3.3.2 Observations effectuées par le télescope spatial Odin . . . 131
3.4 La modélisation de l'apport externe de H_2O dans la stratosphère de Jupiter 132
3.4.1 Le modèle photochimique . . . 132
3.4.2 Les hypothèses d'apport externe de H_2O . . . 133
3.5 Modélisation des observations . . . 135
3.6 Résultats . . . 135
3.6.1 Données SWAS . . . 136
3.6.2 Données Odin . . . 137
3.7 Discussion . . . 141
3.8 Conclusion . . . 146
3.9 Perspectives . . . 146

4 Préparation des observations du télescope spatial Herschel 147
4.1 Le télescope spatial Herschel . . . 147
4.2 Présentation du programme d'observation *«Water and related chemistry in the Solar System»* . . . 148
4.2.1 Généralités . . . 148
4.2.2 L'observation des planètes géantes . . . 149
4.3 L'estimation des temps d'observation . . . 151
4.3.1 Profils verticaux testés et spectres synthétiques . . . 151
4.3.2 Calcul des prévisions de temps d'intégration nécessaires . . . 151
4.4 La cartographie de l'eau dans les atmosphères des planètes géantes . . . 158
4.4.1 Distribution verticale de l'eau . . . 158
4.4.2 Distribution de l'eau en fonction de la latitude sur Jupiter et Saturne 158
4.5 Distribution verticale de CO . . . 159

Conclusion 161

IV Application à l'étude de l'atmosphère de Mars 163

Introduction 165

1 L'intérêt de l'étude du monoxyde de carbone 167
1.1 Le cycle de CO_2 . . . 167
1.2 La distribution spatiale et temporelle de CO . . . 168
1.3 L'observation de CO . . . 168
1.3.1 Pourquoi observer le ^{12}CO et le ^{13}CO simultanément ? . . . 168
1.3.2 La mesure de la vitesse des vents atmosphériques par l'observation de CO . . . 169

1.4 Conclusion 169

2 Étude du profil thermique et de la dynamique de l'atmosphère de Mars 171
2.1 Utilisation d'un modèle climatique martien : la *Mars Climate Database* . . 171
2.2 Spécificités de la modélisation du spectre millimétrique de Mars à partir des données de la *Mars Climate Database* 172
2.3 Profil thermique et vitesses de vents mésosphériques sur Mars 173

Conclusion 175

Conclusions et Perspectives 177
1.1 Conclusion 179
1.2 Perspectives 182

Bibliographie 185

Annexes 199

A Compléments de géométrie i
A.1 Calcul des coordonnées planétaires à partir des coordonnées célestes i

B Publications et communications v
B.1 Publications dans des revues spécialisées - Publications à comité de lecture v
B.2 Actes de colloques - Publications sans comité de lecture v
B.3 Communications présentées à des colloques vi

Remerciements

Mon premier merci s'adresse à toi, chère lectrice, cher lecteur, qui a ouvert ce volume pour le lire. Merci également d'avoir le courage de lire (voire de relire) les pages qui suivront ces quelques remerciements. Souvent, les pages de remerciements sont les pages les plus lues d'une thèse. Je vais donc tâcher de n'oublier personne.

Une thèse se fait en 3 ans généralement, mais se construit sur les 25 ans qui la précèdent. C'est la raison pour laquelle je me vois dans l'obligation, chère lectrice, cher lecteur, de te faire passer par une case "Remerciements" qui risque de s'inscrire dans la longue tradition des "Remerciements" étalés sur plusieurs pages que j'ai pu découvrir lors de la lecture de quelques thèses de l'Observatoire (Crapeau (2007), par exemple). En effet, mon expérience personnelle me montre que la réussite de ma thèse aura nécessité la réunion d'un nombre d'ingrédients colossal. Je vais donc tenter d'oublier le moins de personnes possibles. C'est pourquoi j'ai tenté de classer mes remerciements par catégories. Par avance, pour ceux que je vais oublier : Merci ! Pour les autres, c'est maintenant que ça se passe. Bonne lecture !

Ceux qui m'ont encadré

Pour faire une bonne thèse, il faut au moins un bon directeur de thèse. L'avenir dira si ma thèse peut être classée dans la catégorie "bonne thèse", mais j'ai au moins eu la chance et le grand plaisir d'avoir eu trois bons directeurs de thèse. C'est assez inhabituel pour être précisé. J'ai déjà vu trop de thèses mal se terminer entre un directeur et son étudiant pour ne pas me rendre compte de cette chance.

Même si elle n'apparaît pas sur les papiers officiels de l'Université (quelle honte !), c'est, à mon sens, à Françoise Billebaud que revient ce titre en premier lieu. Depuis le stage de Master 2 où elle a commencé à m'encadrer jusqu'à la fin de ma thèse (et quelque chose me dit que ce n'est pas fini), Françoise a toujours su se rendre disponible et être à l'écoute pour suivre et orienter mon travail. Cette disponibilité n'aura jamais été prise en défaut, même lors de la naissance de Théoline. Lorsque j'ai appris l'arrivée de cette mignonne petite fille, j'étais en thèse depuis un mois à peine. La confiance que Françoise a réussi à instiller entre nous lors des quelques mois précédents a fait que je n'ai jamais douté de la bonne continuation de ma thèse dans cette période particulière.

La première fois que j'ai rencontré Michel Dobrijevic, j'étais en groupe de Projet Professionnel à l'Université (en DEUG). Pour illustrer ce premier TD, Michel nous a raconté comment il en était arrivé à trouver à la fac un enseignant génial, passionné et passionnant qu'il allait suivre jusqu'en thèse. Ce jour-là, j'ai eu l'intuition que j'avais trouvé mon enseignant génial, passionnant et bon pédagogue, qui allait me passionner

jusqu'à la thèse. Au final, Michel m'aura proposé mon premier stage de planétologie, en maîtrise, et aura fini par devenir mon directeur officiel à partir du passage de son HDR, en janvier dernier. Qui a dit que l'histoire ne se répétait jamais ?

Pour être efficace, j'ai besoin d'un savant mélange de confiance, de liberté dans mes choix et aussi de pression dans mon travail. Je pense que la principale qualité de mes deux chefs est d'avoir toujours su respecter cet équilibre si important pour moi, tout au long de ces trois années. Malgré des emplois du temps toujours surchargés, Françoise et Michel auront toujours été là pour suivre mon travail et me conseiller durant cette aventure. Je ne les remercierai jamais assez pour ce qu'ils m'ont permis d'accomplir et pour les belles phrases qu'ils ont eu lors de ma soutenance. Elles m'ont beaucoup touché. Au-delà du temps qu'aura duré cette thèse, j'espère que notre amitié continuera encore longtemps.

J'avais parlé de trois directeurs de thèse et je n'en ai cité que deux pour l'instant. Je tiens donc aussi à remercier Philippe Paillou, mon premier directeur officiel. Malgré une divergence notable entre nos domaines respectifs de recherche, Philippe s'est toujours tenu informé de l'avancement de mes travaux de manière responsable. Il ne me reste plus qu'à lui souhaiter d'avoir toujours des étudiants à la hauteur de la confiance qu'il place en eux.

Dès les premiers mois de ma thèse (voire même avant), plusieurs personnes se sont penchées sur mon travail. Elles m'ont toutes apporté quelque chose de différent mais d'essentiel qui m'a permis d'avancer régulièrement. Je n'oublierai pas que j'ai effectué mes premières observations avec Thérèse Encrenaz, au télescope de 30 m de l'IRAM. C'est peut-être ma poisse habituelle (et les reliquats de la tempête Wilma) qui a fait que Mars ne fût observable que la dernière nuit. En tout cas, la passion et la soif d'améliorer nos connaissances qui animent Thérèse font d'elle pour moi un exemple à suivre dans les années qui viennent. Emmanuel Lellouch est sans doute la personne avec laquelle j'ai eu le plus d'échanges en dehors de mes chefs. Sans les conseils précieux qu'il m'a prodigué, sa réactivité lorsque je lui demandais des corrections d'articles, mais surtout sans sa proposition de me confier l'analyse des observations de Jupiter par Odin, une bonne partie de ma thèse n'existerait pas aujourd'hui. Thérèse et Emmanuel font partie des meilleurs spécialistes en atmosphères actuellement, et je mesure aujourd'hui la chance que j'ai eu de pouvoir travailler avec eux dès le début de ma thèse.

Je tiens maintenant à remercier les rapporteurs de ce travail. Régis Courtin et Pierre Drossart ont permis, par leur lecture attentive et par les remarques qu'ils m'ont formulées, d'améliorer ce présent manuscrit. Je remercie également Jean-Marc Huré d'avoir accepté de présider mon jury de thèse et Alain Baudry pour avoir accepté de faire partie de celui-ci.

Enfin, je remercie Fabrice Herpin qui a rempli son rôle de parrain de thèse de manière continue, avec sérieux et intérêt.

Ceux qui m'ont aidé et conseillé depuis Meudon

Comme la composition de mon jury le laisse supposer, je dois une bonne partie de ma thèse aux meudonnais. En plus des membres de mon jury, je voudrais remercier Nicolas Biver pour avoir pré-réduit les données Odin à chaque fois qu'une nouvelle observation était rendue disponible par nos amis suédois en charge desdites observations.

Même si l'on na pas l'occasion de se rencontrer souvent, c'est toujours un plaisir de

travailler avec Thierry Fouchet sur l'origine de CO dans les atmosphères des planètes géantes. Cette collaboration, qui a débutée il y a plus de deux ans, continue de porter ses fruits et elle est encore la source de nouvelles demandes de temps d'observation.

La thèse de Raphaël Moreno aura été un des ouvrages de référence que j'ai utilisé durant trois ans. Les connaissances en transfert radiatif, en calibration et en interférométrie de Raphaël m'auront été précieuses. J'espère pouvoir travailler encore avec lui à l'avenir sur l'observation des planètes géantes sur interféromètre.

Ceux de l'Observatoire de Bordeaux

Une fois que l'on a signé un contrat et que l'on a un ou deux directeurs de thèse, il faut trouver un bureau et un ordinateur. C'est pourquoi je tiens à remercier Jean-Pierre, Sylvie et Nadège du service informatique. Sans eux, pas d'ordinateur bien configuré, pas de réseau et pas de pingouin insulté... Ensuite, il faut un bon fauteuil. Alors, merci fauteuil de m'avoir supporté pendant trois ans.

Dans un bureau, il arrive qu'on ait des collègues. En ce qui me concerne, j'ai eu des Collègues, des vraies. Premièrement, quelle chance de tomber dans un bureau avec deux filles. Merci donc à Sylvia et Aurélie (j'en reviendrai à toi plus tard, sections "loose" et "famille") pour ces trois années magistrales. Après un départ timide, le bureau B105 s'est enflammé pour rejoindre les bureaux B106 et B107 au palmarès des bureaux joyeux. Après m'avoir amadoué en me ramenant une omelette aux cèpes, un jour où j'avais oublié ma gamelle, Sylvia m'a définitivement conquis avec la profondeur de ses phrases mitiques, ses dents en inox (pour plus de détails, n'hésitez pas à me demander un exemplaire de Lopez et al. (2008)) et sa disponibilité sans faille pour me dépanner à chaque fois (oui, à chaque fois) que je recontrais un problème avec le maudit pingouin.

Toujours dans l'équipe Planéto, viennent les tours de Bertrand et Jean. Merci à Bertrand pour la qualité de ses cours et pour m'avoir proposé mon premier stage à l'Observatoire. Comme le disent tous mes prédécesseurs et d'autres membres de l'équipe, Jean est la bible de l'équipe. Je ne les contredirai pas tant Jean m'a fait profiter de sa grande culture et de ses connaissances en physique. Mais Jean, c'est aussi le roi du Maple, de Fortran (je ne compte pas le nombre d'astuces que j'ai apprises avec lui) et notre fournisseur officiel de viande d'agneau (non, ce n'est pas une faute de frappe).

Une fois qu'on a la chance d'avoir tout ça, on peut se mettre au boulot. Pour tenir dans la journée, il faut de bonnes conditions de restauration. Il faut dire que jusqu'à la mi-parcours, ce n'est pas la qualité de la restauration qui nous aura fait avancer, nous les thésards du labo. Bannis de la CNRO, car non subventionnés par la fac, nous avons eu le droit de manger des surgelés Auchan tous les jours quand les thésards des autres labos avaient une restauration de qualité sur le campus. C'est rageant... et mauvais pour la santé. Heureusement, nous avons pu avoir accès à la CNRO (comme tous les autres membres du personnel) depuis le printemps 2007. Je remercie donc le personnel de la CNRO d'avoir contribuer à améliorer la qualité de mes pauses déjeûner de manière substentielle. Je remercie également tous les amateurs de détente de la salle Galou. Fut un temps où les parties de tarots et d'échecs n'étaient pas interdites après manger. Les liens qui se créaient entre les différentes composantes du laboratoire (techniciens, thésards, chercheurs) ajoutaient à sa cohésion.

Un aspect sympathique de la recherche est la possibilité de participer à des colloques

ou de procéder à des observations à l'étranger. Ces voyages d'affaires, souvent prolongés par quelques jours de congés, n'auraient pas été possibles sans l'aide de Cécile et Annick et leur dextérité pour nous trouver des voyages pas chers. J'espère pouvoir jeter un oeil à leur collection d'échantillons de sables du monde à laquelle ceux qui le veulent peuvent contribuer.

L'Observatoire ne serait pas l'Observatoire sans ses réunions festives traditionnelles. Je pense bien sûr au repas Alose (récemment remplacé par un repas des régions), qui aura marqué le début d'un groupe de joyeux lurons dont il sera question par la suite. Je pense également au week-end ski et aux spectacle et repas de Noël. Un grand merci à ceux qui ont eu l'idée de tels rassemblements et à ceux qui font qu'ils ont lieu chaque année. Pourvu que ça dure...

Le parc de l'Observatoire, avec ses coupoles historiques, forme un cadre idéal pour le travail. Ces coupoles sont d'ailleurs également utilisées dans le cadre de l'UTL. Tous les quinze jours, des soirées d'observations sont proposés à des mémés et pépés pleins de vie qui s'intéressent à l'astronomie. Merci à Willy et à Florent de m'avoir accueilli dans leur petite équipe sympathique d'animateurs de ces soirées.

Enfin, je termine cette partie par un grand merci aux copains/copines (et leurs conjoints) de l'Observatoire : la fameuse "Aloose Team". Je pense à Aurélie, Pascal et Valérie, Arnaud et Gégé (et ses larmes de joie), Matthieu et Laureline (bon courage avec la petite à Bouseland), Marc et Alix, Erwan et Alberto (non Aurélie, ils ne sont pas en couple !). Tous les week-ends à la plage agrémentés d'excursions nocturnes dans l'eau, les soirées Coupe du Monde (de foot et de rugby), les soirées crêpes/gauffres et tarot resteront autant de bons souvenirs. Un merci particulier à Arnaud pour les matches de squash et à Matthieu pour les soirées guitare et l'organisation de la saison de rugby touch. Je n'oublierai pas de remercier Sébastien, qui m'a bien aidé pendant la période creuse de ma thèse, même s'il s'est éloigné du groupe depuis. Ce groupe, pour sûr, me manquera à Lindau...

Celle que l'on nomme la "loose"

La "loose", c'est un peu une tradition chez les thésards et autres intermittents de la recherche de l'Observatoire. Les lois de Murphy ne sont rien comparées à elle. Après Pascal, Géraldine (un certain temps) et Marc, j'ai repris le flambeau. Mon initiation a débuté lors d'un voyage légendaire à Los Angeles avec Marc. En ratant tous nos avions, en n'arrivant pas à mettre un pied dans le Pacifique à cause d'une multitude de travaux sur les voies d'accès, etc. ce voyage m'a consacré comme digne successeur de cette folle dynastie. Par la suite, d'autres épisodes ont émaillé ma thèse, de manière plus ou moins incidieuse et en me touchant de près ou de loin. À chaque fois, la "loose" aura généré des situations impensables et rocambolesques. Je me rappellerai toujours le sauvetage de Marc à l'Observatoire, ce soir de janvier où il termina sa rédaction de manuscrit. Ce soir-là, il se mit à neiger fort à Bordeaux et Marc tomba en panne d'essuie-glace en quittant l'Observatoire. Du coup, il était bloqué et promis à une longue nuit dans son bureau. Un sauvetage, suivi de la construction d'un bonhomme de neige devant la porte de l'Observatoire à 3h du matin resteront parmi les moments forts de ces trois ans. Depuis, Aurélie a montré une bonne prédisposition à la "loose" (un vol Bordeaux-Amsterdam qui prend 8 h, un mac qui meurt à deux jours de la soutenance, etc.). Notre mariage a peut-être un rapport... J'attends maintenant de connaître notre successeur et salue la "loose"

pour sa constance tout au long de ma thèse. Oui, elle méritait bien son paragraphe !

Ceux qui m'ont donné le goût d'apprendre et de travailler

Le chemin qui mène de l'école à la thèse est long. Pour y arriver, il est essentiel de rencontrer des enseignants qui sortent du lot. Des extra-terrestres qui donnent envie d'en savoir plus, même quand leur matière semble aride et inintéressante au départ. Je pense à Mme Thial, qui m'a enseigné le français et le latin. C'est grâce à elle que des "bouseux" comme moi du collège ZEP de Cadillac savent écrire autrement qu'en mode SMS. Au lycée, la ferveur de M. Bibes (histoire-géo), les méthodes et la sévérité juste de M. Chartier (physique) m'ont donné envie d'aller plus loin. À l'Université, ce sont des enseignants tels que MM. Levron, Oberlé, Caillon et Labarsouque, qui m'auront fait hésiter sur mon orientation en sciences. N'étant que rarement mis à l'honneur pour la qualité de leurs enseignements, ces enseignants méritaient d'avoir leur ligne dans ce paragraphe. Michel et Bertrand ont évidemment leur place parmi eux. Merci également à Denis Dumora pour m'avoir encadré lors de mon premier stage universitaire.

Durant ma thèse, j'ai été moniteur à Bordeaux I. Les séances de TP de SVT resteront un grand souvenir, grâce à Christine et Pol. Merci à eux de m'avoir ouvert les portes du labo de TP.

En dehors de l'école, j'ai aussi énormément appris de mes moniteurs et autres collègues compétiteurs de ski. Je pense aux membres de mes deux clubs successifs (3S et ASPOM). Le ski m'aura permis de m'évader chaque hiver de mes soucis bordelais. Sans le ski, je n'aurais jamais su comment évacuer efficacement mon énergie et je n'aurais jamais su gérer la pression et la tension comme j'y arrive aujourd'hui (même s'il reste de gros progrès à faire...). À Lindau, il n'y a pas de montagne et c'est bien dommage...

Ceux qui partagent leur amitié avec moi et qui ne sont pas de l'Observatoire

En premier lieu, je tiens à faire part de toute ma gratitude à Gaëlle, qui m'aura accompagné pendant tant d'années. J'espère que tu as trouvé la bonne personne désormais.

Ensuite, j'adresse un grand merci à Pierre (la bise à Marie au passage). Je pense que le fait de s'être soutenus mutuellement pendant la licence et la maîtrise n'est pas étranger à mon atterrissage en thèse. Il fallait quand même être dérangés pour entrer par effraction à la fac pendant les vacances pour réviser et préparer nos examens, aux seuls motifs que les salles étaient mieux éclairées que nos appartements minables et qu'elles disposaient d'un grand tableau noir pour nos démonstrations et d'assez d'espace pour des séances d'anthologie de basket avec nos feuilles d'exercices froissées en boules.

Une autre personne avec qui j'ai eu le plaisir de travailler comme un forcené : Julie, dite "Binôme". Sans sa volonté à toute épreuve, bien des TP auraient été baclés. Je te souhaite de réussir une bonne soutenance et tous mes vœux de bonheur pour ton prochain mariage !

L'année de Master 2 est la pire des années à la fac, au niveau de l'esprit et de l'ambiance ! C'est en tout cas ce que j'avais entendu dire. Compétition acharnée pour décrocher

les rares bourses de thèses, cette année aurait effectivement pu être une année de bataille féroce, ou chacun aurait tenté tous les coups bas possibles et imaginables pour piquer la place aux autres. Une sorte de "prépa 2, le retour". Au bout du compte, cette année a été une des meilleures que j'ai passée à la fac. Une année où nous avons tous travaillé comme des acharnés, mais toujours dans un esprit d'entraide et de franche camaraderie. Le groupe de quinze que nous formions est resté soudé du début à la fin. Je n'oublierai ni la semaine passée à l'OHP, qui restera le point d'orgue de cette année de folie, ni le concours des meilleures chocolatines de la CUB, qui a eu lieu pendant notre stage de fin d'année. Finalement, les seuls lieux où nous étions adversaires étaient les salles d'examens. Ensuite, tous les prétextes étaient bons pour se retrouver et décaniller quelques bières ensembles. Je pense que c'est ce qui restera de notre promotion dans notre mémoire et dans celle de certains de nos enseignants. C'est aussi ce qui fait que l'on a eu de si bons résultats, à mon avis.

Je remercie aussi Loïc, Arnaud et Lionel pour nos années au collège et au lycée. On ne peut pas dire qu'on se soit ennuyé.

Ceux qui ont contribué d'une autre manière

Avant de terminer par ma famille, je tiens à remercier quelques inclassables (liste non exhaustive).

Je pense tout d'abord à Shell Sullivan et Ian Gillan, pour m'avoir fourni des places gratuites à n'en plus finir pour aller voir Deep Purple avec la personne de mon choix. Au bout de 10 concerts, ça fait des économies substantielles ! Vivement le prochain album. Tant que je suis dans la musique, je remercie Deep Purple, Jon Lord (sans lui, je n'aurai pas survécu au premier semestre du Master 2), Led Zeppelin, The Doors, Robert Plant, Tom Petty & The Heartbreakers, Scorpions, Jefferson Airplane, Janis Joplin, Jimi Hendrix, etc.

Je voudrais également remercier Sud Ouest pour avoir publié mes plus beaux horoscopes ces trois dernières années[1].

Enfin, j'ai une petite pensée émue pour ma 106 historique, qui m'a permis de voyager aux quatre coins de l'Europe pendant 7 ans pour visiter de nombreux pays ou assister à de nombreux concerts de DP (ou les deux à la fois). La pauvre a disparu l'année dernière suite à un crash sur la rocade bordelaise. Regardez bien dans vos rétroviseurs, le camion fou cours (enfin roule plutôt) toujours.

Ceux qui font partie de ma famille

Last but not least...

Que dire de ceux qui m'accompagnent, me guident et me soutiennent depuis le début. Je pense bien sûr à vous, Maman, Papa, Guillaume. Sans votre soutien inconditionnel, qui sait ce que je ferais aujourd'hui ? Merci d'avoir contribué à faire de moi quelqu'un de curieux de (presque) tout. Merci de m'avoir permis de poursuivre ces longues études, même quand ce n'était pas la fête au niveau du portefeuille. Merci d'avoir acheté un télescope, puis d'en avoir construit un plus grand pour m'ouvrir le ciel. Merci aussi à Marlène pour

[1] Par exemple, dans la rubrique Travail : Que vous travailliez ou pas aujourd'hui, ça ne changera rien.

sa joie de vivre communicative. J'espère bien que mon frère en fera ma belle-soeur. Bon courage à lui d'ailleurs pour ses études de *design*, qui ont l'air d'être parties sur les chapeaux de roues. Merci à Mémé et Papy, Opa et Oma pour les belles vacances notamment quand les parents partaient en vacances de leur côté. Si j'ai finalement choisi la physique, c'est sans doute un peu grâce à mon grand-père, parti trop tôt, qui enseignait la physique au lycée. J'ai toujours gardé ça dans un coin de ma tête durant toutes ces années. Je lui dédie donc cette thèse bien volontiers. Merci aussi à mes cousins et cousines (par alliance parfois), notamment Junien, Valérie et Robin, pour tous les bons moments passés et à venir. Avant de conclure, je tiens également à remercier ma belle famille pour son accueil au pied levé. Merci Martine et Michel, merci Julien (dit le "beau fréro") et merci aux mémés Ginette et Jeannette. J'ai la chance d'avoir une grande et belle famille avec tout ce beau monde.

Enfin (oui, chère lectrice, cher lecteur, tu arrives au bout de tes peines), qu'aurait été cette thèse et que serait ma vie désormais sans toi, Aurélie ? Qui eut cru que tu accepterais de te marier avec un hurluberlu de mon espèce après seulement quelques mois ? Merci pour tout ce que tu m'apportes au quotidien. Merci pour ton soutien constant et sans faille. J'aimerais mieux ne pas avoir à partir en Allemagne pour rester à tes côtés. Côté travail, je te souhaite de faire une bonne soutenance et d'impressionner ton public par la qualité du travail que tu as fourni. Je n'ai aucun doute sur la qualité de ta future présentation. J'espère aussi que tu es plus proche d'être recrutée que moi. Côté privé... Hé, c'est privé !

Introduction

«La Terre est le berceau de l'humanité. Mais passe-t-on sa vie entière dans un berceau ?»
Constantin Edouardovitch Tsiolkovsky,
père de l'astronautique.

Bien que cette célèbre phrase ait presque un siècle, elle est plus que jamais d'actualité. En effet, les agences spatiales nationales et internationales préparent le retour de l'Homme sur la Lune, première escale avant le long voyage vers Mars. Mars sera sans aucun doute le prochain corps du Système solaire dont la surface sera foulée par les hommes, en attendant d'autres voyages... Pourtant, il faudra encore de nombreuses années avant de voir ce rêve, qui est partagé par de nombreux hommes et femmes, réalisé. En attendant le jour où les hommes fouleront la surface de Mars et donc le jour où les chercheurs pourront directement mener leurs analyses de cette planète, l'étude de la planète rouge se poursuit par d'autres moyens. Les observations par imagerie et par spectroscopie en particulier, avec les télescopes terrestres et les télescopes spatiaux, nous renseignent sur les cycles martiens. L'envoi régulier de sondes robotisées permet d'effectuer des mesures *in situ* dans le cas des atterrisseurs, ou des cartographies détaillées dans le cas des orbiteurs. Ces sondes nous donnent accès à des résolutions spatiales et temporelles qui sont à l'origine de nombreuses découvertes qui auraient été impossibles autrement.

Il semble peu probable que les hommes aillent dans un avenir proche dans les atmosphères des planètes géantes du Système solaire, l'observation à distance et les mesures *in situ* jouent, dans ce cas, un rôle important. En effet, les observations fournies par les sondes Pioneer et Voyager dans un premier temps, puis par les sondes Galileo et Cassini-Huygens plus récemment, sont une source colossale d'informations au sujet de ces planètes, de leurs intérieurs, de leurs atmosphères, de leurs satellites... Ces observations sont appuyées par des observations régulières, effectuées avec les grands télescopes mondiaux et les télescopes spatiaux.

Ainsi, les observations à distance (ou à l'aide de robots) des planètes du Système solaire nous permettent de réaliser la vision de Tsiolkovky,-au moins par la pensée et par les découvertes que nous en tirons. Ces quelques mots résument la source principale de ma motivation depuis que je travaille en planétologie.

Il y a plusieurs objectifs majeurs qui nous poussent à mieux connaître notre environnement dans le Système solaire. Tout d'abord, la détermination de l'histoire de Vénus et de Mars est indispensable dans la perspective d'une meilleure compréhension de notre propre planète. À l'heure où l'on parle de réchauffement climatique sur Terre, il est essentiel de comprendre comment Mars est passée d'un état de planète peut-être habitable dans ses premiers âges, avec la présence de grandes quantités d'eau liquide, à un état de désert de poussière tel que c'est le cas actuellement. Par ailleurs, les observations de Vénus nous renseignent sur les conséquences que peut avoir un emballement de l'effet de serre sur une planète. Ces remarques très générales montrent combien la planétologie comparée est une source d'informations inédites et donc indispensables qui nous permettront de mieux connaître notre propre planète. Le second objectif majeur visé par la connaissance et la compréhension de l'état actuel de notre Système solaire est la détermination de son histoire et de son évolution depuis sa formation. Les observations des planètes, de leurs satellites, des comètes etc. permettent de dresser un état des lieux de notre Système solaire. Les différents scénarios d'évolution imaginés par les planétologues peuvent ensuite être départagés par des modélisations au fur et à mesure que nous améliorons notre connaissance de ces environnements. Mais la détermination de l'histoire du Système solaire n'est pas une fin en soi. En l'occurrence, la réponse aux questions de l'origine et de l'évolution de notre Système solaire est la voie principale qui nous mènera vers l'établissement de prédictions sur son avenir et sur l'évolution d'autres systèmes planétaires. En outre, ces études s'inscrivent aussi dans la quête de l'origine de la vie dans le Système solaire et dans la recherche de sa distribution.

La connaissance globale d'un sujet nécessite une connaissance détaillée des parties qui le constituent. C'est la raison pour laquelle les différents corps du Système solaire sont étudiés. En ce qui concerne les planètes et leurs satellites, les travaux de recherche menés ont pour cible leurs surfaces (lorsqu'il y en a une), leurs intérieurs, leurs atmosphères... Les interactions qui existent entre plusieurs de ces corps font également l'objet de recherches. Ainsi, l'étude des atmosphères planétaires permet d'apporter une partie des indices qui seront utiles à la résolution de cette problématique générale qu'est la compréhension du Système solaire. Elle constitue l'objet de mon travail de thèse.

Il existe plusieurs moyens et techniques pour observer une atmosphère planétaire. Les observations et mesures *in situ* (température, pression, composition chimique...) ont été rendues possibles par l'envoi de sondes interplanétaires. Cependant, les voyages dans l'espace sont longs, ce qui explique pourquoi seule la planète Mars est régulièrement visitée par des sondes automatiques. Le moyen le plus souvent employé est l'observation avec les télescopes, que ce soit depuis le sol ou depuis une orbite terrestre. Les mesures par imagerie, photométrie ou spectroscopie sont les principales techniques associées à l'utilisation d'un télescope. L'imagerie permet d'observer l'évolution temporelle de la surface et/ou de l'atmosphère d'une planète. Ainsi, les variations de la taille des calottes polaires martienne ou encore les changements qui interviennent à la surface de Io, du fait du volcanisme intense qui règne à sa surface, peuvent être suivies temporellement par imagerie dans le domaine visible. Par ailleurs, cette technique est très efficace pour mesurer les mouvements des nuages atmosphériques (sur Vénus et les géantes) et suivre l'évolution des cyclones et anticyclones des atmosphères des planètes géantes. Enfin, les couleurs des

images enregistrées peuvent nous renseigner sur la composition chimique de la structure (surfacique ou atmosphérique) qui est observée. La photométrie consiste à mesurer le flux émis par un corps à une certaine longueur d'onde. Ces mesures permettent de contraindre l'albédo des corps observés et d'en déduire leur composition. Enfin, la spectroscopie donne un accès direct à la composition chimique des atmosphères observées. Selon la gamme de longueur d'onde, ce sont les atomes ou les molécules, neutres ou ionisés, que l'ont peut observer. En effet, la présence d'une espèce chimique dans une atmosphère se traduit par la présence de ses signatures spectrales sur le spectre atmosphérique. C'est particulièrement le cas dans les domaines infrarouge, millimétrique et submillimétrique du spectre. Dans ces deux derniers domaines de longueur d'onde, les spectromètres actuels ont des pouvoirs de résolution spectrale qui peuvent dépasser 10^6. Un tel pouvoir de résolution permet d'observer les raies spectrales atmosphériques et d'en déduire la distribution altitudinale de l'abondance du composé observé. Il rend également possible la mesure de la vitesse des vents atmosphériques. En effet, les vents causent un décalage Doppler des raies spectrales qui est proportionnel à la valeur de leur vitesse.

La caractérisation de la physico-chimie des atmosphères et de leurs interactions avec les surfaces ou intérieurs planétaires et le milieu interplanétaire est une étape essentielle sur le chemin de la compréhension de l'origine et de l'évolution de notre Système solaire. En particulier, l'observation spectroscopique des planètes et la comparaison de leurs différentes atmosphères sont des moyens d'y parvenir. Mon travail de thèse a porté sur l'étude de la physico-chimie des atmosphères planétaires (de Mars et des planètes géantes en particulier) au moyen de l'observation et de l'analyse de spectres enregistrés dans les domaines millimétrique et submillimétrique.

La première partie de ma thèse présente les principes généraux de l'observation des atmosphères planétaires dans les domaines millimétrique et submillimétrique. Dans le premier chapitre, nous verrons comment une atmosphère planétaire peut être définie et quels sont les paramètres principaux qui la caractérisent. Ensuite, les raisons qui nous ont amenés à observer les atmosphères par spectroscopie dans les domaines millimétrique et submillimétrique seront présentées. Nous détaillerons, dans le deuxième chapitre, comment la rotation des molécules se traduit par l'émission ou l'absorption de rayonnement dans les domaines millimétrique et submillimétrique grâce au modèle simple qu'est le modèle du rotateur rigide. Nous donnerons une expression des fréquences des transitions rotationnelles. La détection des raies spectrales dues aux transitions rotationnelles est une voie qui permet la détermination de la composition chimique d'une atmosphère. Dans le troisième chapitre, les différents types d'observatoires millimétriques et submillimétriques seront présentés. Les observations peuvent être menées à l'aide d'antennes uniques ou d'interféromètres, qu'ils se situent au sol ou dans l'espace. Les différents paramètres à maîtriser pour optimiser une observation seront énumérés et nous ferons un bref tour d'horizon des informations que l'on peut extraire d'un spectre observé. Enfin, nous montrerons, dans le quatrième chapitre de cette partie, que l'observation des ondes millimétriques et submillimétriques est une discipline en constant développement. La nouvelle génération de récepteurs et de réseaux de récepteurs qui sont installés sur les télescopes existants, mais aussi le commencement prochain des observations avec Herschel et ALMA, devraient révolutionner la discipline et nous apporter de nouvelles données avec une précision jamais

atteinte, que ce soit en termes de résolution spatiale, de résolution spectrale, de rapport signal-sur-bruit ou encore en donnant accès à des bandes spectrales jamais observées auparavant (depuis le sol et l'espace). L'analyse des spectres qui seront observés avec ces nouveaux instruments nécessite le développement d'outils adaptés.

C'est avec cet objectif que j'ai écrit un programme de transfert radiatif qui permet de modéliser les émissions millimétriques et submillimétriques des atmosphères planétaires. Il est présenté dans la deuxième partie de ma thèse. Nous verrons ainsi, dans le premier chapitre, comment l'équation du transfert radiatif est écrite et résolue dans le cas des atmosphères planétaires. Le calcul du coefficient d'absorption, en fonction de l'altitude, sera détaillé. Il comporte un terme qui correspond à l'absorption induite par les collisions des molécules majoritaires (H_2, He et CH_4) et un terme propre aux transitions rotationnelles. Dans le deuxième chapitre, la géométrie adoptée sera exposée. Le programme de transfert radiatif respecte la géométrie sphérique des atmosphères planétaires. Ainsi, la variation de l'épaisseur d'atmosphère sur chaque ligne de visée est prise en compte. De plus, l'émission des limbes atmosphériques est naturellement incluse. Le troisième chapitre traite de la réception du signal par le télescope. En effet, un télescope, à l'instar de tout instrument de mesure, modifie le signal reçu. La modélisation de la fonction d'antenne permet de prendre cet effet en compte. La résolution du transfert radiatif n'étant pas suffisante pour reproduire certains spectres des planètes géantes, il faut tenir compte d'un phénomène qui élargit les raies spectrales, appelé *smearing*. Cet effet sera présenté dans le quatrième chapitre. Il est dû au fait que les planètes géantes ont des périodes de rotation courtes ($\sim$10 h). Les radiations qui proviennent des limbes Est et Ouest sont décalées vers le bleu et le rouge respectivement par cet effet. Il est donc important de modéliser ce phénomène correctement.

La troisième partie de ma thèse est consacrée à la présentation des observations des planètes géantes sur lesquelles je me suis penché. Elles sont toutes liées à la problématique de la détermination de l'origine des composés oxygénés dans leurs atmosphères. Cette problématique sera exposée dans le premier chapitre. Un état des lieux général concernant nos connaissances et les zones d'ombre qu'il reste à éclaircir à ce sujet sera dressé. Nous verrons que le monoxyde de carbone peut avoir une origine interne comme une origine externe. Par contre, l'eau qui se trouve dans les stratosphères des planètes géantes ne peut avoir qu'une origine externe, car l'eau qui est transportée depuis les couches internes vers la stratosphère condense au niveau de la tropopause et n'atteint pas la stratosphère. La difficulté réside alors dans la détermination de la source qui est à l'origine du flux externe d'eau. Les sources envisageables sont les poussières interplanétaires (micrométéorites), les anneaux et/ou satellites ou encore les grandes comètes. Le deuxième chapitre sera consacré aux observations de CO dans les atmosphères de Saturne et d'Uranus que j'ai effectuées au télescope de 30 m de l'IRAM et au télescope de 15m du JCMT. Elles seront présentées, analysées et discutées. Nous verrons dans quelle mesure ces nouvelles observations permettent de mieux contraindre la distribution du CO dans les atmosphères de ces deux planètes. En effet, les observations menées jusqu'ici n'ont pas permis de déterminer si le CO avait une origine interne ou externe. Dans le troisième chapitre, les observations de la vapeur d'eau dans l'atmosphère de Jupiter seront exploitées. Elles ont été réalisées en 2002 par le télescope spatial Odin. À ce propos, les spectres enregistrés par son prédécesseur, le télescope spatial SWAS, seront ré-analysées conjointement. Cette

étude vise à déterminer si l'eau observée dans la stratosphère de Jupiter a pour origine la comète Shoemaker-Levy 9 ou la chute continue de micrométéorites. Enfin, cette partie exposera, dans le quatrième chapitre, les contributions que j'ai apportées à la préparation des observations qui seront menées avec le télescope spatial Herschel, dans le cadre du *Guaranteed-Time Key Program «Water and related chemistry in the Solar System»*. C'est en particulier la partie du programme qui se réfère à l'observation de l'eau dans les stratosphères des planètes géantes qui sera abordée. La détermination de la distribution verticale, voire de la distribution latitudinale, est l'objectif de ces observations. Elle permettra de déterminer la ou les sources externes d'eau dans les atmosphères des planètes géantes. Mon travail a consisté à déterminer des estimations de temps d'observation des raies de l'eau observables, de manière à sélectionner celles qui permettront d'obtenir le meilleur retour scientifique.

Enfin, la quatrième et dernière partie de ma thèse exposera l'analyse des observations de la planète Mars, qui ont été effectuées en 2001 et en 2005, à l'époque de l'opposition de la planète. Nous verrons, dans le premier chapitre, les raisons pour lesquelles la détermination des distributions spatiale et temporelle du CO dans l'atmosphère de Mars est importante. Nous expliquerons en quoi l'observation de Mars aux fréquences du CO peut nous renseigner sur la chimie présente dans l'atmosphère de Mars et sur les conditions physiques (température et vents entre autres) qui règnent dans cette atmosphère au moment où les observations sont menées. Dans le second chapitre, nous montrerons comment un modèle de circulation générale (*Mars Climate Database* du Laboratoire de Météorologie Dynamique de Paris) a été utilisé pour comparer ses prédictions à nos observations. Nous verrons quelles spécificités sont introduites par l'utilisation de la base de données *Mars Climate Database*. Enfin, nous présenterons la détermination des profils thermiques et des champs de vents mésosphériques de Mars aux dates auxquelles la planète a été observée. Les profils thermiques ainsi que les vitesses des vents mésosphériques déduits des observations seront comparés aux prédictions de la base de données *Mars Climate Database*.

Première partie

Observations millimétriques et submillimétriques des atmosphères planétaires

Introduction

L'étude des atmosphères planétaires est un sujet extrêmement varié, qui s'enrichit continuellement de nouvelles découvertes. Ces découvertes sont le résultat d'observations et d'analyses toujours plus pointues et précises et qui sont réalisées avec des instruments toujours plus performants. Elles contribuent à l'augmentation de nos connaissances sur les atmosphères des planètes du Système solaire. L'objectif principal de cette première partie est de décrire les contextes tant scientifique que technique dans lesquels se sont effectués mes travaux de thèse.

Le premier chapitre se focalisera sur l'étude des atmosphères planétaires. Nous dresserons un tableau d'ensemble des atmosphères du Système solaire, en identifiant les différentes catégories d'atmosphères. Leurs compositions générales seront présentées de manière à souligner la diversité des objets étudiés. Puis, nous expliquerons en détail comment on obtient le profil thermique d'une atmosphère planétaire. Cette donnée est indispensable aux études dont le but est de caractériser sa composition chimique, les processus de transport... Enfin, nous montrerons l'intérêt que revêt l'observation dans les domaines millimétrique et submillimétrique pour obtenir de nouvelles informations au sujet des atmosphères planétaires.

Dans un deuxième chapitre, nous introduirons les principales notions relatives aux techniques d'observation dans les domaines millimétrique et submillimétrique qui ont été employées dans le cadre de mon étude. Les principaux types d'instruments d'observation seront présentés. Nous verrons également comment se déroule une observation dans ces domaines de longueurs d'onde, en règle générale, et quels sont les paramètres à connaître et à fixer avant de procéder à une observation. Les grandes lignes de l'interprétation d'une observation seront introduites.

Dans un troisième chapitre, nous montrerons la diversité des instruments d'observation qui sont à notre disposition, dans les domaines millimétrique et submillimétrique. Nous ferons état des améliorations constantes qui sont apportées aux instruments existants et nous présenterons les principales caractéristiques des télescopes futurs suivants : le télescope spatial Herschel et l'interféromètre ALMA. Le démarrage prochain de ces deux grands programmes internationaux entraîne nécessairement le développement de nouveaux outils de traitement de données et de modélisation des observations, capables de prendre en compte les améliorations que ces instruments apporteront.

Chapitre 1

L'étude des atmosphères planétaires

1.1 Qu'est-ce qu'une atmosphère planétaire ?

L'atmosphère d'une planète est l'enveloppe gazeuse qui l'entoure. Dans le cas des planètes telluriques, la limite basse de l'atmosphère est fixée par la surface de la planète. Par contre, il est plus délicat de fixer une limite à l'atmosphère d'une planète gazeuse, car elle n'a pas de surface. On peut alors définir plus généralement l'atmosphère d'une planète comme étant l'enveloppe gazeuse qui est accessible aux observations (Encrenaz, 2000).

L'atmosphère d'une planète est principalement caractérisée par sa structure thermique et sa composition chimique. Les phénomènes, qu'on rencontre dans une atmosphère (vents, formation de nuage, photochimie...), s'expliquent grandement par ces deux caractéristiques. La présence d'une surface complique éventuellement l'étude, car elle ajoute une interface. Les atmosphères ont également une interface avec le milieu interplanétaire, avec lequel elle peuvent avoir des échanges. La comparaison des structures thermiques des atmosphères planétaires fait ressortir qu'il y a souvent beaucoup de ressemblances entre ces structures. Il est donc possible de schématiser une atmosphère planétaire, en la divisant en une succession de couches superposées. On peut, par exemple, séparer les couches en fonction du signe du gradient de température, en fonction de l'altitude. Dans les domaines millimétrique et submillimétrique, les couches atmosphériques sondées sont la troposphère et la stratosphère (voir figure 1.1). Ce sont des couches de la basse atmosphère. Elles sont séparées par un minimum de température atmosphérique : la tropopause.

1.2 La diversité de composition chimique des atmosphères planétaires dans le Système solaire

La caractérisation de la composition chimique des atmosphères planétaires a été rendue possible grâce à l'avènement de la spectroscopie (voir paragraphe 1.4.1). Son développement, pendant le XX$^{\text{ème}}$ siècle, a permis de très nombreuses études à partir des grands télescopes terrestres. Les observations, dans les domaines de l'infrarouge en particulier, ont permis de détecter un grand nombre d'espèces chimiques. D'autres études ont été rendues possibles avec l'envoi de sondes d'exploration interplanétaire. En effet, l'analyse des atmosphères *in situ* par spectroscopie de masse, détecteurs de particules etc. a fourni de nombreux renseignements sur la composition chimique des atmosphères des planètes

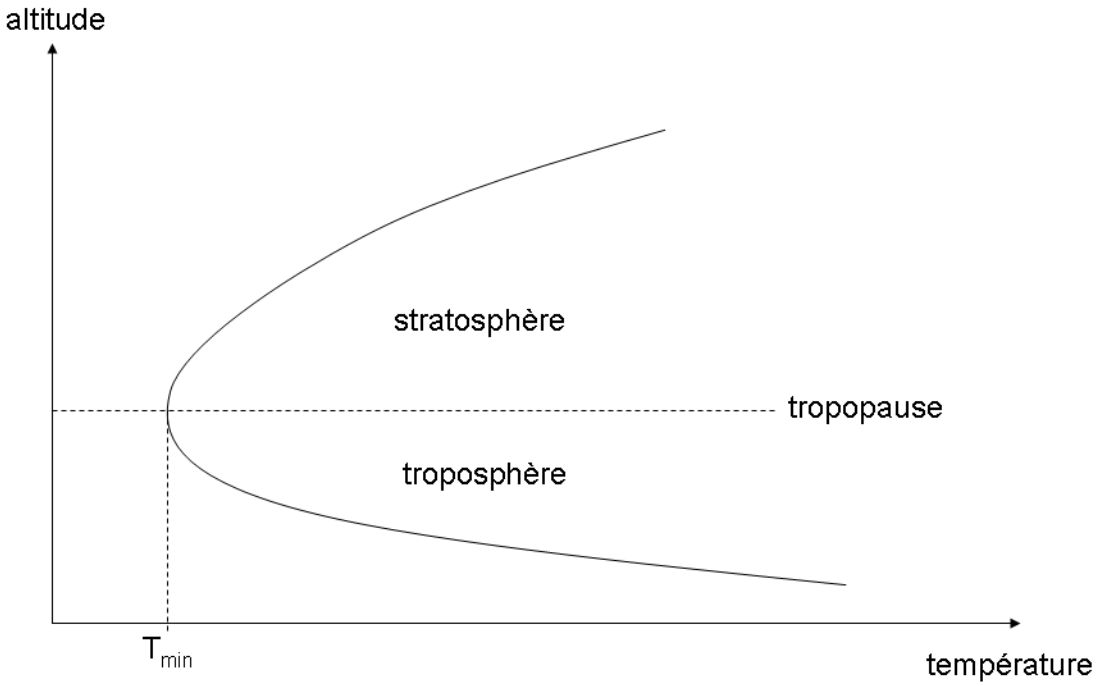


Fig. 1.1: Schéma du profil thermique de la basse atmosphère d'une planète.

visitées. Cependant, il coûte très cher d'envoyer une sonde sur une autre planète. C'est la raison pour laquelle ce type de mesures reste rare bien qu'étant une source d'information de premier ordre. Les atmosphères sondées sont les atmosphères de Mars (sondes Viking entre autres), Vénus (sondes Pioneer Venus et Venera), Jupiter (sonde Galileo) et Titan (sonde Huygens).

Les observations, par spectroscopie et par mesures *in situ*, nous ont dévoilé des atmosphères très variées, notamment au regard de leur composition chimique. Il est possible de classer les atmosphères planétaires en quelques groupes (Mars/Vénus, planètes géantes etc.). Pourtant, chaque atmosphère a des caractéristiques qui lui sont propres et qui la rendent unique.

Les atmosphères de Mars et de Vénus ont des compositions chimiques semblables en espèces majoritaires ($\sim$95% de CO_2, $\sim$3% de N_2). Cependant, la température, la pression atmosphérique et la composition chimique de l'atmosphère en espèces minoritaires sont extrêmement différentes. Il en résulte que les conditions qui règnent dans ces atmosphères n'ont que peu de points communs. L'atmosphère dense de Vénus est le lieu d'un effet de serre spectaculaire, alors que l'atmosphère de Mars est trop ténue pour qu'un tel effet soit efficace. L'atmosphère de Vénus est rendue complètement opaque du fait de la présence de nuages d'acide sulfurique, tandis que l'atmosphère de Mars est transparente (sauf lorsque des tempêtes globales de poussière ont lieu).

Les 4 planètes géantes ont des atmosphères réductrices composées majoritairement de H_2 ($\sim$80-85%), de He ($\sim$15-20%) et de CH_4 ($\sim$0-2%). Cependant, leur observation montre une diversité étonnante, ne serait-ce qu'en termes de couleurs. Ces différences s'expliquent en partie par le fait que la distance héliocentrique des planètes géantes s'échelonne de 5 à 30 unités astronomiques. Les températures qui règnent au sein de leurs atmosphères sont

sensiblement différentes. Les planètes ne sont pas, qui plus est, toutes identiques en taille et en masse. Les atmosphères ne sont donc pas soumises aux mêmes forces de gravité. D'autre part, la diversité en terme d'abondance des espèces minoritaires (moins abondantes que H_2, He et CH_4) peut être la source de changements du comportement physico-chimique d'une atmosphère. Enfin, la présence de sources internes d'énergie dont l'intensité varie d'une planète à l'autre peut également être à l'origine de disparités. Par exemple, Uranus et Neptune ont une taille et une gravité quasi-similaires et leur composition chimique est assez proche. Mais comme Uranus possède une source de chaleur interne très faible, on constate des différences notables entre ces deux atmosphères. Elles sont sans doute dues au fait que les mouvements de transport convectif n'ont pas la même intensité dans les couches internes des deux planètes.

Ces quelques exemples montrent qu'il est essentiel de déterminer précisément la composition chimique des atmosphères planétaires, tant en composés majoritaires qu'en composés minoritaires. La compréhension de la distribution spatiale des composés et de leurs interdépendances chimiques sont les clés de la compréhension de leur origine et de l'origine des planètes elles-mêmes.

1.3 Une composante essentielle de l'étude des atmosphères planétaires : le profil thermique

La détermination du profil thermique est essentiel dans l'étude d'une atmosphère planétaire. Les profils thermiques des planètes du Système solaire peuvent être obtenus avec plusieurs méthodes. Parmi celles-ci, on trouve l'observation dans l'infrarouge de transitions moléculaires pour les composés abondants (CO_2 pour Mars et CH_4 pour les planètes géantes). Les raies observées étant optiquement épaisses (voir partie II paragraphe 1.2.3), elles permettent de sonder la température atmosphérique. Une autre méthode consiste à observer une occultation par la planète du signal d'une sonde ou du flux d'une étoile. Ainsi, les sondes Voyager ont permis de mesurer les profils thermiques des 4 planètes géantes (Lindal, 1992) et c'est en observant des occultations stellaires que Hubbard et al. (1988) et Elliot et al. (1989) ont découvert l'atmosphère de Pluton et contraint son profil thermique. On notera également que la température de Jupiter a été mesurée par la sonde Galileo lors de sa chute dans l'atmosphère (Seiff et al., 1998). Souvent, les profils thermiques qui sont utilisés résultent de la compilation de plusieurs mesures différentes.

Un profil thermique donne la température de l'atmosphère en fonction de la pression ou de l'altitude. La correspondance entre pression et altitude se fait en combinant la loi de l'équilibre hydrostatique et la loi des gaz parfaits. D'après la loi de l'équilibre hydrostatique, la variation de pression dp dans une cellule de gaz sur une hauteur dh, dans l'atmosphère d'une planète de gravité g, s'écrit

$$dp = -\rho g dh = -gMn_{tot}(h)dh \tag{1.1}$$

où ρ [g $\cdot$ cm^{-3}] la masse volumique du gaz, M [g] est la masse moléculaire moyenne et n_{tot} [cm^{-3}] la concentration totale de l'atmosphère. On note g et M peuvent être considérées comme constantes sur l'épaisseur d'atmosphère considérée. La loi des gaz parfaits donne une relation entre la température, la concentration totale et la pression d'un gaz

$$p(h) = n_{tot}(h)k_{\mathrm{b}}T(h) \tag{1.2}$$

et la combinaison des deux équations précédentes donne

$$\frac{dp}{p} = -\frac{gM}{k_{\mathrm{b}}T(h)}\, dh \tag{1.3}$$

Cette équation s'intègre facilement dans le cas d'une atmosphère isotherme. Si on pose

$$H = \frac{k_{\mathrm{b}}T}{gM} \tag{1.4}$$

la solution, appelée «loi barométrique», est

$$p(h) = p\left(h_0\right)\ \exp\left(-\frac{h-h_0}{H}\right) \tag{1.5}$$

La grandeur H [m] est l'échelle de hauteur de l'atmosphère. Sa valeur est une grandeur caractéristique d'une atmosphère : lorsqu'on monte d'une altitude H, la pression diminue d'un facteur e. Cette loi nécessite d'avoir une référence en altitude : le niveau h_0. L'origine de l'échelle altitudinale est naturellement la surface de la planète, dès lors qu'elle en a une et $h_0 = 0$. Ce n'est pas le cas des planètes géantes. Par convention, l'origine des altitudes est prise à la pression de 1 bar. D'où, $p\left(h_0 = 0\right) = 1$ bar pour les planètes géantes. La loi barométrique est valable dans toute l'atmosphère dans le cas où celle-ci est isotherme, ce qui équivaut à dire que H est constante. Comme ce n'est pas le cas généralement, la loi barométrique se généralise en

$$p(h) = p\left(h_0\right)\ \exp\left(-\int_{h_0}^{h}\frac{dh}{H(h)}\right) \tag{1.6}$$

ou encore

$$\begin{cases} p(h+\Delta h) = p(h)\ \mathrm{e}^{\left(-\int_h^{h+\Delta h}\frac{g(h)M(h)}{k_{\mathrm{b}}T(h)}\right)} \\ p(h_0) = p_{surf} \text{ ou } 1 \text{ bar} \end{cases} \tag{1.7}$$

Si on applique cette dernière loi à des couches atmosphériques suffisamment fines, chacune d'entre elles peut être considérée comme isotherme. Finalement, la différence d'altitude Δh entre deux niveaux atmosphériques successifs s'obtient à partir de l'équation suivante

$$\Delta h = -\frac{k_{\mathrm{b}}T}{gM}\ \ln\left(\frac{p\left(h+\Delta h\right)}{p(h)}\right) \tag{1.8}$$

1.3.1 Cas de Mars

La planète Mars est soumise à des variations saisonnières importantes, étant donné son obliquité ($\sim 25^\circ$) et l'excentricité de son orbite (~ 0.09). De ce fait, les profils thermiques en chaque point du globe varient rapidement et de manière importante. Même les profils thermiques moyennés sur la planète varient de façon significative sur une année martienne. C'est pourquoi on utilise des bases de données climatiques de Mars pour prédire les valeurs de la température en fonction de la localisation spatiale (latitude, longitude, altitude) et de la date des observations. Ces bases de données reposent sur des modèles de circulation générale (GCM). Elles permettent ainsi de disposer d'une grande quantité d'informations sur l'atmosphère modélisée (température atmosphérique, pression, température de surface, vitesse des vents...). L'une de ces bases de données a été utilisée, au cours de ce travail de thèse, pour déterminer les caractéristiques atmosphériques de Mars à deux époques différentes : c'est la *Mars Climate Database* (Lewis et al., 1999; Forget et al., 2006).

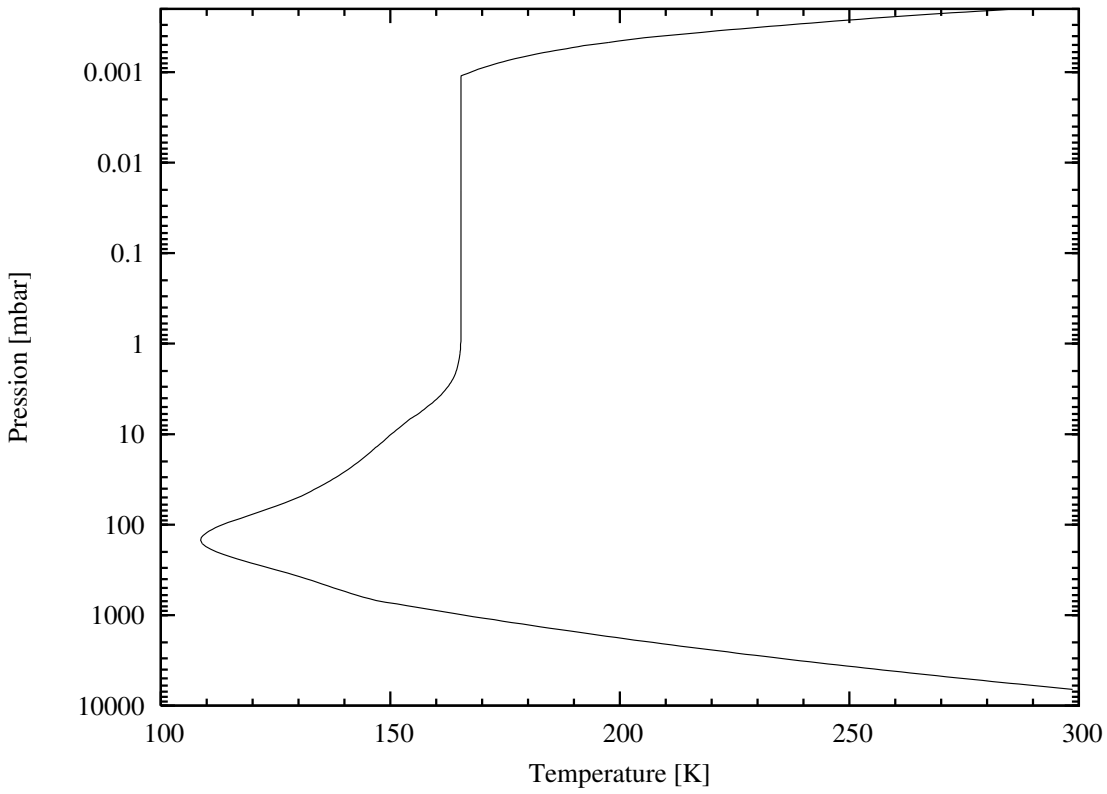


Fig. 1.2: Profil thermique de Jupiter (voir texte).

1.3.2 Les planètes géantes

Dans le cas des planètes géantes, les profils thermiques ne varient qu'assez faiblement, en fonction du temps, étant donné la faible excentricité de l'orbite de ces planètes ($\sim$0.05 au maximum). Même si des variations thermiques Nord/Sud ont été observées dans les cas de Jupiter et de Saturne, le profil thermique moyen de ces deux planètes varie peu. Dans le cas des deux autres planètes géantes, c'est la longueur de leur période de révolution qui explique les faibles variations saisonnières, à courte et moyenne échelle temporelle.

Les figures 1.2, 1.3, 1.4 et 1.5 présentent les profils thermiques utilisés lors des modélisations de spectres des planètes géantes :

- Le profil de Jupiter est tiré de Fouchet et al. (2000). Ce profil s'inspire du profil thermique mesuré lors de la chute de la sonde Galileo dans l'atmosphère de la planète (Seiff et al., 1998) et a été adapté à partir d'observations du satellite ISO (*Infrared Space Observatory*).
- Le profil de Saturne est tiré d'Ollivier et al. (2000). Il a été construit à partir des résultats de deux occultations stellaires et d'une occultation de la sonde Voyager 2.
- Le profil d'Uranus est la composition de résultats de Lindal (1992), pour la troposphère (occultation radio de Voyager 2), et d'Orton et al. (1987), pour la stratosphère (observations en infrarouge).
- Le profil de Neptune est la composition de résultats de Lindal (1992), pour la troposphère (occultation radio de Voyager 2), et de Marten et al. (2005), pour la stratosphère (observations dans le submillimétrique).

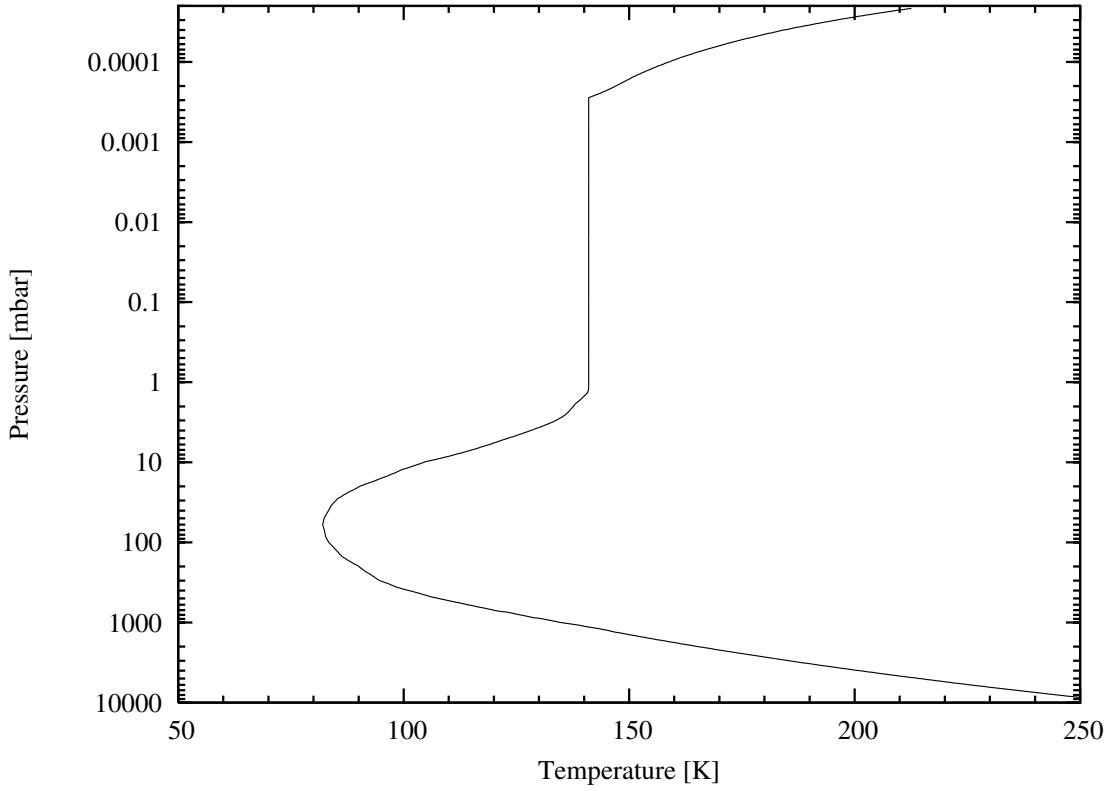


Fig. 1.3: Profil thermique de Saturne (voir texte).

Une remarque peut être faite concernant le gradient de température atmosphérique. Nous avons déjà vu que les couches atmosphériques qui sont sondées sont la troposphère et la stratosphère. La troposphère a un gradient de température négatif, alors que la stratosphère a un gradient de température positif. Nous verrons, qu'en général, les raies spectrales que l'on observe en absorption sont formées dans la troposphère et que les raies qui apparaissent en émission le sont dans la stratosphère (voir figure 1.6).

1.4 Pourquoi observer les atmosphères planétaires dans les domaines millimétrique et submillimétrique ?

1.4.1 L'observation par spectroscopie

La spectroscopie est l'étude d'un phénomène physique grâce à l'analyse de la décomposition de son spectre lumineux en fonction de l'énergie des ondes. Il faut donc que le phénomène physique s'appuie sur des échanges d'énergie radiative. Cette méthode est très efficace, car elle permet de décrypter un phénomène physique sans qu'on ait besoin de faire des mesures *in situ*. Ainsi, il est possible d'étudier les atmosphères des planètes du Système solaire depuis les observatoires terrestres, depuis des sondes qui font un passage auprès d'une planète ou depuis des sondes en orbite planétaire.

Les spectromètres sont des instruments qui permettent de décomposer les radiations en fonction de leur énergie et de mesurer l'intensité des radiations en fonction de cette

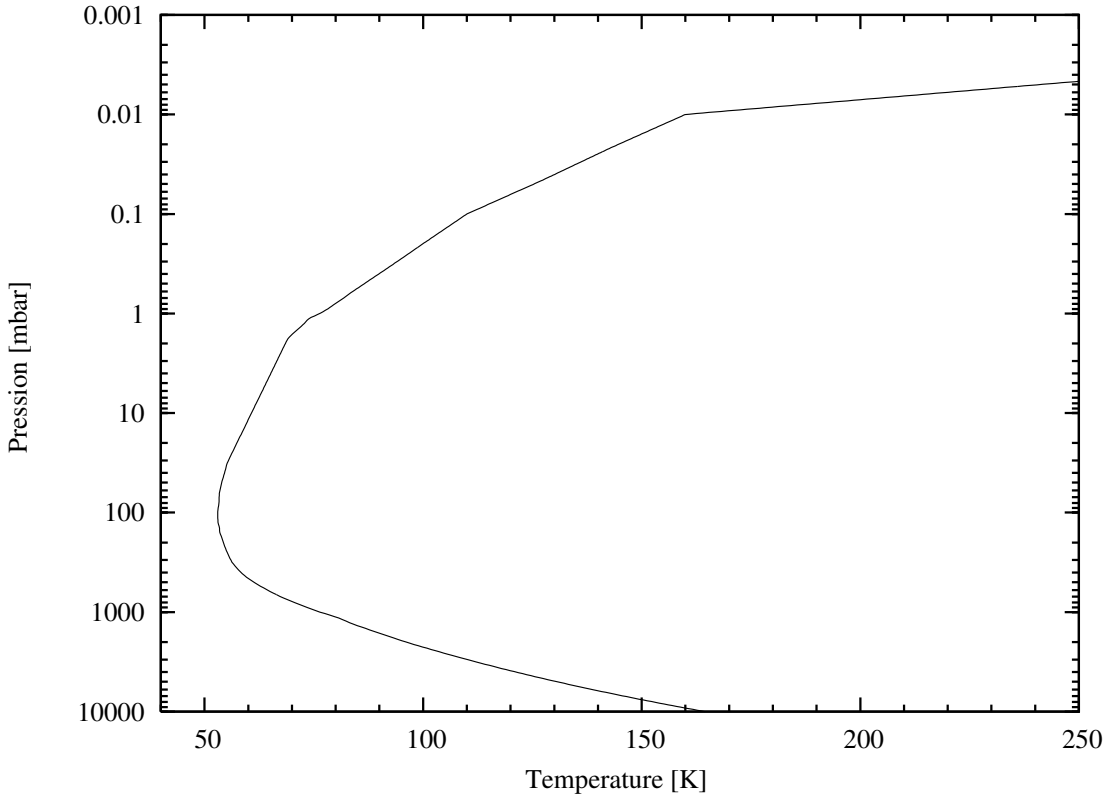


Fig. 1.4: Profil thermique d'Uranus (voir texte).

énergie (voir figure 1.7 par exemple). Un spectromètre est principalement caractérisé par sa sensibilité, par sa résolution spectrale et par la bande spectrale sur laquelle il est utilisable. En effet, l'énergie à laquelle une radiation lumineuse est émise ou absorbée dépend du phénomène physique qu'on rencontre dans le milieu que l'on souhaite observer. C'est pourquoi les spectromètres sont conçus en fonction des phénomènes physiques que l'on veut observer et donc en fonction du domaine d'énergie dans lequel on veut faire les observations.

Il est possible de classer les ondes lumineuses en fonction de leur énergie. Le niveau d'énergie de la radiation émise ou absorbée dépend du processus physique mis en jeu. Les domaines de longueurs d'onde sur lesquels va s'appuyer le travail de ma thèse se situent à la limite entre l'infrarouge et le domaine radio. Ce sont les domaines millimétrique et submillimétrique. Les phénomènes physiques qui conduisent à l'émission de radiations dans cette gamme de longueur d'onde sont les transitions rotationnelles des molécules. En effet, l'état d'une molécule peut être traduit en termes de niveaux quantiques dits rotationnels et vibrationnels. Les bandes vibrationnelles s'observent souvent dans l'infrarouge. L'observation du spectre millimétrique et submillimétrique d'une atmosphère permet donc de contraindre sa composition chimique.

1.4.2 Les transitions rotationnelles

La plupart des molécules ont un spectre rotationnel. Il faut, tout d'abord, comprendre les mécanismes qui conduisent à l'émission des radiations à ces longueurs d'onde pour,

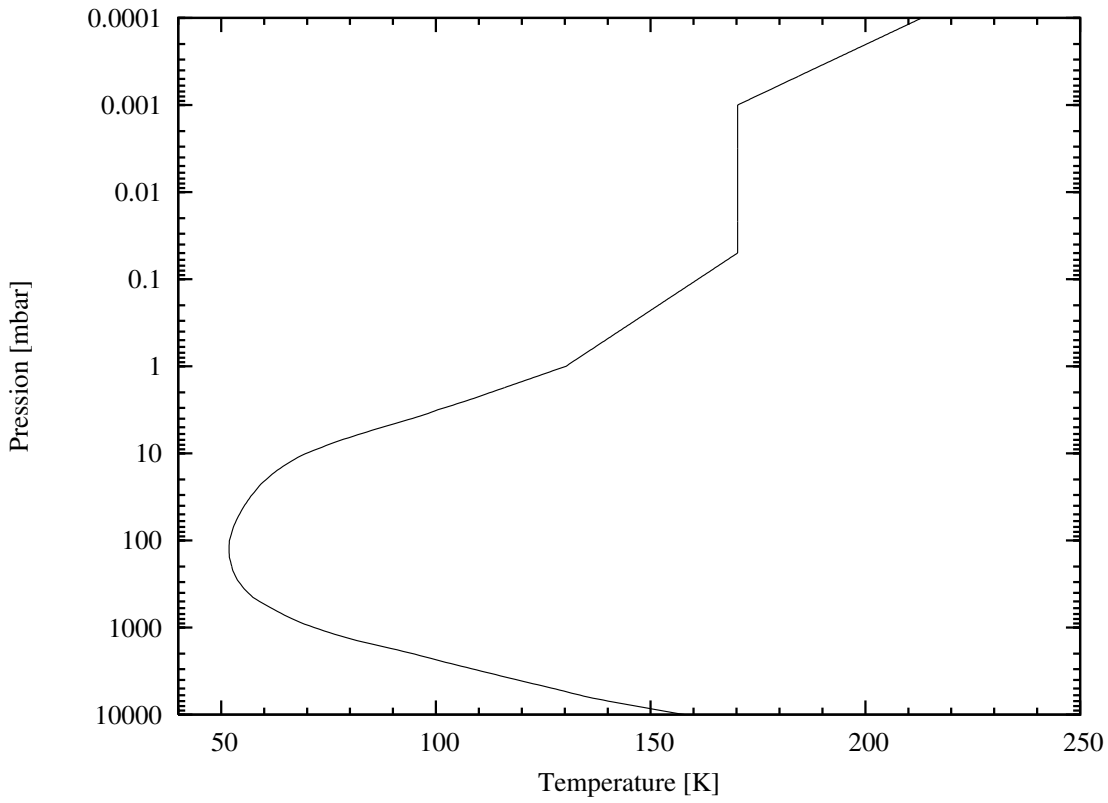


Fig. 1.5: Profil thermique de Neptune (voir texte).

ensuite, être en mesure de reproduire les spectres observés.

Le modèle physique le plus simple, qui permet d'expliquer les transitions rotationnelles, est le modèle du rotateur non-rigide. Ce modèle permet de calculer les fréquences de transitions rotationnelles des molécules diatomiques, en fonction du seul nombre quantique J, où J est le niveau rotationnel de la molécule. En effet, l'énergie rotationnelle d'une molécule à un niveau J est donné par

$$E_J = hBJ(J+1) - DJ^2(J+1)^2 \tag{1.9}$$

où B [s^{-1}] est la constante rotationnelle de la molécule et D la constante de distorsion centrifuge de la molécule. Cette dernière traduit le fait que la liaison chimique n'est pas rigide[1]. Il est possible de montrer que les transitions ne sont possibles que lorsque $\Delta J = \pm 1$ entre deux niveaux. Ainsi, la fréquence de transition d'un état rotationnel J à un état rotationnel $J-1$ aura pour fréquence

$$\nu_J \sim 2BJ \tag{1.10}$$

car le terme en D est très inférieur au terme en B. Dans le modèle du rotateur non-rigide, le spectre des transitions rotationnelles pour une molécule donnée est quasi-régulier (voir table 1.1 et figure 1.7) : deux transitions consécutives sont espacées de $\sim 2B$, en fréquence. Par ailleurs, la constante rotationnelle B dépend de l'inverse de la masse de la

[1]Dans le cas, plus simple, du rotateur rigide, D=0.

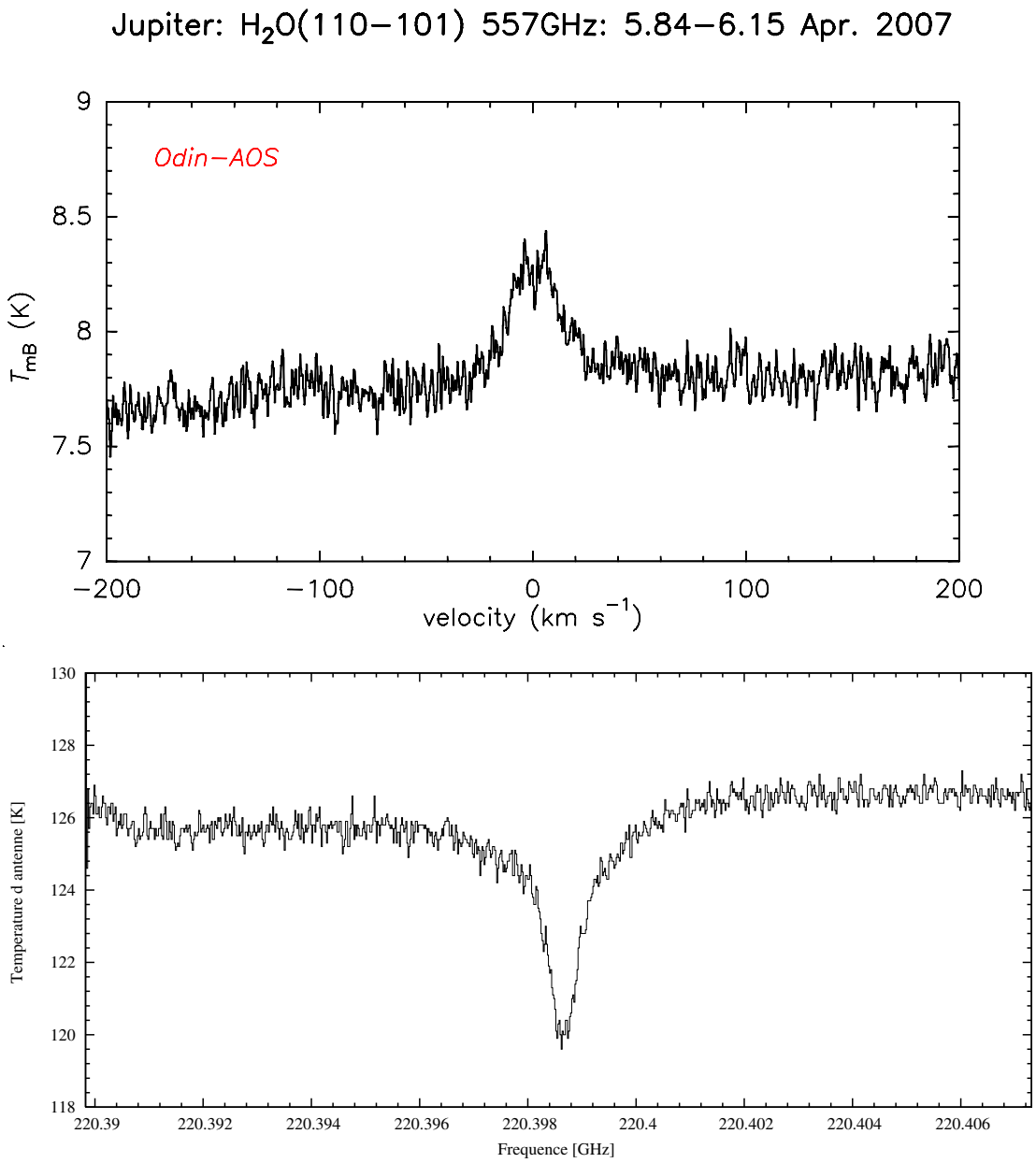


Fig. 1.6: Exemple de raies en émission et en absorption. La raie en émission est une raie de l'eau, observée sur Jupiter, par le télescope spatial Odin, le 6 avril 2007. La raie en absorption est une raie du ^{13}CO, observée sur Mars, avec l'antenne de 30 m de l'IRAM, en juin 2001 (Cavalié et al., 2008d). En général, les raies en absorption se forment quand le gradient de température est négatif (dans la troposphère) alors que les raies en émission se forment lorsque le gradient de température est positif (dans la stratosphère). Les spectres peuvent être exprimés en plusieurs grandeurs (température *main beam* et température d'antenne ici) en fonction de la fréquence. Ces grandeurs seront vues dans le paragraphe 3.4 de la partie II.

molécule. C'est pourquoi il est possible de différencier les spectres de deux isotopes de la même molécule. En effet, les fréquences des transitions du ^{13}CO sont plus basses que les fréquences de ces mêmes transitions pour le ^{12}CO (voir table 1.1).

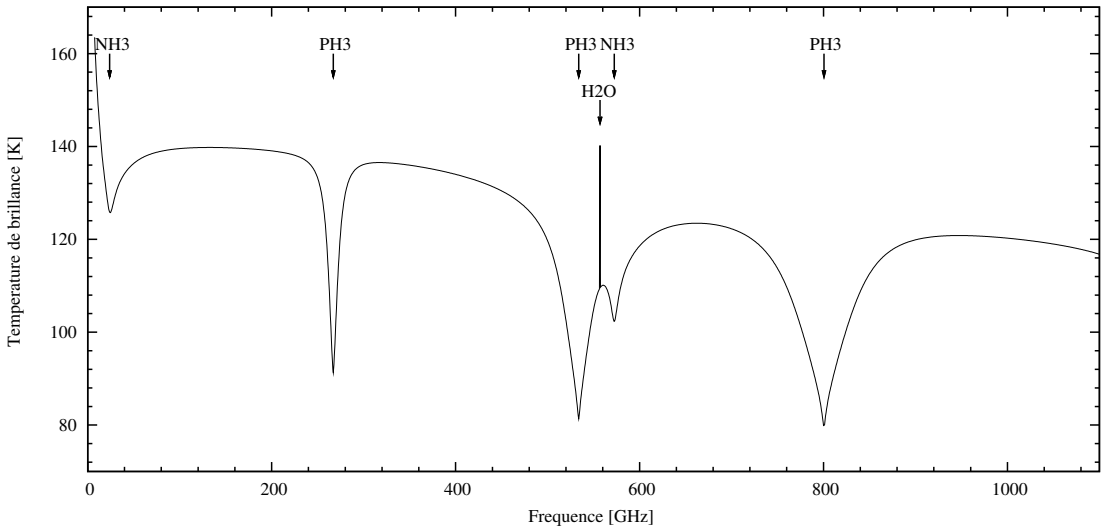


Fig. 1.7: Spectre simulé de la planète Saturne, en fonction de la fréquence, entre 0 GHz et 1100 GHz, qui tient uniquement compte de la présence d'ammoniac (NH_3), de phosphine (PH_3) et d'eau (H_2O). Le modèle utilisé pour simuler ce spectre sera vu dans la partie II.

Transition	^{12}CO	^{13}CO
$J = 1 \rightarrow 0$	115.271 GHz	110.201 GHz
$J = 2 \rightarrow 1$	230.538 GHz	220.398 GHz
$J = 3 \rightarrow 2$	345.795 GHz	330.587 GHz

Tab. 1.1: Exemples de fréquences de transitions rotationnelles du ^{12}CO et ^{13}CO. Les fréquences sont proportionnelles à la fréquence de la transition fondamentale ($J = 1 \rightarrow 0$) et les fréquences des transitions du ^{12}CO, plus léger, sont plus élevées que celles du ^{13}CO, plus lourd.

Le modèle du rotateur rigide peut ensuite être affiné et généralisé aux molécules polyatomiques. On retrouve, dans le spectre de molécules plus complexes tel l'ammoniac (NH_3) ou la phosphine (PH_3), la régularité des transitions, qui est une des caractéristiques du modèle du rotateur rigide. Le spectre de Saturne (figure 1.7) présente une succession de trois raies de PH_3 qui sont régulièrement espacées. On peut les identifier à 267, 534 et 800 GHz. L'intensité d'une transition rotationnnelle dépend du carré du moment dipolaire de la molécule (Pickett et al., 1998). Ainsi, une molécule dont le moment dipolaire est nul n'a pas de transitions rotationnelles. C'est le cas de toutes les molécules symétriques comme le dioxyde de carbone (CO_2), par exemple. En revanche, plus le moment dipolaire est important et plus la signature spectrale d'une transition est intense. L'avantage de l'observation de ces transitions individuelles réside dans le fait que les spectromètres permettent de les résoudre spectralement, alors que ce n'est pas toujours le cas en infrarouge, par exemple.

Les fréquences des transitions de plusieurs dizaines de molécules sont disponibles dans divers catalogues (GEISA, JPL, HITRAN, par exemple), accessibles sur Internet, dont il sera question dans le chapitre 1.3.2 de la partie II. Ils permettent de cibler les observations des atmosphères planétaires sur des bandes de fréquences, autour de la transition que l'on souhaite détecter avec l'instrument d'observation choisi.

Dans ce chapitre, nous avons vu que les atmosphères planétaires sont les enveloppes gazeuses qui entourent les planètes. Il existe une grande diversité parmi les atmosphères du Système solaire. Ce sont des corps complexes dont la composition chimique peut être étudiée par spectroscopie. L'observation de leurs spectres millimétrique et submillimétrique permet de contraindre leur composition chimique.

Chapitre 2

Instruments et techniques observationnelles propres aux domaines millimétrique et submillimétrique

2.1 Les instruments d'observation

2.1.1 Les antennes uniques

Les observations dans les domaines millimétrique et submillimétrique sont faites à l'aide de télescopes qui ressemblent à des antennes radars (voir figure 2.1). C'est pourquoi on parle souvent d'«antenne» et non de «télescope». Comme tout télescope, ils sont composés d'un miroir primaire et d'un miroir secondaire. Cependant, les miroirs ne sont pas fabriqués en verre comme dans le cas des télescopes optiques, mais souvent en aluminium (plus léger). En effet, il n'est pas nécessaire d'avoir une surface aussi précise qu'en astronomie optique, car la longueur d'onde est plus grande. Pour une longueur d'onde λ donnée, les défauts de surface du miroir ne doivent pas dépasser $\lambda/10$. En optique, où la longueur d'onde est de l'ordre de 0.5 μm, les défauts acceptables peuvent être de l'ordre de 10 nm par rapport à la surface idéale. En millimétrique, on peut se permettre d'avoir des défauts de l'ordre de 10 à 100 μm. Au *James Clerk Maxwell Telescope* (JCMT), à Hawaii, aux États-Unis, l'écart quadratique moyen à la surface idéale est de l'ordre de 24 μm.

L'avantage que confère le changement de matériau de construction et une meilleure tolérance des défauts de surface, voilà qui permet de construire des antennes dont le diamètre est bien plus important que le diamètre du plus gros télescope optique au monde. En effet, alors que les télescopes optiques dépassent rarement les 10 m de diamètre, les antennes peuvent atteindre un diamètre de 100 m, comme l'antenne d'Effelsberg, en Allemagne, par exemple.

Si l'on suit le parcours d'un rayon lumineux, on trouve les *front-ends* et les *back-ends* à la suite des miroirs primaire et secondaire. Les *front-ends* sont les récepteurs qui permettent d'observer sur une certaine gamme de fréquences. En général, la bande de fréquences accessible à un récepteur est de quelques GHz au maximum, que l'on peut déplacer sur une bande de quelques dizaines de GHz. Ainsi, les antennes sont souvent équipées de plusieurs récepteurs qui permettent d'avoir accès à plusieurs bandes de fréquences différentes. L'antenne de 30 m de l'IRAM dispose ainsi, à ce jour, de huit récepteurs, qui

Fig. 2.1: Exemples de télescopes qui observent dans les domaines millimétrique et submillimétrique. Sur la photographie de gauche, on peut voir l'antenne de 30 m de l'Institut de RadioAstronomie Millimétrique (IRAM) à Grenade, en Espagne. L'image de droite est une photographie des miroirs primaire (15 m de diamètre) et secondaire du *James Clerk Maxwell Telescope* (JCMT). Le miroir primaire est composé de plusieurs panneaux qui peuvent être ajustés individuellement pour améliorer la précision de la surface. Sur la droite de cette image se trouve le film de gortex qui protège l'installation de la poussière volcanique extérieure. En effet, ce télescope (et de nombreux autres) est construit au sommet du volcan Mauna Kea. Le film protecteur est transparent aux radiations millimétriques et submillimétriques. (Photographies réalisées lors des observations de Saturne et d'Uranus en septembre 2006 à l'IRAM et des observations de Saturne en janvier 2008 au JCMT).

couvrent des bandes centrées sur 100, 150, 230 et 270 GHz. Il y a deux récepteurs par bande : un par polarisation. Lors d'une observation, jusqu'à quatre récepteurs peuvent être utilisés simultanément. Ensuite viennent les *back-ends*, qui sont les spectromètres. Leurs principales caractéristiques sont les largeurs de bande accessibles et les résolutions spectrales paramétrables. La largeur de bande accessible dépend de la résolution spectrale que l'on choisit. En effet, un spectromètre compte un nombre fini de canaux dans lesquels le signal va être envoyé. Un canal peut correspondre à une résolution spectrale donnée ou à une autre, selon le réglage choisi. Parfois, la bande spectrale totale accessible peut être partagée en plusieurs sous-bandes. Dans le cas de l'IRAM et du *back-end* «Vesta», la résolution spectrale peut prendre des valeurs comprises entre 3.3 kHz et 1.25 MHz et la largeur de bande prend une valeur comprise entre 10 et 512 MHz.

Il existe deux types principaux de couples récepteurs/spectromètres : les spectromètres avec récepteurs hétérodynes et les spectromètres à transformée de Fourier (FTS). Les premiers utilisent un oscillateur local, dont la fréquence est mélangée avec la fréquence observée. Comme l'électronique n'est pas très performante lorsqu'il s'agit de traiter un signal à 100-1000 GHz, on emploie un multiplicateur de fréquences de manière à abaisser la fréquence du signal observé, ce qui permet de traiter le signal efficacement avec l'électronique. Généralement, les récepteurs/spectromètres hétérodynes permettent d'observer des bandes qui font jusqu'à quelques GHz de largeur. Mais, le fait qu'ils comportent plusieurs centaines de canaux assure l'accès à une excellente résolution spectrale (jusqu'à quelques kHz seulement). De tels instruments sont adaptés à l'étude des raies spectrales atmosphériques qui sont fines. Les spectromètres à transformée de Fourier donnent accès à des bandes de fréquences de plusieurs dizaines de GHz (Encrenaz et al., 1996), mais avec des résolutions spectrales bien moindres que les spectromètres hétérodynes. La figure 2.2 est une photographie de la cabine des récepteurs de l'antenne de l'IRAM. Tous ces instru-

Fig. 2.2: Photographie de la cabine des récepteurs de l'antenne de l'IRAM. Les récepteurs sont refroidis par un cryostat, qui fonctionne à l'hélium liquide, de manière à baisser le niveau du bruit électronique des appareils. (Photographie réalisée lors des observations de Mars, en octobre-novembre 2005).

ments sont refroidis à l'hélium liquide pour baisser le bruit électronique dû à l'appareillage, car, sans refroidissement des récepteurs, le bruit électronique serait supérieur au signal observé de plusieurs ordres de grandeur. On notera également qu'il est possible d'utiliser un bolomètre à la place des récepteurs et spectromètres. Les bolomètres permettent de faire des mesures de flux sur une large bande de fréquences.

Une fois ces principales caractéristiques connues, il est possible de déterminer d'autres grandeurs propres à une antenne. La résolution spatiale de l'observation que l'on veut effectuer dépend du diamètre de l'antenne et de la fréquence à laquelle on fait l'observation. Elle est liée à la taille de la tache de diffraction qui résulte de l'instrument. Elle est donnée par la formule

$$\theta_l = 1.22\frac{\lambda}{D} \tag{2.1}$$

où λ est la longueur d'onde à laquelle on observe et D le diamètre de l'antenne. La taille de la tache de diffraction θ_l est aussi appelée lobe d'antenne ou taille du *beam*. Ainsi, lorsque le lobe d'antenne est plus grand que l'objet observé, celui-ci ne sera pas résolu spatialement. Lorsqu'on veut obtenir une information spatiale sur l'objet observé, il est parfois nécessaire d'observer à une fréquence plus élevée. Quelques unes des autres caractéristiques d'une antenne seront détaillées dans le paragraphe 3.2 de la partie II.

Enfin, il est important de préciser qu'une observation avec une antenne de ce type a pour résultat un spectre, qui est enregistré au point d'observation. On ne peut obtenir une image d'un objet que si l'on fait un balayage de la source ou si l'on utilise un réseau de

récepteurs, tout comme on utiliserait une caméra CCD pour faire une image en optique. De plus en plus de télescopes sont équipés de ce genre de réseaux de récepteurs (exemple : les instruments HERA à l'IRAM et HARP au JCMT). Ces réseaux de récepteurs sont généralement limités par la résolution spatiale des télescopes sur lesquels ils sont montés. La résolution étant de l'ordre de 10-20″ dans les domaines millimétrique et submillimétrique, un réseau de récepteur couvrira de une à plusieurs minutes d'arc de champ. Leur utilisation en planétologie est donc limitée, puisque la planète dont la taille apparente est la plus grande est Jupiter avec 40″. C'est pourquoi, seules les sources étendues seront résolues spatialement. Pour obtenir des images avec une meilleure résolution spatiale, il faut utiliser un interféromètre.

2.1.2 Les interféromètres

Un interféromètre est un réseau d'antennes uniques. En effet, la combinaison astucieuse de plusieurs télescopes permet d'obtenir une image interférométrique d'une source astronomique en utilisant la technique de la synthèse d'ouverture. Les antennes sont combinées par paires. Il y a donc $n(n-1)/2$ paires d'antennes, si n est le nombre total d'antennes du réseau. Plusieurs difficultés se posent pour réaliser un interféromètre : le cablâge général, la connaissance précise de la distance qui sépare deux antennes, le traitement simultané et la recombinaison des signaux, la gestion de l'oscillateur local pour une détection cohérente... Un interféromètre mesure le déphasage et l'amplitude d'un même signal entre deux antennes, et ce pour chaque couple d'antennes. Ce déphasage permet d'obtenir une mesure : la visibilité complexe. On traite ensuite les visibilités complexes pour en déduire soit des spectres de la source, soit une image de la source à une fréquence donnée (synthèse d'ouverture). Les observations étant faites sur une bande de fréquence, on peut obtenir une image de la source à chaque fréquence observée. Le champ de l'image est égal à la taille du lobe d'antenne d'une des antennes du réseau, en supposant qu'elles aient toutes le même diamètre. L'avantage de cette technique réside dans le fait que la résolution spatiale de l'image ainsi obtenue est égale à

$$\theta_l = \frac{\lambda}{B} \tag{2.2}$$

où B [m] est la longueur de la plus grande ligne de base, et non plus $1.22\lambda/D$ comme dans le cas d'une antenne simple. Une ligne de base est un segment qui relie deux antennes. En définitive, un interféromètre, dont la plus grande ligne de base est B, correspond à un télescope de diamètre B, en termes de résolution spatiale. Du coup, la résolution spatiale d'un interféromètre peut être augmentée d'un à trois ordres de grandeur par rapport à une antenne unique, car, la longueur maximale des lignes de base des interféromètres est généralement de l'ordre de 1 km. Toutefois, la sensibilité d'un interféromètre n'est pas égale à celle d'un télescope équivalent de diamètre B, car sa surface collectrice S est égale à

$$S = n \times \pi \left(\frac{D}{2}\right)^2 \tag{2.3}$$

où n est le nombre d'antennes de diamètre D. Cette surface S est inférieure à la surface collectrice S' d'un télescope équivalent de diamètre B. Il faut observer des objets assez intenses pour obtenir une image de qualité exploitable.

Les antennes uniques et les interféromètres ont tout d'abord été construits et employés sur Terre. Cependant, la conquête spatiale a permis d'envoyer des télescopes dans l'espace depuis quelques décennies. Les avantages que confère une observation depuis l'espace seront détaillés dans le paragraphe 3.1 de la partie III. De nos jours, les premiers interféromètres spatiaux sont en cours de réalisation et leur utilisation est programmée pour le début de la prochaine décennie. La principale difficulté est l'alignement des antennes dans l'espace. C'est pourquoi l'un des premiers interféromètres spatiaux (SIM Planet Quest, NASA) consistera à envoyer deux télescopes sur une même plateforme spatiale. La distance entre les deux antennes sera donc fixe.

2.2 Les observations et leur interprétation

2.2.1 Les observations

Une fois la fréquence de la raie à observer sélectionnée, il faut centrer la bande de fréquences d'observation autour de la fréquence de la raie sélectionnée : cette étape s'appelle le *tuning*. Elle est réalisée par l'opérateur du télescope dans la plupart des cas. Avant de faire une observation, il reste à choisir le mode d'observation que l'on souhaite employer. Il en existe de nombreux qui ont chacun leurs avantages et leurs inconvénients. Les principaux modes d'observations sont reportés dans la table 2.1. Les modes employés lors des observations qui ont été effectuées dans le cadre de cette étude sont les modes suivants : le *position switching* et le *wobbler switching*. Dans tous les cas (sauf pour le *position switching*, une observation de la source est toujours accompagnée d'une observation de la même durée vers une position proche du ciel où il n'y a pas d'émission à la fréquence observée (source trop éloignée de cette position). En effet, la soustraction de l'observation hors source (OFF) de l'observation de la source (ON) permet d'ôter une grande partie du bruit de fond qui provient du ciel[1]. Cette soustraction ON-OFF sera d'autant plus efficace que les mesures ON et OFF seront proches aussi bien temporellement que spatialement. Ceci est d'autant plus vrai lorsque le télescope est au sol et non dans l'espace, à cause de la présence de l'atmosphère terrestre.

Les fenêtres atmosphériques et l'absorption atmosphérique

Pour obtenir le signal de la source, il faut lui soustraire le signal dû à l'atmosphère terrestre. Celle-ci est composée de molécules qui absorbent et émettent dans le millimétrique et dans le submillimétrique. Il est donc crucial de bien enlever la contribution de l'atmosphère. Cependant, il existe de nombreuses bandes spectrales plus ou moins larges qui sont totalement opaques au rayonnement qui provient de l'extérieur de l'atmosphère et donc des sources astrophysiques (voir figure 2.3). Certaines molécules telles l'eau et le dioxygène, par exemple, sont effectivement très abondantes dans l'atmosphère. Ces molécules sont de surcroît des absorbants très efficaces. Du coup, il est impossible d'observer depuis le sol à certaines fréquences propres à ces molécules.

[1] Les récepteurs doivent avoir une réponse stabe dans le temps.

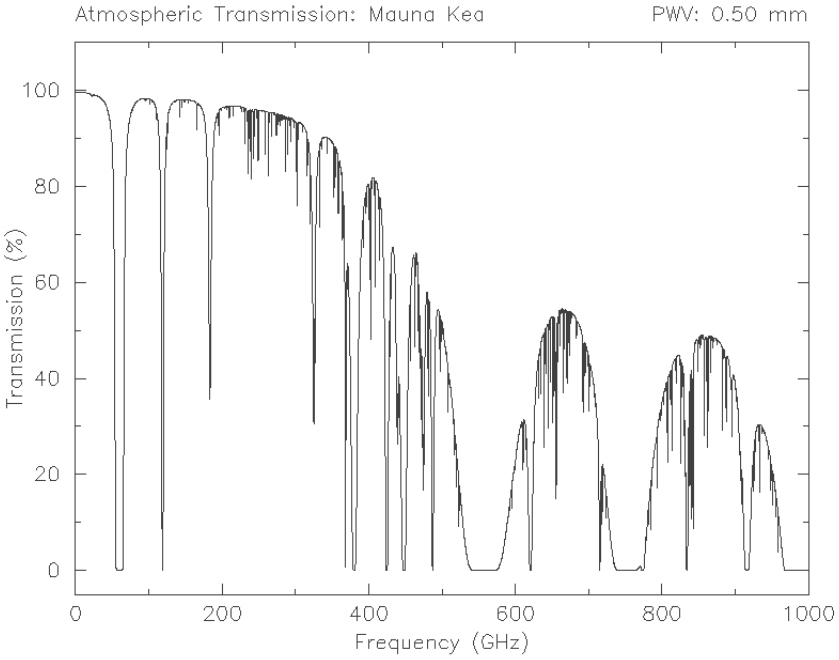


Fig. 2.3: Courbe de transmission atmosphérique en fonction de la fréquence d'observation sur le site de Mauna Kea lorsque l'atmosphère contient 0.5 mm d'eau précipitable. Les fenêtres spectrales où les observations sont possibles sont délimitées par des raies d'absorption atmosphérique plus ou moins larges. Celles-ci sont notamment dues à l'eau et au dioxygène (source : *Caltech Submillimeter Observatory Atmospheric Transmission Plotter*).

On verra, dans le paragraphe 1.2 de la partie II, que l'absorption atmosphérique peut être exprimée sous la forme d'un coefficient d'atténuation exponentiel : $\mathrm{e}^{-\tau_{atm}}$. Lorsque l'on fait une observation, il faut s'affranchir de cette absorption. Pour cela, l'absorption atmosphérique est modélisée à partir de mesures de τ_{atm} à certaines fréquences (à 225 GHz au JCMT, par exemple) de manière simultanée aux observations astrophysiques. La correction est donc faite en temps réel.

En résumé, si on note S_{source} le signal reçu de la source astrophysique et S_{ciel} le signal qui vient de l'atmosphère terrestre, les observations ON et OFF peuvent s'écrire

$$\begin{cases} ON = S_{source}\ \mathrm{e}^{-\tau_{atm}} + S_{ciel} \\ OFF = S_{ciel} \end{cases} \tag{2.4}$$

La position OFF est choisie assez éloignée de la position ON pour que la source ne contribue pas (directement ou par diffusion) au signal reçu. La soustraction de l'observation OFF à l'observation ON donne

$$ON - OFF = S_{source}\ \mathrm{e}^{-\tau_{atm}} \tag{2.5}$$

L'observation est finalement corrigée de l'absorption atmosphérique grâce à la modélisation du terme $\mathrm{e}^{-\tau_{atm}}$. On peut donc en déduire le terme S_{source} qui nous intéresse. Seulement, après le passage du signal dans la chaîne de réception, le flux lumineux reçu est transformé en un signal électrique, dont la tension dépend du flux mesuré. Il faut donc calibrer ce flux pour passer d'une mesure en Volts à une mesure en grandeur physique appropriée.

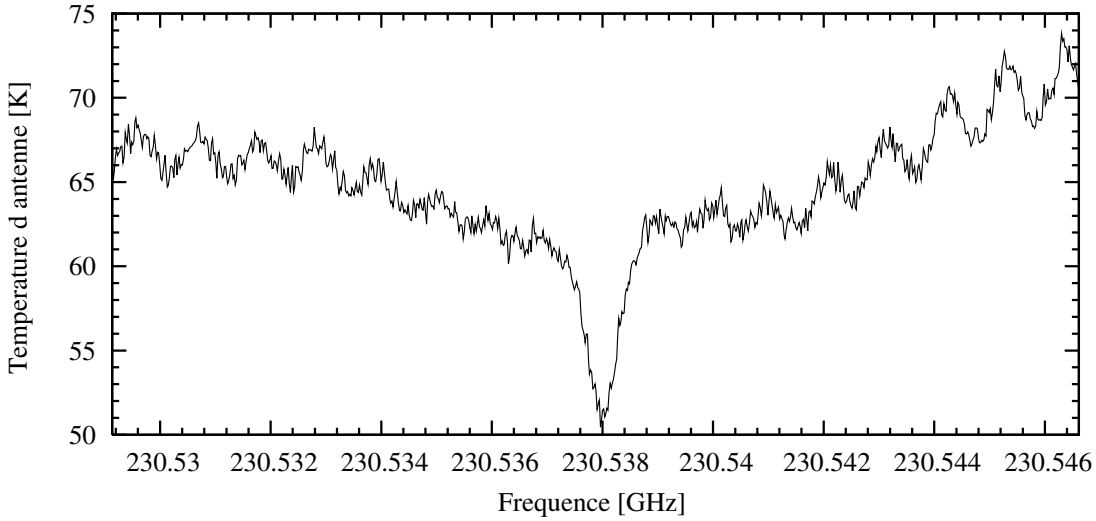


Fig. 2.4: Spectre de la transition ($J = 2 \rightarrow 1$) du ^{12}CO Mars à 230 GHz. Un *ripple* de haute fréquence est clairement identifiable, en superposition à la raie spectrale.

Pointage et focus

La dernière étape avant de commencer l'observation consiste à régler le pointage et le focus de l'antenne. Le réglage du pointage se fait en observant une source compacte, avec une procédure de cartographie, pour appliquer ensuite des corrections de position en fonction du décalage entre la position théorique et la position observée. Le réglage focus consiste à observer une source à plusieurs reprises en changeant très légèrement la distance entre les miroirs primaire et secondaire, de manière à calculer la position du miroir secondaire qui maximise le flux reçu. Ces deux étapes sont programmées toutes les heures environ pour garantir que les observations se déroulent correctement. Il peut arriver que les corrections apportées varient au cours d'une observation, si elle dure plusieurs heures, en raison des variations météorologiques et du changement d'élévation de la source (ce qui change l'épaisseur d'atmosphère traversée).

Observation de sources à fort niveau de continuum

Lorsqu'on observe une source à fort continuum, il arrive que des ondes stationnaires se développent dans l'instrument et viennent s'ajouter aux observations. La conséquence directe est que des ondulations apparaissent alors sur le spectre observé. Ces ondulations peuvent être plus ou moins efficacement soustraites des observations lors du traitement des données, par filtrage des fréquences d'ondulation. Il faut s'assurer que l'ondulation observée est bien due à l'instrumentation et qu'elle n'est pas une variation réelle de flux en fonction de la fréquence.

Ces ondulations, appelées *ripples* en anglais, ont des fréquences qui sont en général propres à chaque instrument (Olberg et al., 2003). Les planètes sont des sources de fort continuum et elles sont donc sujettes à l'apparition de *ripples*. La figure 2.4 présente un spectre brut (sans traitement des données) de la planète Mars à 230 GHz, sur lequel on voit clairement un *ripple* à haute fréquence. Ce *ripple* est ensuite soustrait par analyse de Fourier.

La calibration des observations

La tension électrique mesurée en Volts nécessite d'être convertie en grandeur physique. Il y a plusieurs grandeurs physiques qui sont employées en radioastronomie. La température de brillance et la densité de flux sont les grandeurs les plus fréquemment utilisées et leurs définitions seront données dans le paragraphe 3.4 de la partie II. Pour calibrer les observations, on utilise généralement la méthode *chopper wheel*. Elle consiste à observer une source chaude et une source froide, toutes deux de températures connues. L'observation de la source chaude consiste à pointer les récepteurs vers la cabine où ils se trouvent, alors que l'observation de la source froide consiste à observer le ciel. Une fois les tensions correspondantes relevées, il suffit d'appliquer une règle de trois lorsqu'on fait l'observation d'un objet astrophysique pour en déduire la température dite d'«antenne». La définition de la température d'antenne sera également donnée dans le paragraphe 3.4 de la partie II.

La calibration relative ou absolue des observations

Un spectre observé en température d'antenne peut ensuite être converti en densité de flux ou en température de brillance, si les observations sont calibrées par rapport à des objets de flux ou de température connus. La conversion est obtenue par une règle de trois et sera détaillée dans le paragraphe 2.4.4 de la partie III. On parle de calibration absolue dans ce cas. Dans le cas où il n'est pas possible d'observer une source référence, les observations sont calibrées par rapport au modèle de simulation. On parle alors de calibration relative.

Le bruit de fond

Malgré toutes les étapes de calibration du signal, de calibration de l'atmosphère et de soustraction d'une observation *OFF*, il reste toujours du bruit de fond sur les spectres qui est dû au détecteur. Ainsi, le niveau de la mesure dans chaque canal du spectromètre correspond à la mesure physique, à laquelle s'ajoute une valeur plus ou moins faible de bruit. Celui-ci peut généralement être modélisé par une loi gaussienne centrée. On peut donc calculer son écart-type σ, encore appelé *rms*. C'est cette valeur qui est ensuite utilisée pour déterminer si une raie spectrale est détectée ou non.

2.2.2 Interprétation des observations

L'objet des paragraphes suivants n'est pas de livrer dans les détails les informations que l'on peut extraire de l'observation d'un spectre dans le domaine millimétrique (ou submillimétrique), mais d'en donner les grandes lignes. En effet, chaque partie du travail de thèse illustrera par une application les types d'informations que l'on peut obtenir d'un spectre. La partie II sur la modélisation des émissions radiatives dans les domaines millimétrique et submillimétrique détaillera en outre, dans un exposé théorique, le moyen de remonter aux diverses informations.

Une raie spectrale a quelques caractéristiques qui sont immédiatement notables : sa présence, son contraste par rapport au niveau de continuum, sa largeur et éventuellement son décalage fréquentiel par rapport à la position à laquelle on l'attend. Dans le cas des observations planétaires, le niveau de continuum dépend principalement de la température de la planète : il peut refléter la valeur de la température de la surface d'une planète

(comme Mars, par exemple) ou peut être lié à la température des couches atmosphériques observables à la fréquence d'observation (cas d'une planète gazeuse, par exemple).

Composition atmosphérique

La présence d'une raie spectrale, lorsqu'elle est identifiée, indique la présence d'une molécule. Les catalogues de fréquences de transitions permettent de cibler les recherches à des fréquences où des transitions sont attendues. L'identification d'une raie spectrale se fait par rapport au niveau de bruit de fond qu'il reste après le traitement du signal, une fois réalisées les étapes de calibration (instrumentale, atmosphérique...). Connaissant la valeur de la *rms* σ, une raie est détectée si son contraste (entre son maximum/minimum et le continuum) est supérieur à 5σ (parfois à 3σ seulement). Il n'y a donc qu'une chance sur un million pour que la raie soit fortuite (due au bruit), si on suppose que le bruit suit une loi gaussienne.

Le profil de la raie spectrale détectée dépend de plusieurs paramètres, dont l'abondance de la molécule qui génère la raie spectrale. Selon la résolution spectrale, il est possible d'établir la distribution verticale du composé. Si les observations sont résolues spatialement, il est également possible d'établir une carte d'abondance en fonction de la latitude et de la longitude planétaire.

Profil thermique et pression atmosphérique

Le profil d'une raie spectrale peut également donner des informations sur le profil thermique de l'atmosphère observée. En effet, lorsque l'abondance d'un composé est importante, certaines raies spectrales peuvent devenir uniquement sensibles à la température atmosphérique. La largeur d'une raie spectrale est souvent très dépendante du niveau de pression qui règne dans les couches atmosphériques d'où le rayonnement est issu. L'observation de telles raies spectrales rend possible la détermination du profil thermique sur dans la gamme d'altitude où ces raies se forment.

Vents atmosphériques

Les fréquences auxquelles les raies spectrales peuvent être détectées ou observées sont données dans des catalogues. Lorsque le cœur d'une raie spectrale (son minimum ou maximum selon que la raie est en absorption ou en émission) est décalé par rapport à la fréquence à laquelle il est attendu, il est possible que la raie soit décalée par effet Doppler à cause des vents atmosphériques[2]. La mesure de ce décalage Doppler permet de remonter à la vitesse des vents.

Ainsi, les observations dans les domaines millimétrique et submillimétrique sont effectuées avec des antennes uniques ou des interféromètres, grâce auxquels des spectres, voire des cartes d'intensité (à une fréquence donnée), sont mesurés. C'est finalement par l'analyse de ces données que de nouvelles molécules peuvent être détectées dans les atmosphères

[2]Il existe également un décalage Doppler des raies dû à la rotation de la planète observée et à la vitesse relative planète-Terre. Le premier doit être soustrait lors de la modélisation des observations tandis que le second est très souvent pris automatiquement en compte dans les procédures de pré-traitement des données lors des observations.

planétaires. Selon les caractéristiques de l'instrument d'observation utilisé, l'abondance des molécules observées, la température des atmosphères sondées ainsi que d'autres paramètres physiques peuvent être déterminés. L'observation des atmosphères planétaires par spectroscopie est donc une source d'informations importante sur la physique et la chimie présentes au sein de celles-ci.

Mode d'observation	Description	Avantages	Inconvénients
Position switching	*ON-OFF* où tout le télescope pivote de la position *ON* à la position *OFF*	Bonne correction atmosphérique	Pertes de temps importante pendant le déplacement du télescope
Wobbler switching	*ON-OFF* où seul le miroir secondaire du télescope pivote de la position *ON* à la position *OFF*	Méthode plus rapide que le *position switching*	Pas applicable aux sources trop étendues ($\sim 1'$)
Frequency switching	*tuning* légèrement décalé en fréquence (quelques MHz, en général) pour l'observation *OFF*	Méthode rapide également. Idéale pour les raies de quelques MHz de large ou moins. Temps d'intégration doublé si l'écart de *tuning* n'est pas trop grand	Pas applicable si le continuum varie vite (cas des planètes). Génération de raies dites «fantômes» parfois difficiles à identifier
On the fly mapping	1 observation *OFF* suivie de plusieurs observations *ON* très courtes sous forme de cartes	Grandes cartes réalisées rapidement (sources étendues) Peu sensible aux erreurs de pointage	Rapport signal sur bruit faible

Tab. 2.1: Description des principaux modes d'observations sur une antenne unique avec leurs avantages et inconvénients.

Chapitre 3

De nouveaux instruments pour les observations radioastronomiques

Introduction

La radioastronomie dans les domaines millimétrique et submillimétrique est en constant développement, tant en termes de gain en sensibilité que d'augmentation des résolutions spatiale et spectrale et que de couverture du domaine spectrale. Les progrès de l'électronique profitent également à cette discipline, car ils contribuent à abaisser les niveaux de bruit de fond. Les modèles atmosphériques qui sont de plus en plus précis permettent quant à eux de simuler plus fidèlement les conditions d'observation de manière à s'affranchir de l'effet de l'atmosphère terrestre.

L'amélioration de la qualité des instruments qui sont montés sur les radiotélescopes, leur remplacement par des instruments de nouvelle génération et surtout l'essor de nouveaux télescopes et interféromètres font que la radioastronomie millimétrique et submillimétrique entre dans une nouvelle ère très prometteuse en découvertes. En ce qui concerne les atmosphères planétaires, de nouvelles molécules seront détectées, des composés seront cartographiés (Lellouch, 2001, 2008; Encrenaz et al., 2001a)... Ainsi, le comportement temporel de la physico-chimie des atmosphères planétaires sera mieux compris. Les observations qui seront issues de ces nouveaux instruments nécessitent donc que les radioastronomes affinent sans cesse leurs modèles physiques et chimiques et développent des outils de traitement efficaces.

3.1 Une nouvelle ère pour la radioastronomie millimétrique et submillimétrique

Les progrès technologiques (matériaux, électronique...) permettent une constante amélioration des instruments qui existent déjà et qui sont utilisés pour faire les observations. Un rapide tour d'horizon des améliorations en cours ou à venir est présenté dans un premier temps. Ensuite, il sera question des deux nouveaux instruments révolutionnaires qui démarreront leurs observations en 2009 et 2010 : le télescope spatial Herschel et l'interféromètre ALMA (*Atacama Large Millimeter/Submillimeter Array*) pour lesquels le Laboratoire d'Astrophysique de Bordeaux a participé et participe encore à la conception et à la réalisation d'éléments des récepteurs et des corrélateurs.

3.1.1 Des observatoires au sol toujours plus performants

Pour l'observation des atmosphères planétaires dans les domaines millimétrique et submillimétrique, il existe plusieurs instruments au sol, dont certains que j'ai utilisé pendant mes travaux. Dans les paragraphes suivants, il sera question, dans un premier temps, de quelques uns des radiotélescopes millimétriques, actuellement en service, auxquels je me suis plus particulièrement intéressé dans mon travail. L'objectif est de montrer quelles améliorations sont apportées et comment ces plateformes d'observation deviennent toujours plus performantes et attractives, et repoussent les limites de nos connaissances. Les radiotélescopes dont il sera question dans les paragraphes suivants sont les antennes de l'IRAM, du JCMT et d'APEX (*Atacama Pathfinder EXperiment*).

L'antenne de 30 m de l'IRAM

Durant ces trois dernières années, de nombreuses modifications ont été apportées au télescope de 30 m de l'IRAM (Baars et al., 1987). En ce qui concerne les changements intervenus pour les observateurs, il est à noter que le système de contrôle du télescope a été totalement remplacé fin 2005 par le *New Control System* (juste après les observations du CO sur Mars qui sont présentées dans la partie IV). Beaucoup de travaux ont été entrepris pour préparer l'installation de récepteurs de nouvelle génération, qui permettront d'observer une bande de fréquence qui ira jusqu'à 8 GHz (Cox, 2006). La possibilité d'observer sur de si larges bandes spectrales est d'un intérêt majeur pour l'étude des atmosphères planétaires. En effet, il sera possible d'observer certaines des raies troposphériques larges des planètes géantes, comme les raies du CO par exemple, en une seule observation (voir partie III chapitre 2).

L'interféromètre du Plateau de Bure (IRAM)

L'interféromètre du Plateau de Bure de l'IRAM (Guilloteau et al., 1992) comporte 6 antennes de 15 m de diamètre. Il peut être utilisé selon trois configurations pour l'observation. En effet, les antennes sont placées sur des rails et peuvent changer de place. Le changement de lignes de base permet d'adapter la résolution spatiale de l'observation aux besoins des observateurs. La configuration étendue est programmée en hiver quand le ciel est de meilleure qualité. Les deux configurations intermédiaires sont mises en place au printemps et à l'automne alors que les observations en configuration compacte ont lieu en été. Les lignes de bases ont été étendues à 760 m en 2005 et il est maintenant possible d'atteindre une résolution de $0.35''$ à 230 GHz et d'établir des cartes d'Uranus et de Neptune.

Plusieurs nouveautés sont apparues et d'autres sont en prévision pour l'année à venir en ce qui concerne les récepteurs. Les *New Generation Receivers* ont été installés en 2006 et permettent d'observer les deux polarisations avec une bande totale de 4 GHz. Deux bandes de fréquences (80-116 GHz et 201-250 GHz) étaient disponibles jusqu'en 2007. Une troisième bande a été ajoutée entre 129 et 174 GHz et la bande entre 201 et 250 GHz a été étendue à 267 GHz. Une quatrième bande entre 277 et 371 GHz est même prévue pour 2009. Cette nouvelle bande permettra, entre autres, d'observer et de cartographier les atmosphères de Mars et des planètes géantes grâce à la transition $J = 3 \rightarrow 2$ du CO. Enfin, des travaux ont été réalisés pour améliorer la qualité de la surface des 6 antennes (Cox, 2006).

Le JCMT

Le JCMT (Hills, 1985) a été fermé en 2006 pour une durée de six mois. Cette période a permis d'installer un nouveau récepteur à 16 pixels qui fonctionne entre 325 et 375 GHz : HARP. Ce réseau permet de cartographier des zones étendues. Il pourrait être utilisé dans le cas d'observations de Jupiter, car la taille apparente de la planète est suffisante pour pouvoir utiliser 4-5 pixels du réseau. HARP a été utilisé lors de nos observations de Saturne, en janvier 2008 (voir partie III chapitre 2) non pas pour établir une carte (la taille apparente de Saturne est insuffisante), mais pour observer les *ON* et les *OFF* sur deux pixels du réseau. Le temps d'intégration a donc été multiplié par deux. Simultanément à l'installation de HARP, un nouveau *back-end* (ACSIS) a remplacé l'ancien (DAS). Les capacités d'enregistrement de données ont ainsi été multipliées par 3000. L'installation de HARP et ACSIS a nécessité l'arrêt provisoire de l'utilisation du récepteur RxW-D (620-710 GHz). Ce récepteur devrait être à nouveau opérationnel courant 2008.

Des efforts ont été faits pour associer trois observatoires sur le site de Mauna Kea. C'est ainsi que les premières observations interférométriques du e-SMA (*extended SubMillimeter Array*) ont été réalisées en 2006 (Schieven and Kemp, 2006). L'e-SMA est consitué du SubMillimeter Array (interféromètre de 8 antennes de 6 m de diamètre), du CSO (*Caltech Submillimeter Observatory*, antenne de 10.4 m de diamètre) et du JCMT (*James Clerk Maxwell Telescope*, antenne de 15 m de diamètre). Selon la sensibilité de l'instrument résultant, il pourrait être intéressant de mesurer des cartes des planètes géantes à de plus hautes fréquences que celles disponibles avec l'interféromètre du Plateau de Bure.

L'antenne APEX

APEX (Güsten et al., 2006) est un prototype d'antenne semblable aux antennes du futur interféromètre ALMA, qui a été adapté à l'observation en antenne unique. Les observations avec ce télescope de 12 m de diamètre ont débuté en 2005. Depuis, de nombreux récepteurs ont été ajoutés et sont maintenant utilisables par la communauté scientifique. Un des derniers récepteurs mis en place est un récepteur qui fonctionne au-dessus de 1 THz. L'intérêt principal est d'avoir accès à des fréquences jusque-là jamais observées dans le cas des atmosphères planétaires. L'usage de certains récepteurs est réservé aux groupes qui les ont développés et financés. Au total, 4 instruments sont directement accessibles à l'ensemble de la communauté et trois autres peuvent être utilisés avec l'accord des équipes responsables de leur fonctionnement.

Ces quelques exemples illustrent que les grands observatoires actuels sont en constante évolution et en constante recherche d'amélioration de leurs capacités et performances. Leur utilisation va devenir complémentaire de l'utilisation des nouveaux grands instruments qui sont à quelques mois de leur première lumière : le télecope spatial Herschel et l'interféromètre ALMA.

3.1.2 Le lancement prochain d'Herschel

Le télescope Herschel (Genzel, 1997) (voir figure 3.1), un temps appelé FIRST (*Far InfraRed and Submillimeter Telescope*), est une des quatre pierres angulaires du programme *Horizon 2000* de l'Agence Spatiale Européenne (ESA). Cet instrument prendra la relève des télescopes spatiaux, qui ont observé ou qui observent encore dans l'infrarouge et dans

Fig. 3.1: Vue d'artiste du télescope spatial Herschel de l'Agence Spatiale Européenne (crédit : *European Space Agency*).

l'infrarouge lointain, tels ISO (*Infrared Space Telescope*), SWAS (*Submillimeter Wave Astronomy Satellite*) (Melnick et al., 2000) et Odin (Nordh et al., 2003). Après plusieurs retards, son lancement, par une fusée Ariane 5, est prévu pour février 2009. Ce télescope spatial, dont le miroir primaire mesurera 3.5 m de diamètre, embarquera trois récepteurs différents à bord : HIFI (*Heterodyne Instrument for the Far-Infrared*), PACS (*Photodetector Array Camera and Spectrometer*) et SPIRE (*Spectral and Photometric Imaging REceiver*). Un descriptif de chaque instrument est donné dans de Graauw and Helmich (2001), Poglitsch et al. (2001) et Griffin et al. (2001).

Herschel permettra, grâce à ces trois instruments, de couvrir une bande qui va de 60 à 600 μm, avec différents types de spectromètres (voir partie III paragraphe 4.1), photomètres et bolomètres. La majeure partie de cette bande n'est pas observable depuis la surface terrestre à cause de l'absorption due à l'eau atmosphérique. De ce fait, ce télescope offre la possibilité d'observer l'eau dans les corps astrophysiques. La meilleure sensibilité de ce télescope, par rapport à ses prédécesseurs, permettra de détecter de nouvelles espèces et de mieux contraindre les abondances des molécules déjà détectées. La taille du miroir assurera une résolution spatiale jamais atteinte à ces fréquences, pour un observatoire spatial. De plus, la durée initiale de la mission, qui est de 3 à 4 ans, rend envisageable la mise en évidence d'éventuelles variations temporelles de phénomènes déjà observés.

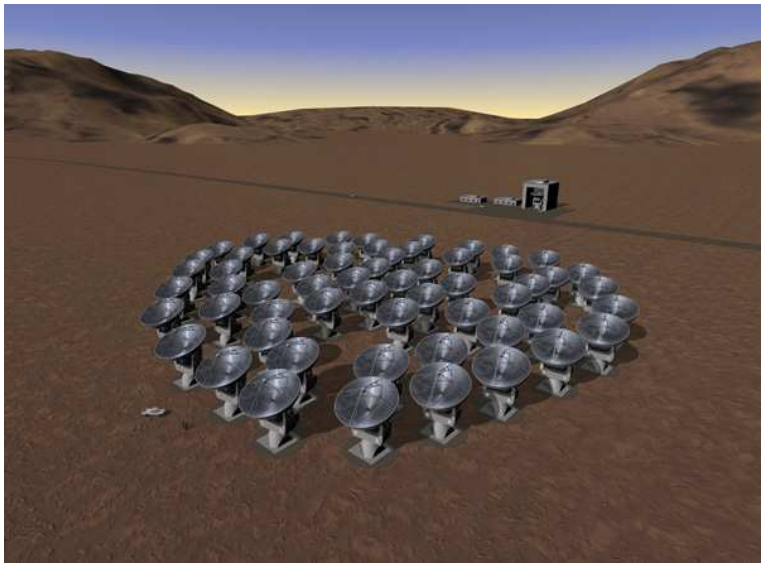


Fig. 3.2: Vue d'artiste de l'interféromètre ALMA dans sa configuration compacte (crédit : *National Radio Astronomy Observatory*).

3.1.3 Bientôt la première lumière d'ALMA

ALMA (voir figure 3.2) sera le plus grand interféromètre destiné à la radioastronomie millimétrique et submillimétrique lorsque sa phase de construction sera terminée. Le projet ALMA est issu de la fusion de projets concurrents, trop coûteux pour être tous réalisés. C'est donc une collaboration internationale composée de scientifiques d'Europe, des États-Unis, du Japon et du Chili qui conduit le projet. L'interféromètre est actuellement en cours de construction dans une des zones les plus arides du globe : le plateau de Chajnantor, à 5000 m d'altitude, au Chili. Cette altitude, alliée au fait que l'air est particulièrement sec dans cet endroit, assurera une qualité de ciel incomparable.

À terme, l'interféromètre ALMA comptera de 50 à 64 antennes de 12 m de diamètre[1], qui pourront observer entre 0.3 et 9.6 mm, et les lignes de base pourront aller de 15 m à 18 km. La résolution spatiale maximale qui pourra être atteinte sera donc de $0.005''$. Les antennes seront équipées de nombreux récepteurs. Les bandes accessibles ainsi que les résolutions spatiales résultantes sont présentées dans la table 3.1. En supplément, l'accès à trois autres bandes (autour de 40, 80 et 920 GHz) est envisagé. Les *back-ends* permettront de couvrir jusqu'à 8 GHz de bande et la résolution spectrale s'échelonnera entre 3.8 kHz et 2 GHz.

À l'heure actuelle, les premières antennes sont testées et les premières franges d'interférences devraient être observées avec deux antennes cette année. Après une phase de tests supplémentaires en 2009, les premières observations scientifiques devraient avoir lieu en 2010. Le réseau complet devrait être opérationnel en 2012.

Ce panorama sur les observatoires millimétriques et submillimétriques avait pour but

[1] Á l'heure actuelle, 50 antennes sont finanacées. Cet interféromètre sera complété par l'*Atacama Compact Array* (ACA) qui sera composé de 4 antennes de 12 m de diamètre et de 12 antennes de 7 m de diamètre.

Bande	Fréquences [GHz]	Longueur d'onde [mm]	Résolution spatiale [″]
3	84-116	2.6-3.6	3.0-0.034
4	125-169	1.8-2.4	2.1-0.023
5	163-211	1.4-1.8	1.6-0.018
6	211-275	1.1-1.4	1.3-0.014
7	275-373	0.8-1.1	1.0-0.011
8	385-500	0.6-0.8	0.7-0.008
9	602-720	0.4-0.5	0.5-0.005

Tab. 3.1: Présentation des 7 bandes de fréquences qui seront disponibles sur ALMA, ainsi que les gammes de résolution spatiale obtenues en fonction de la plus grande ligne de base. En configuration compacte, le réseau aura une plus grande ligne de base de 200 m, alors qu'elle pourra atteindre jusqu'à 18 km en configuration étendue.

de montrer que les performances de ces observatoires sont en amélioration constante. Pour cela, les surfaces des antennes sont améliorées, les anciens récepteurs remplacés par des récepteurs de nouvelle génération... Ces observatoires seront des appuis indispensables des futurs grands instruments que seront le télescope spatial Herschel et l'interféromètre ALMA. Avec ces deux nouveaux instruments, la communauté scientifique disposera d'outils capables d'observer dans des bandes de fréquences jusqu'ici inobservées, avec une sensibilité, une résolution spatiale et une résolution spectrale jamais atteintes jusqu'ici. Puisque cette gamme de longueur d'onde donne une vue directe sur la composition moléculaire et la température des milieux observés, c'est un accès à la physique et à la chimie de ces milieux qui est ouvert. C'est pourquoi il est nécessaire de développer des outils d'analyse et de modélisation qui soient en mesure de prendre en compte ces avancées en termes de précision des mesures.

3.2 Développement d'outils performants pour analyser et modéliser les observations

Le développement d'instruments d'observation toujours plus performants nécessite une acquisition de données toujours plus précise et rapide. L'amélioration de la résolution spectrale conjuguée à l'élargissement des bandes observables d'une part et l'amélioration de la résolution spatiale conjuguée à l'observation avec un réseau de récepteurs ou avec un interféromètre d'autre part contribuent à augmenter la quantité de données observationnelles à analyser. Des planètes comme Uranus et Neptune vont pouvoir être cartographiées (température, abondance de molécules) avec une bonne précision alors que ce n'était pas possible il y a encore quelques années. Des variations temporelles, latitudinales et/ou longitudinales pourront être mises en évidence par les observations. C'est la raison pour laquelle il est nécessaire de développer des outils d'analyse de données plus performants, tant en temps de calcul qu'en précision des résultats, pour être en mesure d'intégrer tous les progrès instrumentaux cités précédemment.

La figure 3.3 présente les étapes successives entre le moment où l'on se pose une problématique et l'obtention d'un résultat exploitable. C'est pour la «Modélisation des observations» et l'écriture d'un «Modèle physico-chimique» que l'on a besoin de développer

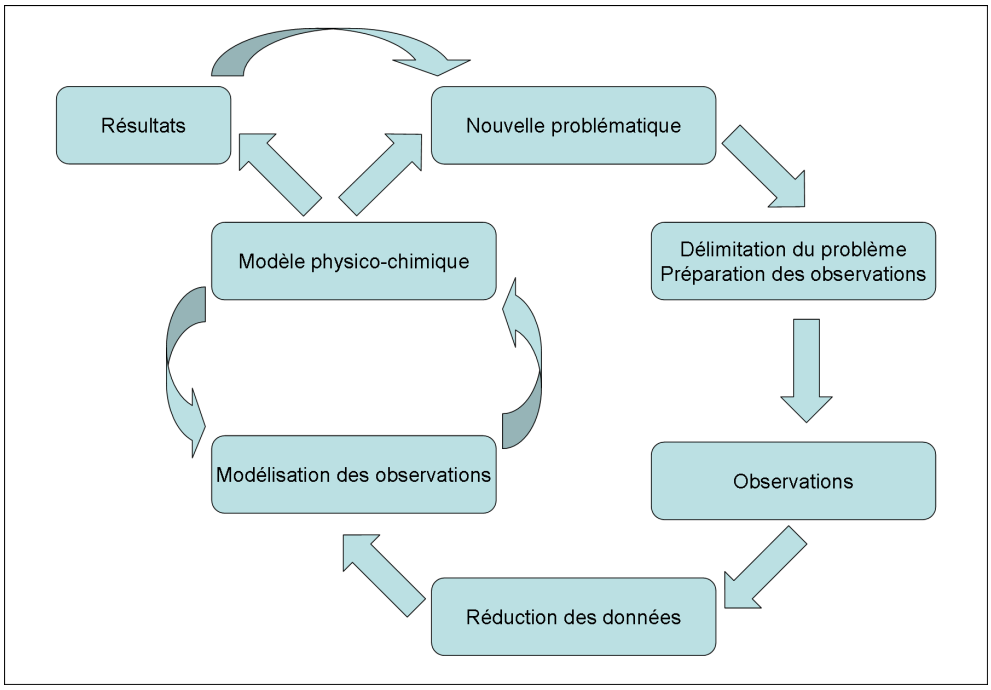


Fig. 3.3: Étapes successives entre l'émergence d'une problématique et sa résolution.

de nouveaux outils.

Dans le cadre de cette thèse, j'ai écrit un programme de transfert radiatif qui prend en compte les spécificités des instruments d'observation en termes de résolutions spatiale et spectrale. Ce code numérique, ainsi que la théorie sur laquelle il s'appuie, seront détaillés dans la partie II. Ce programme permet de franchir l'étape «Modélisation des observations» de la figure 3.3, en simulant le rayonnement électromagnétique émis par une atmosphère planétaire dans les domaines millimétrique et submillimétrique. Deux versions de cet outil numérique ont été développées en parallèle, l'une pour modéliser les émissions de l'atmosphère de Mars, et l'autre pour modéliser les émissions d'une atmosphère de planète géante (Jupiter, Saturne, Uranus ou Neptune). Ce programme a été conçu pour être adaptable aux conditions d'observation des instruments futurs.

Lors de mon étude, j'ai également eu l'occasion d'utiliser un programme de simulation de la photochimie dans une atmosphère de planète géante (Dobrijevic, 1996; Ollivier et al., 2000). Ce programme permet de modéliser le comportement physico-chimique d'une atmosphère soumise au rayonnement UV solaire et au transport moléculaire. Le flux UV casse certaines molécules par photolyse et de nouvelles molécules plus complexes peuvent être créées. En effet, une chimie complexe se met en place sous les effets conjugués du transport moléculaire et de la présence de molécules et radicaux issus de la photolyse. L'utilisation de ce programme numérique est détaillée dans le paragraphe 3.4 de la partie III. Pour ce qui est de l'étude des atmosphères planétaires à partir d'observations dans les domaines infrarouge, millimétrique et submillimétrique, le couplage entre un code de transfert radiatif et un code de photochimie permet de réaliser les étapes «Modélisation des observations» et «Modèle physico-chimique» et donc d'apporter des réponses aux problématiques, en comprenant mieux la composition et les processus physico-chimiques des atmosphères planétaires.

C'est sur cette base que seront modélisées les observations du télescope spatial Herschel et de l'interféromètre ALMA. Ceci permettra d'améliorer les modèles physico-chimiques des atmosphères planétaires.

Conclusion

L'étude des atmosphères planétaires est un sujet complexe et passionnant. De la détermination de la composition chimique des atmosphères des planètes et de la compréhension des processus physico-chimiques qui y règnent résulte une meilleure connaissance des étapes qui ont conduit à la formation des planètes au sein du Système solaire. La détermination des caractéristiques physiques et chimiques des atmosphères planétaires passe par leur observation. Selon le domaine du spectre électromagnétique exploré, des informations différentes peuvent être obtenues. L'objectif de cette première partie a été de montrer l'intérêt que peut présenter l'observation des atmosphères planétaires dans les domaines millimétrique et submillimétrique.

Dans le premier chapitre de cette partie, nous avons donné la définition de ce qu'est une atmosphère planétaire. Bien que certaines atmosphères présentent des points communs en termes de composition voire de température, nous avons vu que chaque atmosphère est rendue unique par la conjugaison de plusieurs paramètres (profil thermique, composition en composés majeurs, composition en composés mineurs, intensité de la source d'énergie interne...). C'est de la détermination de ces paramètres que découle la compréhension du fonctionnement d'une atmosphère. Nous avons ainsi énoncé les différentes méthodes qui permettent de mesurer le profil thermique d'une atmosphère et quels sont les profils thermiques qui nous ont servi par la suite. Nous avons également vu que l'observation des atmosphères planétaires par spectroscopie dans les domaines millimétrique et submillimétrique est une voie qui permet de caractériser leur composition chimique.

L'observation des atmosphères planétaires dans les domaines millimétrique et submillimétrique nécessite l'utilisation de techniques observationnelles générales et d'autres techniques qui sont propres à ce domaine de longueurs d'onde. C'est pourquoi le deuxième chapitre de cette partie s'intéressait aux instruments et techniques observationnelles dans les domaines millimétrique et submillimétrique. Nous avons vu que les observations pouvaient être réalisées au moyen d'une antenne unique (télescope) ou d'un interféromètre (réseau de télescopes). Le déroulement d'une observation ainsi que les spécificités liées au domaine de longueurs d'onde choisi ont fait l'objet d'une présentation. Nous avons énuméré les étapes qui mènent de la préparation d'une observation à l'obtention d'un spectre exploitable. Et enfin, nous avons introduit les différents types d'information qui peuvent être extraits d'un spectre observé.

On obtient les spectres atmosphériques à partir d'instruments qui sont de plus en plus performants. La constante progression des moyens d'observations, qu'il s'agisse des observatoires déjà existants ou des nouveaux instruments encore à l'étude, en construction ou

sur le point d'être mis en service, exige de nous d'améliorer les programmes d'acquisition et de pré-traitement pour ces télescopes. Quelques-unes des améliorations qui ont été apportées aux télescopes, auxquels je me suis intéressé pendant ma recherche, se trouvent présentées dans le troisième chapitre de cette partie. Quant à la nouvelle génération de grands instruments, elle a été introduite : il s'agit du télescope spatial Herschel et de l'interféromètre ALMA. La conséquence directe de l'amélioration de la sensibilité, des résolutions spatiale et spectrale etc., c'est qu'on doit affiner encore et encore les modèles d'analyse des spectres et les modèles atmosphériques. La première étape de mon travail a donc été de construire un modèle de transfert radiatif qui permettrait de s'adapter aux configurations d'observation des futurs grands observatoires. Ce sujet est abordé dans la deuxième partie de ma thèse.

Deuxième partie

Modélisation des émissions millimétriques et submillimétriques des atmosphères planétaires

Introduction

Le résultat d'une observation obtenue à l'aide d'un télescope et d'un spectromètre est un spectre du corps observé, c'est-à-dire une décomposition du flux lumineux reçu en fonction de la longueur d'onde ou de la fréquence. L'objectif de l'observateur est de comprendre les caractéristiques du spectre. Il s'agit notamment de reproduire le spectre de manière théorique. En modélisant l'émission du rayonnement d'une planète, un observateur peut reproduire le spectre mesuré de manière à en déduire des propriétés de l'atmosphère qu'il a observées.

Comme il a été vu dans le paragraphe 1.4.2 de la partie I, les molécules peuvent être caractérisées par leur spectre rotationnel dans les domaines millimétrique et submillimétrique. Dans ces domaines de longueur d'onde, les spectres planétaires peuvent contenir les signatures spectrales des molécules qui composent les atmosphères observées. La présence d'une molécule dans une atmosphère se traduit ainsi par la présence d'une raie en émission ou en absorption. La détection de celle-ci dépend du niveau de bruit de fond du spectre mesuré.

Nous verrons dans cette partie que la forme d'un spectre dépend de plusieurs paramètres tels que la température atmosphérique, la distribution d'abondance d'un composé, ses caratéristiques spectroscopiques... Tous ces paramètres doivent être ajustés pour reproduire un spectre avec précision. Il y a très souvent plus de paramètres à ajuster que d'observables. L'utilisation de données déjà publiées permet alors de contraindre certains d'entre eux. Cependant, il arrive que certains paramètres ne correspondent pas exactement au cas précis de l'étude menée. Par exemple, il n'est pas rare que certains paramètres spectroscopiques de molécules aient été mesurés, mais pas à la fréquence observée. Il y a donc souvent une part d'incertitude dans les spectres générés. Il convient alors de délimiter l'incertitude engendrée par le manque de connaissances de certains paramètres indispensables à la construction d'un spectre théorique.

La modélisation du rayonnement qui traverse un milieu matériel se fait grâce à la théorie du transfert radiatif. Dans le premier chapitre, il sera question de l'écriture de l'équation du transfert radiatif, de sa résolution analytique et de son calcul numérique dans le cas des atmosphères de Mars et des planètes géantes. Nous verrons comment on calcule l'opacité d'une atmosphère en fonction de sa composition chimique, étape essentielle dans le calcul du transfert radiatif. L'intérêt de prendre en compte la géométrie sphérique du problème sera démontré dans le deuxième chapitre. Enfin, les spécificités dues aux domaines d'observation millimétrique et submillimétrique seront abordées dans le troisième chapitre, alors que les spécificités dues aux observations des planètes géantes

(le *smearing*) seront traitées au quatrième chapitre.

Chapitre 1

Le transfert radiatif

1.1 L'équation du transfert radiatif

L'intensité spécifique I_ν est la puissance lumineuse qui est due à un rayonnement électromagnétique de fréquence comprise entre ν et $\nu+d\nu$, qui traverse une surface unité dans un angle solide unité. L'équation du transfert radiatif est une équation différentielle qui dresse le bilan entre les pertes et les gains de l'intensité spécifique du rayonnement, lorsqu'un faisceau lumineux traverse un milieu matériel. Cette équation exprime la variation d'intensité dI_ν, sur une distance infinitésimale dz, pour un faisceau d'intensité I_ν (autour d'un angle solide infinitésimal $d\Omega$) qui se propage le long d'un axe Oz orienté dans le sens de propagation du rayonnement. Cette équation, en milieu statique et à une fréquence ν donnée, s'écrit

$$dI_\nu = \kappa_\nu(z)\ (-I_\nu + S_\nu)\ dz \tag{1.1}$$

où I_ν $\left[\mathrm{W \cdot m^{-2} \cdot sr^{-1} \cdot Hz^{-1}}\right]$ est l'intensité spécifique du rayonnement à la fréquence ν [Hz], $\kappa_\nu(z)$ [$\mathrm{m^{-1}}$] est le coefficient d'absorption (ou d'atténuation) du milieu, dz [m] est l'épaisseur infinitésimale sur laquelle dI_ν est calculée et S_ν $\left[\mathrm{W \cdot m^{-2} \cdot sr^{-1} \cdot Hz^{-1}}\right]$ est la fonction source. On note que $\kappa_\nu(z)$ peut être variable selon la position sur l'axe Oz. L'équation du transfert radiatif tient ainsi compte de l'absorption et de l'émission de rayonnement par la matière.

Dans le cadre des atmosphères planétaires, la résolution de l'équation du transfert radiatif est restreinte à 1 dimension spatiale. En effet, on ne s'intéresse qu'aux variations de I_ν le long d'un axe Oz. On suppose qu'il n'y a pas d'interaction dans les autres directions (atmosphère statique). On verra par la suite que cette hypothèse est justifiée par le fait que la diffusion est négligée dans l'infrarouge lointain et dans les domaines millimétrique et submillimétrique[1].

La fonction source correspond, quant à elle, à l'intensité spécifique du rayonnement émis sur l'élément infinitésimal dz à la fréquence ν. Vu les niveaux de pressions (généralement entre $\sim 10^{-4}$ et $\sim 10^{4}$ mbar) auxquels les atmosphères planétaires sont sondées dans les domaines millimétrique et submillimétrique, on peut considérer que l'atmosphère est à l'équilibre thermodynamique local (ETL), ce qui veut dire que chaque couche atmosphérique est à l'équilibre thermodynamique. Dans ce cas-là, d'après la loi de Kirchhoff,

[1] La diffusion n'est pas toujours négligée dans l'infrarouge proche et moyen.

la fonction source peut s'écrire

$$S_\nu = B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2}\frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{k_\mathrm{b}T}\right) - 1} \tag{1.2}$$

où $B_\nu(T)$ est la loi de Planck du corps noir, qui dépend de la température T [K] du milieu et de la fréquence ν [Hz] du rayonnement. La constante de Boltzmann est notée k_b [J·K^{-1}].

Ainsi, l'équation (1.1) peut être réécrite sous la forme

$$dI_\nu = \kappa_\nu(z)\ \ (-I_\nu + B_\nu)\ \ dz \tag{1.3}$$

Le calcul d'un spectre planétaire, en appliquant la théorie du transfert radiatif, nécessite donc de résoudre cette équation à toutes les fréquences du spectre observé. Avant d'aborder cette étape, il faut, en premier lieu, calculer la valeur du coefficient d'absorption $\kappa_\nu(z)$.

1.2 L'épaisseur optique et l'absorption d'un milieu

1.2.1 Cas particulier d'un milieu uniquement absorbant : la loi de Beer-Lambert

Dans le cas où un milieu peut être considéré comme uniquement absorbant, le terme source S_ν peut être négligé. Lorsque le milieu est à l'ETL, cette condition est remplie dans le cas où l'émission de corps noir (1.2), à la fréquence à laquelle l'équation du transfert radiatif (1.3) est résolue, est négligeable par rapport au rayonnement considéré, *i.e.* $B_\nu \ll I_\nu$ (possible uniquement sur une partie du spectre). On a alors l'égalité

$$dI_\nu = -I_\nu\ \kappa_\nu(z)dz \tag{1.4}$$

La solution de cette équation est la loi de Beer-Lambert

$$I_\nu(z) = I_\nu(0)\ \exp\left(-\kappa_\nu(z) \times z\right) \tag{1.5}$$

où $I_\nu(0)$ est l'intensité initiale (à l'entrée du milieu absorbant). C'est donc une loi exponentielle décroissante. Le facteur d'atténuation de l'intensité spécifique lumineuse peut être exprimé sous la forme

$$\exp\left(-\kappa_\nu(z) \times z\right) = \exp(-\tau_\nu(z)) \tag{1.6}$$

où $\tau_\nu(z)$ (sans dimension) est l'épaisseur optique du milieu, à la fréquence ν. Sa valeur dépend de l'épaisseur traversée par le rayonnement. Ce terme peut être défini de manière plus générale que dans le cas simple de la loi de Beer-Lambert.

1.2.2 Définition de l'épaisseur optique due à l'absorption d'un milieu

L'épaisseur optique τ_ν caractérise l'absorption du rayonnement par le milieu. Plus τ_ν est grand, plus le milieu est opaque et absorbe le rayonnement. L'épaisseur optique d'un milieu se définit plus aisément par sa différentielle. Ainsi, la variation infinitésimale

d'épaisseur optique $d\tau_\nu$ est liée à l'épaisseur infinitésimale dz du milieu traversé par le rayonnement considéré et à l'absorption $\kappa_\nu(z)$ de ce milieu par la relation

$$d\tau_\nu(z) = \kappa_\nu(z)\ dz \tag{1.7}$$

Comme il a été dit précédemment, l'absorption κ_ν du milieu est exprimée en [cm^{-1}]. L'absorption dépend de la concentration n [cm^{-3}] et de la section efficace d'absorption par les molécules du milieu σ_{abs} [cm^2]. On peut donc écrire

$$\kappa_\nu(z) = \sigma_{abs}(\nu, z)\ n(z) \tag{1.8}$$

ou encore, par combinaison des deux équations précédentes

$$d\tau_\nu(z) = \sigma_{abs}(\nu, z)\ n(z)\ dz \tag{1.9}$$

L'épaisseur optique[2] d'absorption d'un milieu s'écrit ainsi

$$\tau_\nu(z) = \int_0^z \kappa_\nu(z')\ dz' = \int_0^z \sigma_{abs}(\nu, z')\ n(z')\ dz' \tag{1.10}$$

Enfin, l'équation du transfert radiatif non diffusive (1.3) peut être exprimée, dans le cas général, en fonction de $d\tau_\nu$

$$dI_\nu = (-I_\nu + B_\nu)\ d\tau_\nu \tag{1.11}$$

1.2.3 Résolution de l'équation du transfert radiatif

L'équation (1.11) se résout en multipliant chaque terme de l'équation par $\mathrm{e}^{-\tau_\nu}$ et en l'intégrant par parties. Ainsi, on obtient la solution

$$I_\nu(z) = I_\nu(0)\ \mathrm{e}^{-\tau_\nu(z)} + \int_0^{\tau_\nu(z)} B_\nu(T(z))\ \mathrm{e}^{-\tau_\nu}\ d\tau_\nu \tag{1.12}$$

où $T(z)$ est la température en z. Dans une atmosphère planétaire, le calcul du terme intégral se fait sur une épaisseur d'atmosphère qui est traversée par le rayonnement. Il faut donc connaître la température de l'atmosphère en fonction de l'altitude pour être en mesure de calculer le terme intégral de la solution de l'équation. La détermination du profil thermique d'une atmosphère planétaire sera vue par la suite. On note que l'épaisseur optique doit également être intégrée en parallèle (éq. 1.10). Il faut donc calculer la valeur de $\kappa_\nu(z)$. Ce calcul sera abordé dans le paragraphe 1.3.

Dans le cas d'une atmosphère planétaire, l'équation du transfert radiatif est résolue sur des axes Oz appelés «lignes de visée». Elle correspondent à des droites qui relient la planète observée au télescope de l'observateur. Dans le cas d'une planète tellurique qui possède une atmosphère, il existe trois types différents de lignes de visée. La figure 1.1 présente ces trois types de lignes de visée :

- les lignes de visées l_1 qui visent la surface,
- les lignes de visées l_2 qui traversent le limbe atmosphérique,
- les lignes de visées l_3 qui ne coupent pas l'atmosphère de la planète.

[2] On parle de profondeur optique pour un volume qui s'étend d'un point caractérisé par sa position z jusqu'à l'observateur. Ainsi, la profondeur optique $\tau = \int_0^\tau d\tau' = -\int_\infty^0 \kappa dz$.

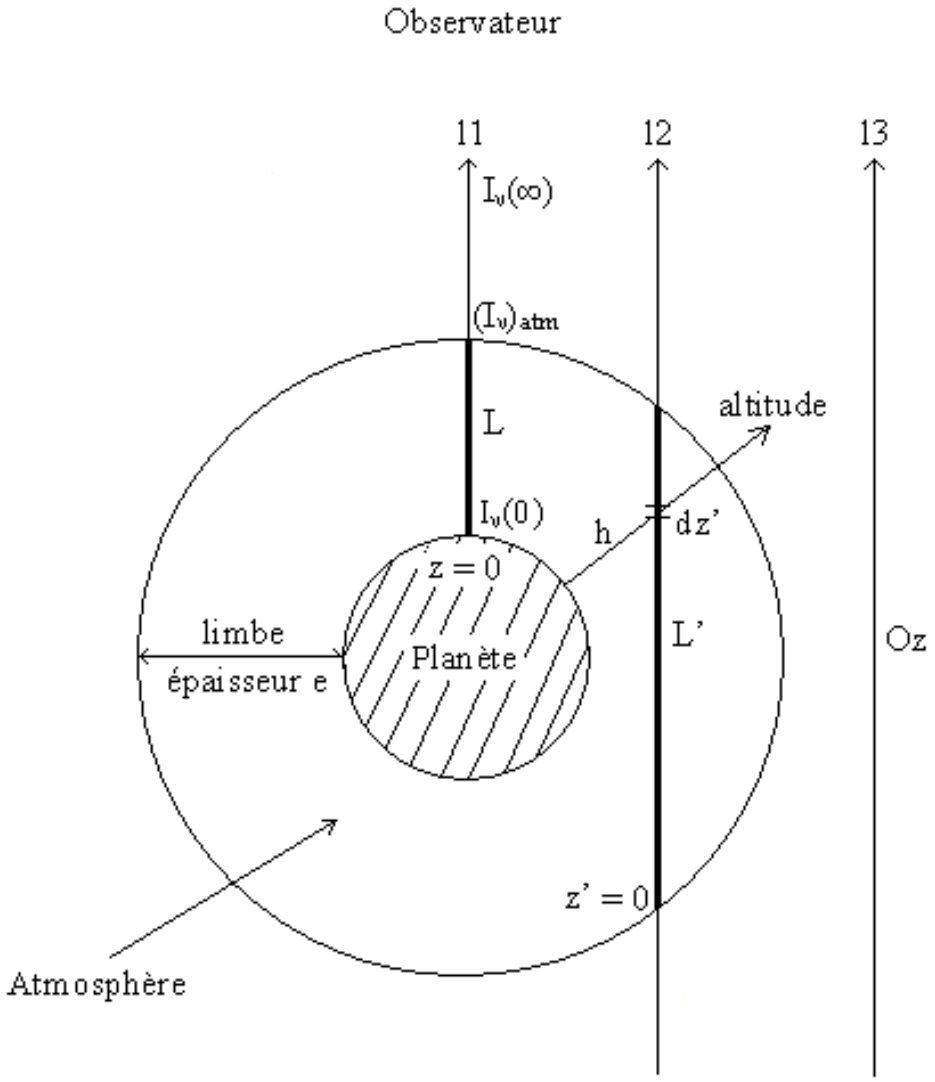


Fig. 1.1: Schéma qui définit les trois types de lignes de visée possibles lors de l'observation d'une planète. L'épaisseur de l'atmosphère est notée e. Les quantités L et L' correspondent aux épaisseurs d'atmosphère traversées sur les lignes de visée l_1 et l_2. La quantité $d\tau$ est calculée pour chaque couche d'épaisseur dz (ou dz' sur l'axe Oz' du schéma), dont l'altitude est h. Pour les besoins du schéma, les proportions entre le cœur de la planète et le limbe atmosphérique ne sont pas respectées.

Dans le cas d'une planète gazeuse, ces trois types de lignes de visée existent aussi. La seule différence est qu'il n'y a pas de surface. Elle est remplacée par une couche d'atmosphère assez profonde pour que l'observation ne sonde pas en-dessous de ce niveau (l'atmosphère devient trop opaque à partir de ce niveau-là). Le terme $I_\nu(0)$ de la solution de l'équation du transfert radiatif 1.12 correspond ainsi à l'émission de cette limite inférieure (surface ou niveau atmosphérique profond). On notera que la rectitude des lignes de visée implique que l'on suppose que l'atmosphère est non réfringente.

La solution de l'équation du transfert radiatif à la sortie de l'atmosphère, pour une ligne de visée de type l_1 ou l_2, est notée $(I_\nu)_{atm}$ (voir figure 1.1). Cette grandeur n'est pas modifiée par la traversée de l'espace, s'il n'est constitué que de vide. C'est pourquoi, la

quantité $I_\nu(\infty)$ reçue par le télescope est égale à $(I_\nu)_{atm}$. En prenant les notations de la figure 1.1, l'équation (1.12) s'écrit

$$I_\nu(\infty) = I_\nu(0)\ \mathrm{e}^{-\tau_\nu(L)} + \int_0^{\tau_\nu(L)} B_\nu(T(h))\ \mathrm{e}^{-\tau_\nu}\ d\tau_\nu \tag{1.13}$$

avec

$$\tau_\nu(L) = \int_0^L \kappa_\nu(z')\ dz' \tag{1.14}$$

On note que la variable h [m] représente l'altitude. Une remarque importante peut être faite concernant l'épaisseur optique à la fréquence centrale ν_0 d'une raie. Une raie spectrale sera dite «optiquement mince» si $\tau_\nu(L) \ll 1$. Dans ce cas, la forme de la raie observée dépendra de la température de l'atmosphère et de l'abondance du composé dans l'atmosphère. Par contre, si $\tau_\nu(L) \gg 1$, la raie est dite «optiquement épaisse». Elle est alors surtout sensible à la température de l'atmosphère.

1.2.4 L'épaisseur optique totale

Dans une atmosphère, le rayonnement peut être émis, absorbé, diffusé ou réfléchi. Dans les domaines millimétrique et submillimétrique, la composante solaire réfléchie est négligeable. L'émission du rayonnement est modélisée par la fonction source dans l'équation du transfert radiatif. Les pertes par absorption et par diffusion peuvent être prises en compte dans le terme d'épaisseur optique. L'épaisseur optique totale, c'est-à-dire celle qui inclut l'absorption et la diffusion par les molécules de l'atmosphère, s'écrit

$$\tau_{tot} = \tau_{abs} + \tau_{dif} \tag{1.15}$$

Une atmosphère est composée de plusieurs types de molécules, qui absorbent et diffusent le rayonnement différemment les unes des autres. L'équation (1.10), qui définit l'épaisseur optique d'absorption d'un milieu, peut être écrite pour les pertes diffusives. Les épaisseurs optiques d'absorption et pour les pertes diffusives s'écrivent

$$\begin{cases} \tau_{abs}(\nu) = \int_0^z \kappa_{abs}(\nu, z')\ dz' \\ \tau_{dif}(\nu) = \int_0^z \sigma_{dif}(\nu, z')\ n(z')\ dz' \end{cases} \tag{1.16}$$

Intéressons-nous maintenant plus particulièrement à la diffusion. Il y a plusieurs types de diffusion possibles dans une atmosphère et la diffusion peut être une source non négligeable de perte/gain de rayonnement selon la longueur d'onde et la taille des diffuseurs. Deux types de diffusions sont à considérer : la diffusion Rayleigh et la diffusion de Mie. La diffusion Rayleigh a lieu lorsque la longueur d'onde est supérieure à la taille du diffuseur. Dans le cas de molécules en phase gazeuse, la diffusion Rayleigh est négligeable dans les domaines millimétrique et submillimétrique. En effet, la section efficace de diffusion Rayleigh $\sigma_{dif}^{Rayleigh}$ est une fonction de λ^{-4}. Il y a donc un facteur $\sim 10^{-16}$ entre les valeurs de $\sigma_{dif}^{Rayleigh}$ dans le visible, où la diffusion Rayleigh est la cause de la couleur bleue de l'atmosphère terrestre, et $\sigma_{dif}^{Rayleigh}$ dans le millimétrique. La diffusion de Mie joue un rôle non négligeable quand la longueur d'onde devient de taille comparable à la taille des diffuseurs. Dans le cas de l'atmosphère de Mars, la poussière (dont les grains mesurent environ 1 μm), est la cause de la diffusion de Mie pour des longueurs d'onde inférieures ou

de l'ordre de 1 μm. Elle est donc également négligeable dans les domaines millimétrique et submillimétrique. Finalement, seule l'épaisseur optique due à l'absorption par les molécules qui composent l'atmosphère observée est considérée pour résoudre l'équation du transfert radiatif (1.11).

Après cette introduction sur les notions générales de coefficient d'absorption et d'épaisseur optique, il convient de se pencher plus précisément sur le calcul de ces grandeurs dans le cas des atmosphères planétaires.

1.3 Le calcul du coefficient d'absorption à une altitude donnée

La détermination de la solution de l'équation du transfert radiatif (1.13) nécessite le calcul, en parallèle, de l'épaisseur optique (1.14). Pour obtenir la valeur de l'épaisseur optique, il faut déterminer la valeur du coefficient d'absorption $\kappa_\nu(z)$ en tout point z de la ligne de visée considérée.

L'absorption dans une atmosphère planétaire a pour causes pincipales :

- l'absorption induite par les collisions (*collision-induced absorption* ou CIA) entre les molécules les plus abondantes dans le gaz, notée κ_ν^{cia},
- l'absorption due aux composés minoritaires, par leur transitions rotationnelles notamment, notée κ_ν^{rot},
- l'absorption due aux nuages atmosphériques, notée κ_ν^{nua},

Ce dernier point sera négligé dans cette étude ($\kappa_\nu^{nua} = 0$). En effet, les atmosphères des planètes géantes sont composées de gaz, dont certains condensent aux alentours de la tropopause (minimum de température de l'atmosphère), formant ainsi des nuages. Par exemple, l'ammoniac et l'eau condensent et forment des nuages. Il existe donc une grande variété de nuages qui peuvent ainsi être formés. La densité de chaque type de nuage dépend de l'abondance du gaz à partir duquel il va se former. Des travaux ont permis d'évaluer la densité et la localisation altitudinale de certains nuages (Moreno, 1998). Or, il existe très peu de données sur l'absorption due aux nuages. Il est parfois nécessaire d'invoquer la présence d'un nuage absorbant pour arriver à reproduire correctement l'émission continue d'une planète (Bergin et al., 2000). Cependant, c'est plus souvent le cas dans l'infrarouge que dans le millimétrique.

L'absorption induite par les collisions moléculaires entre les molécules dominantes est à l'origine du rayonnement continu des planètes géantes dans le millimétrique, le submillimétrique et l'infrarouge. L'absorption due aux composés minoritaires est à l'origine de la présence des raies spectrales sur les spectres planétaires.

1.3.1 L'absorption induite par les collisions moléculaires κ_ν^{cia}

Les molécules symétriques n'ont pas de moment dipolaire permanent et n'ont donc pas de spectre rotationnel. Cependant, un moment dipolaire peut apparaître de manière transitoire dans le cas où une molécule symétrique entre en collision avec une autre molécule. Les émissions ou absorptions de photons sont alors rendu possibles. Donc, si on considère un gaz de ces molécules et que celui-ci se trouve à une pression et à une température

suffisante, les collisions se produisent à un taux important et un spectre induit par les collisions est observable. Ce spectre dépend ainsi des molécules qui sont en présence, de la température, de la pression et du domaine de fréquence observé.

L'absorption due aux collisions CO_2-CO_2 dans l'atmosphère de Mars

L'atmosphère de Mars est très ténue (pression à la surface : ∼7 mbar). Elle est composée à 95% de CO_2. Gruszka and Borysow (1997) ont obtenu, par simulation, des résultats qui permettent de calculer la valeur de $\kappa_{CO_2-CO_2}$ pour l'atmosphère de Vénus, où la pression atmosphérique est très nettement supérieure à la pression atmosphérique martienne. Pour des pressions inférieures à quelques dizaines de mbar, les collisions CO_2-CO_2 ne jouent pas un grand rôle. C'est la raison pour laquelle on négligera $\kappa_{CO_2-CO_2}$ dans les calculs de transfert radiatifs relatifs à l'atmosphère de Mars[3].

L'absorption due aux collisions H_2-H_2, H_2-He et H_2-CH_4 dans les atmosphères des planètes géantes

Les atmosphères des planètes géantes sont principalement constituées de dihydrogène H_2 (∼85%) et d'hélium He (∼15%). On trouve également du méthane CH_4 en quantité non négligeable (∼0.1-2%). Les collisions H_2-H_2, H_2-He et H_2-CH_4 sont à l'origine du rayonnement continu des planètes géantes. Sans la prise en compte du spectre dû aux collisions de ces molécules, il n'est pas possible de reproduire le spectre d'une planète géante.

De nombreuses études ont été menées pour déterminer les coefficients d'absorption $\kappa_{H_2-H_2}$, κ_{H_2-He} et $\kappa_{H_2-CH_4}$. Grâce aux travaux de Borysow et al. (1985), Borysow and Frommhold (1986) et Borysow et al. (1988), repris et synthétisés par Birnbaum et al. (1996), des procédures Fortran, qui calculent ces coefficients en fonction de la fréquence et de la température, sont disponibles sur Internet[4]. Leur utilisation est donc simple. Pourtant, le temps de calcul peut s'avérer long dans le cas où un grand nombre de couches atmosphériques (de températures différentes) et une gamme de fréquence large sont pris en compte. Un premier moyen pour s'affranchir de ce problème est d'effectuer un calcul préliminaire de ces coefficients, pour n'avoir ensuite qu'à lire les valeurs qui nous intéressent lors du calcul du transfert radiatif. Une seconde solution consiste à utiliser des formules approchées pour le calcul de ces coefficients. Il en existe un certain nombre. Ainsi, Joiner and Steffes (1991) ont déterminé une formule approchée pour l'absorption due aux CIA, qui prend en compte H_2, He et CH_4. Cette formule a été optimisée pour reproduire des spectres de l'atmosphère de Jupiter dans l'infrarouge et le coefficient d'absorption dû aux CIA s'écrit

$$\begin{aligned} \kappa_\nu^{col}(h) &= \frac{3.557\ 10^{-11}}{\lambda^2} P_{H_2} \left[P_{\mathrm{H_2}} \left(\frac{273\ \mathrm{K}}{T(h)} \right)^{3.12} + \right. \\ &\left. 1.382\ P_{\mathrm{He}} \left(\frac{273\ \mathrm{K}}{T(h)} \right)^{2.24} + 9.322\ P_{\mathrm{CH_4}} \left(\frac{273\ \mathrm{K}}{T(h)} \right)^{3.34} \right] \end{aligned} \tag{1.17}$$

où P_{H_2}, P_{He} et P_{CH_4} sont, respectivement, les pressions partielles de H_2, He et CH_4 à l'altitude h. Encrenaz et al. (1995a) utilise également des formules simplifiées pour

[3] Une faible contribution des collisions CO_2-CO_2 peut apparaître dans le cas d'observations aux limbes atmosphériques.

[4] *http ://www.astro.ku.dk/∼aborysow/programs/index.htlm*

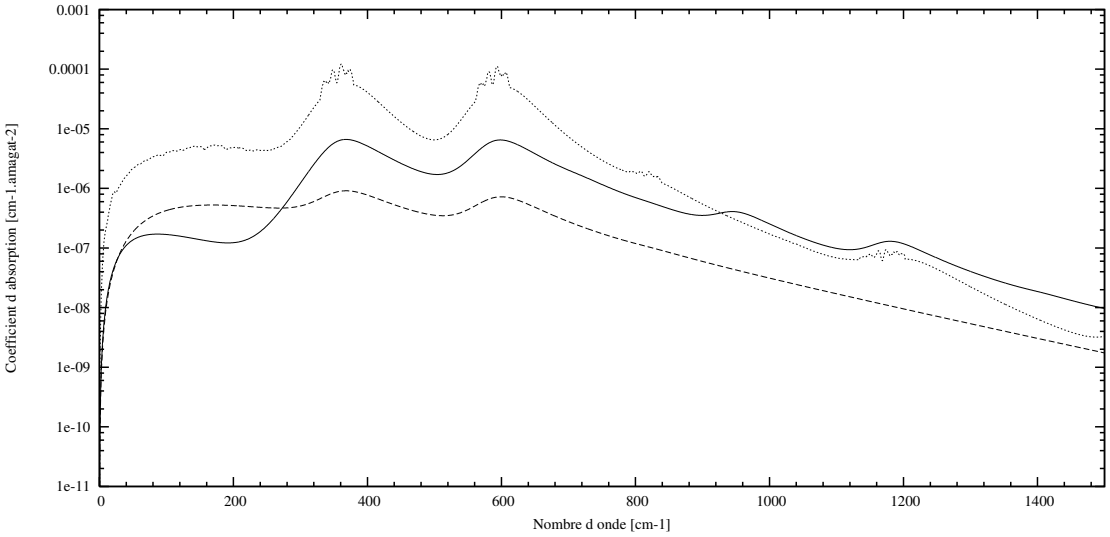


Fig. 1.2: Spectre des coefficients $\kappa_{H_2-H_2}$ (trait plein), κ_{H_2-He} (tirets) et $\kappa_{H_2-CH_4}$ (pointillés) en fonction du nombre d'onde $\left[\text{cm}^{-1}\right]$, pour une température de 100 K.

exprimer les coefficients $\kappa_{H_2-H_2}$ et κ_{H_2-He}

$$\begin{cases} \kappa_{H_2-H_2}(h) = 1.0 \times 10^{-10}\ \nu^2\ \left(n_{H_2}(h)\right)^2 \\ \kappa_{H_2-He}(h) = 1.6 \times 10^{-10}\ \nu^2\ n_{H_2}(h)\ n_{He}(h) \end{cases} \tag{1.18}$$

où les concentrations en H_2 et He sont exprimées en Amagat. Ces formules peuvent être utilisées pour calculer rapidement une valeur approchée de ces coefficients. Cependant, c'est la première approche, *i.e.* l'utilisation des procédures Fortran de Borysow et al. (1985), Borysow and Frommhold (1986) et Borysow et al. (1988), qui a été retenue pour écrire le programme numérique de calcul du transfert radiatif. Les coefficients $\kappa_{H_2-H_2}$, κ_{H_2-He} et $\kappa_{H_2-CH_4}$ sont donc calculés indépendamment, pour chaque fréquence et pour chaque niveau atmosphérique dont la température est T. Ils sont ensuite pondérés par la fraction molaire du gaz correspondant[5]. Des exemples de graphes de CIA sont présentés sur la figure 1.2.

Orton et al. (2007) ont mis en évidence que les procédures Fortran ne reproduisent pas les continua d'Uranus[6] et Neptune de manière satisfaisante, au-delà de 600 cm^{-1}. Les auteurs ont donc recalculé les coefficients d'absorption $\kappa_{H_2-H_2}$ de 0 à 2400 cm^{-1}, pour des températures allant de 40 à 400 K. L'utilisation de ces nouveaux résultats relève le continuum d'Uranus de plusieurs K entre 900 et 1100 cm^{-1}, car l'absorption induite par les collisions H_2-H_2 est la principale source d'opacité sur cette bande. Bien que cela ne soit pas le cas pour Neptune, le continuum augmente de $\sim$2 K vers 1100 cm^{-1}, si ces nouveaux coefficients sont utilisés. Orton et al. (2008) ont également montré que le continuum de Neptune était relevé de 1-2 K dans les domaines millimétrique et submillimétrique du spectre. Par contre, les continua de Jupiter et Saturne, dominés par les contributions de l'éthane (C_2H_6) et de l'ammoniac (NH_3) ne sont que très peu affectés par les différences entre les valeurs fournies par Birnbaum et al. (1996) et Orton et al. (2007).

[5]la définition de la fraction molaire d'un composé est donnée au paragraphe suivant

[6]Les résultats présentés dans le paragraphe 2.3 de la partie III ne sont pas sensible à cette différence, car le spectre d'Uranus a été observés à $\sim$4-8 cm^{-1}

	Jupiter	Saturne	Uranus	Neptune
H_2	0.8638	0.8606	0.832	0.788
He	0.1356	0.135	0.152	0.190
CH_4	6.0×10^{-4}	4.4×10^{-3}	0.016	0.022

Tab. 1.1: Fractions molaires des principaux composés dans les atmosphères des planètes géantes. Références : von Zahn et al. (1998), Mahaffy et al. (2000), Prinn and Owen (1976), Conrath and Gautier (2000), de Graauw et al. (1997), Conrath et al. (1987), Baines et al. (1995) et Gautier et al. (1995).

1.3.2 L'absorption due aux transitions rotationnelles κ_ν^{rot}

Les molécules qui ont un moment dipolaire non nul présentent un spectre rotationnel (cf. partie II paragraphe 1.4.2). Ce sont les transitions rotationnelles que l'ont peut détecter sur un spectre planétaire, dans les domaines millimétrique et submillimétrique. Elles se présentent sous la forme de raies spectrales, en émission ou en absorption. Le calcul du coefficient d'absorption relatif aux transitions rotationnelles κ_ν^{rot} est indispensable dans la modélisation des raies rotationnelles moléculaires.

L'expression du coefficient d'absorption, donné par la formule (1.8), s'écrit différemment dans le cas des transitions rotationnelles et vibrationnelles. En effet, on note

$$\kappa_\nu^{rot}(h) = I(T(h))\ \Phi_\nu(h)\ n(h) \tag{1.19}$$

où $T(h)$ est la température à l'altitude h, I $[\mathrm{cm}^2 \cdot \mathrm{Hz}]$ la section efficace intégrée[7] de la transition étudiée, Φ_ν $\left[\mathrm{Hz}^{-1}\right]$ le profil de la raie et n $[\mathrm{cm}^{-3}]$ la concentration du composé dont on veut modéliser la transition. La concentration n d'un composé est obtenue à partir de la concentration totale de l'atmosphère et de la fraction molaire du composé. La concentration totale n_{tot} de l'atmosphère est calculée grâce à la loi des gaz parfaits (équation (1.2) de la partie I). Souvent, l'information disponible dans la littérature n'est pas la concentration d'un composé, mais sa fraction molaire. La fraction molaire y_i est définie par le rapport entre la concentration d'un composé i et la concentration totale de l'atmosphère

$$y_i = \frac{n_i}{n_{tot}} \tag{1.20}$$

Des profils de fraction molaire en fonction de l'altitude, on les trouve notamment dans les articles qui traitent de la photochimie. Les articles relatifs à des observations présentent, en général, des profils de rapport de mélange qui sont déterminés par les observations. Le rapport de mélange q_i d'un composé i est le rapport entre sa fraction molaire y_i et la fraction molaire du composé majoritaire y_{maj}, soit CO_2 pour Mars et H_2 pour les planètes géantes

$$q_i = \frac{y_i}{y_{maj}} = \frac{n_i}{n_{maj}} \tag{1.21}$$

Les fractions molaires des principaux composés atmosphériques des planètes géantes sont données dans la table 1.1.

[7] Cette grandeur est aussi parfois appelée intensité de raie.

Fréquences des transitions moléculaires

Les transitions rotationnelles se font à des fréquences connues et elles sont tabulées dans des catalogues accessibles sur Internet. Les deux catalogues utilisés lors de mon travail, sont les catalogues GEISA (Gestion et Étude des Informations Spectroscopiques Atmosphériques), établi par Jacquinet-Husson et al. (1999) et Jacquinet-Husson et al. (2003), et le catalogue du JPL (*Jet Propulsion Laboratory*), établi par Pickett et al. (1998). Ces fréquences seront notées ν_0. Leur connaissance permet de cibler une observation sur une bande de fréquence, en fonction de la molécule que l'on cherche à détecter ou observer. Les bases de données GEISA et JPL donnent également accès à de nombreuses autres constantes spectroscopiques, propres à chaque transition et à chaque molécule. La connaissance de ces constantes est indispensable pour calculer le coefficient d'absorption κ_ν^{rot}. Il arrive, cependant, qu'une de ces constantes n'ait pas été mesurée. Dans ce cas précis, on utilise une valeur estimée de cette constante. Par exemple, on prend la valeur d'une constante de ^{12}CO pour celle de ^{13}CO qui n'est pas connue.

Section efficace intégrée d'une transition

L'expression du premier terme de l'équation (1.19) est donnée par Pickett et al. (1998)

$$I(T) = I\left(T_0\right) \frac{Q_{rs}\left(T_0\right)}{Q_{rs}(T)} \mathrm{e}^{-\frac{E_0}{k_\mathrm{b}}\left(\frac{1}{T}-\frac{1}{T_0}\right)} \frac{1-\mathrm{e}^{-\frac{h\nu}{k_\mathrm{b}T}}}{1-\mathrm{e}^{-\frac{h\nu}{k_\mathrm{b}T_0}}} \tag{1.22}$$

où $I\left(T_0\right)$ est la section efficace intégrée calculée à la température T_0, $Q_{rs}(T)$ la fonction de partition de spin-rotation à la température T et E_0 le niveau d'énergie du niveau bas de la transition. La valeur de $I\left(T_0\right)$ s'obtient par

$$I\left(T_0\right) = \left(\frac{8\pi^3}{3hc}\right) \frac{\nu\mu^2 S}{Q_{rs}\left(T_0\right)} \mathrm{e}^{-\frac{E_0}{k_\mathrm{b}T_0}} \left(1-\mathrm{e}^{-\frac{h\nu}{k_\mathrm{b}T_0}}\right) \tag{1.23}$$

où μ [C·m] est le moment dipolaire de la molécule et S la force de la raie. On retrouve le fait qu'une molécule symétrique, qui n'a donc pas de moment dipolaire, a des intensités de raies nulles et ne présente pas de spectre rotationnel. Dans le cas où $h\nu/k_\mathrm{b}T \ll 1$, on a

$$\frac{Q_{rs}\left(T_0\right)}{Q_{rs}(T)} \simeq \left(\frac{T_0}{T}\right)^l \tag{1.24}$$

où $l = 1$ dans le cas où la molécule est linéaire (CO, par exemple) et $l = \frac{3}{2}$ dans le cas où la molécule est non linéaire (H_2O, par exemple). Finalement, $I(T)$ se calcule à partir de la relation

$$I(T) = I\left(T_0\right) \left(\frac{T_0}{T}\right)^l \mathrm{e}^{-\frac{E_0}{k_\mathrm{b}}\left(\frac{1}{T}-\frac{1}{T_0}\right)} \frac{1-\mathrm{e}^{-\frac{h\nu}{k_\mathrm{b}T}}}{1-\mathrm{e}^{-\frac{h\nu}{k_\mathrm{b}T_0}}} \tag{1.25}$$

Il faut donc connaître au préalable les constantes $I\left(T_0\right)$, T_0, l, et E_0 pour calculer la valeur de $I(T)$. Ces valeurs sont données par les bases de données spectroscopiques (voir partie 1.3.2). Comme on l'a vu, pour une altitude h donnée, l'intensité de la raie dépend de la température de la couche atmosphérique qui se situe à cette altitude. Le profil de raie dépend, lui, de la température et de la pression à laquelle est soumise la couche atmosphérique d'altitude h.

Profil de raie

Le calcul du profil de raie $\Phi_\nu(h)$ $\left[\mathrm{Hz}^{-1}\right]$ peut être apparenté au calcul de la probabilité pour que la transition considérée ait lieu à une fréquence ν donnée. Cette loi, qui dépend évidemment fortement de la valeur de la fréquence de résonance ν_0, contribue à fixer la forme d'une raie spectrale. En effet, c'est principalement le calcul de cette fonction qui va donner la largeur de la raie, après intégration sur toutes les altitudes évidemment. L'expression que l'on choisit pour calculer $\Phi_\nu(h)$ dépend des niveaux de pression et de température sondés.

Lorsque la pression est forte (dans la troposphère notamment), les collisions dominent dans le milieu et il convient d'utiliser un profil de raie lorentzien $\Phi_{col}(\nu, h)$

$$\Phi_{col}(\nu, h) = \frac{\gamma(h)}{\pi} \frac{1}{(\nu - \nu_0)^2 + \gamma(h)^2} \tag{1.26}$$

où $\gamma(h) = \gamma(T, p)$ $[\mathrm{cm}^{-1}]$ est l'élargissement collisionnel à la température T et à la pression p. Le facteur $\gamma(h)$, qui correspond à la largeur à mi-hauteur du profil lorentzien, peut être calculé par la relation

$$\gamma(h) = \gamma_0 \; p(h) \left(\frac{T_0}{T(h)}\right)^x \tag{1.27}$$

Les constantes γ_0 $[\mathrm{cm}^{-1}.\mathrm{atm}^{-1}]$ et x (sans dimension) sont disponibles via certaines bases de données spectroscopiques (voir partie 1.3.2). L'élargissement collisionnel γ_0 et le facteur de dépendance à la température x sont très sensibles à la nature du gaz dans lequel se trouvent les molécules dont on souhaite modéliser la transition. En effet, les niveaux quantiques, qui déterminent la fréquence de transition, ne seront pas déplacés de manière équivalente si le gaz environnant est constitué de molécules lourdes ou légères. Dans le cas des planètes géantes, il faut tenir compte des élargissements collisionnels dus à H_2 et éventuellement He. Chacune des valeurs est pondérée par la fraction molaire du gaz correspondant. Plus généralement, on calcule γ_0 et x de la manière suivante

$$\gamma_0 = \sum_{i=1}^{N} y_i \; (\gamma_0)_i \tag{1.28}$$

$$x = \sum_{i=1}^{N} y_i \; x_i \tag{1.29}$$

Lorsque la pression diminue (dans la stratosphère), l'élargissement de la raie spectrale est gouverné par l'effet Doppler. La probabilité pour qu'une molécule ait la vitesse v le long de la ligne de visée est donnée par le profil de raie Doppler

$$\Phi_{dop}(\nu, h) = \frac{1}{\Delta\nu_{dop}(h)} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \exp\left[-\ln 2 \left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_{dop}(h)}\right)^2\right] \tag{1.30}$$

où $\Delta\nu_{dop}(h)$ $[\mathrm{cm}^{-1}.\mathrm{atm}^{-1}]$ est la largeur à mi-hauteur du profil Doppler. Elle a pour expression

$$\Delta\nu_{dop}(h) = \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2k_\mathrm{b}T(h)\ln 2}{M}} \tag{1.31}$$

où M [kg] est la masse de la molécule.

Dans le cas des atmosphères planétaires, on est souvent confronté à des régimes de pressions et de températures intermédiaires. C'est pourquoi il faut utiliser un profil qui tient compte des élargissements collisionnel et Doppler. Le profil de Voigt $\Phi_{voigt}(\nu, h)$ est le produit de convolution des profils lorentzien et Doppler et s'écrit

$$\Phi_{voigt}(\nu, h) = \frac{1}{\Delta\nu_{dop}(h)} \frac{\nu}{\nu_0} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} K(a, b) \tag{1.32}$$

où

$$K(a, b) = \frac{b}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(-t^2)}{b^2 + (a - t)^2} dt \tag{1.33}$$

Les variables a et b ont pour expression

$$a = \sqrt{ln2} \frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_{dop}(h)} \tag{1.34}$$

et

$$b = \sqrt{ln2} \frac{\gamma(h)}{\Delta\nu_{dop}(h)} \tag{1.35}$$

La fonction intégrale $K(a, b)$ ne se calcule que numériquement (Kuntz, 1997).

Enfin, Moreno (1998) a montré que l'utilisation d'un profil de Van Vleck et Weisskopf modifié (noté VVW2 dans Moreno (1998)) était plus adapté pour modéliser les raies d'ammoniac dans les troposphères des planètes géantes. Ce profil se calcule par

$$\Phi_{VVW2}(\nu, h) = \frac{\gamma(h)}{\pi} \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^2 \left(\frac{1}{(\nu + \nu_0)^2 + \gamma^2(h)} + \frac{1}{(\nu - \nu_0)^2 + \gamma^2(h)}\right) \tag{1.36}$$

et sera uniquement utilisé par la suite dans le cas de l'ammoniac pour les atmosphères des planètes géantes.

Les valeurs fournies par les bases de données spectroscopiques

Les bases de données spectroscopiques donnent accès à certaines constantes spectroscopiques pour un grand nombre de molécules. Ces constantes sont données dans des unités qu'il faut parfois convertir pour les utiliser plus facilement. Cette partie a pour but de décrire brièvement le type de données fournies par la base GEISA et celle du JPL.

La base de données du JPL donne principalement trois constantes spectroscopiques, dont on a besoin pour les calculs. Il s'agit de ν_0, du logarithme décimal de $I\,(T_0 = 300\text{K})$ et de E_0. Ces constantes sont exprimées en [MHz], [$\text{nm}^2 \cdot \text{MHz}$] et [$\text{cm}^{-1}$] respectivement.

La base de données GEISA est une base de données qui concerne l'atmosphère terrestre. Cependant, comme on retrouve les molécules qui nous intéressent également dans l'atmosphère terrestre, cette base de donnée est utilisée. Parmi les constantes proposées, on retrouve ν_0 [cm^{-1}], $I\,(T_0 = 296\text{K})$ [cm], E_0 [cm^{-1}], γ_0 [$\text{cm}^{-1} \cdot \text{atm}^{-1}$] et x (sans dimension). Pour être utilisée dans le programme de calcul numérique du transfert radiatif, la constante $I\,(T_0)$ doit être convertie en [$\text{nm}^2 \cdot \text{MHz}$]. On la multiplie donc par 10^{10} c. Lorsqu'on veut observer l'isotope d'un composé, il faut appliquer un facteur correctif à

	$^{12}CO/^{13}CO$	$^{16}O/^{18}O$	D/H
Terre	89	489	$1.5\ 10^{-4}$
Mars	90 ± 5 ([1])	490 ± 25 ([1])	$(8.25\pm3.00)\ 10^{-4}$ ([5])
Jupiter	160^{+40}_{-55} ([2])		$(2.25\pm0.35)\ 10^{-5}$ ([6])
Saturne	89^{+25}_{-18} ([3])		$\left(1.70^{+0.75}_{-0.45}\right)\ 10^{-5}$ ([6])
Uranus			$\left(5.5^{+3.5}_{-1.5}\right)\ 10^{-5}$ ([7])
Neptune	78 ± 26 ([4])		$\left(6.5^{+2.5}_{-1.5}\right)\ 10^{-5}$ ([7])

Tab. 1.2: Rapports isotopiques principaux dans les atmosphères des planètes étudiées. Références : [1] Nier and McElroy (1977), [2] Courtin et al. (1983), [3] Combes et al. (1977), [4] Orton et al. (1992), [5] Krasnopolsky et al. (1997), [6] Lellouch et al. (2001), [7] Feuchtgruber et al. (1999a).

$I(T_0)$. En effet, celui-ci étant donné pour une composition terrestre, le facteur $I(T_0)_{\text{corrigé}}$ à prendre en compte s'obtient par

$$I(T_0)_{\text{corrigé}} = I(T_0)\ \frac{RI_{\text{Planète}}}{RI_{\text{Terre}}} \tag{1.37}$$

où $RI_{\text{Planète}}$ et RI_{Terre} sont, respectivement, le rapport isotopique terrestre et le rapport isotopique de la planète observée. La table 1.2 recense quelques rapports isotopiques connus. On multiplie γ_0 par $100c/1013.25$ pour obtenir une valeur en $\left[\text{Hz}\cdot\text{mbar}^{-1}\right]$. Les constantes γ_0 et x sont données pour une composition atmosphérique terrestre. Or comme on l'a vu aux équations 1.28 et 1.29, ces deux facteurs doivent correspondre à la composition atmosphérique de l'atmosphère observée. C'est pourquoi les deux constantes fournies par la base GEISA ne sont utilisées que lorsqu'il n'y a pas de travaux publiés relatifs à une mesure de ces deux constantes.

Désormais, on est en mesure de calculer le coefficient d'absorption dû aux CIA et aux transitions rotationnelles. L'épaisseur optique, à chaque niveau atmosphérique, peut être obtenue par l'intégrale (1.14). Finalement, l'équation du transfert radiatif (1.13) peut être résolue. Cette procédure doit être répétée pour toutes les fréquences qui sont incluses dans la bande spectrale observée.

1.4 La solution de l'équation du transfert radiatif décryptée

1.4.1 Les sens des deux termes de la solution

La solution (1.13) de l'équation du transfert radiatif (1.11) contient deux termes. Le premier terme $I_\nu(0)\ \mathrm{e}^{-\tau_\nu(L)}$ de la solution correspond à l'émission de la limité inférieure de l'atmosphère observée $I_\nu(0)$, pondérée par l'absorption $\mathrm{e}^{-\tau_\nu(L)}$ de l'atmosphère d'épaisseur L, sur la ligne de visée considérée. Le second terme $\int_0^{\tau_\nu(L)} B_\nu(T(h))\ \mathrm{e}^{-\tau_\nu}\ d\tau_\nu$ de la solution correspond à la somme des contributions de chaque couche atmosphérique à l'intensité totale. L'émission de chaque couche est celle d'un corps noir porté à la température $T(h)$ de la couche considérée. Cette émission est pondérée par le terme d'absorption $e^{-(\tau_\nu)}$, qui est relié à la position de la couche sur la ligne de visée.

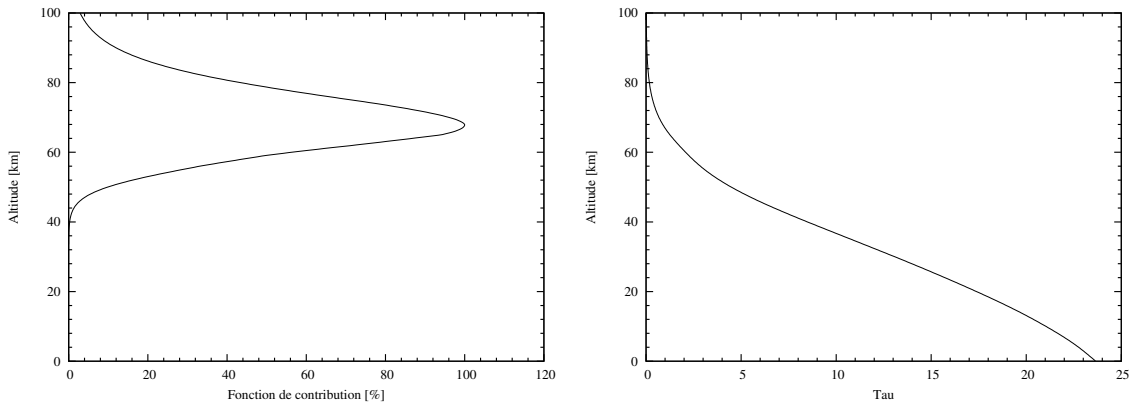


Fig. 1.3: Tracés de la fonction de contribution (à gauche) et de la profondeur optique en fonction de l'altitude, pour la raie de ^{12}CO(2-1) dans l'atmosphère de Mars. La fonction de contribution est tracée pour ν=ν_0. On remarque que la profondeur optique vaut ∼1 au niveau atmosphérique auquel la fonction de contribution pique. Ce niveau se situe à une altitude de 68 km environ.

1.4.2 La fonction de contribution

Dans l'équation (1.13), le terme $\int_0^{\tau_\nu(L)} B_\nu(T(h))\ \mathrm{e}^{-\tau_\nu}\ d\tau_\nu$, qui représente la somme de toutes les contributions des couches atmosphériques sondées, nous informe sur l'altitude à laquelle l'absorption est maximale et sur l'altitude à laquelle la raie spectrale se forme.

La fonction de poids $w(h)$ est définie par

$$w(h) = \frac{d}{dh}\left[e^{-\tau_\nu(h)}\right] \tag{1.38}$$

Cette fonction traduit la variation de l'épaisseur optique. Le maximum de cette fonction se produit à l'altitude où l'absorption κ_ν est maximale.

La fonction de contribution $c(h)$ est définie par

$$c(h) = B_\nu\left(T(h)\right)\frac{d}{dh}\left[e^{-\tau_\nu(h)}\right] \tag{1.39}$$

Elle donne l'altitude à laquelle la raie spectrale se forme[8]. En effet, cette fonction représente le terme qui est intégré dans le second terme de la solution de l'équation du transfert radiatif. Cette fonction est donc maximale à l'altitude où la contribution à l'intensité spécifique est maximale. Ce pic se trouve environ à l'altitude pour laquelle $\tau_{\nu_0} \simeq 1$, si la raie est optiquement épaisse (voir figure 1.3).

L'étude de la fonction de contribution à plusieurs fréquences permet de contraindre les profils thermiques des atmosphères par une méthode itérative détaillée dans Lellouch et al. (1989), développée initialement par Chahine (1968). Elle permet également de contraindre l'abondance du composé dont on observe la raie à l'altitude à laquelle la fonction est maximale.

Ce chapitre a permis d'établir la solution de l'équation du transfert radiatif (1.13) sur une ligne de visée quelconque. Pour connaître l'émission totale d'une zone du disque

[8] On note que le signe négatif, qui apparaît dans la dérivation, est compensé par le fait que $d\tau_\nu$ est négatif dans le sens des altitudes croissantes (quand on intègre du bas vers le haut de l'atmosphère).

planétaire observé ou encore du disque planétaire, lorsqu'il est observé dans son ensemble, il faut calculer la solution de l'équation du transfert radiatif sur une multitude de lignes de visée. Ces résultats sont ensuite moyennés, de manière appropriée, pour obtenir une simulation du spectre observé. L'approche développée est présentée dans le chapitre suivant.

Chapitre 2

Le transfert radiatif en géométrie sphérique

2.1 Motivations

Dans une grande partie des travaux publiés jusqu'à présent, la modélisation des raies spectrales sur une ligne de visée s'est faite en considérant l'atmosphère sondée comme une superposition de couches planes parallèles (Clancy et al., 1983; Lellouch et al., 1989). La géométrie ainsi que les notations adoptées pour une atmosphère plane sont présentées sur la figure 2.1. Dans ce cas, la solution de l'équation du transfert radiatif (1.11) s'écrit

$$I_\nu(\infty) = I_\nu(0)\ \mathrm{e}^{-\int_0^L \kappa_\nu(l)dl} + \int_0^L \kappa_\nu(l)\ B_\nu(T(l))\ \mathrm{e}^{-\int_l^\infty \kappa_\nu(l')dl'}\ dl \tag{2.1}$$

avec la variable l, définie pour chaque ligne de visée, telle que

$$dl = \frac{dz}{\cos\theta} = \frac{dz}{\mu} \tag{2.2}$$

où θ est l'angle entre la ligne de visée et la normale à l'atmosphère (axe Oz). La grandeur $\frac{1}{\mu}$ est la masse d'air, pour la ligne de visée considérée. Ainsi, l'équation (2.1) devient

$$I_\nu(\infty,\mu) = I_\nu(0)\ \mathrm{e}^{-\int \kappa_\nu(z)dz/\mu} + \int_0^L \kappa_\nu(z)\ B_\nu(T(z))\ \mathrm{e}^{-\int_z^\infty \kappa_\nu(z')dz'/\mu}\ \frac{dz}{\mu} \tag{2.3}$$

Ces modèles, dits modèles «plans parallèles» ont permis une modélisation satisfaisante des spectres qui ont été obtenus ces dernières années. Cependant, des problèmes surviennent lors de la modélisation des lignes de visées quand la masse d'air devient importante ($\theta > 80^\circ$). En effet, la fonction μ ne représente plus l'augmentation du trajet optique subi par le faisceau de manière satisfaisante quand θ tend vers 90°. C'est la raison pour laquelle la fonction μ est remplacée par la fonction de Chapman $\Psi(h,\theta)$ (voir, par exemple, une expression adaptée aux planètes géantes dans Dobrijevic (1996)). De plus, si une observation inclut le limbe atmosphérique dans son ensemble (faible résolution spatiale) ou en partie (grande résolution spatiale), il faut modéliser les lignes de visée de type l_2 (voir figure 1.1). Un modèle plan-parallèle ne permet pas une prise en compte naturelle de ce type de lignes de visée ; il est alors nécessaire de faire un calcul supplémentaire, avec une représentation géométrique complètement différente.

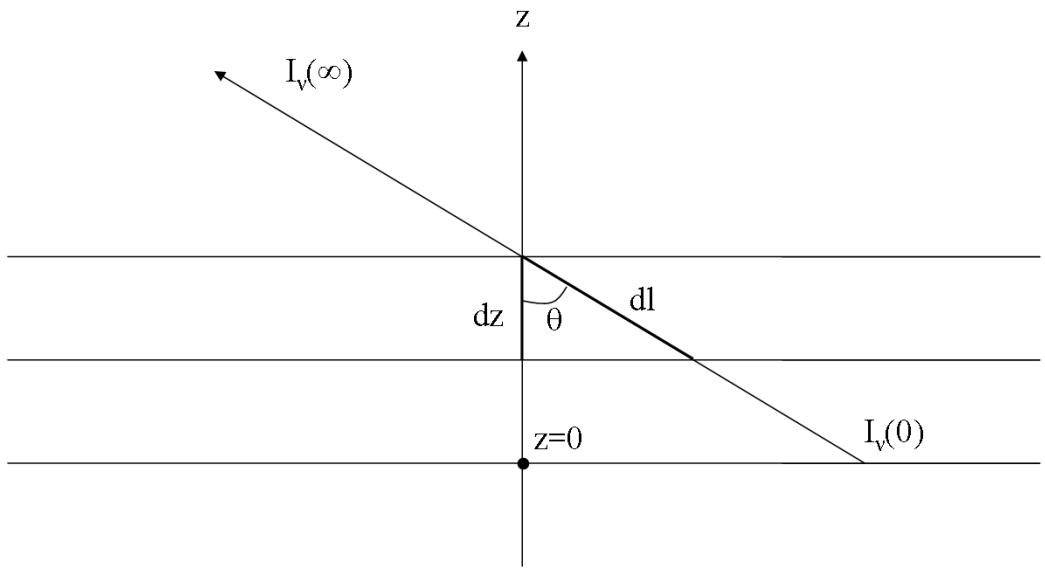


Fig. 2.1: Schéma qui définit la modélisation d'une atmosphère par une succession de couches planes et parallèles. Le trajet optique emprunté par la lumière est porté par un axe dont la variable de position est notée l. Ainsi, une couche d'épaisseur dz correspond à un parcours d'une longueur $dl = \frac{dz}{\cos\theta}$.

En revanche, un modèle à géométrie sphérique calcule précisément l'épaisseur d'atmosphère traversée par le rayonnement, que la ligne de visée soit de type l_1 ou l_2. Ce calcul se fait au prix de quelques calculs de géométrie supplémentaires. Cependant, l'écart en temps de calcul entre un modèle plan-parallèle et un modèle à géométrie sphérique est aujourd'hui très limité, du fait de la rapidité des processeurs.

Dans la perspective de l'interféromètre ALMA en particulier, il est nécessaire de développer des outils, comme par exemple le programme développé par Moreno (1998), pour modéliser correctement n'importe quelle partie d'un disque planétaire observé, quelle que soit la résolution spatiale de l'observation. En effet, l'augmentation de la résolution spatiale permettra d'observer des zones toujours plus petites sur les disques planétaires.

Ce chapitre a pour objectif de présenter la géométrie adoptée pour l'écriture d'un programme de résolution numérique de l'équation du transfert radiatif qui respecte la géométrie sphérique d'une planète. Une telle écriture du problème permet ensuite de paramétriser une observation en fonction de la résolution spatiale de l'antenne utilisée pour mener les observations. Les calculs peuvent ensuite se cantonner aux zones couvertes par l'antenne. Enfin, les améliorations à apporter au programme, en vue de son utilisation pour interpréter des observations ALMA, seront détaillées.

2.2 La géométrie du problème

Dans le modèle que j'ai développé, la géométrie à deux dimensions axisymétrique de la planète est respectée. Les planètes étant des ellipsoïdes, il faut tenir compte, d'une part, des différentes épaisseurs d'atmosphère traversées selon les positions des lignes de visée et, d'autre part, de l'aplatissement des planètes. Dans le cas de Saturne, le rayon polaire R_p étant de 10% inférieur au rayon équatorial R_e, l'aplatissement n'est pas négligeable[1].

Comme il n'existe, pour l'heure, que peu de données observationnelles spatialement résolues sur les abondances des composés atmosphériques, on utilise souvent des profils moyens de rapport de mélange pour l'ensemble de la planète. Le résultat de l'intégration de l'équation du transfert radiatif ne dépend alors que de l'épaisseur d'atmosphère sur la ligne de visée considérée. Ainsi, il suffit de calculer les spectres sur les lignes de visée qui sont portées par un axe de référence, qui va du centre du disque planétaire à l'extrémité du limbe atmosphérique, comme l'axe équatorial par exemple (voir figure 2.2). L'épaisseur du limbe atmosphérique sera notée e. Le calcul de ces spectres nous permettra ensuite de calculer l'intensité émise sur n'importe quelle partie du disque planétaire, en sélectionnant les spectres qui correspondent à la zone observée. Pour calculer le spectre moyen de la planète, l'application d'une simple symétrie centrale permettra de moyenner tous les spectres.

On commence donc par discrétiser l'axe équatorial Ox avec un pas Δx. On calcule ensuite les spectres émis sur chacun des points x_i de l'axe ainsi discrétisé. On détermine l'épaisseur d'atmosphère sur laquelle il faut intégrer l'équation du transfert radiatif en fonction de la position x_i sur l'axe de référence. Les variables utilisées pour déterminer la position l, l'altitude h et l'épaisseur d'atmosphère traversée $l_{max} - \Delta l$, sur une ligne de visée l_i, sont présentées sur la figure 2.3. Les origines des lignes de visée sont les intersections entre les lignes de visée et l'axe Ox. La position de la ligne de visée l_i est x_i, sur l'axe Ox. L'altitude h, à la position l, sur la ligne de visée l_i, vaut

$$h = \sqrt{l^2 + x_i^2} - R_e \tag{2.4}$$

Dans le cas des planètes géantes, l'altitude de référence $h = 0$ est fixée au niveau $p = 1$ bar. Or, ce niveau de pression, qui définit la valeur des rayons équatorial R_e et polaire R_p, n'est pas suffisamment profond pour atteindre les dernières couches accessibles au rayonnement (aux environs de 10-20 bar). C'est pourquoi, on intègre l'équation du transfert radiatif jusqu'à un niveau d'altitude h_{min} négatif. Ce niveau permet de définir la position x_{min}, sur l'axe Ox, qui marque le début du limbe

$$x_{min} = R_e + h_{min} \tag{2.5}$$

On note que $h_{min} = 0$, dans le cas de la planète Mars. La position maximale sur une ligne de visée est

$$l_{max} = \sqrt{(R_e + e)^2 - x_i^2} \tag{2.6}$$

Si $x_i \leq x_{min}$, alors la ligne de visée est de type l_1 et l'épaisseur d'atmosphère sur laquelle il faut intégrer est $l_{max} - \Delta l$, avec

$$\Delta l = \sqrt{x_{min}^2 - x_i^2} \tag{2.7}$$

[1] L'écart en terme de température de brillance du disque planétaire entre un modèle sphérique et un modèle ellipsoïdal pourrait être observable avec ALMA

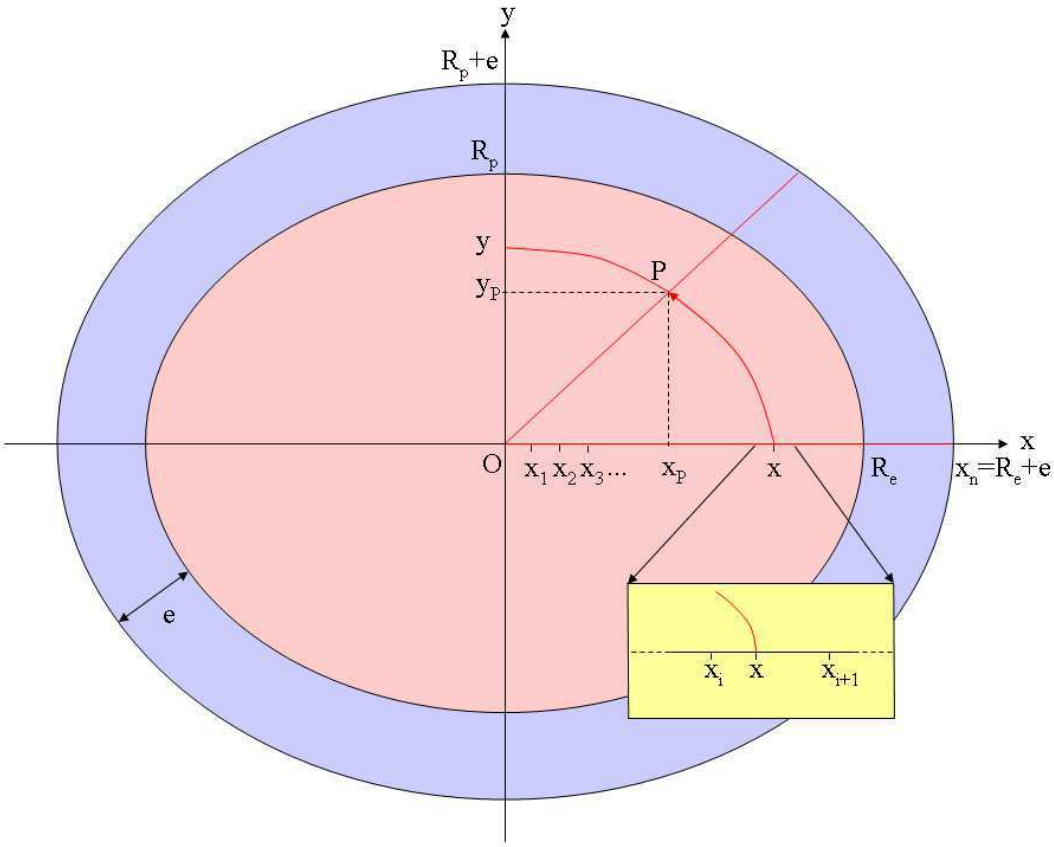


Fig. 2.2: Schéma qui définit la géométrie utilisée pour résoudre l'équation du transfert radiatif sur n'importe quelle ligne de visée. Les lignes de visées sont perpendiculaires au plan (xOy). On suppose que les points P et x émettent le même spectre, car la même épaisseur d'atmosphère est traversée. Le calcul des spectres est effectué pour chaque point x_1, ..., x_n (n est un paramètre réglable). On peut ensuite calculer le spectre en n'importe quel point P du disque planétaire, par interpolation en x des spectres calculés en x_i et x_{i+1}.

soit

$$l_{max} - \Delta l = \sqrt{(R_e + e)^2 - x_i^2} - \sqrt{x_{min}^2 - x_i^2} \tag{2.8}$$

Par contre, si $x_i > x_{min}$, alors la ligne de visée est de type l_2 et l'épaisseur d'atmosphère sur laquelle il faut intégrer est $2l_{max}$. On note que l'épaisseur totale du limbe atmosphérique e' est donnée par

$$e' = e - h_{min} \tag{2.9}$$

Enfin, l'angle θ, qui permet de définir la masse d'air de la ligne de visée vaut

$$\theta = \arccos\left(\frac{\Delta l}{x_{min}}\right) \tag{2.10}$$

Les valeurs des rayons R_e et R_p, de l'altitude minimale h_{min}, de l'épaisseur e du limbe à partir de R_e, ainsi que la valeur du pas d'intégration dl retenu pour chaque planète sont présentées dans la table 2.1. La valeur de dl a été optimisée de manière à avoir un bon compromis entre rapidité et précision des calculs. La table 2.1 contient également les valeurs des périodes de rotation T_{rot} des planètes.

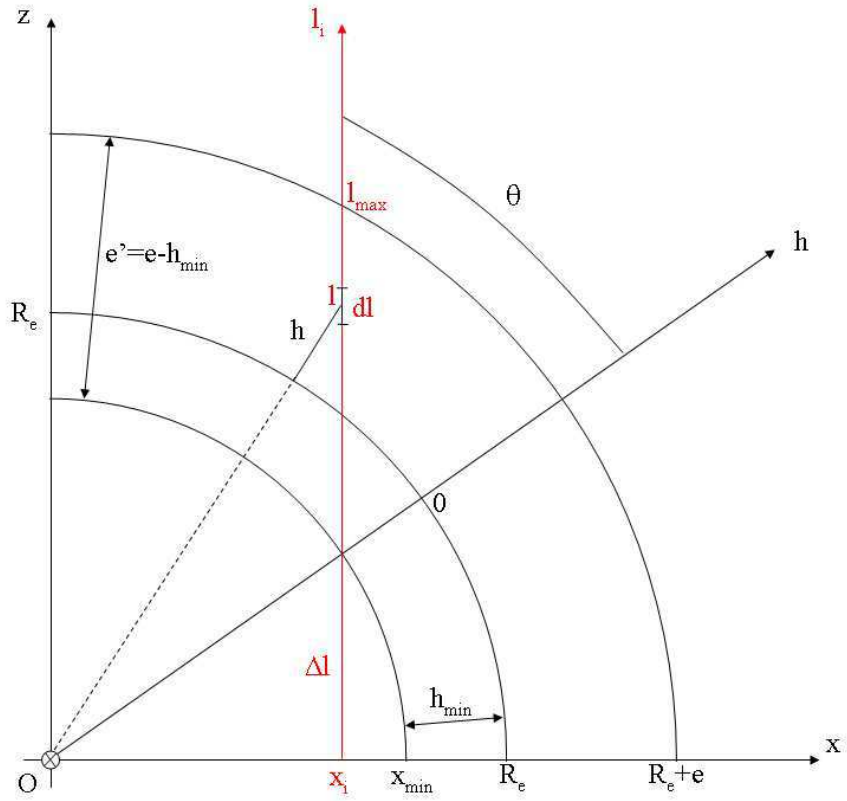


Fig. 2.3: Schéma qui permet de définir les variables qui sont nécessaires à la détermination de l'épaisseur d'atmosphère qu'une ligne de visée l_i traverse.

		Mars	Jupiter	Saturne	Uranus	Neptune
R_e	[km]	3389.9[1]	71492[2]	60268[2]	25559[2]	24766[2]
R_p	[km]	3389.9[1]	66854[2]	54364[2]	24973[2]	24342[2]
h_{min}	[km]	0	-66	-200	-100	-100
e	[km]	120	386	1000	491	800
dl	[km]	0.2	0.2	1	0.2	0.2
T_{rot}	[h]	24.623[1]	9.925[2]	10.233[2]	17.24[2]	16.11[2]

Tab. 2.1: Grandeurs géométriques utilisées dans le calcul du transfert radiatif et période de rotation des planètes étudiées. Références : [1] Kieffer et al. (1992), [2] Lindal (1992).

Une fois les calculs de transfert radiatif faits le long de l'axe de référence, il faut en déduire le spectre qui correspond à la zone que l'on souhaite modéliser. Cette zone peut être le disque planétaire dans son ensemble, si la résolution spatiale est faible par rapport à la taille de la planète, ou seulement une partie du disque, si la résolution spatiale est suffisante. Elle dépend de trois paramètres : la position du point visé par le télescope (x_T, y_T) et la résolution spatiale Δr_T de l'instrument. Quelle que soit la visée effectuée par le télescope (visée centrale, visée du limbe...), il faut pouvoir construire le spectre associé. On définit alors une zone circulaire, centrée en (x_T, y_T) et de rayon proportionnel à Δr_T. On la discrétise de manière assez fine avec un pas δr, avec $\delta r = \Delta r_T / n$ ($n = 100$

typiquement, après tests numériques). Il faut alors connaître le spectre émis par chaque point P de la grille ainsi formée.

Pour connaître le spectre émis par un point P (voir figure 2.2), il faut trouver le point x, qui sous-tend la ligne de visée correspondante, pour lequel on a calculé l'émission radiative. La relation qui lie un point P, de coordonnées (x_P,y_P), au point x correspondant, de la figure 2.2, est obtenue en combinant l'équation de l'ellipse au point P

$$\frac{x_P^2}{x^2} + \frac{y_P^2}{y^2} = 1 \tag{2.11}$$

et le théorème de Thalès, qui relie l'ellipse planétaire à l'ellipse qui porte le point P :

$$\frac{x}{R_e + e} = \frac{y}{R_p + e} \tag{2.12}$$

La résolution de ce système donne

$$\begin{cases} x = \sqrt{x_P^2 + y_P^2 \left(\frac{R_e+e}{R_p+e}\right)^2} \\ y = \sqrt{x_P^2 \left(\frac{R_p+e}{R_e+e}\right)^2 + y_P^2} \end{cases} \tag{2.13}$$

À partir de la relation qui donne la valeur de x pour n'importe quel point P, dont on connaît les coordonnées dans le repère $\widehat{xOy}$, il est possible d'affecter à tout point P du disque planétaire le spectre correspondant. En effet, il suffit de calculer le spectre en x par une interpolation linéaire entre les points x_i et x_{i+1} qui encadrent le point x. Cette interpolation est faite à une fréquence donnée, pour toutes les fréquences du spectre. Il est donc possible de calculer les spectres en tout point P_i de la zone visée et de les moyenner en affectant à chacun un poids, qui dépend des caractéristiques de l'antenne. Ce point sera vu plus en détail dans le paragraphe 3.2.

L'approximation faite, qui consiste à considérer que l'abondance est la même sur tout le disque planétaire, revient à restreindre notre modèle à deux dimensions spatiales[2]. C'est donc un modèle de transfert radiatif 1D qui tient compte d'une géométrie 2D qui a été développé. L'intégration sur une ligne de visée suit un modèle de transfert radiatif à une dimension et chaque ligne de visée est définie selon sa position sur la projection de l'ellipsoïde planétaire (deux dimensions), telle qu'elle est vue depuis le détecteur.

2.3 Amélioration principale à apporter en vue de la modélisation des observations faites par ALMA

Dans sa version actuelle, le programme de simulation numérique de spectres ne lit qu'un seul fichier de rapports de mélange en fonction de l'altitude. Pour chaque point du disque planétaire ou de la zone observée, ce sont les mêmes profils de rapport de mélange des composés qui sont pris en compte dans le calcul.

Les résolutions spatiales, que les interféromètres permettent d'atteindre, sont généralement suffisantes pour cartographier les planètes géantes. Les bandes de fréquences qui

[2]La symétrie de rotation enlève un degré de liberté, donc une dimension spatiale.

seront accessibles avec l'intérféromètre ALMA feront de cet instrument un outil unique capable de cartographier de nouveaux composés atmosphériques. C'est la raison pour laquelle il faudra être en mesure de prendre en compte des variations d'abondance, de température etc. en fonction de la latitude et/ou de la longitude planétaire, pour modéliser les observations. Ces variations seront prises en compte en affectant des profils verticaux différents pour tous les points (ou chaque zone) où le transfert radiatif sera calculé.

Pour améliorer le programme de transfert radiatif, il faudra considérer des rapports de mélange différents pour toutes les lignes de visée. Il faudra donc appliquer une grille de discrétisation à l'ensemble du disque planétaire et affecter un profil vertical d'abondance en chaque point de la grille. La sélection au préalable de la zone du disque, sur laquelle on voudra calculer le transfert radiatif, devra être envisagée, pour ne pas avoir à faire les calculs sur tout le disque à chaque fois, si la zone observée ne correspond qu'à une partie du disque.

Dans ce chapitre, nous avons montré comment un spectre était calculé sur l'ensemble ou sur une partie du disque planétaire. La zone visée est discrétisée et les spectres sont calculés sur la maille de la zone par interpolation des spectres calculés sur l'axe équatorial. Enfin, ils sont moyennés de manière adéquate. Nous allons voir dans le chapitre 4 que cette procédure n'est pas complète et ne permet pas de reproduire les spectres observés sur les planètes géantes, lorsque la largeur de la raie spectrale est de l'ordre de quelques dizaines de MHz au maximum. Il faut tenir compte d'un effet géométrique et dynamique qui modifie les raies : le *smearing*. Mais avant cela, nous allons décrire, dans le chapitre suivant, comment on tient compte des spécificités de l'instrument d'observation telles que les résolutions spatiale et spectrale pour simuler un spectre observé.

Chapitre 3

La prise en compte des caractéristiques instrumentales

3.1 Introduction

Comme tout instrument de mesure, un télescope modifie l'information à mesurer. Idéalement, un télescope devrait mesurer le flux incident sur la partie du ciel visée. Dans cette zone circulaire, dont la surface S serait fixée par les caractéristiques du télescope, toutes les lignes de visée seraient moyennées avec un poids équivalent. Au-delà de cette zone, aucun flux ne serait reçu. L'intensité spécifique moyenne reçue serait alors

$$\langle I_\nu(\infty)\rangle_S = \frac{\int_S I_\nu \, dS}{\int_S dS} \tag{3.1}$$

En coordonnées polaires, avec pour origine le point visé par le télescope, cette expression s'écrit

$$\langle I_\nu(\infty)\rangle_S = \frac{\int_0^{2\pi}\int_0^{R_S} r I_\nu(r,\theta) dr d\theta}{\int_0^{2\pi}\int_0^{R_S} r dr d\theta} \tag{3.2}$$

où R_S est le rayon de la zone circulaire visée S. Cette expression indiquerait que l'instrument se comporte comme une fonction «porte», en laissant passer le signal uniquement lorsqu'il est situé dans S. Cependant, la «réponse» d'un télescope est plus complexe. Cette «réponse» est modélisée par une fonction dite «d'antenne».

Dans ce chapitre, on verra comment se présente une fonction d'antenne et comment on la modélise. Enfin, on verra que l'introduction de la fonction d'antenne nous amène à définir une nouvelle grandeur : la température d'antenne. Cette dernière partie sera l'occasion de faire un aperçu des différentes grandeurs que l'on peut rencontrer dans la littérature, concernant des observations millimétriques ou submillimétriques.

3.2 La fonction d'antenne

L'effet induit par le passage des ondes électromagnétiques dans le télescope est modélisé par la fonction d'antenne (ou diagramme de puissance). Cette fonction permet de modéliser le flux mesuré par l'antenne à partir de la modélisation du flux émis par l'objet astrophysique. C'est donc une fonction de l'ascension droite et de la déclinaison dans le

	115 GHz	230 GHz	345 GHz	557 GHz	1717 GHz
IRAM (D=30 m)	21.5″	10.8″			
JCMT (D=15 m)	43.0″	21.5″	14.3″		
SWAS (D=0.6 m)				222.0″	
Odin (D=1.1 m)				121.1″	
Herschel (D=3.5 m)				40.4″	13.1″

Tab. 3.1: Exemples de tailles de lobes d'antenne en fonction des télescopes (et de leur diamètre), employés durant mes travaux, et de la fréquence observée. Les fréquences pour lesquelles les valeurs de θ_l sont présentées correspondent à des fréquences du CO ou de l'eau. Seules les combinaisons antenne-fréquence possibles sont renseignées. On note que SWAS (*Submillimeter-Wave Astronomy Satellite*), Odin et Herschel sont des télescopes spatiaux.

champ observé. Avant de modéliser cette fonction, nous allons décrire les paramètres du télescope.

Une des caractéristiques majeures d'un télescope est son diamètre. Cette information, combinée à la connaissance de la longueur d'onde à laquelle on souhaite faire une observation, permet de déterminer quelle sera la résolution spatiale de l'observation. Un télescope est un instrument optique diffractant. Le miroir du télescope étant circulaire, on peut faire l'analogie avec le cas de la diffraction par un trou circulaire. La figure de diffraction d'une source ponctuelle par un trou circulaire est un sinus cardinal[1]. L'intensité de la tache centrale de diffraction peut être représentée par une gaussienne à deux dimensions. La largeur à mi-intensité, notée θ_l, de la tache de diffraction est donnée par une relation qui relie le diamètre D du télescope et la longueur d'onde λ

$$\theta_l = 1.22 \, \frac{\lambda}{D} \tag{3.3}$$

La grandeur θ_l [rad] est donc la largeur à mi-hauteur de la gaussienne 2D par laquelle il faut convoluer le signal incident pour obtenir la figure de diffraction observée. La gaussienne 2D de largeur θ_l est la fonction d'antenne.

3.2.1 Le lobe d'antenne

En règle générale, la grandeur θ_l est appelée «lobe d'antenne» et elle est calculée en seconde d'arc [″]. La table 3.1 répertorie la taille du lobe d'antenne, pour les télescopes considérés lors mon étude, en fonction de la fréquence d'observation. Comme θ_l correspond à la largeur à mi-hauteur de la fonction d'antenne et que celle-ci est supposée gaussienne, il faut appliquer la convolution au-delà de θ_l. En effet, la part de la puissance qui est intégrée dans le lobe d'antenne est de 68%. Il faut donc étendre l'intégration jusqu'à 3 ou 5 θ_l, en fonction du degré de précision voulu. Dans le programme que j'ai écrit et qui tient compte de la fonction d'antenne, l'intégration se fait sur 5 θ_l.

[1] Valable à une dimension. Á deux dimensions, la figure de diffraction est représentée par la fonction $2\frac{J_1(x)}{x}$, où J_1 est une fonction de Bessel de première espèce.

3.2.2 Modélisation

La fonction d'antenne P_a est une gaussienne 2D. C'est une fonction de l'ascension droite et de la déclinaison. On peut également l'exprimer en fonction des coordonnées cartésiennes (x,y) du repère xOy de l'observation (voir figure 2.2 de cette partie). Comme un lobe d'antenne peut être elliptique, il faut considérer le fait que la gaussienne n'est pas symétrique. Elle s'écrit alors

$$P_a(x,y) = \frac{1}{2\pi\sigma_x\sigma_y}\ \exp\left(-\frac{(x-x_c)^2+(y-y_c)^2}{2\sigma_x\sigma_y}\right) \tag{3.4}$$

où (x_c,y_c) sont les coordonnées du point que l'on vise avec le télescope et où σ_x et σ_y sont les écart-types de la gaussienne 2D selon les axes Ox et Oy. Les valeurs de σ_x et σ_y sont calculées à partir de la taille du lobe primaire selon ces deux directions. Si on note $(\theta_l)_x$ et $(\theta_l)_y$ les extensions du lobe primaire selon les directions Ox et Oy, alors

$$\begin{cases} \sigma_x = \frac{(R_e+e)}{\sqrt{2\ln 2}}\frac{(\theta_l)_x}{(\theta_p)_x} \\ \\ \sigma_y = \frac{(R_p+e)}{\sqrt{2\ln 2}}\frac{(\theta_l)_y}{(\theta_p)_y} \end{cases} \tag{3.5}$$

où $(\theta_p)_x$ et $(\theta_p)_y$ [$''$] sont les tailles de la planète selon les axes Ox et Oy. Pour obtenir la valeur de l'intensité spécifique $\langle I_\nu \rangle$ mesurée par le télescope, il faut calculer l'intégrale suivante

$$\langle I_\nu(\infty)\rangle = \frac{\int\int I_\nu(x,y)\ P_a(x,y)\ dx\ dy}{\int\int P_a(x,y)\ dx\ dy} \tag{3.6}$$

où $I_\nu(x,y)$ est l'intensité spécifique à la fréquence ν, en fonction des coordonnées (x,y). C'est la raison pour laquelle on discrétise le disque planétaire à l'aide d'une grille dont le pas est assez petit par rapport à la résolution spatiale de l'observation. Pour chaque point (x,y) de la grille (voir figure 3.1), l'intensité spécifique $I_\nu(x,y)$ est calculée par la méthode décrite dans le paragraphe 2.2. Après discrétisation du disque, l'équation (3.6) devient

$$\langle I_\nu(\infty)\rangle = \frac{\sum_{i=-N_x}^{N_x}\sum_{i=-N_y}^{N_y}\int_{x_i}^{x_{i+1}}\int_{y_i}^{y_{i+1}} I_\nu(x,y)\ P_a(x,y)\ dx\ dy}{\sum_{i=-N_x}^{N_x}\sum_{i=-N_y}^{N_y}\int_{x_i}^{x_{i+1}}\int_{y_i}^{y_{i+1}} P_a(x,y)\ dx\ dy} \tag{3.7}$$

Si le pas de la grille de calcul est assez fin, on peut supposer que l'intensité spécifique ne varie pas d'un point à l'autre de manière significative et qu'elle peut être considérée comme constante sur l'intervalle. La grille étant définie par $2N_x+1$ points sur l'axe Ox et $2N_y+1$ points sur l'axe Oy, l'équation (3.7) peut s'écrire

$$\langle I_\nu(\infty)\rangle \simeq \frac{\sum_{i=-N_x}^{N_x}\sum_{i=-N_y}^{N_y} I_\nu(x_i,y_i)\int_{x_i}^{x_{i+1}}\int_{y_i}^{y_{i+1}} P_a(x,y)\ dx\ dy}{\sum_{i=-N_x}^{N_x}\sum_{i=-N_y}^{N_y}\int_{x_i}^{x_{i+1}}\int_{y_i}^{y_{i+1}} P_a(x,y)\ dx\ dy} \tag{3.8}$$

On remarque que $\int_{x_i}^{x_{i+1}}\int_{y_i}^{y_{i+1}} P_a(x,y)\ dx\ dy$ se résoud analytiquement et donne

$$\int_{x_i}^{x_{i+1}}\int_{y_i}^{y_{i+1}} P_a(x,y)\ dx\ dy = \frac{1}{4}\left[[\mathrm{erf}(g_x\ x_{i+1}) - \mathrm{erf}(g_x\ x_i)]\,[\mathrm{erf}(g_y\ y_{i+1}) - \mathrm{erf}(g_y\ y_i)]\right] \tag{3.9}$$

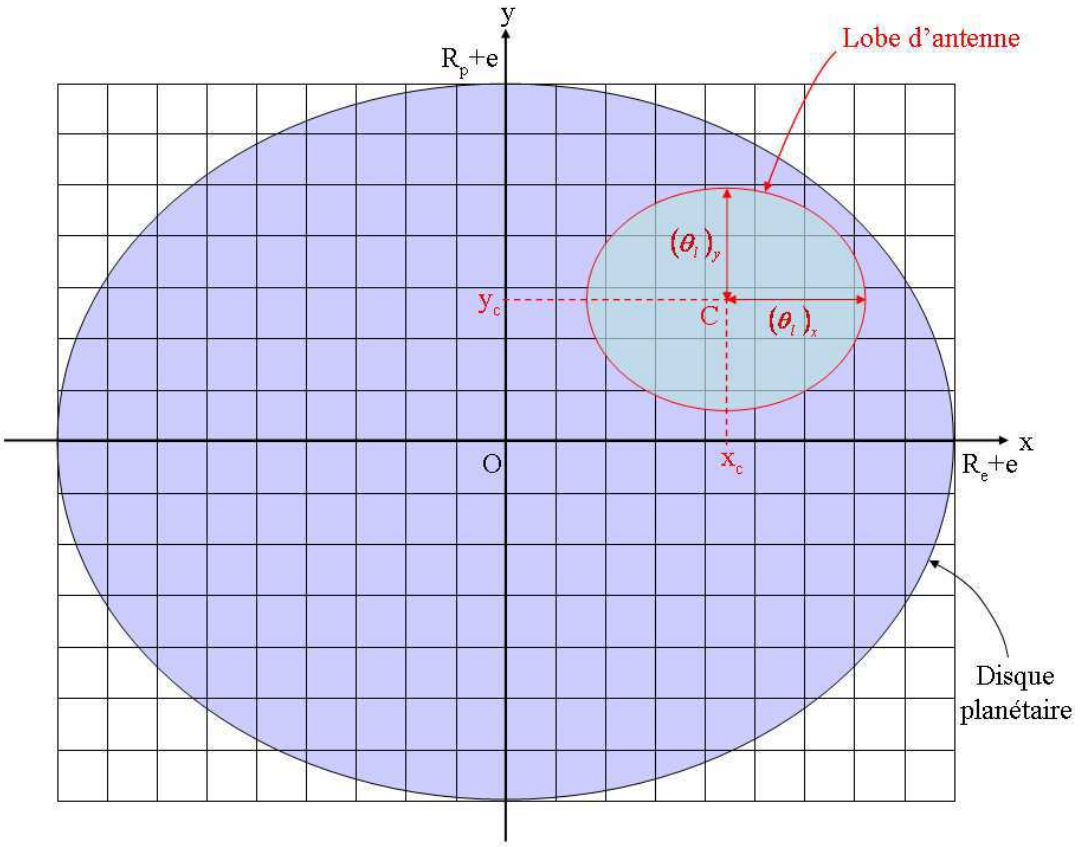


FIG. 3.1: Géométrie de l'application de la fonction d'antenne. Le cercle rouge représente l'extension du lobe primaire de l'antenne, lors d'une visée centrée en C (x_C,y_C). La fonction d'antenne est appliquée sur les points de la grille. L'intensité spécifique émise en ces points a été calculée au préalable. Pour des besoins de lisibilité du schéma, le pas de la grille est assez large.

avec

$$\begin{cases} g_x = \frac{\sqrt{2}}{2\sigma_x} \\ g_y = \frac{\sqrt{2}}{2\sigma_y} \end{cases} \tag{3.10}$$

Les termes qui font intervenir la fonction erreur erf sont de la forme $\mathrm{erf}(\alpha+\beta)-\mathrm{erf}(\alpha)$, avec $\alpha = g_x\ x_i$ ou $g_y\ y_i$ et $\beta = g_x\ \delta x$ ou $g_y\ \delta y$. Ces termes sont calculés par un développement limité à l'ordre 6. Ainsi, l'erreur relative ne dépasse pas 10^{-6}.

Dans le cas où les zones proches des limbes ont des poids non négligeables dans l'intégrale, il faut que le pas soit suffisamment petit pour que l'intégrale converge vers un résultat juste. En effet, seuls les points à l'intérieur du disque planétaire émettent du rayonnement. Pour que l'intégrale converge vers le résultat juste, il faut que la surface couverte par les carrés de la grille qui sont dans le disque ait une surface totale qui s'approche le plus possible de la surface du disque. Une autre méthode, développée par Moreno (1998), consiste à calculer la contribution exacte des points qui sont en bordure du disque. Cette méthode pourra éventuellement être implémentée dans le programme numérique pour traiter des observations faites avec une très bonne résolution spatiale. Cependant, le fait de diminuer le pas d'intégration suffit généralement pour pallier ce problème aux bords du disque.

3.2.3 Lobe primaire - Lobes secondaires

Dans la modélisation du lobe d'antenne, telle qu'elle a été présentée dans les parties précédentes, une hypothèse a été énoncée dès le départ : seule la partie centrale de la figure de diffraction a été conservée et modélisée par une gaussienne. Cette partie s'appelle le lobe primaire. Cependant, une partie de l'énergie reçue va dans les pics secondaires de la figure de diffraction : on les appelle lobes secondaires. En règle générale, la part d'énergie qui va dans les lobes secondaires est négligeable, mais il arrive parfois que ce ne soit pas le cas. Lorsqu'on observe à 690 GHz au JCMT, la moitié de l'énergie va dans les lobes secondaires. Il est alors nécessaire de modéliser l'effet des lobes secondaires sur le signal reçu. Le diagramme de puissance est, en réalité, une figure plus compliquée qu'une gaussienne et dépend de nombreux paramètres et que l'on mesure par holographie en général. Une modélisation plus complète par la fonction $2\frac{J_1(x)}{x}$ est toutefois suffisante.

3.3 La résolution spectrale instrumentale

Les spectromètres sont caractérisés par leur largeur de bande et leur résolution spectrale. La connaissance de la largeur de bande permet de cibler la gamme de fréquences pour lesquelles on résout l'équation du transfert radiatif (1.11). D'autre part, la connaissance de la résolution spectrale est essentielle pour reproduire les spectres observés.

L'équation du transfert est résolue sur un axe de fréquences discrétisé avec un pas $\delta\nu$. Le spectromètre, dont les canaux ont une certaine largeur $\Delta\nu$, dégrade la résolution infinie du signal incident qui est modélisé. On peut considérer que les intensités à des fréquences comprises dans un même canal du spectromètre sont moyennées. Il faut donc que le pas en fréquence initial $\delta\nu$ du calcul soit suffisamment petit par rapport à $\Delta\nu$ pour qu'une valeur moyenne puisse être calculée. Cette méthode de dégradation de la résolution consiste à convoluer le spectre obtenu par une fonction «porte» de largeur $\Delta\nu$. Pour améliorer la précision, on utilise une fonction gaussienne de largeur à mi-hauteur $\Delta\nu$ pour dégrader la résolution spectrale. La différence entre ces deux résultats n'est pas importante en règle générale.

3.4 Les grandeurs de représentation des spectres

Il existe plusieurs grandeurs physiques permettant de représenter les spectres observés et simulés. La première d'entre elles, fondamentale, est la grandeur dans laquelle les spectres sont généralement exprimés lors d'une observation : la température d'antenne. Cette grandeur dépend des caractéristiques de l'antenne utilisée lors des observations. Il est possible de s'affranchir des caractéristiques de l'antenne en les étalonnant. On obtient alors un spectre exprimé en température de brillance. La température de brillance peut également être obtenue à partir de la modélisation de l'intensité spécifique. Une autre grandeur est la densité de flux. Elle s'obtient facilement à partir de l'intensité spécifique.

Dans les paragraphes suivants seront tour à tour introduites les grandeurs suivantes : la densité de flux, la température de brillance et la température d'antenne. Les relations entre ces grandeurs seront également présentées.

3.4.1 La densité de flux

Une des grandeurs souvent utilisée pour caractériser un rayonnement reçu au niveau d'un détecteur est la densité de flux F_ν. L'unité de cette grandeur est le $\mathrm{W{\cdot}m^{-2}{\cdot}Hz^{-1}}$. Cependant, les sources astronomiques sont tellement faibles, en général, qu'il est d'usage d'exprimer la densité de flux en *Jansky* [Jy]$=10^{-26}$[$\mathrm{W{\cdot}m^{-2}{\cdot}Hz^{-1}}$].

La densité de flux totale F_ν émise par une source est obtenue en intégrant sur l'angle solide Ω_S, dans lequel elle émet l'intensité spécifique I_ν. Elle s'écrit

$$F_\nu = \int_{\Omega_S} I_\nu(\theta,\phi)\ \cos(\theta)\ d\Omega(\theta,\phi) \tag{3.11}$$

où θ et ϕ sont les angles du repère sphérique.

L'intensité spécifique émise par une sphère, qui se comporte comme un corps noir, est isotrope. On se place dans l'approximation gaussienne : on néglige les effets de diffraction et d'extinction entre la fin de l'atmosphère et le récepteur[2]. On se place à deux distances arbitraires de la source et on regarde le flux incident. Si on considère un "pinceau" de rayons (voir figure 3.2), à l'intérieur duquel l'énergie se conserve, alors

$$dW_i = (I_\nu)_i\ d\sigma_i\ d\Omega_i\ d\nu,\ \ i = 1,2 \tag{3.12}$$

où dW_i est la puissance infinitésimale qui est sur l'élément de surface $d\sigma_i$ et $d\Omega_j$ est l'angle solide sous lequel on voit l'élément de surface $d\sigma_i$ $(i \neq j)$.

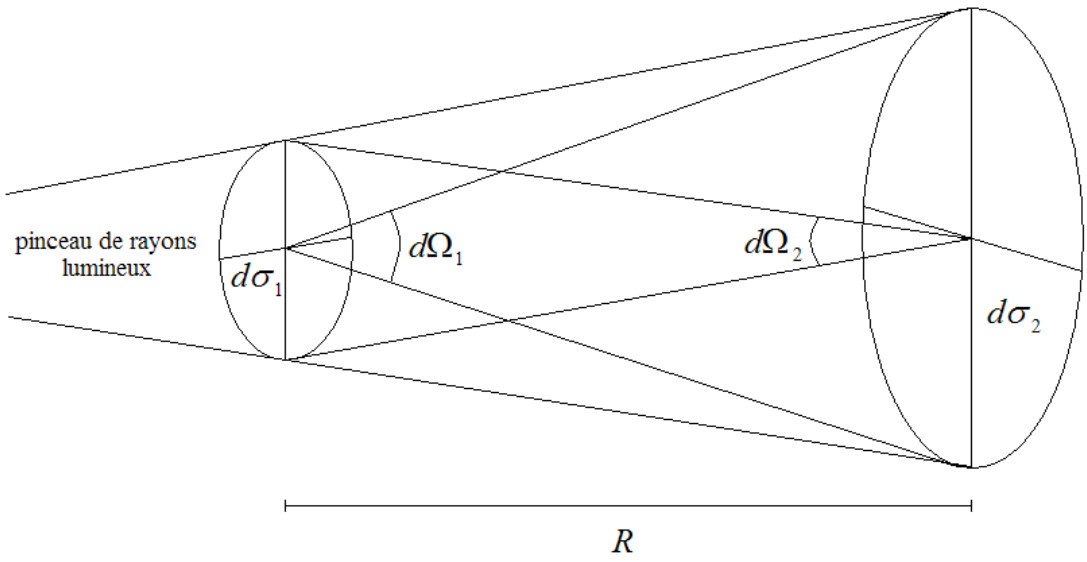


Fig. 3.2: Indépendance de l'intensité spécifique par rapport à la distance.

Or, la distance R, qui sépare les deux surfaces auxquelles on s'est placé est telle que

$$R^2 = \frac{d\sigma_1}{d\Omega_2} = \frac{d\sigma_2}{d\Omega_1} \tag{3.13}$$

[2]Comme le rayonnement traverse le vide interplanétaire, cette approximation est justifiée.

d'où

$$I_{\nu 1} = I_{\nu 2} \tag{3.14}$$

L'intensité spécifique se conserve, quelle que soit la distance R, à l'intérieur d'un même pinceau. Il est donc possible de calculer la densité de flux reçue par le détecteur à partir de l'intensité spécifique moyenne émise $\langle I_\nu \rangle$ calculée à l'équation (3.6), dans un angle solide Ω

$$F_\nu = \int_\Omega \langle I_\nu \rangle \ \cos\theta \ d\Omega(\theta, \phi) = \langle I_\nu \rangle \ \Omega \tag{3.15}$$

L'angle solide Ω, sous lequel une observation est menée, est l'angle solide couvert par le lobe primaire (*main beam*=*mb*) de l'antenne. On le note Ω_{mb} et il se calcule par

$$\Omega_{mb} = \int_{mb} P_a(\theta, \phi) \ d\theta \ d\phi \tag{3.16}$$

L'intégration se fait en coordonnées sphériques. Ici, la fonction d'antenne P_a est la fonction réelle de l'antenne et non sa modélisation par une fonction gaussienne.

3.4.2 La température de brillance

La température de brillance T_b [K] est définie comme étant la température du corps noir dont l'émission à la fréquence ν serait I_ν

$$I_\nu = B_\nu \left(T_b(\nu)\right) \tag{3.17}$$

$T_b\left(\nu\right)$ est obtenue en inversant cette dernière relation

$$T_b\left(\nu\right) = \frac{h\nu}{k_B} \left[ln \left(\frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{I_\nu} + 1 \right) \right]^{-1} \tag{3.18}$$

Cette grandeur, très utilisée en radioastronomie, n'a pas de réalité physique, mais peut être reliée à la température du gaz et à la température d'excitation du gaz dans le cas d'observation du milieu interstellaire. Elle donne juste un ordre de grandeur de la température moyenne qui règne au niveau atmosphérique d'où le rayonnement est issu. Cependant, la température de brillance est souvent utilisée.

Parfois, c'est la température de Rayleigh-Jeans T_{RJ} (ou encore température effective de rayonnement T_R) qui est utilisée. Elle est définie par

$$T_{RJ}\left(\nu\right) = \frac{c^2}{2\nu^2 k_B} I_\nu \tag{3.19}$$

Elle ne permet pas d'analogie particulière avec une quelconque température de corps noir. Lorsque la condition de l'approximation de Rayleigh-Jeans $h\nu \ll k_B T$ est satisfaite, T_b et T_{RJ} sont égales. À basse fréquence ($\nu < 300$ GHz), la modélisation du rayonnement par le calcul de la température de Rayleigh-Jeans permet de faire les calculs plus rapidement.

3.4.3 La température d'antenne

Un radiotélescope est caractérisé par son lobe d'antenne, c'est-à-dire son diagramme de rayonnement, qui représente la réponse à une source ponctuelle en fonction des angles θ et ϕ entre la direction de visée et la source (voir paragraphe 3.2). D'après l'équation (2.5) du paragraphe 2.2.1 de la partie I, le signal mesuré est $S_{source}\ \mathrm{e}^{-\tau_{atm}}$. Les signaux sont mesurés en température d'antenne T_a et

$$T_a = S_{source}\ \mathrm{e}^{-\tau_{atm}} \tag{3.20}$$

On parle de température d'antenne, car une antenne plongée dans un champ électromagnétique se comporte comme une résistance portée à la température T_A. C'est donc une grandeur fondamentale en radioastronomie. La grandeur liée à l'émission de la source S_{source} est appelée température d'antenne corrigée et elle est notée T_A^*. Cette grandeur physique est le résultat d'une observation avec une antenne, corrigée de l'absorption atmosphérique, et elle vaut

$$T_a^* = T_a\ \mathrm{e}^{\tau_{atm}} \tag{3.21}$$

C'est le calcul de la *rms* σ de T_A^* qui permet de déterminer si une raie est détectée ou non (voir partie I paragraphe 2.2.1). La valeur de σ peut être estimée à partir de certaines caractéristiques de l'instrument d'observation. En effet, quand on connaît la température système T_{sys} de l'antenne, la résolution spectrale $\Delta\nu$ de l'observation et le temps d'intégration Δt de l'observation, on obtient

$$\sigma = \frac{T_{sys}}{\sqrt{\Delta\nu\ \Delta t}} \tag{3.22}$$

On peut alors estimer le temps d'observation nécessaire à la détection d'une raie spectrale de contraste ΔT_a^*, avec un rapport signal sur bruit de 5. Ce temps Δt_{obs} vaut

$$\Delta t_{obs} = \frac{T_{sys}^2}{\Delta\nu\ \left(\frac{\Delta T_a^*}{5}\right)^2} \tag{3.23}$$

Le calcul de la distribution de température de brillance de la source permet de modéliser la température d'antenne. En effet, la distribution de température de brillance $T_b(\theta,\phi)$ émise est transformée en température d'antenne T_A^* par le lobe d'antenne. Cette température d'antenne est obtenue en convoluant la distribution des températures de brillance par la fonction d'antenne :

$$T_A^* = \frac{1}{\Omega_{2\pi}} \int_{source} P(\theta-\theta',\phi-\phi') T_b(\theta',\phi') d\Omega(\theta',\phi') \tag{3.24}$$

où

$$\Omega_{2\pi} = \int_{source} P(\theta,\phi) d\Omega(\theta,\phi) \tag{3.25}$$

D'autres grandeurs physiques relatives à un télescope peuvent être définies. Ainsi, on définit la *forward efficiency* du télescope η_{eff} (ou F_{eff}) comme étant le rapport entre la puissance détectée venant de l'avant du télescope et la puissance totale détectée. En notant $\Omega_A = \int_{4\pi} P(\theta,\phi) d\Omega(\theta,\phi)$ l'angle solide du lobe, on obtient

$$\eta_{eff} = \frac{\Omega_{2\pi}}{\Omega_A} \tag{3.26}$$

On définit également l'efficacité du lobe principal (ou *main beam efficiency*), notée η_{mb} (ou B_{eff}), par la relation

$$\eta_{mb} = \frac{\Omega_{mb}}{\Omega_A} \tag{3.27}$$

où Ω_{mb} est l'angle solide du lobe principal. On peut ainsi définir la température du lobe principal T_{mb}

$$T_{mb} = \frac{1}{\Omega_{mb}} \int_{source} P(\theta - \theta', \phi - \phi') T_b(\theta', \phi') d\Omega(\theta', \phi') \tag{3.28}$$

et on a la relation suivante

$$T_{mb} = \frac{\eta_{eff}}{\eta_{mb}} T_A^* \tag{3.29}$$

La valeur de T_{mb} est pratiquement indépendante de l'antenne utilisée, car les facteurs correctifs d'efficacité sont pris en compte.

Ce chapitre complète ainsi les deux chapitres précédents relatifs à la résolution de l'équation du transfert radiatif et à la prise en compte d'une géométrie sphérique dans le cas des planètes. Le fait de pouvoir modéliser l'effet d'une antenne sur un rayonnement incident permet de modéliser une raie spectrale observée pour déterminer des paramètres physico-chimiques propres au milieu émissif. En outre, la modélisation d'un spectre en température d'antenne permet de calculer des estimations de temps d'observation avec un télescope. Ces estimations sont nécessaires à l'élaboration de demandes de temps d'observation (*proposals*).

La rotation rapide des planètes à grand diamètre, c'est-à-dire des planètes géantes, est la cause d'un élargissement notable des raies spectrales lorsque la résolution spatiale de l'observation est comparable (ou supérieure) à la taille apparente de la planète et lorsque la raie spectrale a une largeur inférieure à (ou de l'ordre de) quelques dizaines de MHz. Il faut donc prendre cet effet en compte et le modéliser. C'est ce que va présenter le chapitre suivant.

Chapitre 4

Une spécificité des planètes géantes : le *smearing*

4.1 Le *smearing* : un effet conjugué de la taille et de la période de rotation des planètes géantes

Les planètes géantes ont des périodes de rotation courtes, de l'ordre de 10-15 h (voir table 2.1). Selon l'endroit où une ligne de visée se situe sur le disque planétaire, la projection de la vitesse de rotation du gaz atmosphérique responsable de l'émission radiative est plus ou moins importante. Il en résulte que l'émission pourra être décalée fréquentiellement, par effet Doppler cinématique, selon l'endroit d'où le rayonnement proviendra (centre ou bord de la planète).

L'émission du bord de la planète contribue donc à élargir les raies spectrales par effet Doppler cinématique lorsque la résolution spatiale est comparable ou inférieure à la taille de la planète. On s'attend à un étalement (appelé *smearing*) des raies, car le phénomène est continu sur le disque planétaire et le profil de la raie ne varie généralement pas de manière significative sur la majorité du disque planétaire quand on s'éloigne du centre de la planète. La figure 4.1 montre comment les raies sont décalées vers le rouge ou vers le bleu, selon la ligne de visée considérée. La raie observée résulte de la moyennation de tous les décalages spectraux, si l'émission de toute la planète est prise en compte. La figure 4.2 montre l'écart que l'on peut obtenir entre le résultat de la modélisation d'une raie spectrale de l'eau sur Jupiter, en prenant ou non le *smearing* en compte. Dans le cas où l'émission de toute la planète est considérée (cas de la figure 4.2), il n'est pas possible de reproduire la raie spectrale sans faire d'erreur sur la distribution spatiale du composé étudié, si le *smearing* n'est pas pris en compte. Ce n'est que dans le cas où la largeur d'une raie est très supérieure au décalage Doppler maximum possible que l'effet de *smearing* peut être négligé.

4.2 Modélisation du *smearing*

Partons d'une hypothèse selon laquelle les atmosphères sont rigides et non différenciées et que l'axe de rotation de la planète se trouve dans un plan orthogonal aux lignes de visées. La seconde donnée implique que la latitude du point sub-terrestre, notée δ_{SEP} est

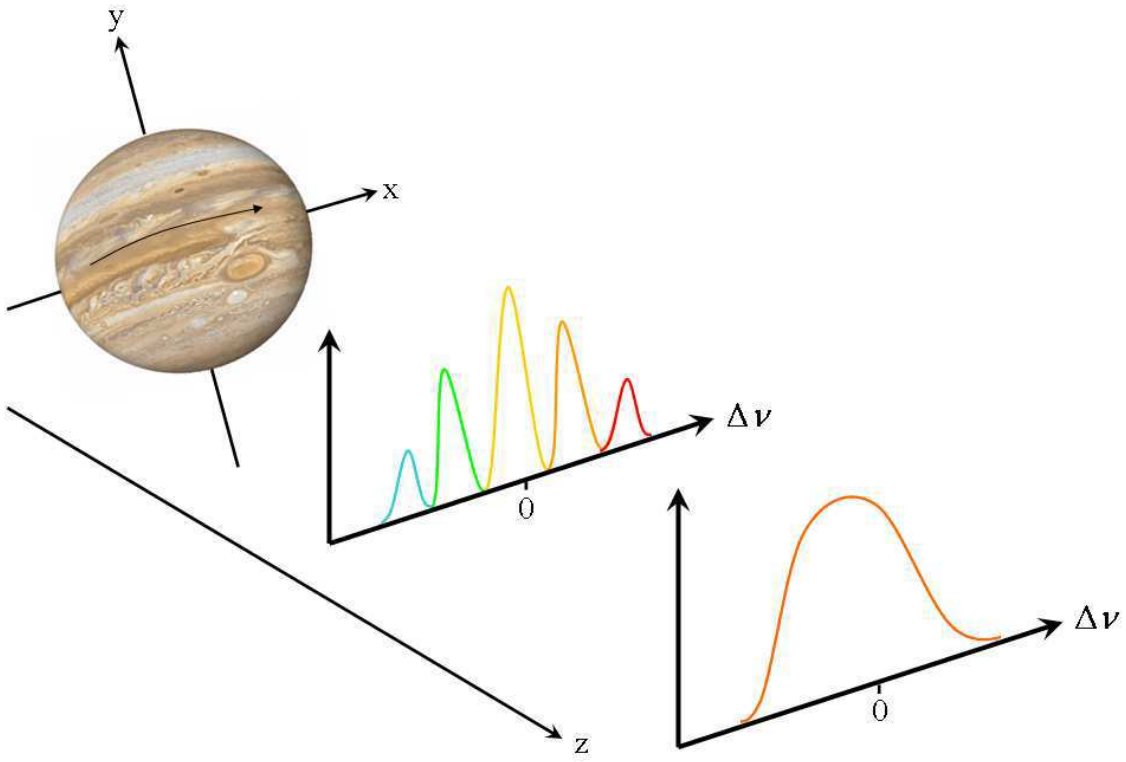


Fig. 4.1: Illustration du *smearing*. Une raie est émise le long de chaque ligne de visée. Comme la planète tourne rapidement sur elle-même, l'émission de certaines lignes de visée est décalée soit vers le rouge soit vers le bleu, selon la position de la ligne de visée sur l'axe Ox. La moyennation de toutes ses contributions donne pour résultat une raie élargie.

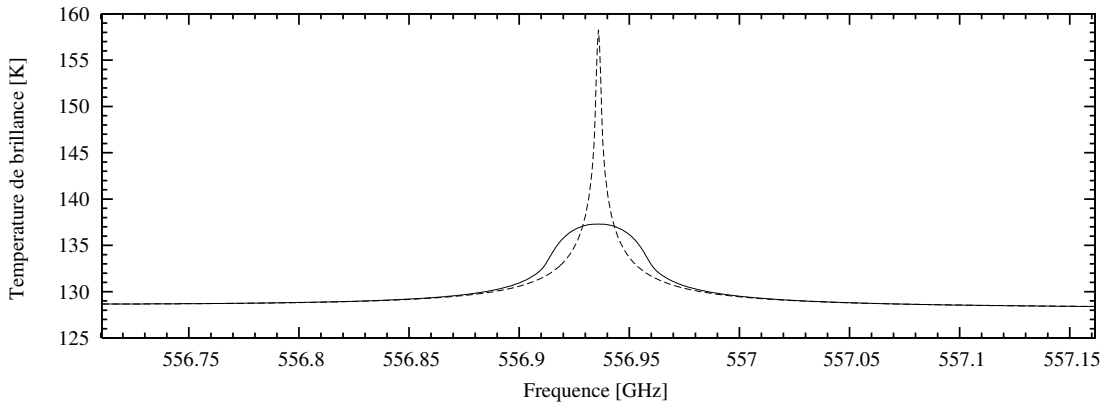


Fig. 4.2: Modélisation de la raie spectrale de l'eau à 557 GHz sur Jupiter, avec (trait plein) ou sans (trait pointillé) prise en compte du *smearing*. Lorsque la planète n'est pas résolue, la prise en compte du *smearing* est essentielle dans la modélisation des raies spectrales. Lorsque la planète est résolue, il faut tenir compte des bons décalages Doppler par rapport à la fréquence ν_0.

nulle. Le point sub-terrestre est le point de la planète pour lequel la Terre passe au zénith lors du passage au méridien[1].

La difficulté du problème consiste alors à calculer correctement le décalage spectral,

[1]Le cas où $\delta_{SEP} \neq 0$ sera abordé par la suite (voir paragraphe 4.4.

dû à l'effet Doppler, en n'importe quel point P du disque planétaire. Nous adopterons les notations de la figure 4.3. Par convention, les vitesses sont comptées comme positives quand elles sont orientées dans le même sens que l'axe Ox (si un objet s'éloigne de l'observateur, sa vitesse est positive et son rayonnement est décalé vers le rouge). La projection sur la ligne de visée de la vitesse de rotation en P, de coordonnées (x_P,y_P), est

$$\Delta v_P = \frac{2\pi}{T_{rot}}\, r\,(l_P) \sin(L_P) \tag{4.1}$$

La valeur du rayon du cercle qui porte le point P et qui est parallèle au cercle équatorial est

$$r\,(l_P) = \frac{y_P}{\tan\,(l_P)} \tag{4.2}$$

d'où

$$\Delta v_P = \frac{2\pi}{T_{rot}}\, \frac{y_P}{\tan\,(l_P)}\, \sin(L_P) \tag{4.3}$$

Or, dans le repère sphérique, les coordonnées cartésiennes du point P s'expriment de la manière suivante

$$\begin{cases} z_P = r_P \cos\,(L_P) \cos\,(l_P) \\ x_P = r_P \sin\,(L_P) \cos\,(l_P) \\ y_P = r_P \sin\,(l_P) \end{cases} \tag{4.4}$$

d'où finalement

$$\Delta v_P = \frac{2\pi}{T_{rot}}\, r_P\, \cos\,(l_P) \sin\,(L_P) = \frac{2\pi}{T_{rot}}\, x_P \tag{4.5}$$

On en déduit que les lignes d'isovitesses sont parallèles à l'axe Oy. Enfin, Δv_P permet d'obtenir le décalage spectral $\Delta\nu_P$ qui est à appliquer au point P

$$\Delta\nu_P = \nu_0\, \frac{2\pi}{T_{rot}}\, \frac{x_P}{c} \tag{4.6}$$

Quelle que soit la zone du disque qui est observée, nous sommes donc, en pratique, en mesure d'affecter le bon décalage spectral, en chaque point P du maillage qui discrétise la zone visée par le télescope. Comme l'indique l'équation 4.6, le *smearing* dépend de la période de rotation de la planète et de son rayon. Plus son rayon est important et plus le décalage spectral sera grand aux limbes Est et Ouest. Enfin, l'équation (4.6) montre que le décalage spectral ne dépend que de la position x_P sur le disque. Cette relation est donc simple à appliquer si la discrétisation du disque planétaire est effectuée dans un repère cartésien.

4.3 Ordre de grandeur du *smearing* pour les planètes étudiées

Comme nous l'avons vu précédemment, le *smearing* dépend de trois grandeurs : la fréquence à laquelle l'observation est faite, le rayon et la période de la planète observée. La table 4.1 donne quelques exemples de décalages Doppler aux niveaux des limbes Est et Ouest des planètes étudiées, en fonction de la fréquence observée. Cependant, la sensibilité à cet effet ne sera pas évidente dans tous les cas de figure : selon la valeur de la résolution spatiale et de la résolution spectrale, le *smearing* modifiera en fait l'aspect des spectres, et cela de manière perceptible ou non perceptible.

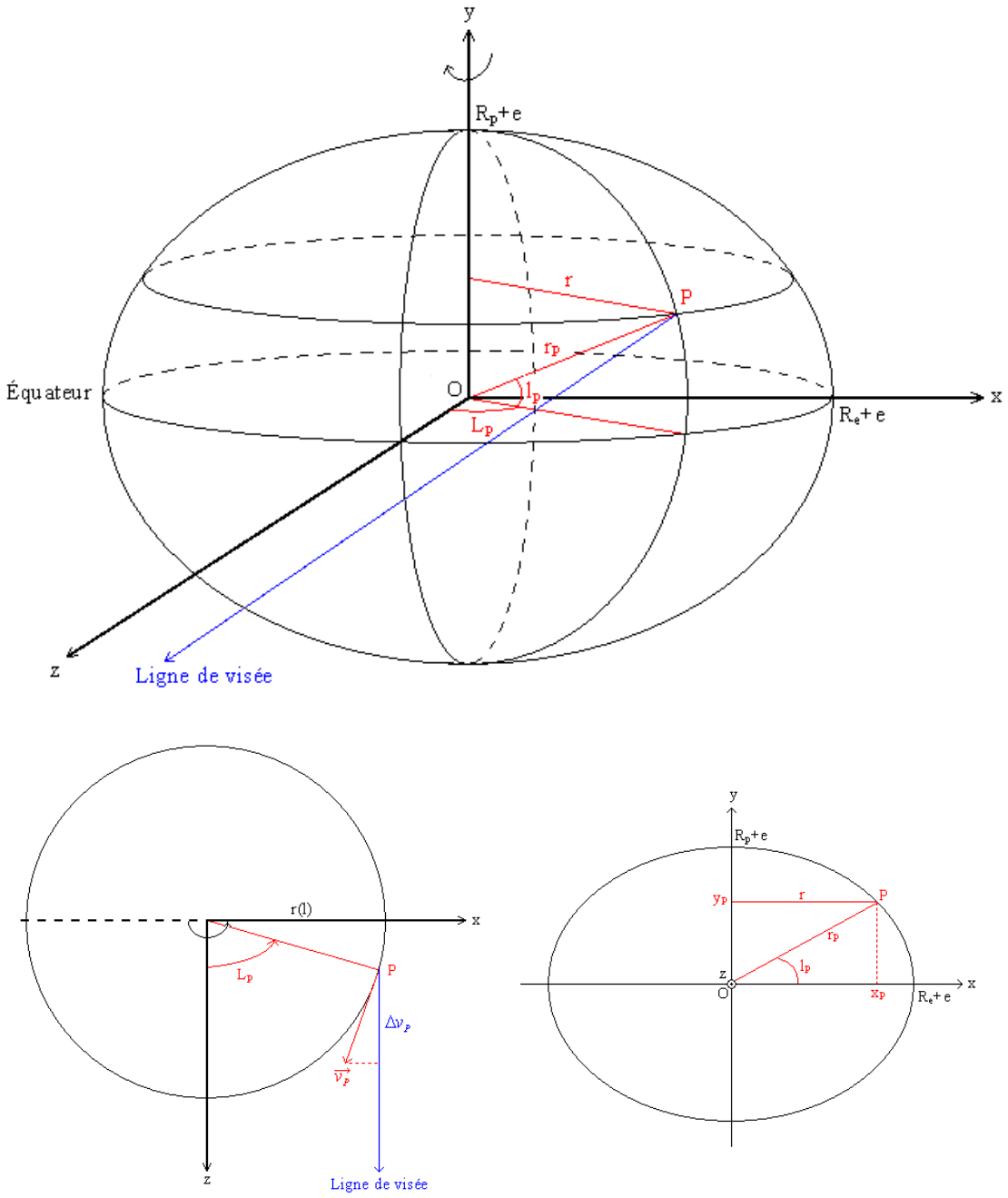


Fig. 4.3: Géométrie relative au *smearing*. Le point P a pour coordonnées (x_P,y_P,z_P) dans le repère cartésien $Oxyz$. Il a pour coordonnées (r_P,L_P,l_P) dans le repère sphérique. Il est placé à la latitude l_P et à la longitude apparente L_P (mesurée à partir du méridien central), sur un cercle de rayon r qui est parallèle au cercle équatorial. Le rayon r dépend donc de l_P. C'est la projection de la vitesse du point P sur la ligne de visée qui cause le décalage Doppler, en raison de la rotation de la planète. C'est donc cette projection Δv_P qu'il faut calculer.

4.3.1 Un effet qui dépend de la résolution spatiale de l'observation

Le *smearing* affecte toutes les lignes de visée qui sont dans la zone pointée par le télescope. Si l'on étudie les effets conjugués que peuvent avoir la résolution spectrale et le

Planète	Décalage spectral à 556.9 GHz
Mars	0.45 MHz
Jupiter	23.35 MHz
Saturne	19.09 MHz
Uranus	4.81 MHz
Neptune	4.98 MHz

Tab. 4.1: Décalage spectral maximal dû au *smearing*, à la fréquence de la transition fondamentale de l'eau (556.9 GHz).

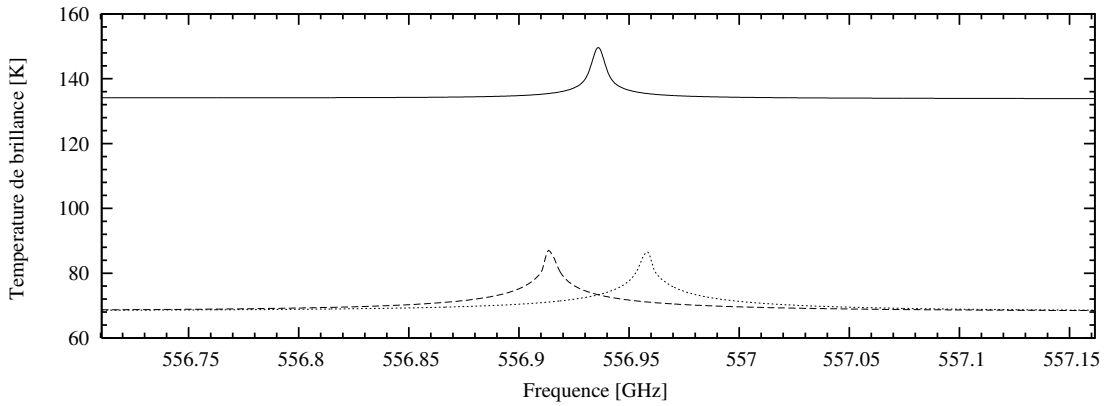


Fig. 4.4: Effet du *smearing* si la planète est résolue spatialement par le télescope utilisé. Le spectre en trait plein correspond à une visée centrale, alors que les spectres en tirets et pointillés correspondent à des visées aux limbes Ouest et Est, respectivement.

smearing sur le spectre observé, deux cas se distinguent principalement :

- Si la planète n'est pas résolue, l'effet est symétrique et il y a autant d'élargissement vers le rouge que vers le bleu. Le contraste de la raie observée diminue par rapport au cas où la planète ne tournerait pas sur elle-même (voir figure 4.2).
- Si en revanche la planète est résolue, le spectre sera globalement décalé vers le rouge, si l'on observe plutôt le limbe Est[2], et vers le bleu, si l'on observe plutôt le limbe Ouest.

Enfin, dans le cas où l'observation est faite le long de l'axe Oy, la raie n'est pas décalée (voir figure 4.4).

4.3.2 Un effet observable selon la résolution spectrale de l'observation

Les spectromètres donnent accès à différentes résolutions spectrales. Elles dépendent de la conception des spectromètres. Ainsi, les spectromètres à transformée de Fourier ont des résolutions spectrales faibles ($\sim$1 GHz) dans les domaines millimétrique et submillimétrique, alors que les spectromètres hétérodynes permettent d'obtenir des résolutions allant de quelques kHz à quelques MHz. Dans le cas où la résolution spectrale est très

[2]L'orientation de l'axe Est-Ouest est inversé dans le ciel par rapport au sens géographique.

inférieure à l'élargissement causé par le *smearing*, il n'est pas nécessaire de prendre cet effet en compte pour la simple raison qu'il ne sera pas observable.

4.4 Amélioration à apporter en vue de la modélisation des observations faites par ALMA

La modélisation du *smearing*, telle que présentée plus haut, implique que l'axe de rotation se trouve dans un plan orthogonal (xOy) aux lignes de visée (voir figure 4.5). Lorsque cet axe n'est pas dans le plan xOy, la prise en compte du *smearing* peut être plus complexe, selon les hypothèses formulées.

Dans le cas où le profil vertical d'abondance du composé étudié est supposé être le même sur tout le disque, la modélisation reste inchangée, si la planète n'est pas résolue spatialement. En effet, dans l'exemple de la figure 4.5 (schéma de droite), la partie émettrice du pôle Sud, qui est partiellement masquée, est compensée par la partie émettrice du pôle Nord que voit l'observateur. Les deux zones sont équivalentes si bien que l'une compense l'autre. Il faudra cependant tenir compte du fait que la projection des vitesses de rotation est pondérée par le cosinus de la latitude du point sub-terrestre (noté SEP sur la figure). Elle est notée δ_{SEP}. La relation (4.6) devient ainsi

$$\Delta\nu_P = \nu_0 \, \frac{2\pi}{T_{rot}} \, \frac{x_P}{c} \, \cos\left(\delta_{SEP}\right) \tag{4.7}$$

En revanche, si on ne peut pas considérer que la répartition spatiale de l'abondance d'un composé est uniquement une fonction de l'altitude ou si la planète observée est résolue spatialement (observation d'un pôle en particulier), il faut que la modélisation se fasse par zone géographique. Avec ALMA, la grande résolution spatiale permettra d'avoir des profils verticaux de composés en fonction de la latitude l et de la longitude apparente L. C'est pourquoi, il faudra inclure les profils verticaux en fonction de l et L. La prise en compte du *smearing* sera correcte si le calcul du décalage Doppler est dépendant de la localisation planétaire des points pour lesquels le calcul du transfert radiatif est effectué.

L'effet d'étalement des raies spectrales, ou *smearing*, qui est dû à la rotation rapide des planètes, est un effet qui peut être complexe à modéliser selon la configuration de l'observation. Jusqu'ici, peu d'observations étaient résolues spatialement. La modélisation du phénomène par l'équation (4.6) est donc encore suffisante. Dès lors que des observations seront effectuées par ALMA, il faudra modéliser ce phénomène en tenant compte de la localisation (l,L) des points modélisés, quand l'axe de rotation de la planète ne serait pas orthogonal aux lignes de visée.

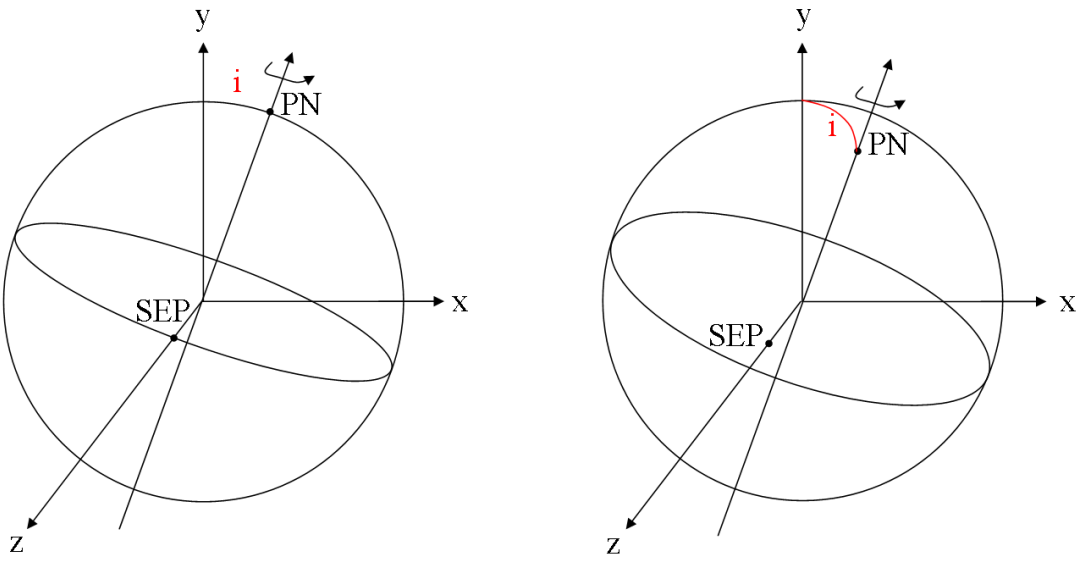


Fig. 4.5: Au gauche, le cas d'un axe de rotation de la planète qui se trouve dans le plan xOy (orthogonal aux lignes de visée). Quand l'axe de rotation n'est pas dans le plan xOy (à droite), la prise en compte du *smearing* nécessite une modélisation des points émetteurs du disque par leurs coordonnées planétaires (L,l). C'est surtout le cas si la planète est résolue spatialement et que le télescope pointe un pôle par exemple. Le point sub-terrestre est noté SEP et le pôle Nord est noté PN.

Conclusion

Dans cette deuxième partie, j'ai décrit dans les détails la modélisation des émissions millimétriques et submillimétriques des atmosphères planétaires. L'accent a été mis sur la paramétrisation des phénomènes physiques, géométriques et instrumentaux utilisés dans le modèle de transfert radiatif que j'ai développé dans le cadre de mon travail.

La théorie du transfert radiatif concerne tous les cas de propagation de rayonnement dans un milieu. Mais pour ce qui est de l'équation du transfert radiatif, elle ne peut être résolue analytiquement que dans certains cas bien précis. Dans le cadre de cette étude, nous avons envisagé le cas d'une résolution du problème à 1 dimension spatiale, le long des lignes de visée. Dans une atmosphère planétaire, le transfert radiatif se résout par l'intermédiaire d'une intégration de toutes les contributions des couches atmosphériques à l'émission et à l'absorption du rayonnement.

Pour modéliser l'émission de toute une planète ou d'une partie de la planète, nous avons développé une méthode qui respecte la géométrie sphérique des corps étudiés. Elle permet de modéliser des observations centrées sur la planète ou des observations aux limbes, qu'elles soient résolues spatialement ou non. L'équation du transfert radiatif est résolue sur des lignes de visée qui sont portées par l'axe équatorial. On déduit l'émission due aux autres lignes de visée par comparaison des épaisseurs d'atmosphère traversées sur les lignes de visée considérées. Nous avons vu que la modélisation d'observations interférométriques rend nécessaire une modification dans le programme actuel. L'équation du transfert radiatif devra être résolue indépendamment en tout point du disque, avec un profil vertical d'abondance du composé considéré (et éventuellement un profil thermique) correspondant au point où le calcul sera fait. Actuellement, un profil unique moyen est utilisé sur tout le disque.

Nous nous sommes ensuite attaché à montrer comment, une fois la modélisation de l'émission planétaire effectuée, l'instrument de mesure modifiait la distribution de l'émission par la fonction d'antenne. La convolution de la distribution spatiale de l'émission par la fonction d'antenne nous a permis de définir la température d'antenne, grandeur qui est mesurée par une antenne. D'autres grandeurs de représentation ont également été définies, comme la température de brillance, qui est souvent utilisée pour représenter les spectres planétaires.

Enfin, nous avons montré que la rotation rapide des planètes géantes engendrait un étalement (*smearing*) des raies spectrales de plusieurs MHz (en fonction de la fréquence d'émission). Le gaz atmosphérique en rotation émet des radiations qui sont décalées spec-

tralement par effet Doppler cinématique. Ce décalage se fait vers le bleu ou vers le rouge selon que le rayonnement est émis par le limbe Est ou le limbe Ouest. C'est grâce à la discrétisation du disque par une grille carrée que la modélisation de ce phénomène a été pris en compte. Cependant, nous avons montré que le calcul, tel qu'il est effectué actuellement, devra être modifié dans le cas de la modélisation de spectres spatialement résolus de visées polaires, quand l'axe de rotation de la planète observée n'est pas orthogonale aux lignes de visée.

Troisième partie

Application à l'étude des composés oxygénés dans les atmosphères des planètes géantes

Introduction

La détection de composés oxygénés dans les troposphères des planètes géantes a confirmé que ces espèces chimiques (hors-équilibre thermodynamique à ces altitudes) provenaient des couches internes des planètes, où ils sont supposés être abondants d'après les modèles de formation planétaire (Lissauer, 1993, 2005; Owen and Encrenaz, 2003, 2006; Lodders and Fegley, 1994). Depuis une dizaine d'années, H_2O et CO_2 ont également été détectés dans leurs stratosphères. Or, ces deux composés condensent généralement lorsqu'ils sont transportés de la troposphère vers la tropopause. Leur présence dans la stratosphère a donc une origine externe. La source externe de composés oxygénés peut prendre plusieurs aspects : un flux permanent de micrométéorites (*interplanetary dust particles* ou IDP), un flux provenant des systèmes d'anneaux et de satellites et enfin, la chute de comètes de tailles subkilométriques.

Le premier chapitre de cette partie a pour but d'exposer le contexte lié à l'étude de l'origine des composés oxygénés dans les atmosphères des planètes géantes. La chimie qui lie ces espèces chimiques sera brièvement décrite. Enfin, la question de la détermination de l'origine de ces composés sera abordée. Nous verrons en détail quelles sont les hypothèses actuelles d'apport externe de la matière oxygénée dans les stratosphères des planètes géantes et quelles sont les questions qui se posent encore. Le cas particulier de CO sera traité. En effet, le CO ne condense pas au niveau de la tropopause des géantes et il peut donc également avoir une origine interne. Les méthodes qui permettent une différenciation entre les sources interne et externe seront exposées.

Les observations des atmosphères de Saturne et d'Uranus, qui ont été effectuées dans le cadre de ma recherche, seront présentées dans le deuxième chapitre de cette partie. Nous verrons comment les observations effectuées avec le télescope de 30 m de l'IRAM ont permis d'établir de nouvelles limites supérieures sur l'abondance de CO pour ces deux planètes et quelles en ont été les implications (voir Cavalié et al. (2008a) également). Par ailleurs, la détection de la raie (3-2) de CO avec le télescope de 15 m du JCMT, sera présentée et analysée (Cavalié et al., 2009c).

Le troisième chapitre est centré sur le dilemme suivant : la comparaison entre les observations infrarouges et submillimétriques de l'eau, dans la stratosphère de Jupiter. En effet, l'apport d'eau a pu être expliqué par la chute de la comète SL9, d'après les spectres obtenus avec le télescope spatial ISO. Ce point de vue est en concurrence avec une autre hypothèse : les observations réalisées avec le télescope spatial SWAS et modélisées avec succès semblent indiquer que cet apport d'eau pourrait être le résultat de la chute continue d'IDP dans l'atmosphère de Jupiter. Des observations plus récentes, effectuées par le

télescope spatial Odin, ont été analysées par nos soins avec l'appui d'un modèle photochimique. De plus, les spectres obtenus avec SWAS ont été ré-analysés en suivant le même protocole. Les résultats des ces analyses sont présentés dans le troisième chapitre de cette partie. Ils ont également fait l'objet d'une publication (Cavalié et al., 2008b).

Finalement, un grand nombre de questions liées aux composés oxygénés pourraient être résolues grâce aux observations qui seront menées avec le télescope spatial Herschel. Celui-ci sera lancé au début de l'année 2009 et les observations des planètes et des comètes du Système solaire auront pour principal objectif de cartographier l'eau et les espèces liées. Quant au programme-clé de temps garanti «Water and related chemistry in the Solar System», il sera décrit dans ses grandes lignes, dans le quatrième chapitre de cette partie. Les observations de l'eau dans l'atmosphère de Jupiter et de Saturne, qui sont prévues par ce *proposal*, seront vues plus en détail, puisque j'ai la responsabilité des observations de cartographie de l'eau dans les stratosphères de ces deux planètes.

Chapitre 1

Contexte

1.1 La détection des composés oxygénés dans les atmosphères des planètes géantes

Dans le modèle standard de formation des planètes du Système solaire (Lissauer, 1993, 2005), les planètes géantes se forment au-delà de la ligne des glaces. Lorsque la température diminue, c'est-à-dire lorsque la distance au Soleil augmente, la première molécule volatile à condenser qui est présente en abondance au moment de la formation du Système solaire, c'est l'eau. La limite au-delà de laquelle la température, dans le disque proto-planétaire, est passée en-dessous de la température de condensation de l'eau est appelée la ligne des glaces. Les planétésimaux qui se sont formés au-delà de la ligne des glaces renfermaient beaucoup de glace d'eau. C'est la raison pour laquelle il a été supposé que les cœurs des planètes géantes sont des cœurs majoritairement formés de roche et de glace. Ces cœurs ont pu atteindre une taille suffisante pour que la gravité piège le gaz environnant (composé majoritairement de H_2 et de He) et constitue les atmosphères de ces planètes.

Les couches atmosphériques internes sont très chaudes et elles sont le théâtre de mouvements de convection plus ou moins intenses. C'est ce phénomène qui fait remonter les composés du cœur des planètes géantes vers la tropopause. Un composé qui n'est pas à l'équilibre thermochimique remonte par convection dans une atmosphère réductrice et est converti pendant son ascension en son espèce chimique réductrice associée. La fraction molaire du composé qui arrive effectivement dans la tropopause est fixée au niveau de la couche atmosphérique où le temps de vie du composé égale le temps caractéristique de transport convectif. C'est cette fraction molaire qui est alors observable grâce à des observations infrarouges ou millimétriques au niveau de la troposphère.

La détection des composés oxygénés dans les atmosphères des planètes géantes était donc attendue. Le CO a été détecté par Beer (1975) sur Jupiter, par Noll et al. (1986) sur Saturne, par Marten et al. (1993) sur Neptune et plus récemment par Encrenaz et al. (2004b) sur Uranus. Comme la source de chaleur interne est plus faible sur Uranus que sur les autres géantes, il se pourrait que la convection ne soit pas aussi intense sur cette planète que sur les autres (Hunten, 1978; Wallace, 1980; Podolak et al., 1995). S'y ajoute que le profil thermique d'Uranus présente un faible gradient de température entre la haute troposphère et la stratosphère (voir partie II, figure 1.4). Ces raisons expliquent sans doute pourquoi ce composé a été détecté si tardivement sur Uranus. Les rapports de mélange détectés s'échelonnent de 10^{-9} (Jupiter) à 10^{-6} (Neptune). La molécule H_2O a été détectée

par Larson et al. (1975) dans la troposphère de Jupiter avec un rapport de mélange de 10^{-6}. L'observation de l'eau depuis le sol est rendu difficile en raison de la présence d'une grande quantité d'eau dans l'atmosphère terrestre. Comme cette molécule est un très bon absorbant, son observation est peu aisée depuis la surface de la Terre. Les observations depuis l'espace, avec le satellite ISO notamment, ont permis de contraindre les rapports de mélange de l'eau et du CO_2 dans les troposphères des planètes géantes (Encrenaz et al., 1999).

Mais la véritable surprise fut la détection de H_2O et CO_2 dans les stratophères des planètes géantes (sauf CO_2 sur Uranus) et de Titan (Feuchtgruber et al., 1997; Coustenis et al., 1998; Feuchtgruber et al., 1999b) par le télescope spatial ISO. Le CO_2 a plus récemment été détecté sur Uranus, dans l'infrarouge, avec le télescope spatial Spitzer (Burgdorf et al., 2006). Les raies observées sont des raies en émission. Elles sont donc formées dans la stratosphère. Or, H_2O et le CO_2 condensent au niveau de la tropopause des planètes géantes (sauf le CO_2 sur Jupiter et Saturne). Seule une très faible partie de l'eau troposphérique peut donc atteindre les niveaux stratosphériques. Bien que les rapports de mélange déterminés par ces détections ($\sim 10^{-9}$-10^{-8}) soient inférieurs aux rapports de mélange observés dans la troposphère de ces planètes ($\sim 10^{-5}$-10^{-7}), ils restent nettement supérieurs aux rapports de mélange qui sont fixés au niveau de la tropopause par la loi de pression de vapeur saturante de l'eau ($\sim 10^{-15}$, par exemple, sur Jupiter, qui est la planète la plus chaude parmi les 4 géantes). Dans la mesure où l'on trouve ces composés au-dessus du piège froid troposphérique (et compte tenu de leurs abondances observées), on peut supposer qu'ils ont une origine externe.

Avant de revenir plus amplement sur la question de l'origine de ces composés et de sa détermination, voyons plus en détail les liens qui existent entre ces différents composés.

1.2 Généralités sur la chimie des composés oxygénés

1.2.1 Les principales molécules : H_2O, CO et CO_2

L'hydrogène, le carbone et l'oxygène sont les éléments les plus abondants dans le Système solaire (et dans l'Univers, plus généralement), avec l'hélium. Il est donc tout naturel de retrouver, dans les atmosphères planétaires, les molécules les plus simples qui sont formées à partir de ces trois éléments chimiques. Ainsi, le méthane est la molécule la plus abondante après H_2 et He dans les atmosphères des planètes géantes. Les molécules CO, CO_2 et H_2O sont, quant à elles, les molécules oxygénées les plus abondantes. C'est H_2O qui est la molécule oxygénée la plus abondante dans les atmosphères des géantes. Le rapport de mélange, mesuré grâce aux observations ISO, est en effet supérieur au rapport de mélange de CO de 2-4 ordres de grandeur sur Jupiter et Saturne (Encrenaz et al., 1999). Le rapport de mélange de CO dans l'atmosphère de Neptune est très nettement supérieur à ce qui est mesuré dans les atmosphères de Jupiter, Saturne et Uranus. La valeur de $\sim 10^{-6}$, déterminée par Marten et al. (1993) (confirmée par des mesures plus récentes), indique effectivement que le cœur de Neptune devrait être enrichi en oxygène d'un facteur égal à 440 par rapport à l'abondance solaire de l'oxygène, dans le cas où tout le CO proviendrait du cœur de la planète (Lodders and Fegley, 1994). Enfin, le

CO_2 a été détecté sur les 4 planètes géantes. Cette molécule est construite sur la base de CO et d'un produit de la photolyse de H_2O (voir plus loin). Cette molécule peut être photolysée en CO+O (Moses et al., 2000). Les rapports de mélange de CO_2, mesurés par ISO (Feuchtgruber et al., 1997; Lellouch et al., 2002) et Spitzer (Burgdorf et al., 2006), sont inférieurs aux rapports de mélange de CO et H_2O.

1.2.2 Le schéma réactionnel principal

Dans les conditions des atmosphères planétaires, les principales réactions de photochimie et de chimie qui lient H_2O, CO et CO_2 sont données dans Lellouch et al. (2002). La prise en compte de ces réactions et de réactions qui font intervenir des molécules ou radicaux plus complexes sont données dans Ollivier et al. (2000) et Moses et al. (2000). On note ainsi que la réaction principale qui conduit à la formation de H_2O est

$$OH + H \rightarrow H_2O \tag{1.1}$$

et cette molécule peut être photodissociée selon la réaction

$$H_2O + h\nu \rightarrow OH + H \tag{1.2}$$

Le CO, quant à lui, peut être généré par plusieurs chaînes de réactions, comme par exemple

$$O + CH_3 \rightarrow H_2CO + H \tag{1.3}$$

$$\begin{array}{rcl} H_2CO + h\nu & \rightarrow & CO + H_2 \\ & \rightarrow & CO + 2H \end{array} \tag{1.4}$$

ou encore

$$\begin{array}{rcl} O + C_2H_2 & \rightarrow & CO + {}^3CH_2 \\ & \rightarrow & HCCO + H \end{array} \tag{1.5}$$

$$HCCO + h\nu \rightarrow CO + CH \tag{1.6}$$

Le CO_2 est formé par la réaction suivante

$$CO + OH \rightarrow CO_2 + H \tag{1.7}$$

Le radical OH est issu de la photolyse de l'eau, mais il peut également être issu de la réaction

$$O(^1D) + H_2 \rightarrow OH + H \tag{1.8}$$

Enfin, on note que le CO_2 peut être photolysé

$$\begin{array}{rcl} CO_2 + h\nu & \rightarrow & CO + O \\ & \rightarrow & CO + O(^1D) \end{array} \tag{1.9}$$

Il apparaît donc que le rapport de mélange de CO_2 est lié aux rapports de mélange de CO et H_2O. Le rapport de mélange de CO_2 dépend de la production de radicaux OH. Les radicaux OH sont aussi recyclés en H_2O. On note une plus faible teneur en CO_2 qu'en CO ou H_2O dans les atmosphères des planètes géantes.

Après cette introduction sur la détection des composés oxygénés dans les atmosphères des planètes géantes et sur les grandes lignes de la photochimie qui lie ces composés, nous allons nous intéresser à la question de leur origine. En effet, ils peuvent avoir une origine interne, due à la convection dans les couches atmosphériques profondes, ou une origine externe, dont il faudra déterminer la source.

1.3 La question de l'origine des composés oxygénés

Les observations réalisées soulèvent la question de l'origine des composés oxygénés dans les atmosphères des planètes géantes. En effet, l'observation de raies d'absorption ou d'émission nous renseigne sur la présence ou non d'un composé dans la troposphère ou dans la stratosphère lorsque le profil thermique est connu. C'est l'allure du profil vertical du rapport de mélange qui peut nous indiquer quelle peut être l'origine d'un composé. Nous allons voir que la détermination de l'origine de H_2O et de CO_2 peut être traitée séparément de l'origine du CO.

1.3.1 L'origine externe de H_2O et de CO_2 stratosphériques

La détection de raies d'émission de H_2O et de CO_2, par le satellite ISO sur les planètes géantes (sauf CO_2 sur Uranus), a apporté la preuve que ces composés sont présents dans les stratosphères des planètes géantes et qu'il existe par conséquent un flux externe de composés oxygénés (Feuchtgruber et al., 1997, 1999b; Lellouch, 1999). En effet, la présence de ces composés au-dessus du piège froid troposphérique (mis à part le CO_2 qui ne condense pas sur Jupiter et Saturne), avec des rapports de mélange nettement supérieurs à ceux donnés par la loi de condensation, implique l'apport de ces composés par le milieu extérieur (Lellouch, 1999; Moses et al., 2000). Dans le cas du CO_2 sur Jupiter et Saturne, Lellouch et al. (1998) a estimé que seuls $\sim$10% de la totalité du CO_2 observé pourraient être d'origine convective.

Plusieurs sources externes sont possibles. Premièrement, les composés oxygénés peuvent provenir de dépôts permanents dans les hautes atmosphères via les poussières interplanétaires (*interplanetary dust particles* ou IDP, par la suite). Deuxièmement, l'environnement direct des planètes géantes est composé d'anneaux et d'une multitude de satellites. De la matière s'échappant (par volcanysme ou cryovolcanisme par exemple) de ces corps pourrait tomber dans les atmosphères des planètes, aux latitudes qui sont connectées magnétiquement à cet environnement local. Par exemple, on pourrait penser que les anneaux, formés de roches et de glaces, pourraient être de bons candidats. Ou encore, les satellites glacés ou éjectant de la matière oxygénée (Io, Europe, Encelade...) sont des sources envisageables. Et troisièmement enfin, la chute de comètes dans les atmosphères est une dernière source potentielle, car les comètes sont des agglomérats de roches et de glaces qui peuvent avoir un diamètre maximum de plusieurs kilomètres. La chute de tels corps contribuerait à déposer des quantités non négligeables de composés oxygénés[1].

[1]On estime que la chute de la comète Shoemaker-Levy 9 dans l'atmosphère de Jupiter a apporté quelques 10^{14}-10^{15}g de matière oxygénée à cette atmosphère

1.3.2 Quelle origine pour le CO ?

Tout ce qui a été dit dans le cas de H_2O et de CO_2 vaut également pour le CO. Seulement, comme ce composé ne condense pas au niveau de la tropopause des planètes géantes, il faut prendre en compte la possibilité d'une source interne d'intensité non négligeable. En effet, dans les couches profondes qui sont à l'équilibre thermodynamique, le CO est abondant (modèle de formation des géantes). La convection entraîne les molécules de CO vers des altitudes supérieures, et ce faisant, le CO est converti en CH_4 par une suite de réactions d'oxydo-réduction. À un certain niveau, l'équilibre entre les temps de vie chimique de CO et le temps caractéristique de transport convectif est atteint. Ce niveau détermine la valeur du rapport de mélange de CO qui reste ensuite constant pour des altitudes supérieures. Cependant, ce niveau n'est pas connu et il faut procéder à des mesures dans la troposphère pour être en mesure de fixer la valeur du rapport de mélange et donc du flux convectif.

On peut faire une remarque concernant le fait que H_2O peut être produit par la réaction entre OH et H. Si jamais il y a suffisamment de CO dans une atmosphère, il est possible de former le radical OH à partir de H_2 et de la photolyse du CO. Ainsi, il pourrait y avoir une formation suffisante de radicaux OH pour former H_2O dans la stratosphère, même si le CO était d'origine purement interne puisqu'il ne condense pas à la tropopause. Pour reproduire les quantités de H_2O observées dans les stratosphères des planètes géantes, ce schéma nécessiterait bien plus de CO que l'on a détecté : la simulation du profil vertical d'eau dans la stratosphère de Jupiter avec des flux externes de composés oxygénés nuls donne effectivement le profil vertical d'eau de la figure 1.1. La densité de colonne obtenue est $n_{H_2O}=1.7\times10^{12}$ cm^{-2}, c'est-à-dire trois ordres de grandeur en-dessous des valeurs observées (Bergin et al., 2000; Lellouch et al., 2002; Cavalié et al., 2008b). Cette hypothèse concernant l'origine de l'eau n'est donc pas réaliste.

1.3.3 Comment déterminer l'origine des composés oxygénés ?

Plusieurs méthodes permettent de différencier les diverses sources de composés oxygénés possibles dans l'atmosphère d'une planète géante.

Dans un premier temps, la mesure de la distribution spatiale des composés oxygénés, et plus particulièrement la distribution en altitude et en latitude, est un moyen de caractériser des apports localisés. Lellouch et al. (2002) ont montré que l'eau, dans la stratosphère de Jupiter, est concentrée à des niveaux où la pression est inférieure à 0.5 mbar et que l'abondance de CO_2 est plus importante dans l'hémisphère Sud que dans l'hémisphère Nord. Les auteurs ont donc déduit de leurs observations et modélisations que ces espèces ont pour origine l'apport de matière via la chute de la comète Shoemaker-Levy 9 (SL9) sur la planète, en juillet 1994. Ce chapelet de comètes est, comme on sait, entré dans l'atmosphère de Jupiter à une latitude de 44 $^\circ$ S, en apportant principalement des composés oxygénés et azotés. Prangé et al. (2006) ont observé Saturne dans le domaine UV avec le télescope spatial Hubble. Leurs analyses ont montré qu'il y a des variations des motifs spectraux observés à des latitudes magnétiquement connectées aux anneaux. Or, les variations observées à 33 $^\circ$ S peuvent avoir deux origines différentes. La première est que la distribution verticale de C_2H_2 est différente à 33 $^\circ$ S des distributions verticales mesurées aux autres latitudes (les signatures spectrales de H_2O et de C_2H_2 se recouvrent aux longueurs d'onde observées compte tenu de la résolution spectrale). La seconde ori-

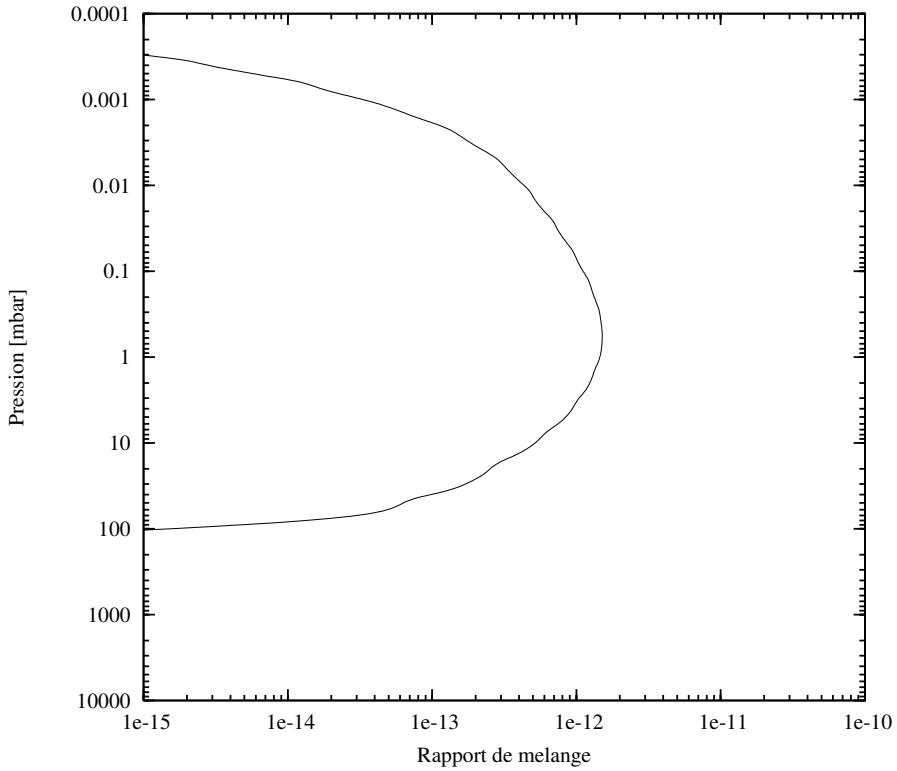


Fig. 1.1: Profil vertical du rapport de mélange de l'eau dans la stratosphère de Jupiter obtenu en fixant les flux entrants de composés oxygénés à 0. Le rapport de mélange sans apport externe est insuffisant pour rendre compte des observations du télescope ISO.

gine possible est la présence d'une source d'eau localisée à cette latitude. Qui plus est, le spectre observé à 41 ° S présente une baisse locale en abondance des hydrocarbures qui pourrait être due à une augmentation locale du flux externe d'eau. Ces deux résultats, bien qu'incertains, tendent à montrer qu'il existe un flux d'eau en provenance des anneaux de Saturne qui pénètre dans l'atmosphère de la planète aux latitudes qui sont magnétiquement connectées aux anneaux.

Une autre méthode consiste à déterminer quelle est l'espèce chimique, à savoir H_2O ou une espèce avec une liaison C-O (CO ou CO_2), qui est majoritairement responsable de l'apport de matière oxygénée dans la stratosphère de la planète considérée. Bézard et al. (2002) et Lellouch et al. (2002, 2005) ont pu mesurer le rapport de mélange de CO dans les stratosphères de Jupiter et Neptune, à partir d'observations infrarouges (bande à 5 μm) et millimétriques. Il ont montré que le rapport CO/H_2O est supérieur à 30 et peut même atteindre 200. Des rapports aussi élevés sont plus favorablement la signature d'impacts de comètes de grand diamètre, comme l'ont montré Lellouch (1996), Moses (1996) et Moses et al. (2000). Ainsi, les sources d'oxygène dans les stratosphères de Jupiter et Neptune seraient des impacts cométaires, comme par exemple l'impact de SL9 sur Jupiter.

Ainsi, il existe plusieurs méthodes qui permettent de mettre en évidence la signature d'une source. Certaines de ces méthodes ont été employées lors de ce travail de thèse pour tenter d'apporter des précisions quant à l'origine de CO sur Saturne et Uranus (voir chapitre 2) et pour confirmer l'origine cométaire de l'eau dans la stratosphère de Jupiter (voir chapitre 3).

1.4 Conclusion

La détermination de l'origine des composés oxygénés est un problème difficile à résoudre puisqu'elle nécessite qu'on puisse observer ces composés avec une résolution spatiale (verticale et/ou latitudinale) suffisante pour appréhender les composantes des apports internes et/ou externes. Outre l'origine de ces composés, l'observation d'espèces oxygénées peut nous conduire à des informations sur l'intérieur des planètes géantes (activité convective, par exemple).

Chapitre 2

Le monoxyde de carbone

2.1 Les sources possibles

Au chapitre 1, nous avons vu que le CO pouvait avoir une origine interne, en raison du flux convectif provenant de l'intérieur des planètes qui est plus chaud. Le rapport de mélange de CO est fixé au niveau où sa conversion en CH_4 est inhibée par son transport dynamique vers les couches plus superficielles de l'atmosphère. Le CO peut également avoir une origine externe. Cette origine peut être de trois types : la chute permanente d'IDP, la chute de matière qui vient des anneaux (suite aux collisions entre les particules qui composent les anneaux) et satellites (éjections d'origine volcanique, par exemple) et la chute de grosses comètes.

Dans ce chapitre, nous établirons un état des lieux sur la connaissance de la distribution spatiale de CO dans les atmosphères des 4 planètes géantes. Puis, les observations de Saturne et Uranus, qui ont été menées ces deux dernières années, seront présentées et analysées. Enfin, des conclusions relatives à ces observations seront énoncées et des perspectives seront avancées.

2.2 État des lieux

2.2.1 Jupiter et Neptune

Le CO a été détecté par Beer (1975) sur Jupiter dans l'infrarouge. La controverse sur l'origine de CO dans l'atmosphère de cette planète est venue de deux publications datant de la même époque. En effet, Beer and Taylor (1978) ont calculé la température rotationnelle de CO et en ont déduit que le CO devait se trouver au-dessus du niveau où $p \sim$200 mbar alors que Larson et al. (1978), par un calcul similaire (mais pour un spectre différent), ont montré que le CO provenait des couches internes de la planète. Cependant, ces calculs sont rendu incertains à cause de la complexité du spectre de Jupiter dans la bande à 5 μm (Bézard et al., 2002). Des observations ultérieures de raies résolues spectralement (résolution de 0.07 cm^{-1}) ont confirmé la présence de CO dans la troposphère de Jupiter (Noll et al., 1988) avec une concentration de 1.6×10^{-9}. Enfin, le spectre de Jupiter a été mesuré de nouveau, dans la bande à 5 μm, par Bézard et al. (2002). La modélisation des raies spectralement résolues (résolution de 0.045 cm^{-1}) a montré que la distribution verticale de CO présentait une composante d'origine interne (1×10^{-9}) et une composante

externe. La composante externe provient de l'apport récent d'espèces oxygénées par SL9 (Lellouch et al., 1997), pour une valeur de $q_{CO}=7\times10^{-7}$ moyennés sur le disque, au-dessus de 0.2 mbar.

La détection de CO dans l'atmosphère de Neptune date de 1993 (Marten et al., 1993). Les raies millimétriques (3-2) et (2-1) de CO ont été détectées en émission. Bien qu'une telle détection soit la signature de la présence de ce composé dans la stratosphère de la planète, le profil vertical supposé d'après les observations, était uniforme avec $q_{CO}=1.2\times10^{-6}$. Cette mesure a été confirmée par Rosenqvist et al. (1992) dans un premier temps. Par la suite, les observations des raies de CO(1-0) (Guilloteau et al., 1993) et de CO(3-2) (Naylor et al., 1994) en absorption, ont confirmé l'origine interne de CO sur Neptune. Une telle valeur de q_{CO} impliquait que l'oxygène soit en sur-abondance d'un facteur 440 par rapport à la valeur solaire dans les couches profondes de Neptune (Lodders and Fegley, 1994). Cette sur-abondance pourrait être due à l'inhibition de la conversion de CO en CH_4 dans des couches profondes de la troposphère. Marten et al. (2005) ont à nouveau observé Neptune et en ont déduit des résultats similaires ($q_{CO}=1\times10^{-6}$ à 20% près) en observant les cœurs des raies (2-1), (3-2) et(4-3) de CO. Lellouch et al. (2005), suivi par Hesman et al. (2007), ont observé à la fois les cœurs en émission et les larges motifs d'absorption des raies de CO(2-1) et (3-2) ; ils proposent que le CO a une origine mixte. La source externe entraîne une augmentation de q_{CO} dans la stratosphère d'un facteur $\sim$2 par rapport à sa valeur dans la troposphère. Le calcul du flux externe de CO indique qu'il est de 10 à 500 fois supérieur au flux externe d'eau, mesuré par Feuchtgruber et al. (1997). L'origine de la source externe de CO qui est invoquée est la chute d'une comète de taille subkilométrique il y a $\sim$200 ans.

2.2.2 Saturne et Uranus

Il reste encore beaucoup d'incertudes dans les cas de Saturne et d'Uranus. Le CO a été détecté sur les deux planètes (Noll et al., 1986; Encrenaz et al., 2004b). Malheureusement, le rapport de mélange de CO dans la stratosphère de ces deux planètes est encore très peu contraint et donc le taux de dépôt de CO par rapport à H_2O ne peut être estimé, ni dans un cas ni dans l'autre, si bien qu'il est impossible, à l'heure actuelle, de contraindre la source d'un éventuel apport externe. Dans le cas de CO, il existe aussi potentiellement une source interne (voir paragraphe 1.3.2), qui a été observée sur Jupiter et Neptune (Bézard et al., 2002; Lellouch et al., 2005). L'intensité de celle-ci n'a pas pu être contrainte elle non plus. Sa mesure permettrait de déterminer le rapport O/H et l'activité convective dans les couches atmosphériques profondes des planètes géantes (Bézard et al., 2002).

Sur Saturne, la bande à 5 μm de CO a été détectée par Noll et al. (1986), par Bézard et al. (1989), puis par Noll and Larson (1991) et le CO a un rapport de mélange de l'ordre de 1×10^{-9}, s'il est uniformément réparti dans l'atmosphère de la planète. Cependant, Noll and Larson (1991) n'ont pas été en mesure de séparer les valeurs du rapport de mélange troposphérique et stratosphérique puisqu'ils ne disposaient pas d'une résolution verticale suffisante. C'est pourquoi les contributions des flux internes et externes au rapport de mélange de CO n'ont pu être évaluées. Par la suite, Rosenqvist et al. (1992) ne purent que déduire une limite supérieure de 1×10^{-7} de leurs observations millimétriques sur la valeur de q_{CO}.

Dans le cas d'Uranus, c'est la fluorescence de CO à 5 μm qui a été détectée (Encrenaz et al., 2004b). Les auteurs ont déduit de leurs observations un rapport de mélange

	115 GHz	230 GHz
1^{re} nuit	320-430 K	250-420 K
2^{nde} nuit	380-500 K	260-400 K

Tab. 2.1: Plages de valeurs de la température système lors des deux nuits d'observation d'Uranus, en septembre 2006.

de 3×10^{-8}, si le CO est confiné dans la stratosphère de la planète, avec une incertitude d'un facteur 2. Dans la troposphère, les auteurs ont déterminé une limite supérieure de 2×10^{-8}, améliorant ainsi les précédentes limites supérieures déterminées par Marten et al. (1993) et Encrenaz et al. (1996), respectivement de $\sim3\times10^{-8}$ et 5×10^{-7}. Et comme les barres d'erreur des observations d'Encrenaz et al. (2004b) étaient conséquentes, les auteurs étaient dans l'impossibilité de faire la distinction entre la source interne et la source externe. Pour Uranus, comme pour Saturne, le rapport entre les apports de CO et de H_2O n'a pas pu être mesuré et l'origine d'une éventuelle source externe reste indéterminée.

Des observations de CO sur Saturne et Uranus ont été menées, dans le cadre de mon travail, dans les domaines millimétriques (IRAM) et submillimétriques (JCMT). Ces observations, leur modélisation et les résultats de cette étude sont présentés dans le paragraphe suivant. Les travaux relatifs aux observations faites avec l'antenne de 30 m de l'IRAM ont fait l'objet d'une publication (Cavalié et al., 2008a). Une seconde publication est en cours de préparation (Cavalié et al., 2009c). Elle est focalisée sur les observations menées au JCMT.

2.3 Les observations d'Uranus et leur analyse

2.3.1 Observations

Uranus a été observée avec l'antenne de 30 m de l'IRAM entre les 16 et 18 septembre 2006. La taille apparente de la planète était de 3.7″ et la latitude du point sub-terrestre était de -5.25 °. La vitesse relative Terre-Uranus avait pour valeur 6.6 km·s^{-1} et Uranus s'éloignait de la Terre.

Les deux récepteurs A et B de l'antenne de 30 m ont été utilisés conjointement. Ces récepteurs partagent deux *back-ends* à des longueurs d'onde de 1 et 3 mm. Ils permettent d'observer les transitions $J = 1 \rightarrow 0$ et $J = 2 \rightarrow 1$ de CO, qui se trouvent à des fréquences de 115.271 et 230.538 GHz respectivement. La résolution spectrale de ces *back-ends* a été fixée à 1 MHz dans les deux cas. La largeur de bande accessible dépend de la fréquence observée : à 115 GHz, la largeur accessible est de 512 MHz, alors qu'à 230 GHz, la largeur accessible est de 1024 MHz. Les observations ont été menées en mode SSB (*Single Side Band*) et les facteurs de rejection de la bande image étaient de 0.001 à 115 GHz et de 0.01 à 230 GHz. Les mesures *OFF* ont été enregistrées en utilisant le mode *wobbler switching*, avec une fréquence de bascule entre le *ON* et le *OFF* de 0.5 Hz. Les températures systèmes relevées lors des deux nuits d'observation au niveau des deux *back-ends* sont répertoriées dans la table 2.1. La profondeur optique atmosphérique à 115 GHz était de 0.15-0.20, alors qu'elle était de 0.25-0.30 à 230 GHz.

Bande	n ° 1	n ° 2	n ° 3	n ° 4	n ° 5
115 GHz	114.503 GHz	114.887 GHz	115.271 GHz	-	-
230 GHz	229.002 GHz	229.770 GHz	230.538 GHz	231.306 GHz	232.074 GHz

Tab. 2.2: Fréquences centrales des *tunings* programmés lors des observations de septembre 2006. À 115 GHz et à 230 GHz, les largeurs de bandes observées étaient de 512 MHz et 1024 MHz respectivement. Tous les *tunings* ont été parcourus de manière cyclique, dans la boucle d'observation, avec des temps d'intégration de 30 min à 1 h par *tuning*. Seulement trois bandes ont pu être observées à 115 GHz, à cause de la présence de la raie de O_2 terrestre (à 118.750 GHz), qui empêche toute observation au-delà de 115.5 GHz.

Les modèles laissent prévoir que les raies de CO sur les planètes géantes sont larges et peuvent couvrir plusieurs GHz dans les domaines millimétrique et submillimétrique (voir le cas de Neptune dans Lellouch et al. (2005) par exemple). Ces raies sont en effet des raies d'absorption, qui se forment aux alentours de la tropopause, avec éventuellement un cœur plus étroit en émission. C'est la raison pour laquelle nous avons adopté la technique présentée dans Lellouch et al. (2005) pour observer les transitions $J = 1 \rightarrow 0$ et $J = 2 \rightarrow 1$ de CO. Cette technique consiste à utiliser les deux récepteurs en parallèle sur des bandes de fréquences légèrement décalées l'une par rapport à l'autre, de manière à couvrir la plus large bande possible. Cette technique a également été utilisée avec succès par Hesman et al. (2007) pour déterminer le profil vertical de CO sur Neptune. Lors de nos observations, nous avons opté pour un recouvrement de 25% entre deux bandes contiguës. Pour chaque *tuning*, des bandes de 896 MHz et 1792 MHz étaient couvertes à 115 GHz et à 230 GHz respectivement. Les différents *tuning* sont détaillés dans la table 2.2. Ainsi, 3 et 5 bandes contiguës ont été observées à 115 GHz et à 230 GHz respectivement. Les différentes bandes ont été observées successivement, avec des temps d'intégration allant de 30 min à 1 h, et ce de manière cyclique. S'il a été impossible d'observer au-delà de 115.5 GHz provient du fait que l'opacité atmosphérique devient trop importante à partir de cette fréquence. En effet, la raie de O_2 terrestre fait quelques GHz de large et rend toute observation impossible à sa proximité.

Les spectres obtenus lors des observations sont présentés sur la figure 2.1. Tout d'abord, une ligne de base polynomiale (de degré 3 au maximum) a été retirée. Puis, les *ripples*, qui sont par ailleurs clairement identifiables sur la figure 2.1, ont été retirés par analyse de Fourier, dans chaque bande. Seuls les *ripples* communs à toutes les bandes ont été filtrés. La fréquence filtrée sur la bande à 115 GHz est 0.0075 MHz^{-1}. On retrouve également cette fréquence sur la bande à 230 GHz, mais il faut également soustraire un *ripple* à 0.032 MHz^{-1}. Ensuite, les différentes bandes ont été connectées entre elles. Comme le montre la figure 2.1, les différentes bandes ont des niveaux moyens de continu différents. La connexion entre deux bandes contiguës se fait alors en moyennant les valeurs de la température d'antenne sur les 25%, qui sont en commun entre les deux bandes, et en mettant à l'échelle la seconde bande par rapport à la première. En procédant de la sorte avec toutes les bandes de fréquences disponibles, on obtient un spectre dont le niveau de continuum est fixé par la première bande. Comme Mars n'était pas observable lors de cette campagne, aucune calibration absolue n'a été entreprise. De ce fait, les spectres sont interprétés en termes de contraste raie-sur-continu et les continua observés (en température d'antenne) ont été remis à l'échelle du continuum du modèle (en température de brillance). Enfin, la résolution des spectres a été réduite à 16 MHz, de manière à réduire

Saturne	γ_0	x
NH_3	0.069	0.67
PH_3(1-0)	0.1011	0.67
PH_3(2-1)	0.0997	0.67
CO(1-0)	0.0709	0.60
CO(2-1)	0.0679	0.60

Uranus	γ_0	x
NH_3	0.069	0.67
PH_3(1-0)	0.1003	0.66
PH_3(2-1)	0.0990	0.66
CO(1-0)	0.0696	0.60
CO(2-1)	0.0666	0.60

Tab. 2.3: Paramètres collisionnels γ_0 [$cm^{-1}.atm^{-1}$] (à 300 K) et x employés lors des simulations de spectres de Saturne et d'Uranus.

le bruit de fond. Le spectre sur lequel le niveau de bruit est le plus faible par rapport au niveau de continuum est principalement le spectre à 115 GHz ; l'opacité atmosphérique y est en effet moindre.

Le premier constat que l'on peut dresser à la vue des résultats, c'est que le CO n'est détecté ni à 115 GHz, ni à 230 GHz (voir figure 2.2). Nous avons donc procédé à la détermination de limites supérieures sur les rapports de mélange de CO, et cela aussi bien dans le cas d'une source purement interne que dans le cas d'une source purement externe.

Avant de voir quels profils verticaux ont été testés et quelles sont les valeurs des limites supérieures qui ont été établies, nous allons nous concentrer sur la validité du modèle de continuum qui a été obtenu par le programme numérique de résolution du transfert radiatif.

2.3.2 Modèle de continuum

Nous avons utilisé le programme de résolution du transfert radiatif pour modéliser l'émission d'Uranus aux fréquences auxquelles les observations ont été menées. Le profil thermique employé est celui de la figure 1.4 (voir partie II paragraphe 1.3). Les opacités dues aux raies de NH_3 à 30 GHz et à 572 GHz et à la raie de CO ont été prises en compte. Le profil vertical de rapport de mélange de NH_3 utilisé pour les calculs est présenté dans la partie suivante (voir figure 2.3). La valeur de q_{NH_3}, qui est en-dessous du niveau de condensation, est en accord avec les mesures de Hofstadter and Muhleman (1989) ($q_{NH_3} = 7.8 \times 10^{-7}$).

Les paramètres spectroscopiques de NH_3 et de CO ont été extraits du catalogue du JPL (Pickett et al., 1998). Les paramètres collisionnels γ_0 et x (voir partie II paragraphe 1.3.2, pour les notations) pour NH_3 proviennent de Berge and Gulkis (1976) et Brown and Peterson (1994) respectivement. Dans le cas de CO, ces paramètres sont tirés de Draegert and Dudley (1968), Varanasi (1988), Beaky et al. (1996) et Weisstein and Serabyn (1996). Ils ont été calculés pour un mélange H_2-He équivalent au cas d'Uranus (voir table 1.1, partie II paragraphe 1.3.2) et les valeurs obtenues sont notées dans la table 2.3.

Le modèle de continuum que nous obtenons est en accord avec des mesures antérieures. En effet, nous obtenons $T_b = 94.8$ K à 200 GHz et la valeur de 97.4 K a été observée par Encrenaz et al. (1996). À 230 GHz, le continuum modélisé a pour valeur $T_b = 91.5$ K et Orton et al. (1986) ont mesuré $T_b = (93.7 \pm 3.0)$ K.

Notre modèle de continuum a donc été validé et il a été possible d'effectuer des déterminations de limites supérieures de q_{CO}.

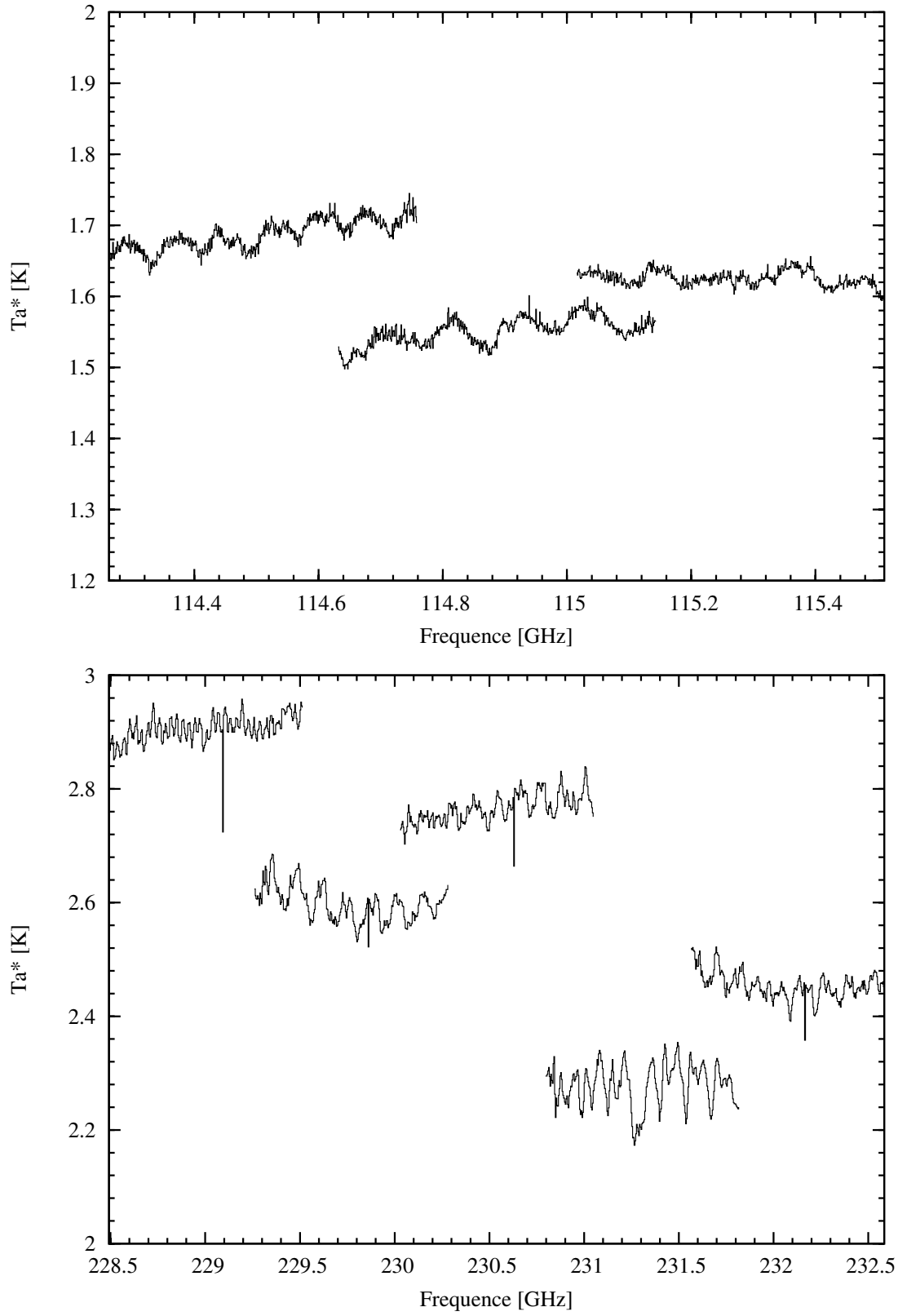


Fig. 2.1: Spectre d'Uranus observé à 115 GHz et à 230 GHz.

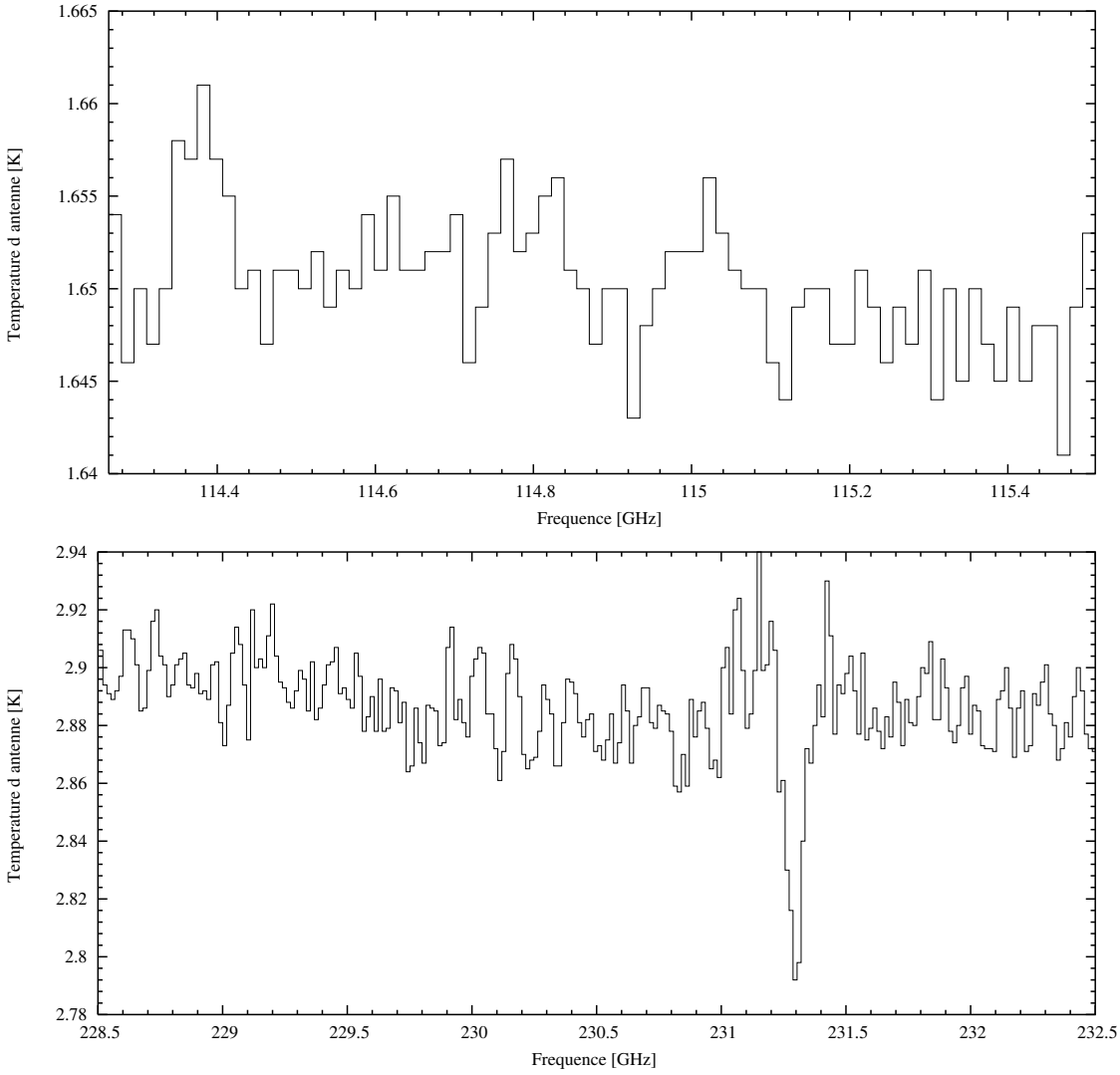


Fig. 2.2: Spectre d'Uranus à 115 GHz et à 230 GHz, après traitement des données et dégradation de la résolution spectrale à 16 MHz, pour réduire le bruit de fond. La raie à 231.280 GHz est la raie de l'ozone terrestre.

2.3.3 Profil verticaux de CO testés

La détection de CO par fluorescence dans l'atmosphère d'Uranus par Encrenaz et al. (2004b) a permis de déterminer le rapport de mélange de CO à un facteur 2 près. Les auteurs ont favorisé un apport externe de CO. La première distribution de CO testée est donc une distribution verticale avec le CO confiné dans la stratosphère, soit au-dessus de $\sim$100 mbar, avec un rapport de mélange de 3×10^{-8} (niveau de la détection). Les auteurs ont également placé une limite supérieure sur $q_{\rm CO}$, dans l'éventualité où le CO proviendrait uniquement du cœur de la planète. La seconde distribution testée correspond à cette hypothèse. Le CO a un profil vertical constant sur toute l'atmosphère et $q_{\rm CO}$ est fixé à 2×10^{-8}. Ces deux distributions sont représentées sur le graphe de la figure 2.3.

Les limites supérieures qui ont été déterminées à partir des observations réalisées s'appuyent sur les types de distributions verticales issues de la figure 2.3.

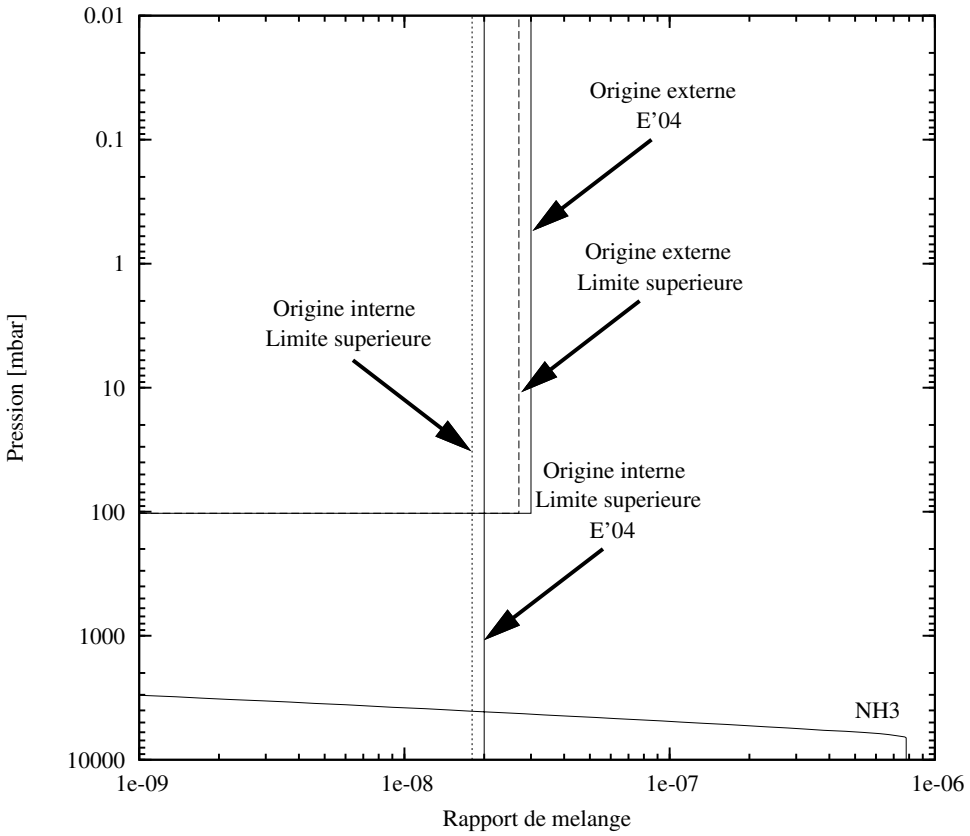


Fig. 2.3: Profils verticaux de CO utilisés pour les simulations de spectres d'Uranus (traits continus). Le profil vertical de NH_3 est également tracé sur le graphe (trait continu). Les profils notés E'04 proviennent de Encrenaz et al. (2004b). Ils traduisent le niveau de détection de CO, dans l'hypothèse d'une origine externe, et de la limite supérieure qui a été fixée sur q_{CO}, dans l'hypothèse d'une origine interne. Les profils verticaux, correspondant aux limites supérieures déterminées à partir des observations présentées dans ce travail, sont tracés en pointillés (origine interne) et en tirets (origine externe).

2.3.4 Résultats

La température qui règne dans les atmosphères des planètes géantes fait que l'intensité des raies de CO augmente avec la fréquence, jusqu'à 1000 GHz environ. C'est pourquoi les raies $J = 1 \rightarrow 0$ et $J = 2 \rightarrow 1$ de CO sont les raies les plus faibles en-dessous de 1000 GHz. Cependant, la transmission atmosphérique est meilleure aux basses fréquences. Comme l'opacité à 115 GHz est plus faible qu'à 230 GHz, le meilleur compromis entre intensité et opacité est obtenu à 230 GHz parmi les observations dont nous disposions. C'est la raison pour laquelle le spectre à cette fréquence permet de déterminer les limites supérieures les plus basses.

Les limites supérieures qui ont été déterminées à partir de l'analyse du spectre à 230 GHz (voir figure 2.4) sont les suivantes :

- $q_{CO} < 1.8 \times 10^{-8}$, dans le cas d'une origine purement interne
- $q_{CO} < 2.7 \times 10^{-8}$, dans le cas d'une origine purement externe (CO confiné au-dessus de $\sim$100 mbar)

La valeur $q_{CO} < 1.8 \times 10^{-8}$ est en accord avec la limite supérieure obtenue par Encrenaz et al. (2004b) dans le cas d'une origine interne de CO. La valeur $q_{CO} < 2.7 \times 10^{-8}$ est en

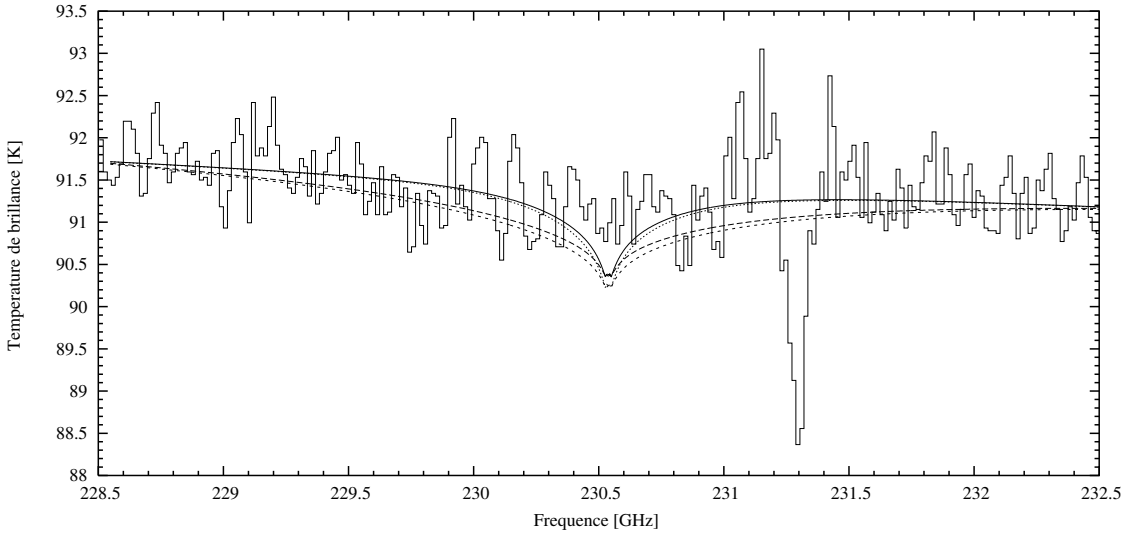


Fig. 2.4: Spectre d'Uranus observé autour de la fréquence de la transition $J = 2 \rightarrow 1$ de CO. La bande spectrale s'étend sur 4 GHz et la résolution est de 16 MHz. Le CO n'a pas été détecté. La courbe en tirets courts représente le spectre synthétique d'Uranus avec un profil vertical de CO qui correspond à la limite supérieure établie par Encrenaz et al. (2004b) ($q_{\rm CO}$=2×10^{-8}, constant avec l'altitude). Le modèle qui correspond à la détection d'Encrenaz et al. (2004b) (source externe seule, $q_{\rm CO}$=3×10^{-8}, CO confiné dans la stratosphère) donne la courbe en pointillés. Enfin, les spectres synthétiques, qui correspondent aux limites supérieures à 3σ déterminées par nos observations, sont tracés en tirets longs (source interne seule, $q_{\rm CO}$=1.8×10^{-8}, constant avec l'altitude) et en trait plein (source externe seule, $q_{\rm CO}$=2.7×10^{-8}, CO confiné dans la stratosphère).

accord avec la limite supérieure établie par Marten et al. (1993) dans le cas d'une origine externe de CO. Cependant, cette dernière valeur semble, de prime abord, incohérente vis-à-vis du niveau de détection de la fluorescence de CO d'Encrenaz et al. (2004b), où le CO est confiné dans la stratosphère.

2.3.5 Discussion

La faiblesse de la source de chaleur interne d'Uranus pourrait être à l'origine d'une convection limitée dans les couches internes de la planète (Hunten, 1978; Wallace, 1980; Podolak et al., 1995). De ce fait, la remontée d'espèces chimiques hors-équilibre thermodynamique, comme le CO, pourrait être inhibée. Le fait de mesurer une abondance faible de CO dans la troposphère d'Uranus pourrait trouver ainsi en partie son explication. De plus, le profil thermique d'Uranus est quasi-isotherme entre 1 mbar et 1 bar (voir partie II, figure 1.4). La détection de composés minoritaires à ces niveaux atmosphériques est donc rendu plus difficile. Les premières tentatives de détection de CO dans le domaine millimétrique ont permis d'établir des limites supérieures : $q_{\rm CO}<4\times10^{-8}$, d'après Rosenqvist et al. (1992), et $q_{\rm CO}<3\times10^{-8}$, d'après Marten et al. (1993). En observant Uranus dans le domaine submillimétrique avec l'antenne du CSO et un spectromètre à transformée de Fourier, Encrenaz et al. (1996) n'ont pu améliorer cette dernière limite ($q_{\rm CO}<5\times10^{-7}$).

Encrenaz et al. (2004b) ont détecté la fluorescence de CO. Leur analyse suggère que le CO est plutôt confiné dans la stratosphère, avec un rapport de mélange de 3×10^{-8}. Toutefois, les auteurs ont établi, de manière conservatrice, une limite supérieure de 2×10^{-8}

Date	θ_p	δ_{SEP}
17 sep 2006	$16.6''$	-14.3 °
14 jan 2008	$18.5''$	-7.0 °

Tab. 2.4: Taille apparente de Saturne et latitude du point sub-terrestre sur la planète, lors des observations de septembre 2006 et janvier 2008.

pour un profil constant. Pourtant, nos observations n'ont pas permis de détecter la raie de CO(2-1). Nous avons donc déterminé des limites supérieures pour les deux modèles simples d'apport de CO (interne pur et externe pur). Dans le cas d'une origine interne, nous obtenons $q_{\rm CO}<1.8\times10^{-8}$ et cette valeur est en accord avec la limite supérieure d'Encrenaz et al. (2004b). En revanche, la limite supérieure que nous avons déterminée dans le cas d'une origine externe ($q_{\rm CO}<2.7\times10^{-8}$) semble être en contradiction avec le niveau de détection d'Encrenaz et al. (2004b), puisque ces valeurs sont comparables. Le problème est que leur modèle de fluorescence ne prenait pas en compte la diffusion par les nuages atmosphériques, et donc les auteurs en arrivent à penser que leur valeur pouvait être surestimée d'un facteur au moins égal à 2. Une explication possible, permettant de réconcilier cette détection avec la limite supérieure que nous avons déterminée, serait, à notre sens, que la diffusion par les nuages atmosphériques n'est pas négligeable à 4.7 μm et que la valeur de $q_{\rm CO}$ déterminée, dans l'hypothèse où le CO a une origine externe, a été légèrement surestimée. D'après nos observations, il n'y a pas de preuve en faveur ou en défaveur d'une origine externe pour le CO.

Le CO est une molécule qui pourrait être responsable de la production de CO_2 sur Uranus. Cependant, nos observations, ainsi que les limites supérieures que nous en avons déduites, ne permettent pas de remettre cette hypothèse en cause, puisque le CO_2 a été détecté avec un rapport de mélange très inférieur à celui de CO ($q_{\rm CO_2} = (4.0 \pm 0.5)\times10^{-11}$). Le développement d'un modèle complet de la photochimie d'Uranus, qui prendrait les incertitudes du schéma chimique en compte (Dobrijevic et al., 2003; Hébrard et al., 2006; Hébrard et al., 2007), est en cours. Il permettrait de tester les différentes hypothèses concernant l'apport d'espèces oxygénées, telles H_2O, CO et CO_2, dans l'atmosphère d'Uranus. Aussi, en comprenant mieux la chimie de ces composés dans l'atmosphère d'Uranus, pourra-t-on tenter de reproduire les abondances observées.

2.4 Les observations de Saturne et leur analyse

Saturne a été observée aux fréquences de CO à deux reprises dans le cadre de ma recherche. Les premières observations ont eu lieu entre les 16 et 18 septembre 2006, à l'aide de l'antenne de 30 m de l'IRAM. Les observations les plus récentes ont eu lieu à Hawaï, entre les 13 et 15 janvier 2008, avec l'antenne de 15 m du JCMT. Les valeurs de la taille apparente de la planète θ_p et de la latitude du point sub-terrestre δ_{SEP} sont présentées dans la table 2.4. La vitesse relative Terre-Saturne était de 16.3 km·s^{-1} lors des observations à l'IRAM et de 20.4 km·s^{-1} lors des observations au JCMT. La planète s'approchait de la Terre dans les deux cas.

Bande	n ° 1	n ° 2	n ° 3	n ° 4	n ° 5
345 GHz	343.545 GHz	344.045 GHz	344.545 GHz	345.045 GHz	345.545 GHz
Bande	n ° 6	n ° 7	n ° 8	n ° 9	n ° 10
345 GHz	346.045 GHz	346.545 GHz	347.045 GHz	347.545 GHz	348.045 GHz

Tab. 2.5: Fréquences centrales des *tunings* programmés lors des observations de janvier 2008. La largeur de bande était de ∼1 GHz. Tous les *tunings* ont été parcourus de manière cyclique, dans la boucle d'observation, avec des temps d'intégration de 30 min par *tuning*.

2.4.1 Observations avec l'antenne de 30 m de l'IRAM

Les observations de Saturne ont été menées à la suite des observations d'Uranus. La seule différence entre les deux séries d'observations réside dans le fait que le télescope ne pointait pas le point sub-terrestre. C'est que les anneaux de Saturne masquaient environ 10% du disque dans l'hémisphère nord, si bien que le point visé se trouvait entre les anneaux et le limbe sud. Le décentrage était de 0.6″ en ascension droite et de -5.0″ en déclinaison.

La figure 2.5 représente les spectres bruts obtenus à 115 GHz et à 230 GHz. Les fréquences des *ripples* observés étaient similaires à celles observées sur les spectres d'Uranus. Elles ont été filtrées par la même procédure que précédemment. Les spectres à 115 GHz et à 230 GHz, une fois les différentes bandes reconnectées, sont présentés sur la figure 2.6. Là encore, aucune raie n'est détectée et des limites supérieures ont pu être établies (voir paragraphe 2.4.6).

2.4.2 Observations avec l'antenne de 15 m du JCMT

Après avoir échoué dans la détection des transitions $J = 1 \rightarrow 0$ et $J = 2 \rightarrow 1$, nous avons tenté de détecter une transition à plus haute fréquence : la transition $J = 3 \rightarrow 2$ à 345 GHz. Le JCMT est sans doute l'un des meilleurs instruments qui permette de tenter ce type de détection. Des observations ont donc été effectuées les nuits des 13 et 14 janvier 2008. La taille apparente de la planète et la latitude du point sub-terrestre sont indiquées dans la table 2.4. La vitesse relative Terre-Saturne était alors de 20.1 km·s^{-1}alors que la planète se rapprochait de la Terre. La planète Mars étant visible en début de nuit, des observations à la même fréquence ont permis de calibrer le spectre de Saturne en température de brillance (voir paragraphe 2.4.4).

Les observations se sont déroulées de manière sensiblement équivalente aux observations faites avec le télescope de l'IRAM. En effet, les deux bandes disponibles, de 1 GHz chacune, ont été utilisées en parallèle. Cependant, quelques différences sont notables :

- 10 bandes de fréquences ont été observées. La bande totale couverte va de 343 GHz à 348.5 GHz. Les différentes fréquences de *tuning* sont présentées dans la table 2.5.
- Le recouvrement entre deux bandes contiguës a été fixé à 50%, de manière à ce que le temps total d'intégration soit le même sur chaque partie du spectre.
- Le réseau de récepteurs HARP (4×4 récepteurs) a été utilisé.

Les températures systèmes (T_{sys}) et l'opacité atmosphérique à 225 GHz (τ_{225}) sont consignées dans la table 2.6.

La taille du lobe d'antenne du JCMT est de 14.6″. Or, les pixels du réseau HARP sont séparés de 30″. C'est pour cette raison que l'utilisation du récepteur HARP a été

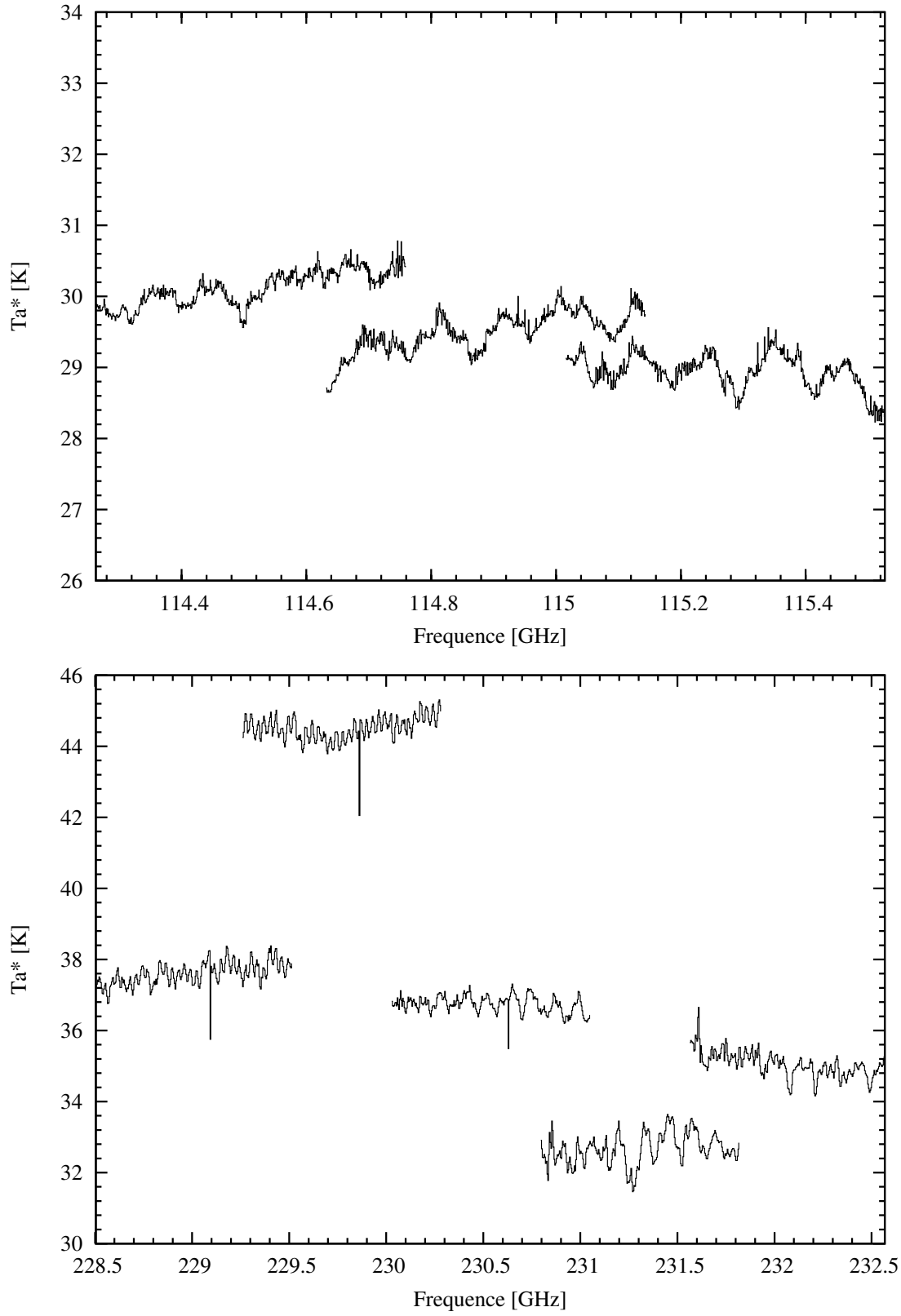


Fig. 2.5: Spectre de Saturne observé à 115 GHz et à 230 GHz.

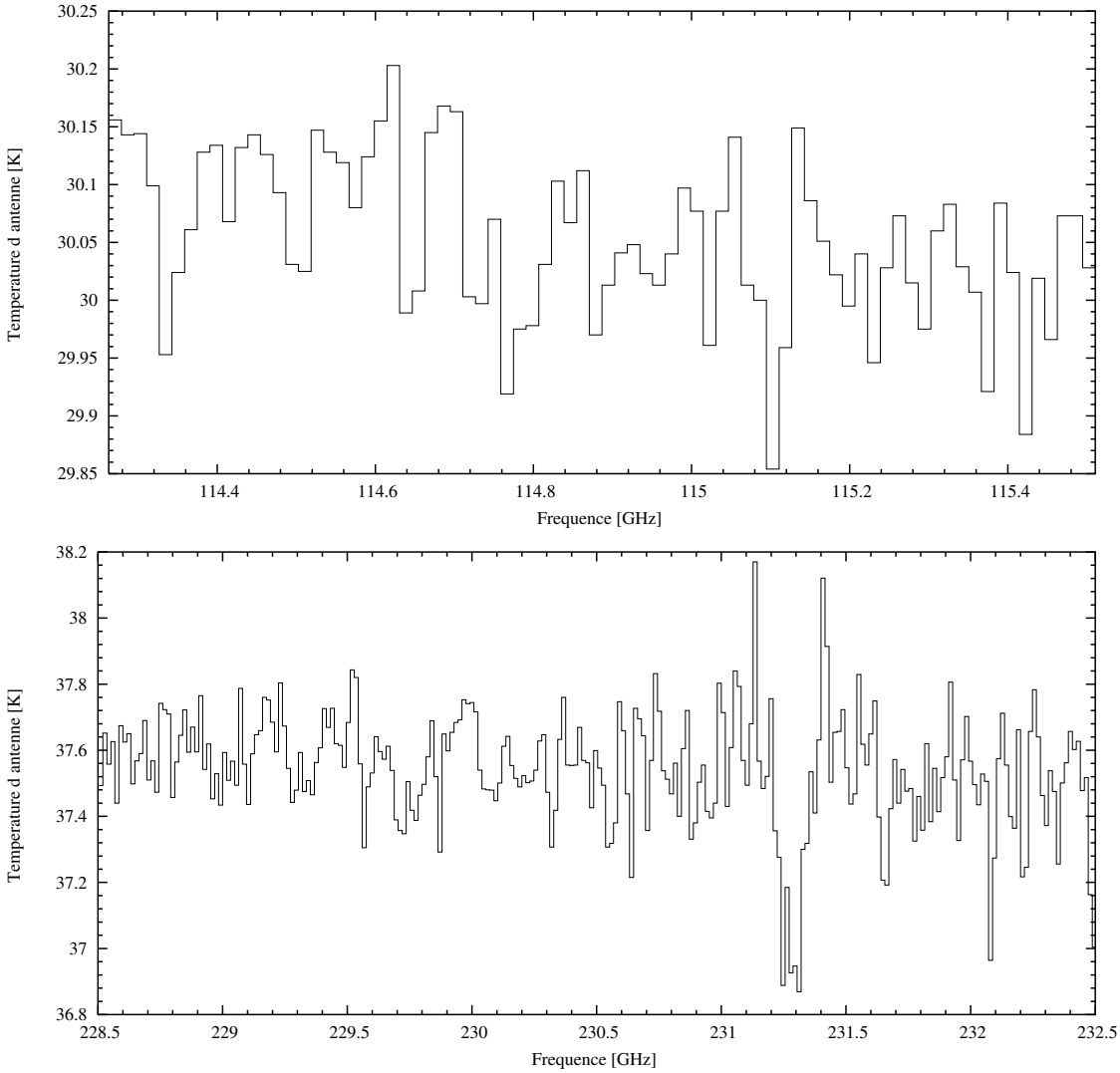


Fig. 2.6: Spectre de Saturne à 115 GHz et à 230 GHz après traitement des données et dégradation de la résolution spectrale à 16 MHz pour réduire le bruit de fond. La raie à 231.280 GHz est la raie de l'ozone terrestre.

	Nuit n ° 1	Nuit n ° 2
T_{sys}-récepteur H10	320-450 K	260-340 K
T_{sys}-récepteur H08	390-440 K	310-340 K
τ_{225}	∼0.08	∼0.06

Tab. 2.6: Plages de valeurs de T_{sys} et de τ_{225} lors des deux nuits d'observation au JCMT.

optimisée de manière à utiliser deux pixels pour les bascules *ON*/*OFF*. Ainsi, le récepteur H10 a été utilisé pour la position *ON* et le récepteur H08 a été utilisé pour la position *OFF*, et inversement (voir figure 2.7). De ce fait, le temps d'intégration est doublé, car les contributions de chaque pixel pourront être sommées par la suite. La méthode d'observation utilisée est le *position switching* entre les récepteurs H08 et H10. L'écart entre les positions *ON* et *OFF* est donc de 60″.

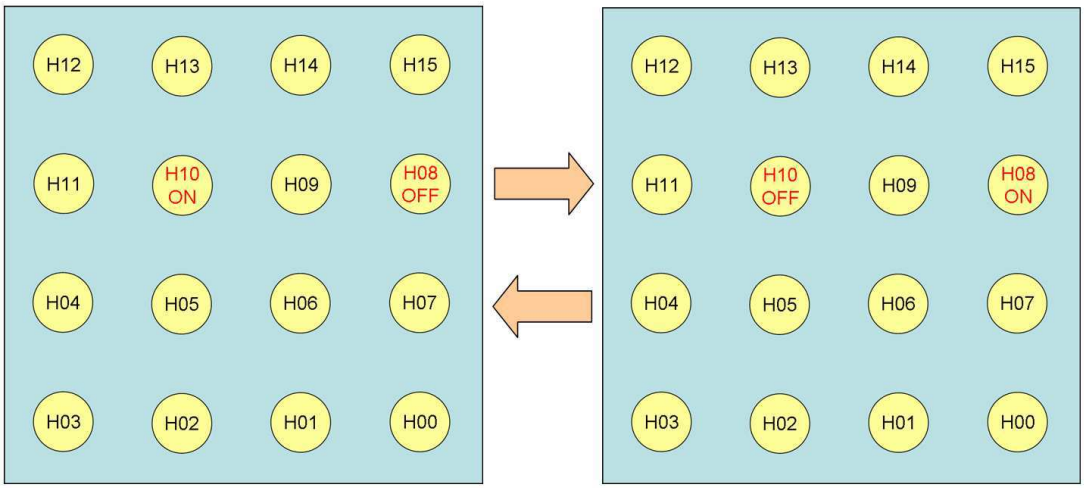


Fig. 2.7: Séquences de basculement entre les récepteurs H08 et H10 pour effectuer les mesures *ON* et *OFF* en *position switching*.

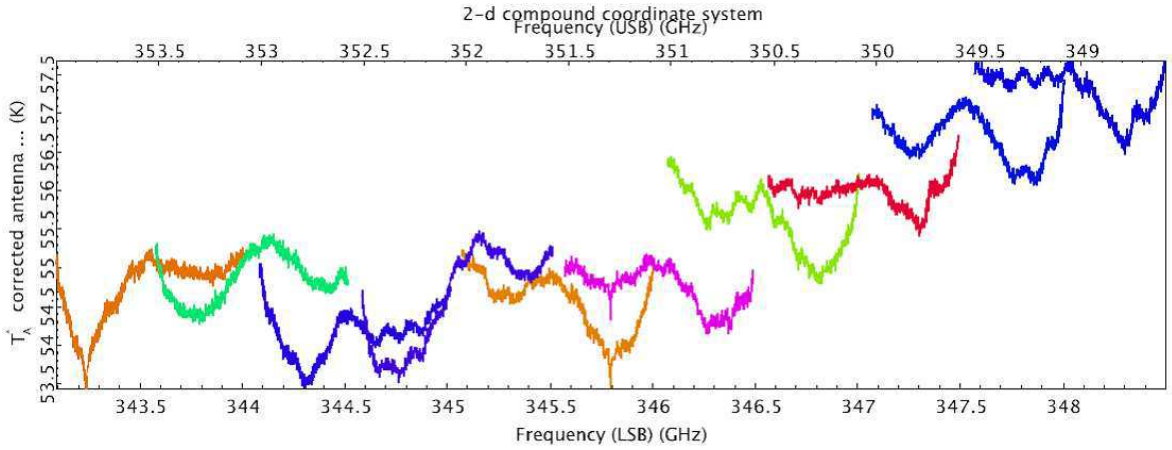


Fig. 2.8: Spectre de Saturne, observé à 345 GHz, avec le récepteur H10. La raie qui figure à 343.2 GHz est le doublé de l'ozone (O_3) terrestre.

Les observations brutes du récepteur H10 sont présentées à la figure 2.8. Il existe deux types de *ripples* sur les spectres observés. Il y a tout d'abord un *ripple* à basse fréquence qui cause l'ondulation dont l'amplitude est la plus importante. Il est soustrait avec une ligne de base polynomiale. Il y a également des *ripples* à plus haute fréquence qui sont filtrés par analyse de Fourier (à 0.01 MHz^{-1}, voire à 0.005 MHz^{-1} et 0.02 MHz^{-1}). Les observations avec le récepteur H08 en revanche n'ont pu être utilisées en raison de leur moindre qualité, car les *ripples* de haute fréquence étaient plus importants et irréguliers sur les spectres de ce pixel. Les différentes bandes ont finalement été reconnectées en remettant à l'échelle leurs parties communes (50% pour deux bandes contiguës) et la résolution a été dégradée à 16 MHz pour diminuer le bruit.

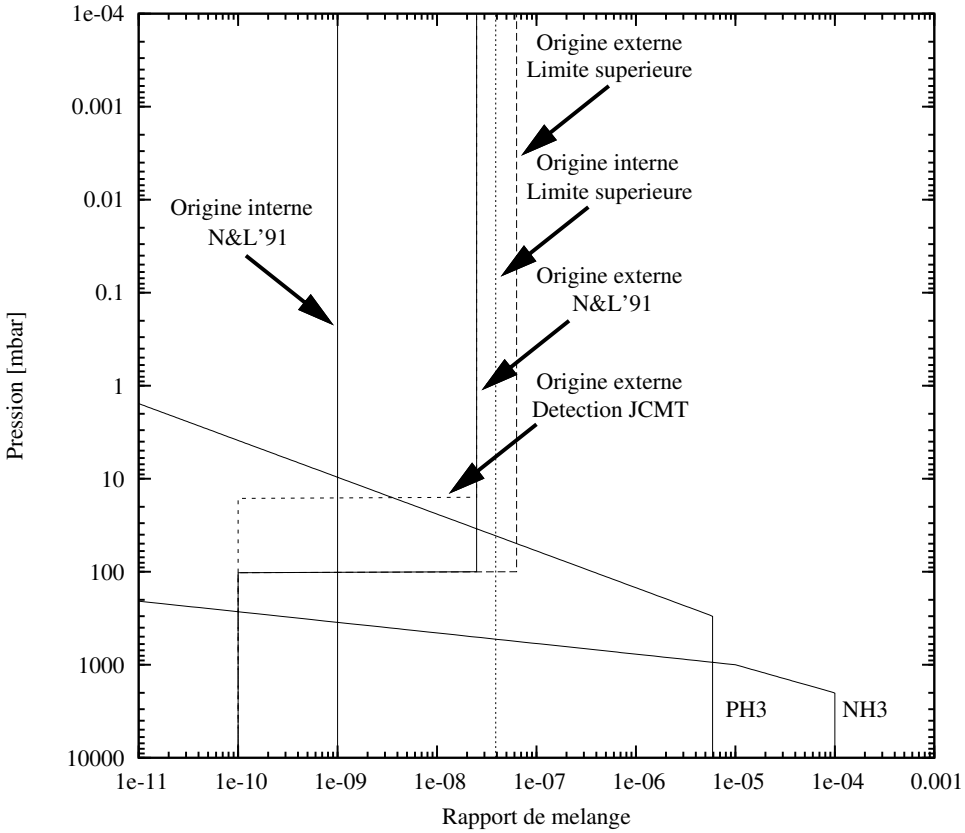


Fig. 2.9: Profils verticaux de CO utilisés pour les simulations de spectres de Saturne. Les profils verticaux de NH_3 et de PH_3 sont également tracés sur le graphe (traits continus). Les profils notés N&L'91 proviennent de Noll and Larson (1991). Ils traduisent le niveau de détection de CO, dans l'hypothèse d'une origine externe et dans l'hypothèse d'une origine interne. Sont également présentés les profils verticaux qui correspondent aux limites supérieures déterminées à partir des observations IRAM et le profil vertical qui donne le meilleur ajustement du spectre observé avec le JCMT. Il reflète une éventuelle origine externe de CO dans l'atmosphère de Saturne

2.4.3 Modèle de continuum

Comme dans le cas de la modélisation du spectre d'Uranus, nous avons cherché à valider notre modèle de simulation. À partir du moment où seule l'émission du disque planétaire est considérée, le modèle peut être comparé à des observations antérieures.

Le profil thermique qui a été utilisé est celui de la figure 1.3, du paragraphe 1.3 de la partie II. L'absorption due à NH_3 et PH_3 a été prise en compte. Les distributions verticales de ces deux composés sont issues des travaux de Davis et al. (1996) et Fletcher et al. (2007) respectivement (voir figure 2.9). Les paramètres spectroscopiques des raies prises en compte et calculées dans le cas de Saturne sont répertoriés dans la table 2.3. Les mêmes raies de NH_3 que précédemment ont été intégrées dans le calcul de l'opacité, et les transitions $J = 1 \rightarrow 0$ et $J = 2 \rightarrow 1$ du PH_3 ont été ajoutées.

Le continuum de notre modèle, en échelle de températures de brillance, est de 141.6 K à 115 GHz et 140.0 K à 230 GHz. Ces valeurs sont en accord avec les mesures de Klein et al. (1978), qui ont obtenu $\sim$140$\pm$15 K à 115 GHz et $\sim$135$\pm$11 K à 230 GHz. Ce bon accord est confirmé par la comparaison avec les observations d'Ulich (1981). Cet auteur a mesuré une température de brillance de 150$\pm$7 K à 86 GHz et de 164$\pm$12 K à 142 GHz.

Les observations ont eu lieu alors que l'inclinaison des anneaux était très importante, ce qui a augmenté la valeur de la température mesurée. Avec notre modèle, nous obtenons 141.2 K à 86 GHz et 141.6 K à 142 GHz. À plus haute fréquence, le continuum atteint une valeur de 137.7 K à 310 GHz, en accord avec des observations d'Hildebrand et al. (1985).

Saturne a un système d'anneaux développé qui peut couvrir une grande partie du disque de la planète, lorsque son inclinaison est maximale. Ils sont une source d'absorption du flux du disque et ont un spectre d'émission qui leur est propre. Lors des observations de septembre 2006 et janvier 2008, l'inclinaison des anneaux était de -14.3 ° et -7.0 ° respectivement. Dans le cas des observations de 2006, les anneaux couvraient environ 10% de l'hémisphère nord de la planète et contribuaient au flux total émis. C'est la raison pour laquelle le télescope a été pointé entre les anneaux et le limbe sud de la planète lors des observations de 2006, pour nous permettre de nous affranchir au maximum de l'effet des anneaux. D'après Melnick et al. (1983) et de Pater and Dickel (1991), la température de brillance des anneaux (∼20-30 K) est très inférieure à la température du disque à 1 et 3 mm (∼140 K). Donc, en première approximation, leur contribution à l'émission totale peut être négligée. L'effet des anneaux a donc été négligé, dans le cas des observations de 2006, et les données ont été analysées en termes de rapport raie-sur-continu. En revanche, ils ont été pris en compte dans le cas des observations de 2008, car nous avons procédé à une calibration absolue de la température de brillance de Saturne.

2.4.4 Calibration absolue des observations au JCMT

Principe

Il est possible d'obtenir une mesure de la température de brillance de Saturne, si un autre objet céleste est observé en même temps et si le flux émis par cet objet est connu. En effet, la température de brillance T_b est liée à la température d'antenne par la relation

$$T_b = T_a^* \frac{F_{eff}}{B_{eff}} F_d \tag{2.1}$$

où F_{eff} et B_{eff} sont respectivement la *forward efficiency* et la *beam efficiency* de l'antenne. La grandeur F_d correspond au facteur de dilution de la source dans le lobe de l'antenne et

$$F_d = \left(1 - 2^{-\left(\frac{\theta_p}{\theta_l}\right)^2}\right)^{-1} \tag{2.2}$$

où θ_p et θ_l sont la taille apparente de la planète observée et la taille du lobe primaire de l'antenne respectivement. En janvier 2008, Mars a été observée en même temps que Saturne. On a donc les valeurs de la température d'antenne des continua à 345 GHz pour les deux planètes. De plus, l'équation 2.1 peut être écrite pour chacune des planètes et les relations résultantes peuvent être combinées entre elles

$$\frac{(T_b)_{\mathrm{Sat}}}{(T_b)_{\mathrm{Mars}}} = \frac{(T_a^*)_{\mathrm{Sat}}}{(T_a^*)_{\mathrm{Mars}}} \frac{(F_d)_{\mathrm{Sat}}}{(F_d)_{\mathrm{Mars}}} \tag{2.3}$$

En conclusion, la connaissance de $(T_b)_{\mathrm{Mars}}$ nous permet de remonter à la valeur de $(T_b)_{\mathrm{Sat}}$.

Détermination de $(T_b)_{\mathrm{Mars}}$

D'après Ulich (1981), la température de brillance de Mars à $\lambda = 3.3$ mm peut être obtenue par la relation suivante :

$$(T_b)_{Mars}(r) = (T_b)_{\mathrm{Mars}}\,(r_0)\,\sqrt{\frac{r_0}{r}} \tag{2.4}$$

où r est la distance héliocentrique de Mars au moment des observations et r_0 une distance héliocentrique de référence, qui vaut 1.524 U.A. En outre, Ulich (1981) donne

$$(T_b)_{\mathrm{Mars}}\,(r_0) = 206.8 \pm 5.8 \text{ K} \tag{2.5}$$

Au 14 janvier 2008, la distance héliocentrique de Mars était $r = 1.599$ U.A. (source : Institut de Mécanique Céleste et de Calcul des Éphémérides). La température de brillance de la planète valait donc $(T_b)_{\mathrm{Mars}}(\lambda = 3.3 \text{ mm}) = (202 \pm 6)\ K$.

La température de brillance de Mars dans l'infrarouge lointain a été tabulée par Wright (1976). Ainsi, $(T_b)_{\mathrm{Mars}}$ est connue à $\lambda = 350$ μm sur plusieurs années. En prenant la valeur moyenne des deux valeurs qui correspondent à la période du 14 janvier 2008, on obtient la valeur $(T_b)_{\mathrm{Mars}}(\lambda = 350\ \mu\text{m}) = (210 \pm 7)$ K.

Enfin, d'après Griffin et al. (1986), le spectre de Mars est très similaire à un spectre de corps gris entre 350 μm et 3.3 mm. C'est pourquoi il est possible d'obtenir la température de brillance de Mars entre ces deux longueurs d'onde par une interpolation logarithmique. Ainsi, on obtient à 345 GHz (soit à 0.87 mm)

$$(T_b)_{\mathrm{Mars}}\,(\lambda = 0.87 \text{ mm}) = (206 \pm 7) \text{ K} \tag{2.6}$$

La valeur de $(T_b)_{\mathrm{Mars}}$ peut également être calculée en utilisant le programme développé par Lellouch et Amri (disponible à l'adresse Internet suivante : *http ://www.lesia.obspm.fr/∼lellouch/*
Ce modèle utilise les températures de surface et de sub-surface générées par la *Mars Climate Database* (Lewis et al., 1999; Forget et al., 2006) et les éphémérides de l'Institut de Mécanique Céleste et de Calcul des Éphémérides (*http ://www.imcce.fr*) pour calculer l'émission thermique de Mars. Ce modèle donne $(T_b)_{\mathrm{Mars}} = 213.2$ K.

Détermination de $(T_b)_{Sat}$

À partir de la formule 2.3, il est désormais facile de déterminer la température de brillance de Saturne observée à 345 GHz. Sachant que $(T_a^*)_{\mathrm{Sat}}$=54 K, $(T_a^*)_{\mathrm{Mars}}$=63 K, $(\theta_p)_{\mathrm{Sat}}$=18.5″et $(\theta_p)_{\mathrm{Mars}}$=14.2″, on obtient finalement

$$(T_b)_{\mathrm{Sat}}\,(\lambda = 0.87 \text{ mm}) = (127 \pm 26) \text{ K} \tag{2.7}$$

dans le cas où $(T_b)_{\mathrm{Mars}} = (206 \pm 7)$ K (interpolation des valeurs observées) et

$$(T_b)_{\mathrm{Sat}}\,(\lambda = 0.87 \text{ mm}) = (131 \pm 23) \text{ K} \tag{2.8}$$

dans le cas où $(T_b)_{\mathrm{Mars}} = 213.2$ K (modèle Lellouch et Amri). Les incertitudes ont été calculées en prenant en compte une incertitude de 5 K pour $(T_a^*)_{\mathrm{Sat}}$ et $(T_a^*)_{\mathrm{Mars}}$.

La mesure de la température de brillance de Saturne à 345 GHz avec une inclinaison des anneaux de 7°, constitue une nouvelle mesure absolue sur le spectre de la planète.

Modélisation de $(T_b)_{\mathrm{Sat}}$

La valeur obtenue par l'observation a été modélisée en tenant compte de l'absorption et de l'émission des anneaux de la planète. Le disque planétaire émet une densité de flux $(F)_p$=2940 Jy, ce qui correspond à $T_b = 135$ K. En suivant le formalisme de Melnick et al. (1983) et les résultats de de Pater and Dickel (1991) et de Dunn et al. (2005), on peut estimer que la profondeur optique des anneaux τ_a est de $\sim$0.8$\pm$0.4 et que leur température de brillance est de 40$\pm$15 K à 345 GHz. Le flux F_a alors obtenu est faible, ce qui confirme que l'apport des anneaux peut être négligé, au premier ordre, pour des inclinaisons faibles, comme cela a été fait dans le cas des observations de 2006. La densité de flux totale F émise par la planète et les anneaux s'écrit

$$F = F_d \left[1 - \frac{\Omega_a}{\Omega_d}\left(1 - \mathrm{e}^{-\frac{\tau_a}{\sin\beta}}\right) + F_a\left(1 - \mathrm{e}^{-\frac{\tau_a}{\sin\beta}}\right)\right] \tag{2.9}$$

où Ω_a est l'angle solide sous lequel la portion des anneaux qui masquant le disque est vue, tandis que Ω_p est l'angle solide sous lequel le disque planétaire est vu et β est l'inclinaison des anneaux (7 $^\circ$ lors de ces observations). La température de brillance de 123 K. En tenant compte des incertitudes concernant τ_a et F_a, on obtient une incertitude de $\sim$4 K sur la température de brillance modélisée.

La température de brillance calculée est proche de la valeur obtenue par l'observation à l'équation (2.7). Par contre, elle est plus éloignée de la seconde valeur tirée de l'observation et du modèle de Lellouch et Amri (voir éq. 2.8), tout en restant dans la barre d'erreur de celle-ci. Or, l'émission thermique de Mars est certainement mieux modélisée par le modèle de Lellouch et Amri qu'avec l'interpolation de valeurs observées. La différence de 131-123=8 K observée vient probablement de notre mauvaise connaissance de la profondeur optique et de la température de brillance des anneaux à 345 GHz. C'est pour remédier à ce problème que des observations de Saturne et de ses anneaux sont nécessaires dans le domaine submillimétrique. Elles pourraient être effectuées par interférométrie.

2.4.5 Profils verticaux de CO testés

Comme dans le cas d'Uranus, ces observations ont été modélisées afin de déterminer l'abondance de CO dans l'atmosphère de Saturne. Ce sont tout d'abord les profils verticaux déterminés par Noll and Larson (1991) qui ont été testés. Il faut dire que les auteurs n'ont pu départager la composante interne de la composante externe sur le profil vertical de CO. Leurs observations infrarouges pouvaient tout aussi bien être modélisées par un profil uniforme (origine interne pure), avec q_{CO}=1$\times$10^{-9}, que par un profil vertical où la majorité du CO est confinée au-dessus de la tropopause (origine externe), avec q_{CO}=2.5$\times$10^{-8} si $p < 100$ mbar et q_{CO}=1$\times$10^{-10} si $p > 100$ mbar. Parmi les 18 raies observées, une seule permettait de favoriser une origine interne pour le CO. Ces profils verticaux sont présentés sur la figure 2.9.

2.4.6 Résultats

Les observations faites avec le télescope de l'IRAM n'ont pas permis de détecter le CO sur Saturne. Des limites supérieures ont été déterminées, pour les deux hypothèses d'apport de CO, à partir du spectre à 230 GHz. Le spectre résultant est présenté sur

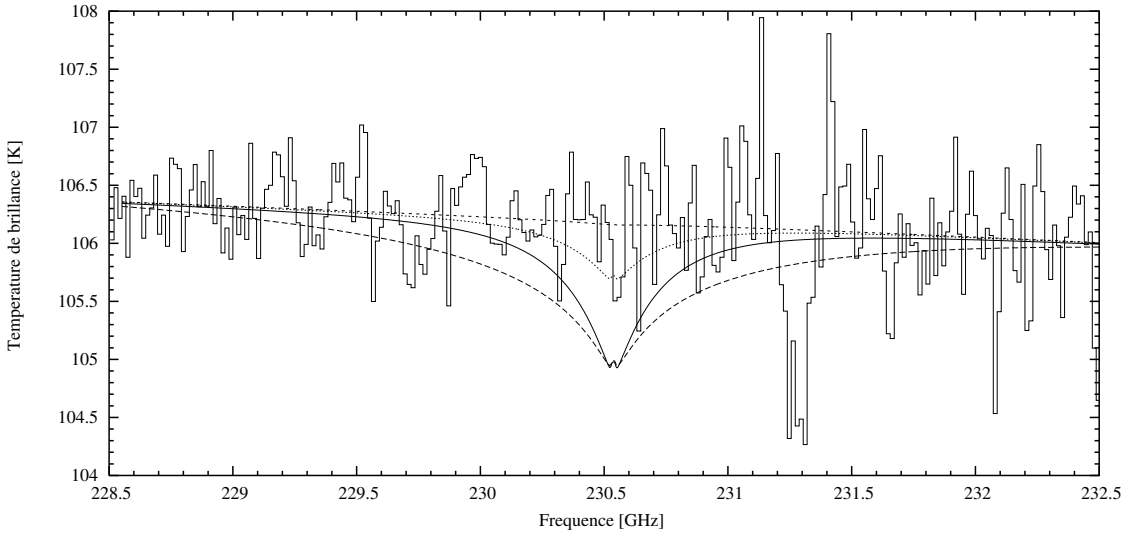


Fig. 2.10: Spectre de Saturne observé autour de la fréquence de la transition $J = 2 \rightarrow 1$ de CO. La bande spectrale s'étend sur 4 GHz et la résolution est de 16 MHz. Le CO n'a pas été détecté. La courbe en tirets courts représente le spectre synthétique de Saturne avec un profil vertical de CO qui correspond au niveau de détection établi par Noll and Larson (1991) ($q_{\rm CO}$=1×10^{-9} uniforme). Le modèle d'apport externe qui correspond à la détection de Noll and Larson (1991) ($q_{\rm CO}$=2.5×10^{-8}, au-dessus de 100 mbar et 1×10^{-10} en-dessous) donne la courbe en pointillés. Enfin, les spectres synthétiques qui correspondent aux limites supérieures à 3σ déterminées par nos observations sont tracés en tirets longs (source interne, $q_{\rm CO}$=3.9×10^{-8} uniforme) et en traits pleins (source externe, $q_{\rm CO}$=6.3×10^{-8}, au-dessus de 100 mbar et 1×10^{-10} en-dessous).

la figure 2.10. Si l'on envisage une source externe, la limite supérieure est fixée par le bruit de fond mesuré sur le spectre à $q_{\rm CO}$=6.3×10^{-8} au-dessus de 100 mbar et 1×10^{-10} en-dessous. À supposer qu'il s'agit d'une source interne, la limite supérieure est fixée à $q_{\rm CO}$=3.9×10^{-8}. C'est une amélioration d'un facteur 3 de la précédente limite supérieure qui avait été établie par Rosenqvist et al. (1992). Mais, cette dernière limite est encore très au-dessus du niveau de détection de Noll and Larson (1991). La limite fixée par le modèle d'apport externe est plus proche de la valeur de Noll and Larson (1991), en restant néanmoins au-dessus.

D'après les modèles, le contraste des raies de CO augmente avec la fréquence jusqu'à ∼1000 GHz, ce qui explique pourquoi Saturne a été observée à plus haute fréquence. Les observations effectuées au JCMT à 345 GHz ont permis de détecter la raie de CO(3-2). L'incertitude sur le contraste de la raie, due à la procédure de traitement des données, est de l'ordre d'un facteur 2. La modélisation de cette raie confirme le niveau de détection de Noll and Larson (1991) : elle reproduit en effet approximativement le contraste en prenant un profil uniforme avec $q_{\rm CO}$=1×10^{-9}. Le contraste de la raie est mieux ajusté en fixant la valeur de $q_{\rm CO}$à 1.6×10^{-9} (Bézard et al., 1989). Mais il y a un inconvénient, les spectres synthétiques ne reproduisent pas fidèlement les ailes de la raie observée et si on modélise la transition avec le modèle d'apport externe de Noll and Larson (1991), le contraste obtenu est bien trop important (∼1 K). C'est pourquoi il a fallu modifier légèrement ce modèle. Le niveau de pression au-dessus duquel $q_{\rm CO}$ est fixé à 2.5×10^{-8} a été ajusté de manière à obtenir une meilleure modélisation de la raie. Le niveau qui permet de minimiser un test classique de χ^2 est ∼15 mbar. En confinant le CO en-dessous de 10 mbar, il n'est

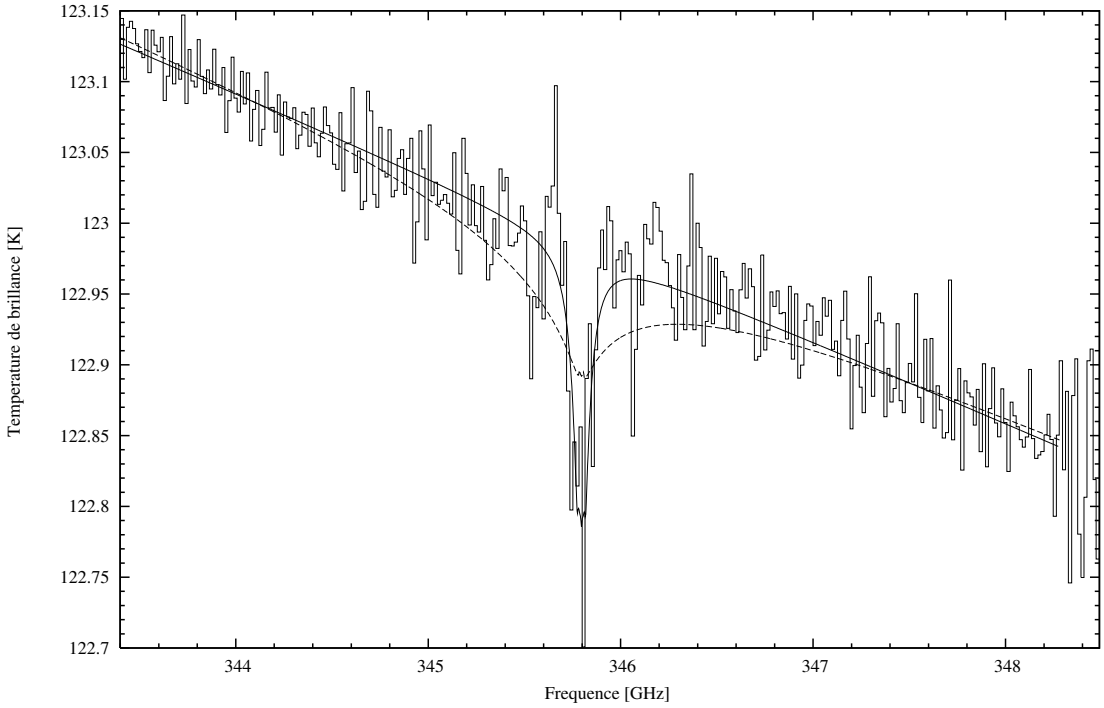


Fig. 2.11: Spectre de Saturne à 345 GHz. La bande spectrale s'étend sur 5.5 GHz et la résolution est de 16 MHz. La transition $J = 3 \rightarrow 2$ de CO a été détectée. Le modèle d'apport interne avec le niveau de détection de Noll and Larson (1991) ($q_{\rm CO}$=1×10^{-9} uniforme) donne la courbe en tirets. Le spectre synthétique en trait plein est obtenu en fixant $q_{\rm CO}$ à 1×10^{-10} en-dessous de ∼15 mbar et 2.5×10^{-8} au-dessus.

plus possible de reproduire la raie observée, pour la simple raison qu'un cœur en émission apparaît empêchant ainsi l'obtention du bon contraste. Si, en revanche, on augmente le niveau limite au-delà de 15 mbar (altitude inférieure), il faut diminuer $q_{\rm CO}$. Malgré cela, la raie n'est pas aussi bien ajustée par le modèle : c'est que la raie synthétique s'élargit car des pressions supérieures sont sondées.

Ce dernier résultat donne à croire que la source principale de CO dans l'atmosphère de Saturne pourrait être externe. En effet, un profil vertical de CO du type du modèle C de Moses et al. (2000) (voir leur figure 10) pourrait convenir pour reproduire le spectre observé. Ce profil indique un rapport de mélange de 1×10^{-9} à 200 mbar, 1×10^{-8} à 20 mbar et 2×10^{-8} à 4 mbar. Le maximum de $q_{\rm CO}$ est atteint à 2×10^{-4} mbar. À ce niveau $q_{\rm CO}$ est très supérieur au niveau mesuré, mais la raie détectée ne permet pas de sonder des niveaux aussi hauts. D'après nos observations, les modèles A et B de Moses et al. (2000) ont peu de chances de se traduire par des spectres synthétiques satisfaisants. La modélisation du spectre observé par des profils verticaux issus de modèles photochimiques est une étape indispensable avant de pouvoir avancer une quelconque conclusion sur l'origine de CO dans l'atmosphère de Saturne. Ce travail est actuellement en cours. Il devrait également permettre de donner une première estimation du rapport des taux de dépôt de CO et de H_2O et de contraindre ainsi une éventuelle source externe.

Il faut noter, cependant, que la soustraction des *ripples* sur les bandes individuelles, avant la reconnexion de celles-ci, donne lieu à des effets de bords qui déforment plus ou moins les bords de chaque bande. Les ailes de la raie ne sont donc pas complètement fiables

à ±100-200 MHz au-delà du centre de la raie. Il est, partant, évident que ce résultat doit être confirmé par de nouvelles observations.

2.4.7 Discussion

L'observation de CO dans les atmosphères des planètes géantes est d'une importance cruciale si l'on veut déterminer l'origine des composés oxygénés. La mesure du taux de dépôt de CO par rapport à H_2O dans une atmosphère permet de contraindre une éventuelle source externe.

Le CO a été observé pour la première fois en 1985-1986 dans l'atmosphère de Saturne dans l'infrarouge (Noll et al., 1986). À partir du spectre de Saturne entre 1990 et 2230 cm^{-1}, Noll and Larson (1991) ont détecté 13 raies de la bande vibrationnelle (1-0) de CO mais n'ont pas été en mesure d'établir s'il s'agit d'une source interne et une source externe, même si une des raies détectées permettait de favoriser une source interne. En effet, la raie P14 sonde la troposphère. Cependant, Moses et al. (2000) ont objecté que cette raie était contaminée par une raie de PH_3, argument qui rend toute analyse de cette raie délicate.

En appliquant leur modèle photochimique, Moses et al. (2000) ne sont pas parvenus, eux non plus, à différencier l'effet d'une source interne de l'effet d'une source externe. Les résultats de leur modélisation ont montré que les présences conjointes d'une source interne et d'une source externe représentaient le scénario le plus simple capable de reproduire le spectre observé par Noll and Larson (1991) et les observations de H_2O et CO_2 réalisées par le satellite ISO. Avec leur modèle photochimique, Ollivier et al. (2000) ont proposé une composition de type cométaire pour modéliser l'apport externe d'espèces oxygénées. Mais ce scénario ne rend pas suffisamment compte de l'apport de CO dans la stratosphère de Saturne : un apport de CO par convection depuis les couches profondes de l'atmosphère de la planète est nécessaire. Contrairement à Ollivier et al. (2000), le modèle de Moses et al. (2000) a besoin d'un apport externe d'espèces oxygénées présentant une liaison C-O, en plus de l'apport externe de H_2O, pour reproduire les spectres observés par ISO.

Les observations du spectre de Saturne aux fréquences des transitions $J = 1 \rightarrow 0$ et $J = 2 \rightarrow 1$ de CO ont permis d'abaisser les limites supérieures établies précédemment dans le domaine millimétrique (Rosenqvist et al., 1992). Notre limite $q_{CO} < 6.3 \times 10^{-8}$ étant, il nous est impossible de rejeter l'hypothèse d'un apport externe de CO formulée par Noll and Larson (1991). Il en va de même pour le modèle d'origine externe de Moses et al. (2000), où q_{CO} augmente avec l'altitude, même si, dans ce modèle, q_{CO} devient supérieur à notre limite supérieure entre 10^{-1} et 10^{-5} mbar. Mais il faut dire que de tels niveaux de pression ne contribuent pas au rayonnement aux fréquences observées et donc, que le spectre est insensible à une augmentation de q_{CO} dans cette partie de la stratosphère.

La détection de la raie de CO(3-2) permet de fixer de nouvelles contraintes sur le profil vertical de CO. Cette raie sonde une zone qui s'étend de 10 mbar à 1 bar environ. Pour le contraste observé, la raie n'est cependant pas aussi large qu'elle l'aurait été si elle avait été formée autour de 100 mbar. Cette remarque donne à penser que le CO pourrait être confiné dans la stratosphère, au-dessus d'un niveau de 15 mbar environ, avec $q_{CO} = 2.5 \times 10^{-8}$ (à un facteur 2 près). Il reste néanmoins une incertitude concernant le contraste et la largeur de la raie : leur détermination est limitée par le traitement des bandes individuelles (le filtrage des *ripples* en particulier). Ce modèle simple doit donc être affiné. C'est pourquoi il faudra tenter de modéliser cette raie à partir des résultats

de modèles photochimiques, et ce de manière à contraindre le flux externe. Il sera alors possible de donner une estimation du rapport entre les taux de dépôt de CO et H_2O. De nouvelles mesures, dans la stratosphère par exemple, sont en outre nécessaires pour confirmer ce résultat.

2.5 Conclusion et perspectives

Les premières observations de Saturne et d'Uranus, que nous avons effectuées avec le télescope de 30 m de l'IRAM dans le cadre de mon travail, se sont soldées par des non-détections. Nous avons pu en revanche fixer de nouvelles limites supérieures.

Dans le cas d'Uranus, la limite supérieure fixée pour un profil constant avec l'altitude (origine interne) est en accord avec celle établie par Encrenaz et al. (2004b) ($q_{CO}<2\times10^{-8}$). Cependant, dans le cas où le CO serait confiné dans la stratosphère, la limite supérieure obtenue ($q_{CO}<2.7\times10^{-8}$, si $p < 100$ mbar) n'est que légèrement inférieure au niveau de détection d'Encrenaz et al. (2004b). Il n'en demeure pas moins que ce résultat est compatible avec leur mesure. En effet, leur modèle de fluorescence ne prend pas en compte la diffusion par les nuages, ce qui a pu entraîner d'une surestimation de q_{CO} d'un facteur au moins égal à 2. Quant aux valeurs déduites de nos observations, elles constituent également une contrainte supplémentaire sur une éventuelle variation temporelle de q_{CO} dans l'atmosphère d'Uranus.

La limite supérieure fixée concernant l'origine interne de CO dans l'atmosphère de Saturne ($q_{CO}<3.9\times10^{-8}$ uniforme) améliore la précédente limite déterminée par Rosenqvist et al. (1992) dans le domaine millimétrique, d'un facteur 3. Cette limite est encore très supérieure au niveau de détection des observations infrarouges de Noll and Larson (1991) ($q_{CO}=1\times10^{-9}$ uniforme) et la limite supérieure que nous avons fixée sur l'origine externe de CO ($q_{CO}<6.5\times10^{-8}$, au-dessus de 100 mbar) est, elle aussi, supérieure au niveau déterminé dans le modèle d'origine externe de Noll and Larson (1991) ($q_{CO}<2.5\times10^{-8}$, au-dessus de 100 mbar).

L'observation à plus haute fréquence du spectre de Saturne a permis de détecter la raie de CO(3-2) avec un rapport signal-sur-bruit suffisant pour apporter de nouvelles contraintes sur le profil vertical de CO. Cette observation confirme au premier ordre les observations de Noll and Larson (1991) et de Bézard et al. (1989). Nous pouvons préciser toutefois que le modèle le plus fidèle aux observations nécessite que le CO soit confiné à des pressions inférieures à $\sim$15 mbar, avec $q_{CO}=2.5\times10^{-8}$ à un facteur 2 près. C'est donc un argument qui plaide en faveur d'une origine externe de CO sur Saturne. Ce résultat demande à être confirmé par de nouvelles modélisations photochimiques ainsi que par la modélisation de cette observation, avec des modèles plus réalistes que ceux présentés ici (pas de discontinuité dans les profils verticaux par exemple).

Il m'est impossible, en l'état actuel de mes investigations, de me positionner sur la question de l'origine de CO dans l'atmosphère d'Uranus. Le profil de raie de CO(3-2) détecté sur Saturne laisse penser que le CO pourrait majoritairement être d'origine externe et écarte l'hypothèse d'une origine purement interne si l'on fait confiance aux ailes de la raie telles qu'elles sont déterminées par le traitement des données effectué. De nouvelles modélisations sont indispensables pour confirmer mon hypothèse. Et il est nécessaire d'effectuer de nouvelles observations de Saturne et Uranus, à plus haute fréquence, afin de détecter l'émission de CO stratosphérique. Ainsi, le rapport de mélange de CO pourrait

être contraint à des pressions faibles. J'ai déposé une demande de temps d'observation au JCMT en ce sens et elle vient d'être acceptée concernant Saturne. Une fois ces observations réalisées, il devrait être possible de mieux contraindre les profils verticaux de CO sur Saturne.

Des observations aux fréquences de CO ont également été incluses dans le *Guaranteed Time Key Programm «Water and related chemistry in the Solar System»* du télescope spatial Herschel. Ces observations sont focalisées sur des fréquences dont la simulation indique que les raies ont les contrastes les plus forts et qu'elles ne sont pas à proximité de raies de NH_3 (et de PH_3 dans le cas de Saturne). Le temps alloué à chaque *Key Program* ayant été revu à la baisse dernièrement, il se pourrait que ces observations soient plutôt intégrées dans une demande de temps ouvert (Cavalié et al., 2007).

Chapitre 3

L'eau

3.1 Une contrainte observationnelle : l'atmosphère terrestre

L'atmosphère terrestre contient, selon les conditions atmosphériques, de 0 à 4% de vapeur d'eau. L'opacité de l'atmosphère est très dépendante de cette quantité. En effet, la vapeur d'eau est l'absorbant le plus important dans les domaines millimétrique, submillimétrique et infrarouge. D'autres molécules, telle que O_2, peuvent causer une opacité atmosphérique importante autour de leurs fréquences de transition. Cependant, alors que les raies d'absorption atmosphérique de O_2 font quelques GHz de large, les raies de l'eau (à 557 GHz, par exemple) font plusieurs dizaines de GHz de large car elles sont saturées. La largeur de certaines fenêtres spectrales observables ainsi que la transmittance atmosphérique dépendent de la quantité de vapeur d'eau présente dans l'atmosphère terrestre. La quantité qui est souvent utilisée pour traduire cette quantité sur la ligne de visée est la quantité de vapeur d'eau précipitable. Elle est notée PWV pour *precipitable water vapor*.

D'une manière générale, l'opacité atmosphérique diminue avec l'altitude, quelle que soit la fréquence. C'est la raison pour laquelle les grands observatoires sont construits en altitude. Dans le cas d'ALMA, le site de construction est à 5000 m d'altitude dans une zone extrêmement aride. Mais, même à ces altitudes, il n'est pas possible d'observer les transitions intenses de l'eau provenant d'objets célestes, car ces transitions sont toujours saturées depuis le sol. À ce jour, seules quelques observations ont permis d'observer directement l'eau sur des corps du Système solaire depuis le sol (Encrenaz et al., 1995b). En revanche, les isotopes de l'eau (comme HDO, $H_2{}^{18}O$) peuvent être observés, à conditions que les rapports isotopiques soient suffisamments élevés pour permettre une détection lors de ces observations. L'intérêt d'envoyer un télescope dans l'espace est donc évident puisque les observations depuis une plateforme spatiale permettent de s'affranchir de l'atmosphère terrestre. Ces 10 dernières années, trois télescopes ont été lancés pour observer l'eau : ISO[1], SWAS[2] et Odin. Le premier d'entre eux permettait d'observer dans l'infrarouge, alors que les deux suivants permettaient d'observer dans le domaine submillimétrique. Leur successeur est le télescope spatial Herschel, qui sera lancé par une fusée Ariane 5 au début de l'année 2009.

[1] Infrared Space Telescope
[2] Submillimeter Wave Astronomy Satellite

3.2 État des lieux

L'eau a été détectée dans la stratosphère des 4 planètes géantes et de Titan (Feuchtgruber et al., 1997, 1999b; Lellouch, 1999; Coustenis et al., 1998). Contrairement au CO, l'eau condense à la tropopause des planètes géantes lorsqu'elle est transportée par convection depuis les couches internes. Une source interne ne peut pas être invoquée pour expliquer l'observation d'un rapport de mélange $q_{H_2O} \sim 10^{-7}$ dans la stratosphère. Cette observation implique donc une origine externe pour ce composé oxygéné. Cette origine peut prendre plusieurs formes : un flux continu d'IDP, la chute de matière aux latitudes magnétiquement connectées avec les anneaux et les satellites de la planète ou la chute sporadique de comètes de tailles sub-kilométriques. Nous allons désormais nous concentrer sur le cas de Jupiter.

La modélisation des observations infrarouges du telescope spatial ISO correspondant à des raies de l'eau stratosphérique sur Jupiter indique qu'une grande partie de cette eau aurait pour origine la chute de la comète SL9 en juillet 1994 (Lellouch et al., 2002). En effet, un modèle hybride qui combine un apport d'eau dû à SL9 et un fond dû aux IDP permet de reproduire l'ensemble des raies détectées par ISO. Or, Bergin et al. (2000) ont montré que des observations effectuées en 1999 (réalisées avec le télescope spatial SWAS dans le domaine submillimétrique) pouvaient être modélisées de manière satisfaisante en supposant une source continue de type IDP, avec un flux de 2.0×10^6 cm^{-2}·s^{-1}. Lellouch et al. (2002) ont tenté de reproduire les raies observées par SWAS en 1999 et 2001 avec leur modèle hybride, mais les contrastes obtenus sont environ 2 fois trop faibles par rapport aux observations. Il existe donc une contradiction entre les observations infrarouges et submillimétriques.

Pour tenter de lever cette contradiction, nous avons analysé des observations plus récentes, menées par le télescope spatial Odin. Les résultats de cette analyse et d'une nouvelle analyse des observations SWAS ont fait l'objet d'une publication (Cavalié et al., 2008b). Ces résultats sont décrits dans les paragraphes suivants.

3.3 Observations

3.3.1 Observations effectuées par le télescope spatial SWAS

Le télescope spatial SWAS est un télescope du programme *Small Explorer* de la NASA, dont le miroir primaire a un diamètre de ∼60 cm. Il a été lancé en 1998, principalement pour étudier la formation d'étoiles et la chimie du milieu interstellaire. Il est composé de deux récepteurs, dont un qui peut observer la raie fondamentale de la vapeur d'eau à 557 GHz. Les spectres ont été enregistrés par un spectromètre acousto-optique (AOS).

Jupiter a été observée à deux reprises, en 1999 et en 2001. La résolution spectrale était de ∼1 km·s^{-1}. Les spectres ont été enregistrés en mode *Double Side Band* (DSB) et ont été corrigés dans la mesure où la contribution de la bande image a été retirée. Une caractéristique de ces spectres est qu'ils présentent des ailes très larges au-delà de 100 km·s^{-1} qu'il est impossible de reproduire par les modèles (en ajoutant d'autres absorbants par exemple). Ces ailes ont sûrement une origine instrumentale (Bergin et al., 2000; Lellouch et al., 2002). Elles engendrent une incertitude concernant le niveau du continuum réel des spectres. Ces observations ont permis de détecter la raie de l'eau à

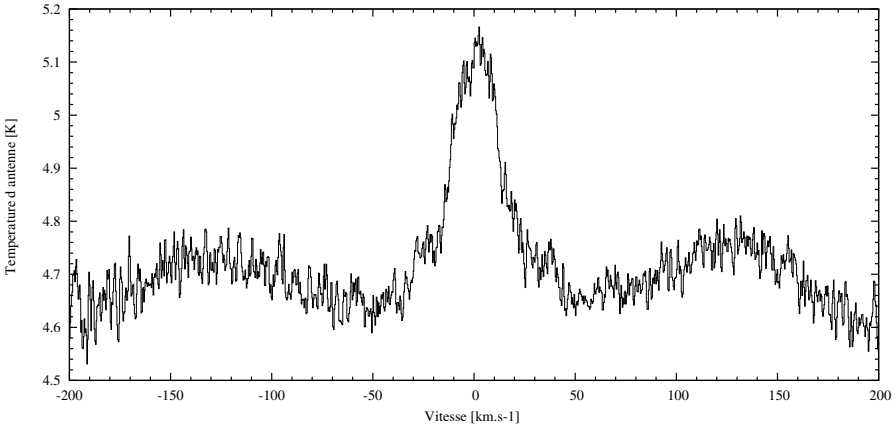


Fig. 3.1: Observation de Jupiter, le 8 novembre 2002, à la fréquence de la raie fondamentale de l'eau. La température d'antenne est représentée en fonction de la vitesse relative. Le rapport signal-sur-bruit est de 16.

557 GHz avec un rapport signal-sur-bruit de 17 (en 1999) et 10 (en 2001). Elles ont déjà fait l'objet d'analyses dans Bergin et al. (2000) et Lellouch et al. (2002) et on trouve dans ces publications d'avantage de détails. Ces observations nous les avons réanalysées dans le cadre de mon travail.

3.3.2 Observations effectuées par le télescope spatial Odin

Le télescope spatial Odin a été lancé en 2001. Le diamètre de l'antenne est de 1.1 m. Ce télescope peut observer sur plusieurs bandes de fréquences, dont une bande qui permet d'observer la transition fondamentale de l'eau (l_{10}-l_{01}) à 557 GHz. À cette fréquence, le lobe de l'antenne du télescope est de $2.1'$. C'est la raison pour laquelle ce télescope utilise Jupiter comme source pour calibrer le pointage de l'antenne. C'est en effet une source à fort continuum à 557 GHz dont la taille apparente est de $\sim$35-40$''$.

Les cartes qui sont enregistrées pour ajuster le pointage du télescope contiennent un pixel où la visée est centrée sur le disque de Jupiter, aux erreurs de pointage près. En outre, les cartes de pointages sont enregistrées autour de la fréquence de la raie de H_2O. C'est pourquoi les spectres des pixels centraux des cartes de pointage ont été analysées dans un premier temps. Mon objectif était de déterminer si le rapport signal-sur-bruit était suffisant pour pouvoir utiliser les données de ces cartes. Comme des cartes de pointage sont relevées fréquemment, il pouvait être intéressant d'essayer de tracer une éventuelle variabilité temporelle du profil de la raie de H_2O. La conclusion est que le niveau de bruit est trop élevé pour pouvoir mener une étude, car le temps d'intégration est insuffisant ($\sim$5 min pour le pixel central).

Le télescope Odin a été pointé vers Jupiter pour effectuer une intégration longue et un spectre de la raie fondamentale de l'eau (l_{10}-l_{01}), à haute résolution spectrale, a été obtenu le 2 novembre 2002. La raie de l'eau à 557 GHz y est observée avec un rapport signal-sur-bruit de 16. Ces observations ont été réalisées en *position-switching* et enregistrées par un AOS (Olberg et al., 2003). Les récepteurs ont acquis le signal en mode SSB. La largeur de la bande spectrale observée est de 1 GHz. Comme Jupiter est une source à fort niveau de continuum, des ondes stationnaires se développent dans l'instrument et

provoquent l'apparition de *ripples* (voir figure 3.1).

La taille du lobe d'antenne, à cette fréquence, est telle que les spectres mesurés correspondent à un spectre planétaire moyen. La largeur de la raie est principalement due à l'effet du *smearing*, causé par la vitesse équatoriale élevée au limbe qui est environ de 12.6 km·s^{-1} (Bergin et al., 2000). Les observations du télescope Odin n'ont pas été calibrées en flux, donc toutes les observations sont interprétées en terme de rapport raie-sur-continu et les niveaux de continuum des observations SWAS et Odin ont été mis à l'échelle du continuum de notre modèle de simulation ($T_b = 128.6$ K).

Les paragraphes suivants décrivent la procédure d'analyse des observations que nous avons suivie. Elle peut être résumée de la manière suivante :

- Un modèle photochimique 1D de l'atmosphère de Jupiter dépendant du temps est utilisé pour simuler un profil vertical de H_2O, en fonction de l'hypothèse d'apport de H_2O sélectionnée.
- Le raie de l'eau à 557 GHz est simulée à partir du profil vertical de H_2O issu du modèle photochimique.
- Le spectre simulé est comparé aux observations pour contraindre les paramètres du modèle photochimique.

3.4 La modélisation de l'apport externe de H_2O dans la stratosphère de Jupiter

3.4.1 Le modèle photochimique

Nous avons utilisé le modèle photochimique 1D dépendant du temps d'Ollivier et al. (2000), qui est adapté au cas de l'atmosphère de Jupiter. L'équation de continuité

$$\frac{\mathrm{d}n_i}{\mathrm{d}t} = P_i - n_i L_i - \mathrm{div}(\phi_i) \tag{3.1}$$

est résolue à chaque altitude et pour chaque composé i. Dans cette équation, n [cm^{-3}] est la concentration, P [cm^{-3}·s^{-1}] le taux de production chimique, L [s^{-1}] la perte chimique et ϕ [cm^{-2}·s^{-1}] le flux vertical.

Le modèle prend en compte 46 hydrocarbures et composés oxygénés, au travers de 593 réactions chimiques et de réactions de photolyse. Le schéma chimique est supposé juste et complet. Cette hypothèse se justifie dans la mesure où le rapport de mélange de H_2O ne dépend que très faiblement de l'abondance des hydrocarbures (dont la chimie est mal connue). La condensation à la tropopause est prise en compte. Dans le cas de l'eau, la loi de condensation utilisée est tirée de Marti and Mauersberger (1993) et s'écrit :

$$\log p = 12.537 - \frac{2663.5}{T} \tag{3.2}$$

où p [Pa] est la pression de vapeur saturante et T [K] la température. Cette équation n'est valable que dans l'intervalle 170-250 K. Cependant, elle est utilisée pour des températures inférieures, par extrapolation, puisque aucune donnée n'est disponible en-dessous

de 170 K. Le coefficient de diffusion turbulente K employé est le coefficient du modèle C (modèle nominal) de l'étude de Moses et al. (2005). Son expression est

$$K = \begin{cases} 4.5 \times 10^5 \ (1 \times 10^{-2}/p)^{0.4} & \text{si } p < 1.0 \times 10^{-2} \text{ mbar} \\ 4.5 \times 10^5 \ (1 \times 10^{-2}/p)^{0.76} & \text{si } 1.0 \times 10^{-2} < p < 1 \text{ mbar} \\ 1.358978 \times 10^4 \ (1/p)^{0.52} & \text{si } 1 < p < 316 \text{ mbar} \end{cases} \quad (3.3)$$

Le coefficient $K(z)$ est contraint par les observations des hydrocarbures. Les flux entrants de composés oxygénés et d'hydrogène atomique, également extraits de Moses et al. (2005), sont injectés dans l'atmosphère de Jupiter à une altitude de 900 km, soit une pression de $2{\times}10^{-6}$ mbar.

3.4.2 Les hypothèses d'apport externe de H_2O

Moses et al. (2000) ont montré qu'une source de type IDP est plus probable qu'une source de type anneaux/satellites dans le cas de Jupiter, car les flux estimés provenant des IDP sont supérieurs de $\sim$2 ordres de grandeur. C'est la raison pour laquelle nous avons choisi de négliger l'éventuel apport dû aux anneaux/satellites. Il nous restait donc à comparer les résultats de deux modèles. Le premier modèle concerne une source de type IDP tandis que le second a deux sources : une source faible de type IDP et une source cométaire due à SL9. Par la suite, nous désignerons le premier modèle le «modèle IDP» et le second le «modèle SL9».

Modélisation d'un apport dû aux poussières interplanétaires : le modèle IDP

Comme le disque planétaire n'est pas résolu spatialement, nous utiliserons des profils verticaux de H_2O qui sont moyennés sur le disque. Le seul paramètre qu'il faut fixer pour vérifier l'hypothèse d'une source de type IDP est la valeur du flux externe d'eau, noté $\phi^{\text{IDP}}_{\text{H}_2\text{O}}$. Un exemple de profil vertical est présenté sur la figure 3.2.

Modélisation d'un apport dû à la chute de la comète SL9 : le modèle SL9

Dans le cas du modèle SL9, nous avons construit des profils verticaux de H_2O à la date des impacts (juillet 1994) et nous les avons laissé évoluer jusqu'à la date des observations (septembre 1999 et janvier 2001 pour les données SWAS et novembre 2002 pour les données Odin) grâce au modèle photochimique. Les profils initiaux ont été bâtis sur la base d'un flux continu faible et d'un apport sporadique dû à la comète SL9. Le flux continu faible correspond à un flux dû aux IDP de $\phi^{\text{IDP}}_{\text{H}_2\text{O}}{=}4{\times}10^4$ cm$^{-2}{\cdot}$s^{-1} (Lellouch et al., 2002). Comme nous allons le voir, cette valeur est 2 ordres de grandeur en-dessous des valeurs typiques de flux dans les modèles IDP. L'apport sporadique occasionné par les impacts cométaires a été modélisé par deux paramètres : le niveau de pression p_0 jusqu'auquel s'est fait le dépôt d'une part et la valeur du rapport de mélange initial q_0 au-dessus du niveau de pression p_0 d'autre part (voir Lellouch et al. (2002) pour de plus amples détails). Pour chaque calcul, la valeur de q_0 a été fixée à une valeur constante, en fonction de l'altitude, au-dessus du niveau p_0.

Dans le cas des modèles SL9, nous utiliserons également des profils verticaux de H_2O qui sont moyennés sur le disque, même si les impacts de SL9 étaient tous situés dans l'hémisphère sud de la planète (à 44 $^\circ$ S de latitude). Il a été prouvé que le mixage

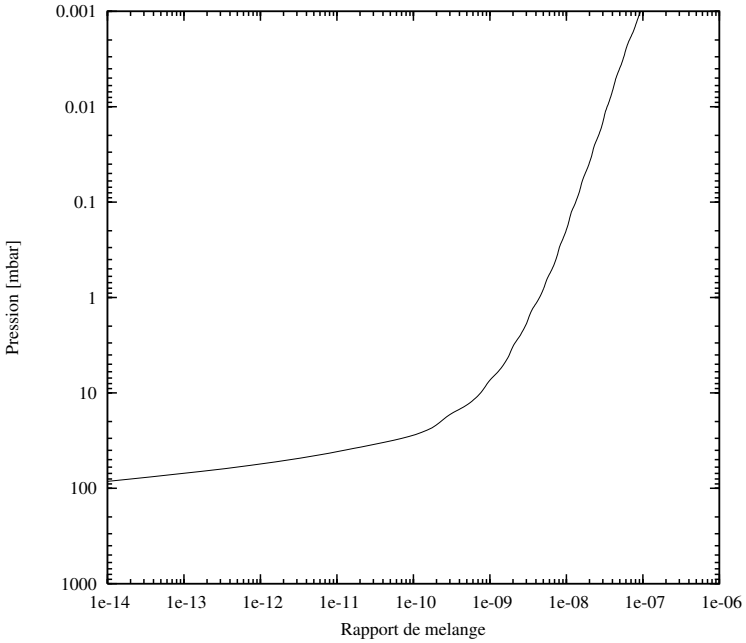


Fig. 3.2: Exemple de profil vertical de H_2O, dans le cas d'un modèle IDP, avec un flux entrant $\phi^{\rm IDP}_{\rm H_2O}$=3.7×10^6 cm^{-2}·s^{-1}.

longitudinal de l'atmosphère est efficace en-dessous de 1 mbar. En effet, des observations de HCN ont montré que ce composé s'était répandu sur plusieurs degrés en longitude seulement quelques mois après les impacts (Bézard et al., 1997). Les dépôts de la comète SL9 ont donc formé une ceinture longitudinale autour de la planète à la suite des impacts. Il nous faut donc tenir compte de l'apport continu d'eau, modélisé par un flux faible dû aux IDP, et un apport localisé, situé à 44 ° S dû à SL9. Cet apport est paramétrisé par p_0 et q_0. En moyennant ces deux types de profils verticaux sur le disque de la planète, on obtient le type de profil correspondant au modèle hybride de Lellouch et al. (2002). La valeur de p_0 est déterminée par la localisation altitudinale des impacts de SL9 et la valeur de q_0 est multipliée par le rapport entre la surface de la ceinture longitudinale où se situent les dépôts et la surface totale de la planète. En procédant de la sorte, nous déterminons des valeurs de q_0 qui sont des valeurs moyennées sur le disque planétaire. Cette hypothèse simplificatrice se justifie par le manque de résolution spatiale de nos observations et par la faible efficacité du mixage latitudinal (Kunde et al., 2004; Lellouch et al., 2006). Cette hypothèse ne sera plus justifiée dans le cas d'observations effectuées avec le télescope spatial Herschel (voir paragraphe 4.4) ou avec l'interféromètre ALMA.

Deux possibilités sont à envisager dans le cas des modèles SL9. Le premier cas de figure est celui où la valeur de p_0 est fixée et où la valeur de q_0 est ajustée grâce aux observations. Dans le second cas, c'est l'inverse qui se réalise : la valeur de q_0 est fixée et la valeur de p_0 est ajustée. Néanmoins, les valeurs fixées n'ont pas été choisies au hasard. Il existe en effet des contraintes sur les valeurs de p_0 et q_0. La contrainte la plus forte concerne sans doute le niveau p_0, car le niveau de dépôt de matière lors des impacts de SL9 a été observé lors des impacts. Des observations de raies de CO, dans le domaine millimétrique, ont permis à Moreno (1998) de mesurer p_0=0.2±0.1 mbar. Les observations post-impacts de CO et de CS de Lellouch et al. (1995, 1997) et de Moreno et al. (2001b) ont permis d'établir des

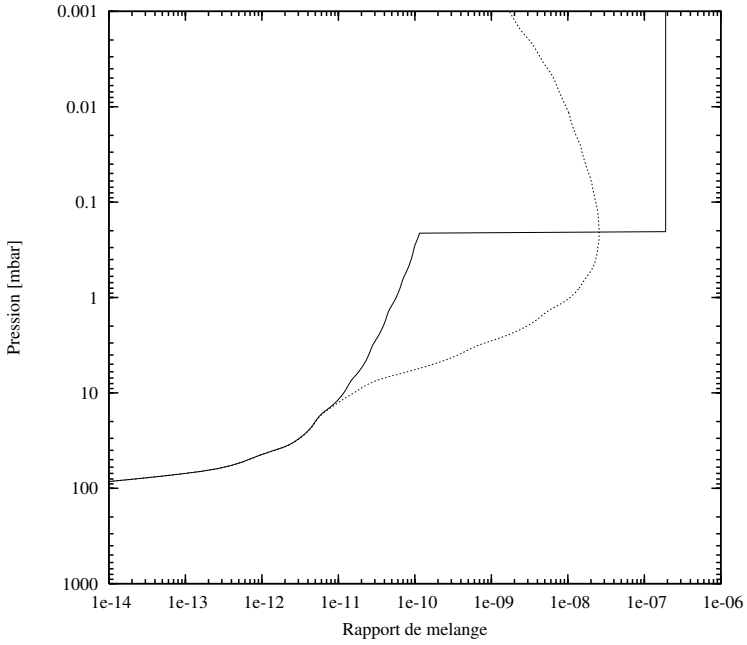


Fig. 3.3: Exemple de profil vertical du rapport de mélange de H_2O en fonction de la pression dans le cas d'un modèle SL9. La courbe en trait plein correspond à la date des impacts (07/1994) et la courbe en tirets correspond à la date des observations Odin (11/2002). L'évolution entre ces deux états est calculée par le modèle photochimique. Les profils correspondent au couple de valeurs p_0=0.2 mbar et q_0=1.9×10^{-7}.

niveaux de 0.3, 0.04-0.2 et 0.1 mbar pour p_0 respectivement. Une autre contrainte vient de la mesure de la densité de colonne de l'eau dans la stratosphère de Jupiter. Lellouch et al. (2002) ont déduit de la totalité des observations du satellite ISO que le rapport de masses H_2O/CO est égal à 0.07. Ce rapport fixe donc la densité de colonne de H_2O à (2.0±0.5)×10^{15} cm^{-2}. Une telle valeur a permis de déduire une valeur de q_0=6×10^{-8} au-dessus du niveau de dépôt. Un exemple de profil vertical d'un modèle SL9, à la date des impacts et à la date des observations Odin, est présenté sur la figure 3.3.

3.5 Modélisation des observations

Le programme de résolution du transfert radiatif a été utilisé pour modéliser le spectre de Jupiter et la raie de l'eau à 557 GHz. L'absorption atmosphérique due aux raies de l'ammoniac (à 572 GHz), de la phosphine (doublet à 533 GHz) et de l'eau (à 557 GHz) ont été prises en compte. Les coefficients spectroscopiques liés à ces transitions sont présentés dans la table 3.1. La rotation rapide de la planète (T=9.9 h) a été prise en compte dans la modélisation du *smearing*.

3.6 Résultats

Les paramètres des modèles aptes à reproduire correctement les raies observées ont été déterminés par une procédure de minimisation des moindres carrés (χ^2). Tous les résultats (profils verticaux, valeurs des paramètres, densité de colonne de H_2O...) sont des

	γ_0	x
NH_3	0.069	0.67
PH_3(2-1)	0.1001	0.67
H_2O	0.0731	0.85

Tab. 3.1: Paramètres collisionnels γ_0 [$cm^{-1}.atm^{-1}$] (à 300 K) et x [-] employés lors des simulations du spectre de Jupiter. Références : Berge and Gulkis (1976) et Brown and Peterson (1994) pour NH_3, Levy et al. (1993, 1994) pour PH_3 et Dutta et al. (1993) pour H_2O.

valeurs moyennes sur le disque. Notons que la prise en compte de l'incertitude de 5 K sur le profil thermique ajouterait une incertitude de 0.4×10^{15} cm^{-2} concernant les valeurs de la densité de colonne, de 0.3×10^{-7} concernant les valeurs de q_0 (dans le cas des modèles SL9) et de 0.6×10^{6} $cm^{-2}\cdot s^{-1}$ sur les valeurs du flux dû aux IDP (dans le cas des modèles IDP), qui ont été déterminées.

3.6.1 Données SWAS

La température de Rayleigh-Jeans du continuum à -60 $km\cdot s^{-1}$ des observations de 1999 et 2001, menées avec le télescope SWAS, a été établie respectivement à 126.4 K (Bergin et al., 2000) et à 118 K (Lellouch et al., 2002). Après avoir recalé le continuum au niveau du continuum de notre modèle (calculé en température de brillance), il apparaît que seul le modèle SL9 permet d'obtenir de bons ajustements des deux jeux de données, que ce soit au niveau des ailes de la raie ou en termes de contraste de raie. Si nous tentons de reproduire le contraste de la raie avec un modèle IDP, nous déterminons un flux $\phi^{\rm IDP}_{\rm H_2O}=(3.4\pm0.5)\times10^{6}$ $cm^{-2}\cdot s^{-1}$ (voir figure 3.4). Cependant, les ailes modélisées sont trop larges (voir figure 3.5). Il n'est donc pas possible d'obtenir un ajustement correct, aux barres d'erreur de 1-σ près, dans les ailes et au niveau du cœur de la raie avec un modèle IDP. Le meilleur ajustement des deux jeux de données SWAS s'obtient avec un modèle SL9 où p_0=0.2 mbar et $q_0=(1.8\pm0.2)\times10^{-7}$ (voir figures 3.4 et 3.5), dont la densité de colonne initiale (au moment des impacts) est de $n_{\rm H_2O}=(3.5\pm1.0)\times10^{15}$ cm^{-2}.

Néanmoins, le niveau de continuum de ces deux observations est assez incertain, notamment à cause des motifs spectraux visibles au-delà de +50 $km\cdot s^{-1}$. Si le niveau du continuum est décalé (dans l'intervalle de confiance de la valeur) vers une valeur plus basse, alors il est possible de déterminer une nouvelle valeur du flux dû aux IDP capable de produire un spectre synthétique en accord avec les observations. Pour les observations de 1999 et de 2001, le continuum en température de Rayleigh-Jeans a été fixé à 125.4 K et à 117 K, au lieu de 126.4 K et de 118 K respectivement. Ces continua sont ensuite remis à l'échelle de notre continuum en température de brillance (T_b = 128.6 K). Les résultats sont alors bien meilleurs (voir figure 3.6). Le flux que nous avons déterminé après cette modification est $\phi^{\rm IDP}_{\rm H_2O}=(3.7\pm0.5)\times10^{6}$ $cm^{-2}\cdot s^{-1}$ et la densité de colonne correspondante est $n_{\rm H_2O}=(2.8\pm0.4)\times10^{15}$ cm^{-2}. Les spectres synthétiques reproduisent les observations, à 1-σ près, sur le domaine [-80 ;+20] $km\cdot s^{-1}$. Même si un test de χ^2 montre à l'évidence que le modèle SL9 permet de reproduire les observations d'une façon plus précise que le modèle IDP, le modèle IDP ne peut être rejeté, du moins à ce stade de l'analyse, car le niveau de continuum est incertain. Dans la suite du propos, tous les modèles IDP relatifs aux observations SWAS sont des modèles pour lesquels le continuum a été décalé

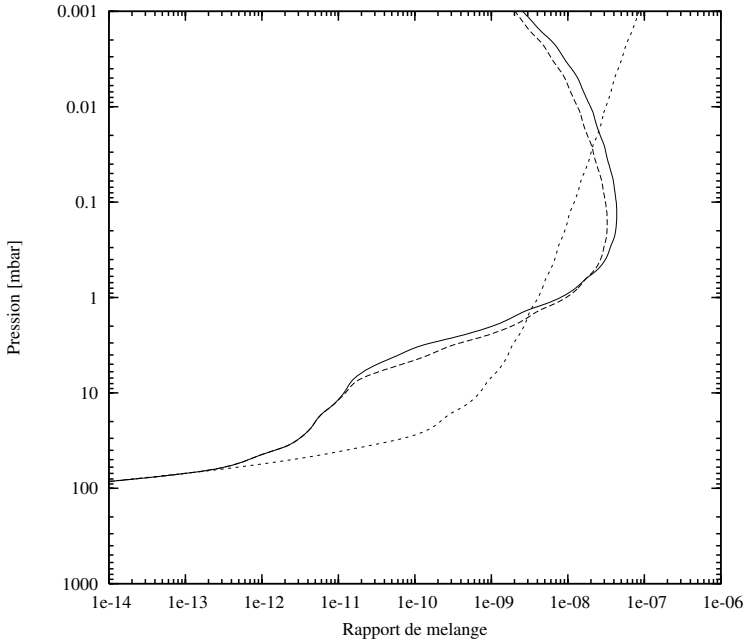


Fig. 3.4: Profil verticaux du rapport de mélange de l'eau en fonction de la pression. Le modèle SL9 où p_0=0.2 mbar et q_0=(1.8±0.2)×10^{-7} à l'époque des observations SWAS 1999 est tracé en trait plein. Le même modèle, tracé à l'époque des observations SWAS 2001, figure en tirets longs. Enfin, le modèle IDP, avec un flux stationnaire de $\phi^{\rm IDP}_{\rm H_2O}$=3.4×$10^6$ $\rm cm^{-2}{\cdot}s^{-1}$ est tracé en tirets courts. La densité de colonne est de $n_{\rm H_2O}$=3.5×10^{15} $\rm cm^{-2}$ pour le modèle SL9 au moment des impacts et $n_{\rm H_2O}$=2.6×10^{15} $\rm cm^{-2}$ pour le modèle IDP.

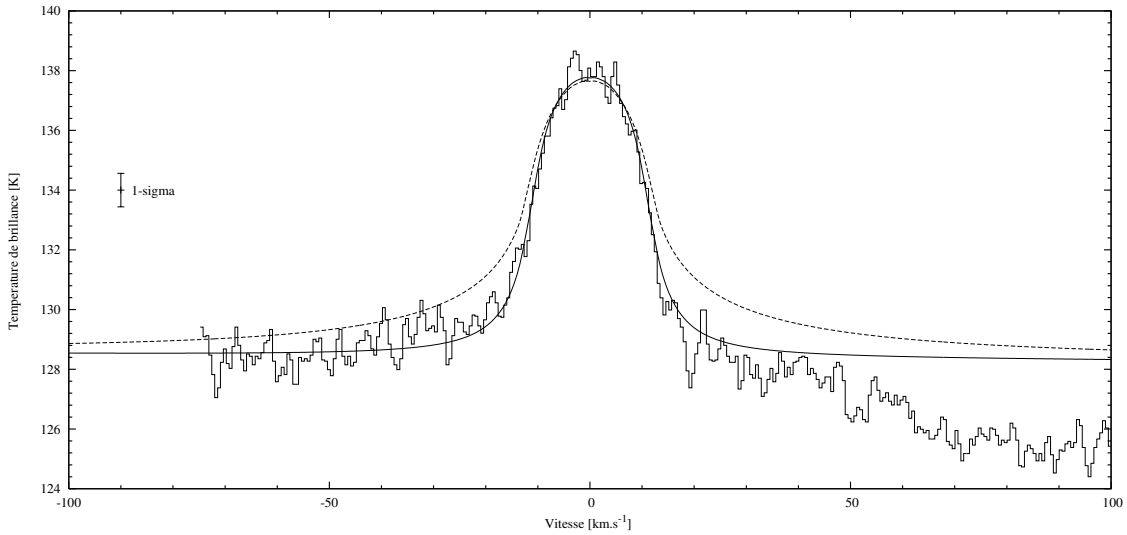
vers le bas (de 126.4 K à 125.4 K pour 1999 et de 118 K à 117 K pour 2001, en échelle Rayleigh-Jeans).

Le modèle SL9 pour lequel q_0 est fixé à 6×10^{-8} donne aussi un résultat correct pour p_0=(0.45±0.09) mbar (voir figure 3.7). L'incertitude de 0.09 mbar ne reflète pas l'incertitude due au niveau de bruit des spectres, mais correspond au pas en altitude dans le modèle photochimique qui est de 5 km, soit 0.09 mbar autour de 0.45 mbar. On note que les spectres obtenus pour p_0=0.36 et 0.54 mbar sont en-dehors des 1-σ de tolérance due au bruit de fond. La densité de colonne qui correspond au modèle SL9 où q_0=6×10^{-8} et p_0=(0.45±0.09) mbar est $n_{\rm H_2O}$=(2.6±0.6)×10^{15} $\rm cm^{-2}$ au moment des impacts.

3.6.2 Données Odin

Les observations Odin présentent quelques asymétries dans la forme des ailes de la raie après soustraction du *ripple* vu sur la figure 3.1. Ce fait, de même que le niveau du bruit de fond, constitue la principale source d'incertitude dans la détermination des modèles qui donnent les meilleurs résultats. Le flux du modèle IDP obtenu pour ce jeu de données est légèrement inférieur au flux obtenu pour les observations de SWAS. En effet, le minimum du test de χ^2 correspond à une valeur de flux de $\phi^{\rm IDP}_{\rm H_2O}$=(3.4±0.5)×$10^6$ $\rm cm^{-2}{\cdot}s^{-1}$ (voir figure 3.8). Ce résultat est en accord avec le résultat obtenu par l'analyse des observations SWAS compte tenu des barres d'erreur. Si la raie observée par Odin est modélisée avec le modèle IDP déterminé à partir de l'analyse des données SWAS ($\phi^{\rm IDP}_{\rm H_2O}$=3.7×$10^6$ $\rm cm^{-2}{\cdot}s^{-1}$), alors le cœur de la raie est mieux reproduit. Mais, bien que le spectre généré par un tel

a



b

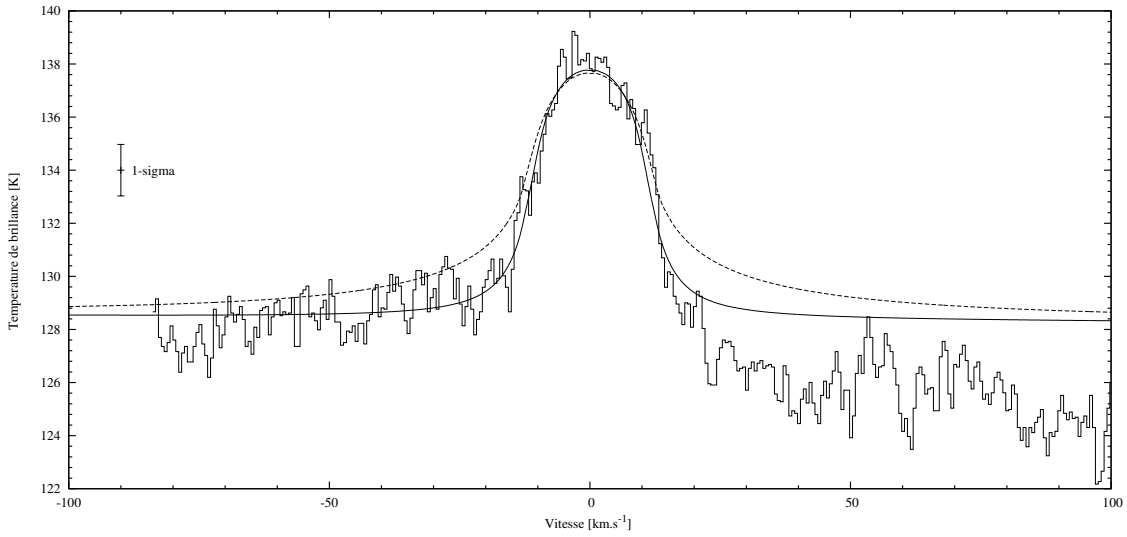
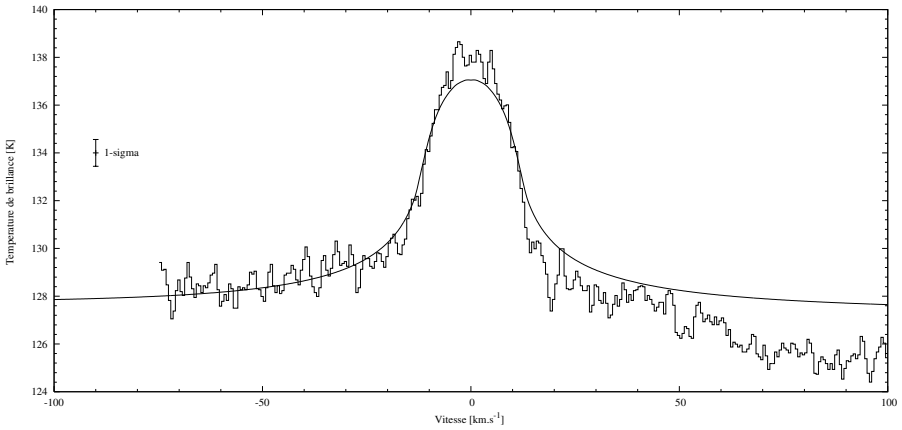


Fig. 3.5: Modèle donnant les meilleurs ajustements des données (a) SWAS 1999 et (b) SWAS 2001 pour un modèle SL9 dont les paramètres sont p_0=0.2 mbar et q_0=1.8×10^{-7} (trait plein). Le flux du modèle IDP (tirets) est de $\phi^{\rm IDP}_{\rm H_2O}$=3.4×10^6 cm^{-2}·s^{-1}. Les profils verticaux correspondant sont ceux de la figure 3.4.

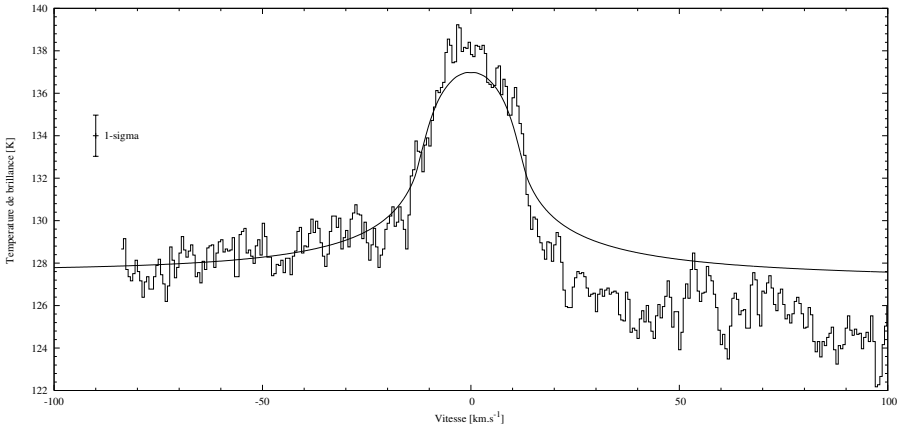
modèle reste compris dans les barres d'erreur de 1-σ, un tel modèle génère des ailes qui sont plus larges.

La modélisation de la raie par un modèle SL9 se traduit en revanche par des ailes de raie plus étroites qu'avec un modèle IDP. Ce résultat vient de ce que l'essentiel de l'eau réside à des niveaux de pression inférieurs à 0.2 mbar. Le cœur de la raie, ainsi que les ailes, sont correctement reproduits par le spectre synthétique. Lorsque p_0 est fixé à 0.2 mbar, le rapport de mélange (au-dessus de ce niveau) qui donne les meilleurs résultats est q_0=(2.0±0.5)×10^{-7}. En revanche, lorsque q_0 est fixé à 6.0×10^{-8} (Lellouch et al., 2002), on trouve p_0=(0.54±0.09) mbar (voir figure 3.9). La densité de colonne pour ces deux modèles

a



b



c

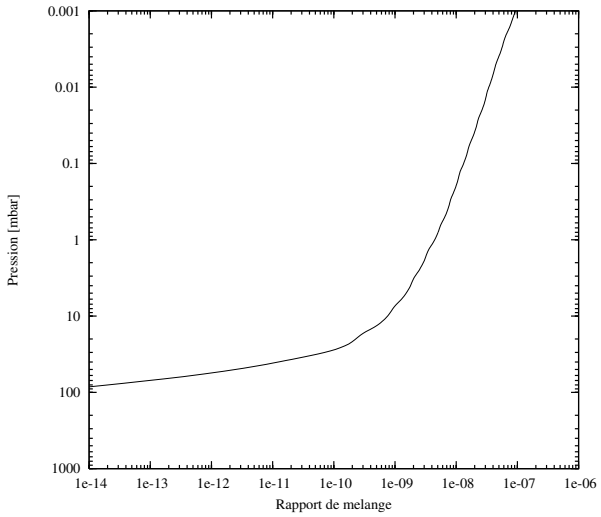
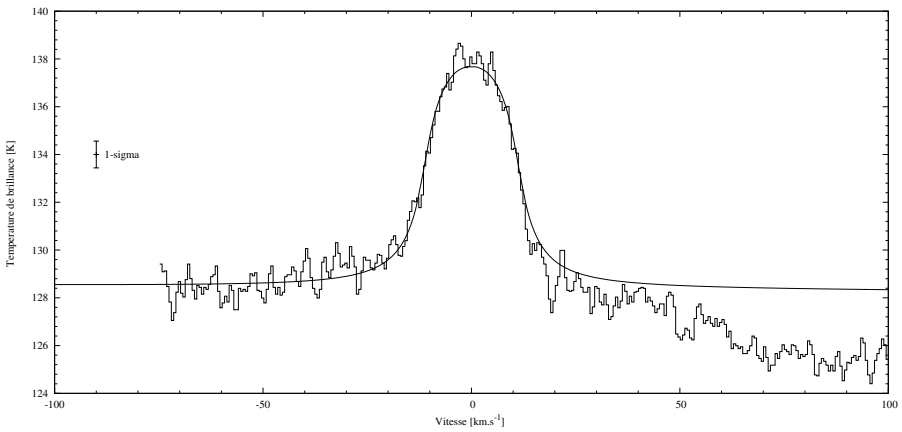
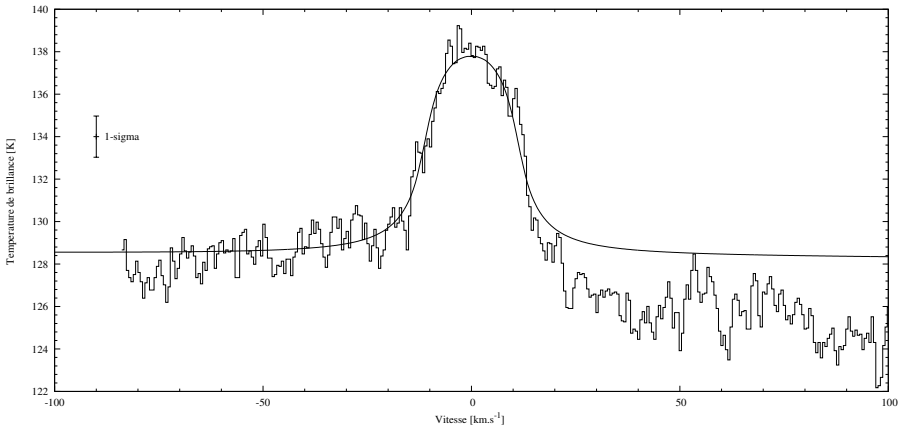


Fig. 3.6: Spectres en température de brillance observés par (a) SWAS 1999 et (b) SWAS 2001. Les continua de ces spectres ont été décalés de manière à obtenir des meilleurs ajustements des données avec un modèle IDP. (c) Profil vertical du rapport de mélange de l'eau en fonction de la pression qui résulte d'un flux de $\phi_{H_2O}^{IDP}$=3.7×10^6 cm^{-2}·s^{-1}.

a



b



c

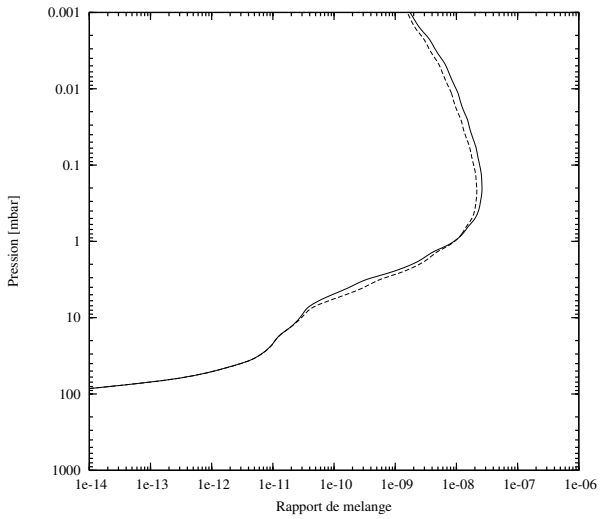


Fig. 3.7: Spectres synthétiques du modèle SL9 comparés aux observations de SWAS (a) en 1999 et (b) en 2001, avec q_0 fixé à 6×10^{-8}. Le niveau de pression de dépôt p_0 est 0.45 mbar. (c) Profils verticaux de l'eau qui correspondent aux deux époques d'observation (trait plein pour les observations de 1999 et tirets pour les observations de 2001).

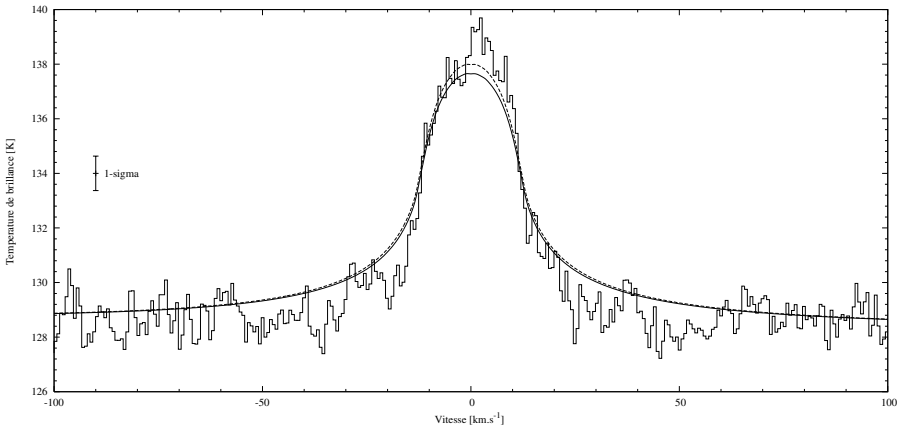


Fig. 3.8: Modélisation du spectre obtenu avec le télescope spatial Odin par un modèle IDP, dont le flux est de $\phi^{\rm IDP}_{\rm H_2O}$=3.4×10^6 cm^{-2}·s^{-1} (trait plein). La courbe en tirets correspond au flux déterminé par l'analyse des observations SWAS ($\phi^{\rm IDP}_{\rm H_2O}$=3.6×10^6 cm^{-2}·s^{-1}).

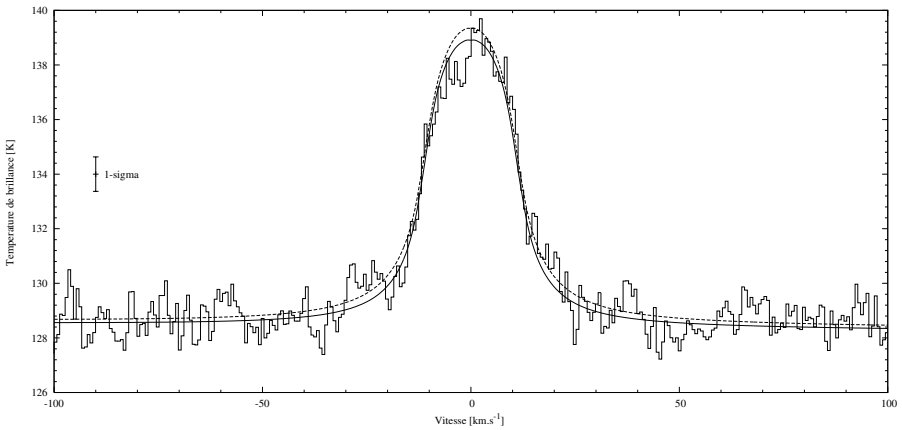


Fig. 3.9: Modélisation du spectre obtenu avec le télescope spatial Odin par deux modèles SL9. La courbe en trait plein représente le spectre synthétique obtenu avec un modèle SL9 où p_0=0.2 mbar (fixé) et q_0=2.0×10^{-7} (déterminé). Le modèle en tirets correspond au modèle où q_0=6×10^{-6} (fixé) et p_0=0.54 mbar (déterminé).

au moment des impacts est $n_{\rm H_2O}$=(3.9±1.0)×10^{15} cm^{-2} et $n_{\rm H_2O}$=(3.2±0.6)×10^{15} cm^{-2} respectivement.

3.7 Discussion

Les paramètres déterminés par des tests de minimisation du χ^2 pour chaque observation sont répertoriés dans la table 3.2. Des valeurs moyennes, qui permettent d'appliquer les différents modèles à l'ensemble des données, ont été calculées à partir de cette table. Pour chaque modèle (IDP, SL9 avec q_0 fixé et SL9 avec p_0 fixé), la valeur moyenne du paramètre variable est calculée en prenant en compte du rapport signal-sur-bruit de chaque observation. Ainsi, le spectre SWAS 2001 a un moindre impact sur le calcul des paramètres moyens que les spectres SWAS 1999 et Odin 2002. Les valeurs obtenues, soit $\phi^{\rm IDP}_{\rm H_2O}$=3.6×10^6 cm^{-2}·s^{-1} pour le modèle IDP, soit p_0=0.45 mbar pour le modèle SL9 où

Modèle	$\phi_{H_2O}^{IDP}$[cm^{-2}·s^{-1}]	p_0 [mbar]	q_0
SWAS 1999 et 2001			
IDP	$(3.7\pm0.5)\times10^6$	-	-
SL9 (q_0 fixé)	4×10^4	(0.45 ± 0.09)	6×10^{-8}
SL9 (p_0 fixé)	4×10^4	0.2	$(1.8\pm0.5)\times10^{-7}$
Odin 2002			
IDP	$(3.4\pm0.5)\times10^6$	-	-
SL9 (q_0 fixé)	4×10^4	(0.54 ± 0.09)	6×10^{-8}
SL9 (p_0 fixé)	4×10^4	0.2	$(2.0\pm0.5)\times10^{-7}$
Valeurs moyennes			
IDP	$(3.6\pm0.5)\times10^6$	-	-
SL9 (q_0 fixé)	4×10^4	(0.45 ± 0.09)	6×10^{-8}
SL9 (p_0 fixé)	4×10^4	0.2	$(1.9\pm0.5)\times10^{-7}$

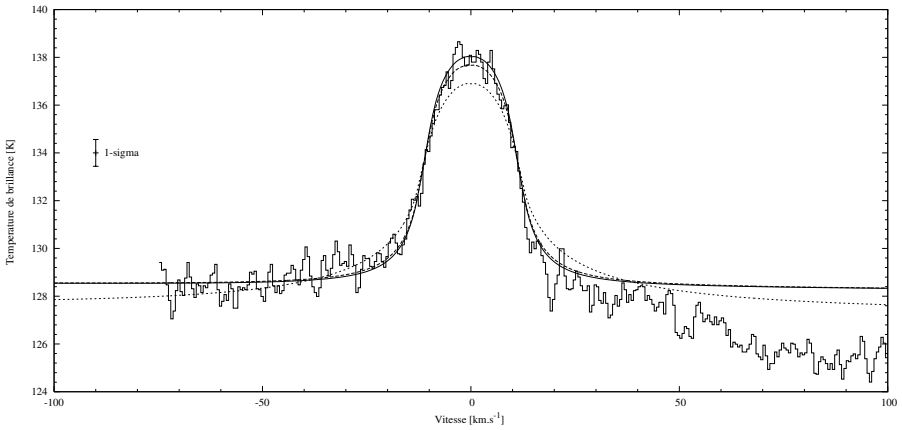
Tab. 3.2: Paramètres des modèles IDP et SL9 déterminés par des tests de χ^2, pour chaque observation. Ces résultats ont permis de calculer une valeur moyenne des paramètres de chaque modèle, ce qui permet d'obtenir de bons ajustements pour l'ensemble des observations. Les meilleurs ajustements sont obtenus avec les modèles SL9 (p_0 fixé).

q_0 est fixé à 6×10^{-8}, soit q_0=1.9×10^{-7} pour le modèle SL9 où p_0 est fixé à 0.2 mbar, sont utilisées pour la figure 3.10.

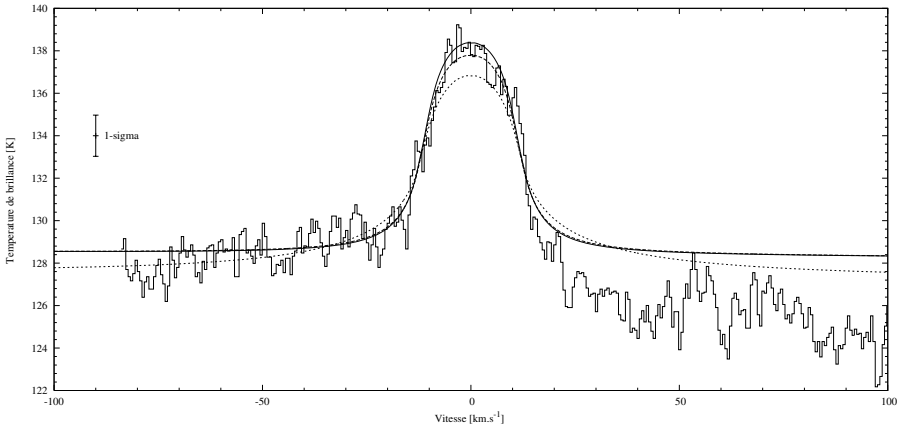
Tout d'abord, l'hypothèse d'un apport par SL9, en fixant le rapport de mélange q_0 à 6×10^{-8}, implique que le niveau de pression jusqu'auquel le dépôt se fait, est compris entre 0.45 et 0.54 mbar. La densité de colonne correspondante est en accord avec le résultat de Lellouch et al. (2002). Et pourtant, même si notre modèle photochimique ne permet pas de déterminer la valeur de p_0 avec une meilleure précision (à cause du pas de 5 km en altitude dans la boucle de calcul), l'intervalle de valeurs obtenu est incompatible avec les intervalles qui ont été déduits d'observations de CO dans le domaine millimétrique à l'époque des impacts par (Lellouch et al., 1997) et (Moreno, 1998). En effet, les intervalles qui ont été mesurés sont 0.04-0.2 mbar et 0.2±0.1 mbar respectivement. C'est la raison pour laquelle ce modèle est à notre sens peu probable, d'après les observations SWAS et Odin.

En somme, il ne reste plus qu'à comparer les résultats du modèle IDP avec le modèle SL9 pour lequel p_0=0.2 mbar. Nous avons déterminé à partir des trois observations un flux externe d'eau dont la valeur est $\phi_{H_2O}^{IDP}$=$(3.6\pm0.5)\times10^6$ cm^{-2}·s^{-1} dans le cas du modèle IDP. Cette valeur est supérieure à celle obtenue par Bergin et al. (2000), à partir de l'observation SWAS 1999, d'un facteur inférieur à 2. Les auteurs ont déterminé un flux externe de $\phi_{H_2O}^{IDP}$=2.0×10^6 cm^{-2}·s^{-1} en partant de leur modèle physique. Mais, leur modèle ne tenait compte que du transport vertical. Pour simuler des raies moins larges et obtenir leur meilleur ajustement, ils ont donc augmenté le rapport (-d(logq_{H_2O})/d(log$p$)), qui représente la pente du profil vertical du rapport de mélange de l'eau, en faisant passer cette valeur de 0.8 à 1.3. Malgré cette modification, les auteurs ont dû constater que le fait de changer la valeur de cette pente ne pouvait pas simuler précisément l'effet de la photolyse de l'eau, de la chimie liée à l'eau et la non-linéarité entre ces phénomènes, ainsi

a



b



c

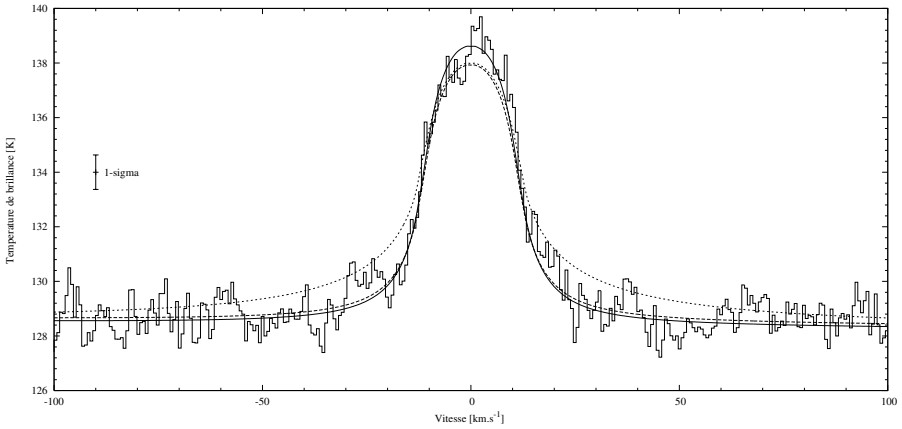


Fig. 3.10: Modèles moyens donnant les meilleurs ajustements des données pour l'ensemble des observations. Les spectres (a), (b) et (c) correspondent aux observations SWAS 1999, SWAS 2001 et Odin 2002, respectivement. Trait plein : modèle SL9 avec p_0=0.2 mbar (fixé) et q_0=1.9×10^{-7} ; tirets longs : modèle SL9 avec p_0=0.45 mbar et q_0=6×10^{-8} (fixé) ; tirets courts : modèle IDP avec $\phi^{\rm IDP}_{\rm H_2O}$=3.6×10^6 cm^{-2}·s^{-1}. Ces valeurs ont été obtenues à partir des données de la table 3.2 en prenant en compte le rapport signal-sur-bruit de chaque observation. Le modèle minimisant le χ^2 est le modèle SL9 avec p_0=0.2 mbar.

que le transport vertical et la condensation. En prenant en compte la photolyse et les pertes chimiques, ils auraient vraisemblablement obtenu une valeur du flux externe plus grande, comparable à celle que nous avons déterminé.

Dans le cas du modèle SL9, avec p_0=0.2 mbar, la valeur moyenne calculée pour q_0 est 1.9×10^{-7}. Lellouch et al. (2002) ont calculé que la densité de colonne, d'après les observations ISO, était de $n_{H_2O}=(2.0\pm0.5)\times10^{15}$ cm^{-2} à l'époque des observations. La densité de colonne que nous avons déduite des observations est de $n_{H_2O}=(3.7\pm1.0)\times10^{15}$ cm^{-2} au moment des impacts. Cette valeur est supérieure à la valeur ISO, mais elle tombe à $n_{H_2O}=(3.1\pm0.8)\times10^{15}$ cm^{-2} à l'époque des observations ISO, si l'on tient compte de la photolyse, des réactions chimiques, du transport et de la condensation. Cette valeur est toujours supérieure à la valeur de Lellouch et al. (2002) mais il y a un recouvrement entre les deux intervalles de confiance. La prise en compte d'une incertitude de 5 K sur le profil thermique ajoute, qui plus est, une incertitude de 0.4×10^{15}cm^{-2} sur la densité de colonne. Une valeur intermédiaire aux deux intervalles de confiance pourrait donc être compatible avec toutes les observations de l'eau stratosphérique sur Jupiter (ISO, SWAS et Odin). Comme le profil vertical d'eau dans Lellouch et al. (2002) a été calculé à partir d'un modèle de transport vertical, il serait nécessaire de modéliser les observations ISO avec un modèle plus complet au niveau de la photochimie. Ce travail reste à faire et de tels résultats pourraient directement être comparés aux résultats de cette étude.

Le modèle SL9 reproduit mieux les raies observées que le modèle IDP, tant au niveau du contraste de la raie que de la forme des ailes (voir figure 3.10). En effet, le test de χ^2 souligne le fait que le modèle SL9 fournit de meilleurs ajustements que le modèle IDP. Cependant, les spectres simulés par le modèle IDP reproduisent les raies observées à 1-σ près, ce qui explique que ce modèle ne peut être rejeté définitivement.

Dans le cas où l'eau stratosphérique de Jupiter aurait pour origine la comète SL9, l'état non-stationnaire créé par ce dépôt tendrait vers un état stationnaire où seul le flux faible dû aux IDP subsisterait (4×10^4 cm$^{-2}\cdot$s^{-1} dans notre modélisation). D'après nos calculs, cet état devrait être atteint environ 400 ans après les impacts. Cette transition se traduirait, tout d'abord, par la désaturation de la raie en raison de la diffusion de l'eau vers le bas et des pertes chimiques et photochimiques. C'est pourquoi le contraste devrait tout d'abord augmenter avec le temps (voir figure 3.11). Notre modèle photochimique, couplé au programme de simulation des spectres, indique que la température de brillance au centre de la raie devrait augmenter de 0.76 K, entre 1999 et 2007. En prenant en compte le rapport signal-sur-bruit de l'observation SWAS 1999, un tel effet pourrait être observé avec Odin, à condition que le rapport signal-sur-bruit atteigne la valeur de 50. Après cet épisode, l'abondance de l'eau diminuant continuellement, et l'eau étant diffusée vers des couches plus profondes, la raie spectrale devrait devenir moins intense tout en s'élargissant. Sans nouvel apport supplémentaire, elle devrait finalement tendre vers une raie qui ne serait due qu'au faible flux d'IDP du modèle SL9 (voir figure 3.11).

Il faut garder à l'esprit que l'allure du profil vertical du rapport de mélange de l'eau, telle qu'elle est calculée par le modèle photochimique, dépend grandement du profil vertical du coefficient de diffusion turbulente K. Comme il existe de grandes incertitudes sur la complétude du schéma chimique et sur les valeurs des vitesses de réaction, chaque modèle photochimique calcule une nouvelle valeur du profil $K(z)$, en comparant les résultats du modèle et les distributions verticales d'espèces observées. Ces valeurs de $K(z)$ peuvent différer d'un ordre de grandeur environ à certaines altitudes (voir Dobrijevic and Parisot (1998), Dobrijevic et al. (2003) et Hébrard et al. (2007) pour une discussion détaillée sur ce

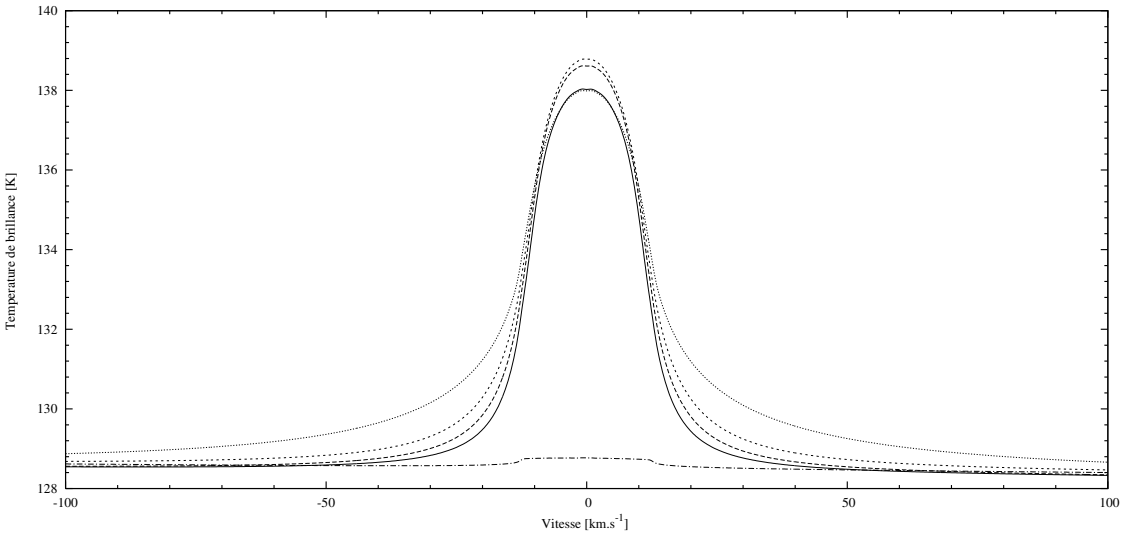


Fig. 3.11: Évolution du profil de la raie de l'eau, en fonction du temps, dans le cas d'une origine due à la chute de SL9. Le profil vertical de l'eau a été simulé avec notre modèle photochimique pour plusieurs dates, avec les paramètres initiaux suivants : p_0=0.2 mbar et q_0=1.9×10^{-7}. Le spectre a été simulé à la date des observations de 1999 avec SWAS (trait plein) et des observations de 2002 avec Odin (tirets longs). On présente en outre une observation de la raie telle qu'elle serait apparue en 2007, si elle avait été observée avec Odin (tirets courts). Lorsque toute l'eau déposée par SL9 aura été éliminée par la photochimie, le transport et la condensation, l'eau présente dans la stratosphère de Jupiter ne sera due qu'au faible flux d'IDP ($\phi^{\rm IDP}_{\rm H_2O}$=4×10^4 cm^{-2}·s^{-1}). La courbe en tirets-points représente une simulation de la raie due à ce flux d'IDP, telle qu'elle serait vue par Odin. Un tel cas devrait se présenter dans environ 400 ans, d'après nos estimations. Pour comparaison, la raie générée par le modèle IDP ($\phi^{\rm IDP}_{\rm H_2O}$=3.6×10^6 cm^{-2}·s^{-1}) est tracée en pointillés.

point). Comme le montre par exemple la figure 7 dans Moses et al. (2005), plusieurs profils de $K(z)$ ont été déterminés à partir d'observations passées. À des pressions de l'ordre de 0.1 mbar, $K(z) \simeq 5\times10^4$ cm^{-2}·s^{-1}, à un facteur 2 près (Moreno et al., 2003). Nous avons choisi de prendre le profil de $K(z)$ donné par le modèle C de Moses et al. (2005), à partir des résultats présentés dans cette étude. C'est le modèle nominal dans Moses et al. (2005). À environ 0.1 mbar, $K(z)$=7.8×10^4 cm^{-2}·s^{-1}. Pour des pressions comprises entre 0.1 et 100 mbar, Gladstone et al. (1996) ont trouvé des valeurs supérieures d'un facteur ∼3. Nous devons donc considérer le fait qu'un autre choix de profil de $K(z)$ aurait pu modifier nos résultats. Dans la basse stratosphère, la valeur que nous avons adoptée pour $K(z)$ est une limite supérieure par rapport aux autres profils (voir figure 7 dans Moses et al. (2005)). En prenant le profil $K(z)$ de Gladstone et al. (1996), nous aurions obtenu une diffusion plus efficace dans la basse stratosphère, ce qui se traduirait par une plus grande quantité d'eau au-dessus du niveau où l'eau condense. Ce changement de profil de $K(z)$ aurait pour conséquence que les raies simulées seraient plus larges et les raies simulées dans le cadre du modèle IDP se trouveraient en-dehors des barres d'erreur des spectres observés par SWAS et Odin. En fin de compte, le choix du profil de $K(z)$ de Moses et al. (2005) nous permet d'analyser les raies observées de manière conservative par rapport aux implications détaillées ci-dessus.

3.8 Conclusion

Des observations de l'eau dans la stratosphère de Jupiter avec les télescopes spatiaux SWAS (en 1999 et en 2001) et Odin (en 2002) ont été réalisées. Leur analyse conjointe favorise indéniablement une origine cométaire : la chute de SL9 dans l'atmosphère de Jupiter en juillet 1994. En effet, les observations sont mieux reproduites par notre modèle de simulation, lorsque l'essentiel de l'eau se trouve confiné au-dessus de pressions inférieures à 1 mbar. Avec notre modèle simplifié de dépôt de l'eau par SL9 moyenné sur le disque, nous obtenons, au moment des impacts, un rapport de mélange q_0=1.9×10^{-7}, situé au-dessus d'un niveau de dépôt p_0=0.2 mbar. Ce modèle tient également compte d'un faible flux externe d'eau dû aux IDP, dont la valeur est $\phi^{\rm IDP}_{\rm H_2O}$=4×10^4 cm^{-2}·s^{-1}. Le fait qu'il soit nécessaire de confiner l'eau au-dessus d'un certain niveau altitudinal est en contradiction avec un état stationnaire qui serait le résultat d'un flux permanent d'IDP. Tous les spectres obtenus avec un modèle IDP, dont le flux externe d'eau est de $\phi^{\rm IDP}_{\rm H_2O}$=(3.6±0.5)×10^6 cm^{-2}·s^{-1}, s'inscrivent toutefois dans les barres d'erreur (à 1-σ) des spectres observés, même si un test de χ^2 révèle que ce modèle est moins pertinent qu'un modèle SL9. D'après ces résultats, nous pensons qu'une nouvelle analyse des observations ISO incluant un modèle photochimique serait tout à fait souhaitable.

3.9 Perspectives

De nouvelles observations, avec un niveau de signal-sur-bruit supérieur, sont nécessaires pour pouvoir statuer définitivement sur l'origine de l'eau stratosphérique de Jupiter, même si les observations SWAS et Odin plaident en faveur d'une origine cométaire (SL9). L'analyse de données récentes enregistrées par Odin (août 2007, mars et avril 2008) est actuellement en cours. L'observation de Jupiter avec le nouveau télescope Herschel (et son instrument HIFI), lorsqu'il sera opérationnel, devrait de son côté permettre l'observation de transitions de l'eau entre 500 et 2000 GHz avec une résolution spectrale équivalente dans des temps d'intégration plus courts. Avec un spectre à fort niveau de signal-sur-bruit, l'allure des ailes des raies de l'eau serait mieux contrainte, ce qui nous permettrait de rejeter l'une des deux hypothèses d'apport de l'eau sur Jupiter. Et, si elle existe, une variabilité temporelle pourrait également être mise en évidence, et, si c'est le cas, il y aurait contradiction avec le modèle IDP, pour lequel aucune variation n'est attendue. Moses et al. (2000) a émis l'hypothèse selon laquelle la production d'IDP serait due aux comètes à courte période et Selsis et al. (2004) ont montré que 48 comètes à courtes périodes approchaient l'orbite de Jupiter à moins d'un rayon du lobe de Roche de la planète. Elles alimentent donc le réservoir d'IDP au niveau de l'orbite de Jupiter. Le flux d'IDP devrait donc être constant en moyenne sur Jupiter par rapport au temps. Quant à l'utilisation du spectromètre HIFI du télescope spatial Herschel aux plus hautes fréquences, elle donnera accès à une résolution spatiale suffisante pour cartographier Jupiter aux fréquences de l'eau. La détection d'inhomogénéités latitudinales, avec une augmentation de la densité de colonne de l'eau au niveau de l'hémisphère sud, serait assurément un argument qui plaide en faveur d'un dépôt de l'eau stratosphérique de Jupiter par la comète SL9. De telles mesures, 15 ans après les impacts, nous fourniraient, par ailleurs, des informations sur la diffusion horizontale à des niveaux de pressions de 0.1 mbar environ.

Chapitre 4

Préparation des observations du télescope spatial Herschel

4.1 Le télescope spatial Herschel

Herschel est un télescope de 3.5 m de diamètre qui observera dans l'infrarouge lointain avec une grande sensibilité. Le lancement d'Herschel est prévu pour février 2009. À son bord se trouveront trois spectromètres/photomètres : HIFI (*Heterodyne Instrument for the Far-Infrared*), PACS (*Photodetector Array Camera and Spectrometer*) et SPIRE (*Spectral and Photometric Imaging REceiver*). Ces trois instruments couvriront une bande spectrale allant de 60 à 600 μm.

L'instrument HIFI (de Graauw and Helmich, 2001) est un spectromètre hétérodyne à six bandes spectrales. Les plages de fréquences couvertes par ces bandes sont présentées dans la table 4.1. Le fait que la bande allant de 480 GHz à 1250 GHz puisse être observée sans discontinuité est une des forces du télescope Herschel. La largeur de la bande observable sera de 4 GHz et la résolution spectrale sera comprise entre 134 kHz et 1 MHz. Dans la table 4.1 figurent aussi les valeurs de la température système et la taille du lobe d'antenne en fonction de la fréquence. Le pouvoir de résolution ($R \sim 10^5$-10^7) permettra d'observer les raies atmosphériques individuelles.

Herschel embarquera également l'instrument PACS (Poglitsch et al., 2001), qui pourra fonctionner selon deux modes (photométrie et spectroscopie). En mode photométrie, l'instrument sera équipé d'une caméra de 16×25 pixels alors que les observations en spectroscopie se feront sur un champ de 5×5 pixels. PACS couvrira trois bandes spectrales, dont deux pourront être observées simultanément : 60-90 μm ou 90-130 μm et 130-210 μm. Les bandes spectrales observées auront une largeur de $\sim$1500 km·s^{-1} et le pouvoir de résolution sera de $\sim$150 km·s^{-1}.

Enfin, SPIRE (Griffin et al., 2001) comprendra un bolomètre, qui couvrira la bande 250-500 μm, et un spectromètre à transformée de Fourier (FTS), qui couvrira la bande 200-670 μm. Le pouvoir de résolution du spectromètre sera de $\sim$20-1000 et il couvrira un champ de 2.6 $'$ avec un réseau de 19 à 37 détecteurs (selon la longueur d'onde).

D'ores et déjà, des travaux de simulation, portant sur les détections qui seront envisageables avec Herschel-HIFI sur les planètes du Système solaire, ont été menés (Encrenaz et al., 1995a, 2004a). Les raies spectrales de nombreux composés encore non détectés ou dont l'abondance reste peu contrainte ont été modélisées pour tester leur détectabilité. Les grands thèmes liés à la planétologie, qui seront abordés pendant la mission Herschel,

Bande	Fréquences [GHz]	Température système [K]	Lobe d'antenne [″]
1	480-640	∼70	∼38
2	640-800	∼100	∼29
3	800-960	∼150	∼24
4	960-1120	∼250	∼20
5	1120-1250	<700	∼18
6L	1410-1703	<1350	∼14
6H	1703-1910	<1350	∼12

Tab. 4.1: Présentation des 6 bandes de fréquences qui seront disponibles avec l'instrument HIFI du télescope Herschel, ainsi que la température système et la taille du lobe pour chacune des bandes.

sont développés, par exemple, dans Lellouch (2001), Encrenaz et al. (2001a) et Encrenaz et al. (2005). Ces différents travaux de prospective présentent un fil conducteur commun : la recherche de l'eau dans le Système solaire. Cette thématique très générale a été la base d'un «programme-clé de temps garanti» (*guaranteed-time key program*) avec le télescope Herschel.

4.2 Présentation du programme d'observation *«Water and related chemistry in the Solar System»*

4.2.1 Généralités

Le *Guaranteed-Time Key Program* Herschel intitulé *«Water and related chemistry in the Solar System»* a été déposé par une cinquantaine de planétologues du monde entier. C'est un programme de temps garanti de ∼300 h. Ce *proposal*, accepté le 7 juin 2007, a pour objectif principal de dresser une cartographie de l'eau et de ses isotopes dans le Système solaire, et plus particulièrement sur Mars, sur les planètes géantes et Titan et dans les comètes. Ces observations permettront la mesure du rapport isotopique D/H, qui nous renseigne sur la formation des corps du Système solaire et sur la composition de la nébuleuse proto-planétaire. Les observations de l'atmosphère de Mars auront pour but de mieux comprendre le cycle de l'eau en mesurant les profils verticaux de l'eau et de ses isotopes et en effectuant un suivi saisonnier des éventuelles variations de ces profils. Ces mesures permettront de contraindre les modèles de circulation générale de l'atmosphère de Mars. L'obtention des profils verticaux de l'eau dans les stratosphères des planètes géantes permettra sans doute de définir l'origine de cette espèce (IDP, sources locales ou impacts cométaires). Cet aspect des observations sera développé au paragraphe suivant. Par ailleurs, des observations couvrant tout le spectre observable, avec Herschel, permettront éventuellement de détecter de nouvelles espèces sur ces planètes. Et pour finir, l'observation des comètes permettra notamment de contraindre le rapport D/H et ainsi d'avoir une image plus nette de la formation de ces corps à partir de la nébuleuse solaire.

4.2.2 L'observation des planètes géantes

L'observation des planètes géantes avec le télescope Herschel a plusieurs objectifs : déterminer l'origine de l'eau dans les atmosphères des planètes géantes, mesurer le rapport D/H et détecter de nouvelles espèces. Les observations proposées sont résumées dans la table 4.2. Cette table est directement tirée du *proposal* (table 8).

La détermination de l'origine des composés oxygénés dans les stratosphères des planètes géantes est une problématique qui n'est pas complètement résolue à l'heure actuelle (voir le chapitre précédent). Il reste à confirmer que l'eau dans la stratopshère de Jupiter est bien globalement issue de la chute de la comète SL9, même si les observations Odin vont dans ce sens. Comme les flux externes d'eau dans les stratosphères de Saturne, Uranus et Neptune sont plus forts que sur Jupiter, il reste à prouver qu'une source locale (anneaux/satellites) pour Saturne et une source diffuse (IDP produits dans la ceinture de Kuiper) pour Uranus et Neptune sont des scénarios pertinents. Les récentes observations de CO dans les atmosphères des 4 planètes géantes, dans l'infrarouge et le domaine millimétrique, favorisent également la thèse de l'existence d'une source externe pour ce composé (Bézard et al., 2002; Cavalié et al., 2009c; Encrenaz et al., 2004b; Lellouch et al., 2005). Il sera intéressant de comparer des observations conjointes de CO et H_2O. En effet, il est tout à fait envisageable que plusieurs sources externes soient à l'oeuvre et contribuent à l'apport de ces composés (Cavalié et al., 2009c).

Pour déterminer l'origine de l'eau dans les stratosphères des planètes géantes il faut mesurer le profil vertical de l'eau dans l'atmosphère de ces planètes. Ce résultat nécessite l'observation de raies de l'eau avec HIFI (Jupiter et Saturne), avec un rapport signal-sur-bruit de $\sim$100 et une résolution spectrale de 4 MHz, ou de plusieurs raies de l'eau avec HIFI ou PACS (Uranus et Neptune). Le très haut niveau de signal-sur-bruit permettra, dans le premier cas, de résoudre les ailes des raies, ce qui est essentiel pour déterminer le profil vertical de l'eau. Dans le second cas, la modélisation globale de toutes les raies non résolues spectralement, observées avec PACS, permettra aussi d'établir le profil vertical de l'eau. Comme la résolution spatiale des observations à 1670 GHz, avec la bande 6 de HIFI, atteindra $13''$, une carte de l'eau dans l'atmosphère de Jupiter sera établie. Il sera fait de même pour Saturne avec l'instrument PACS.

La rapport D/H sera obtenu, pour les 4 planètes géantes, avec les scans de PACS. C'est grâce à l'observation des raies de HD que ce rapport pourra être établi. Les scans de PACS, sur toute la bande accessible, permettront d'observer NH_3, PH_3 et CH_4 sur Jupiter et Saturne. Et on attend, aussi, la détection de PH_3 sur Uranus et Neptune. Sur cette dernière planète, les absorptions troposphériques de CO et HCN devraient être observables. L'observation de CH_4 permettra de contraindre le profil thermique des atmosphères observées. Cette étape sera essentielle dans le calcul précis les abondances des espèces détectées.

Notons enfin que tout un pan du programme sera consacré à des observations de Titan (eau, autres composés, cryovolcanisme) ainsi qu'à une observation d'Encelade (cryovolcanisme). Coustenis et al. (1998) ont montré que le flux externe d'eau est comparable à celui reçu par Saturne (de l'ordre de 10^6 $cm^{-2}{\cdot}s^{-1}$). Si le flux d'eau dû aux IDP est comparable sur Saturne et Jupiter (de l'ordre de 10^4 $cm^{-2}{\cdot}s^{-1}$), alors la stratosphère de Saturne pourrait être alimentée en eau par ses anneaux aux latitudes qui sont magnétiquement connectées aux anneaux (Prangé et al., 2006). L'anneau E, qui est régulièrement alimenté en glace d'eau par les éjectas issus du cryovolcanisme d'Encelade (Spahn et al.,

Target	Instr.	Line Freq. (GHz)	Resol. /Mode	Time (hour)	S/N [1]	Repetition	Total (hour)	Goal
Jupiter	HIFI	557	4 MHz /F	0.084	100	3 times	0.252	Vert. profile,variab.
	HIFI	1097	4 MHz /F	0.253	100	3 times	0.761	Vert. profile,variab.
	HIFI	1670	4 MHz /F	0.536	100	10 points	5.361	H_2O spatial distrib.
	HIFI	1882	4 MHZ /F	0.706	15	3 times	2.120	Temperature
	PACS	Full range	Nyquist	3.450	>100	No	3.450	Exploration+H_2O
	PACS	Full range	SED	0.912	>100	3 times	2.736	Monitoring
	PACS	4512	Line scan	0.147	>100	3 times	0.440	H_2O spatial distrib.
Saturn	HIFI	557	4 MHz /F	0.194	100	3 times	0.583	Vert. profile,variab.
	HIFI	1097	4 MHz /F	0.504	100	3 times	1.513	Vert. profile,variab.
	HIFI	1670	4 MHz /F	1.745	100	3 times	5.236	Vert. profile,variab.
	HIFI	1882	4 MHZ /F	0.286	30	3 times	0.857	Temperature
	PACS	Full range	Nyquist	3.450	>100	No	3.450	Exploration+H_2O
	PACS	Full range	SED	0.912	>100	3 times	2.736	Monitoring
	PACS	4512	Line scan	0.147	>100	3 times	0.440	H_2O spatial distrib.
Titan	HIFI	557	1 MHz /F	5.156	10	3 times	15.467	Vert. profile,variab.
	SPIRE	Full range		9.347	100	No	9.347	Exploration+H_2O
	PACS	Full range	Nyquist	3.450	100-300	No	3.450	Exploration+H_2O
	PACS	Full range	SED	0.912	50-150	3 times	2.736	Monitoring
	PACS	7 lines	Line scans	3.788	100	No	3.788	Vert. profile
	PACS	4512	Line scan	0.147	50	3 times	0.440	H_2O variab.
	PACS	Photometry		0.3	> 100	8 times	2.4	Cryovolcanism
Enceladus	PACS	Photometry		0.55	> 100	8 times	4.4	Cryovolcanism
Uranus	HIFI	557	4 MHz /F	4.944	30	No	4.944	H_2O abundance
	SPIRE	Full range		2.555	100	4 times	10.221	PH_3+exploration+variab.
	PACS	Full range	Nyquist	3.450	>100	No	3.450	Exploration+H_2O
	PACS	Full range	SED	0.912	>100	3 times	2.736	Monitoring
	PACS	7 lines	Line scans	2.210	100	No	2.210	Vert. profile
	PACS	4512	Line scan	0.147	50	3 times	0.440	H_2O variab.
	PACS	CH_4 2505	Line scan	4.984	~30	No	4.984	CH_4 + temperature.
	PACS	HD 2680	Line scan	0.834	100	No	0.834	D/H
Neptune	HIFI	557	4 MHz /F	4.944	30	No	4.944	H_2O abundance
	SPIRE	Full range		3.948	100	1 times	3.948	PH_3+exploration+variab.
	PACS	Full range	Nyquist	3.450	>100	No	3.450	Exploration+H_2O
	PACS	Full range	SED	0.912	>100	3 times	2.736	Monitoring
	PACS	7 lines	Line scans	2.210	100	No	2.210	Vert. profile
	PACS	4512	Line scan	0.147	50	3 times	0.440	H_2O variab.
	PACS	CH_4 2505	Line scan	1.726	~60	No	1.726	CH_4 + temperature.
	PACS	HD 2680	Line scan	0.834	100	No	0.834	D/H

[1] Per resolution element for HIFI; per line for PACS line scan; on the continuum for SPIRE and PACS full range spectra

Tab. 4.2: Table 8 du *proposal* qui résume les observations qui seront consacrées aux planètes géantes (et Titan/Encelade).

2006; Postberg et al., 2008), pourrait donc être une source d'eau pour Saturne. Seulement les anneaux ne sont pas connectés magnétiquement à Titan et ne peuvent donc contribuer au flux d'eau reçu par ce satellite. Il y aurait donc une source supplémentaire différente au niveau de Titan. Un candidat potentiel est le satellite Hypérion (Banaszkiewicz and Krivov, 1997). Les observations de Titan et Encelade auront pour but de tenter d'observer et de contraindre ces phénomènes.

Nous allons voir maintenant comment les observations ont été sélectionnées grâce à un travail de simulation des spectres des planètes géantes aux fréquences de l'eau. Dans un deuxième temps, l'accent sera mis sur le sous-programme dont j'ai obtenu la responsabilité.

4.3 L'estimation des temps d'observation

Pour préparer un *proposal*, il convient de délimiter les contours de l'étude envisagée. Une fois cette étape franchie, il faut choisir les observations qui sont les plus appropriées, afin de parvenir à résoudre une problématique donnée. Il est possible d'estimer le temps nécessaire à l'observation proposée par des simulations des spectres attendus. Selon le temps d'intégration prédit, l'observation pourra être proposée, remplacée par une observation plus efficace en termes de résultats/temps ou tout simplement abandonnée.

Dans le cas d'un programme de temps garanti, un certain nombre d'heures est alloué au programme. Ces heures sont réparties dans chaque sous-programme. Et enfin, chaque thème dispose d'un quota d'heures. C'est ce quota qu'il est indispensable de rendre le plus efficace possible.

Lors de la préparation du *proposal* Herschel, un travail global de modélisation des raies de l'eau a été entrepris par plusieurs équipes, afin de déterminer le programme d'observation des planètes géantes. J'ai participé à ce travail de modélisation grâce au programme de simulation que j'ai développé au début de mes travaux. Les paragraphes suivants ont pour objectif de détailler la procédure adoptée pour déterminer les raies de l'eau à observer selon la planète considérée. Dans un premier temps, les profils verticaux testés ainsi que quelques exemples de spectres synthétiques seront présentés. Ensuite, le calcul du temps d'intégration, à partir de données propres au télescope et des contrastes de raies prédits, sera détaillé.

4.3.1 Profils verticaux testés et spectres synthétiques

Pour chaque planète, des profils verticaux liés à un type particulier d'apport d'eau ont été testés. Ces profils verticaux sont présentés sur les figures 4.1 pour Jupiter et Saturne, et 4.2 pour Uranus et Neptune.

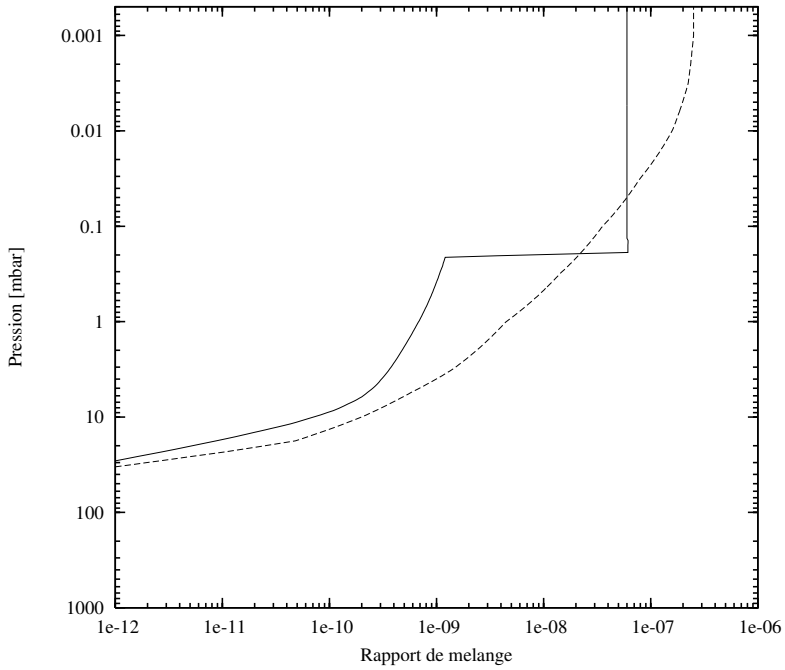
Les fréquences des transitions de l'eau qui ont été simulées sont les suivantes : 557 GHz, 752 GHz, 988 GHz, 1097 GHz, 1113 GHz, 1153 GHz, 1411 GHz, 1670 GHz, 1717 GHz et 1795 GHz. Quelques exemples sont présentés sur les figures 4.3, 4.4, 4.5 et 4.6. Les fonctions de contribution correspondantes sont également tracées.

Dans le cas d'Uranus et Neptune, seule la raie à 557 GHz sera observable dans des temps raisonnables (voir paragraphe suivant). C'est la raison pour laquelle il a été décidé d'observer les raies de l'eau à plus haute fréquence, avec l'instrument PACS. Comme la résolution spectrale de cet instrument est insuffisante pour mesurer les ailes des raies de l'eau, une étude multi-raies a été prévue. Ce sont 7 raies au total qui seront observées conjointement. C'est par la modélisation de toutes ces raies à la fois que le profil vertical de l'eau pourra être déterminé. La modélisation de la raie à 557 GHz permettra de confirmer ce résultat.

4.3.2 Calcul des prévisions de temps d'intégration nécessaires

Une fois les raies simulées, il est possible de déterminer quels temps d'intégration il faut programmer pour obtenir un rapport signal-sur-bruit pré-déterminé. Pour cela, il est nécessaire de disposer d'un certain nombre d'informations sur le télescope. Dans le cas d'Herschel, ces informations sont disponibles dans Kramer (2005). Ainsi, la *main beam*

a



b

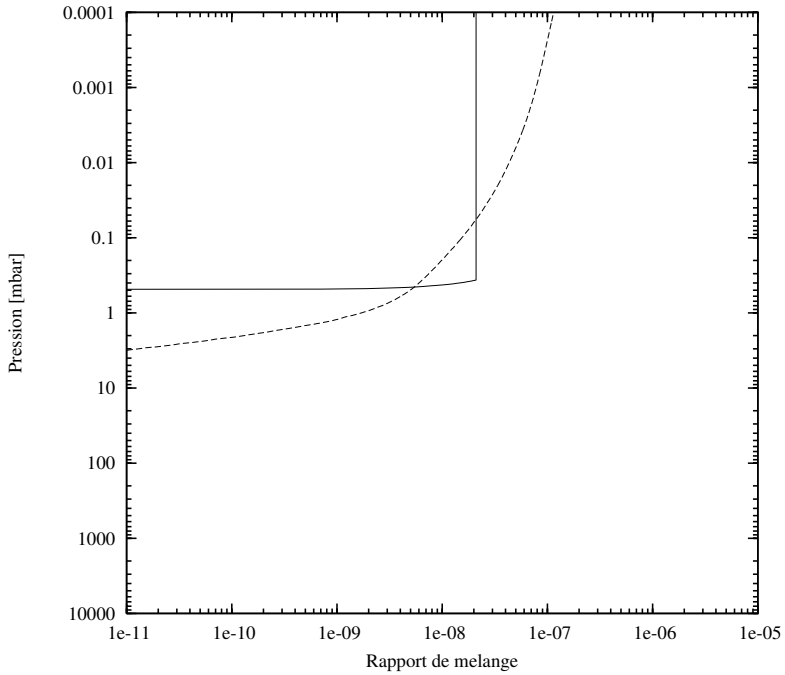
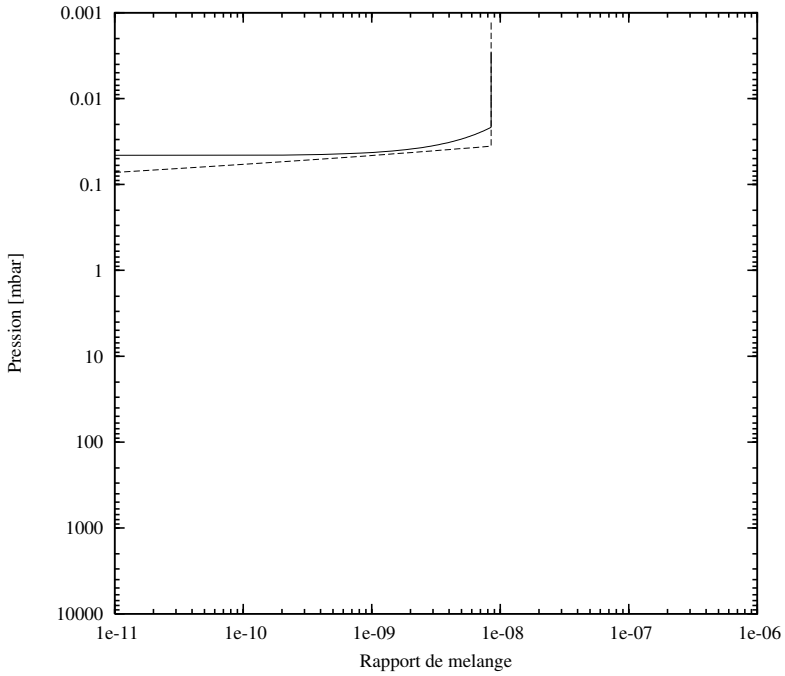


Fig. 4.1: (a) Profils verticaux testés pour Jupiter. Le profil en trait plein correspond à un apport d'eau par la comète SL9 alors que le profil en tirets correspond à un apport par les IDP. Les densités de colonne sont identiques dans les deux modèles, ce qui permet de voir quel niveau de signal-sur-bruit il faut atteindre pour pouvoir les différencier. (b) Profils verticaux testés pour Saturne. Le profil en trait plein vient de Feuchtgruber et al. (1997) alors que le profil en tiret vient de Moses et al. (2000).

a



b

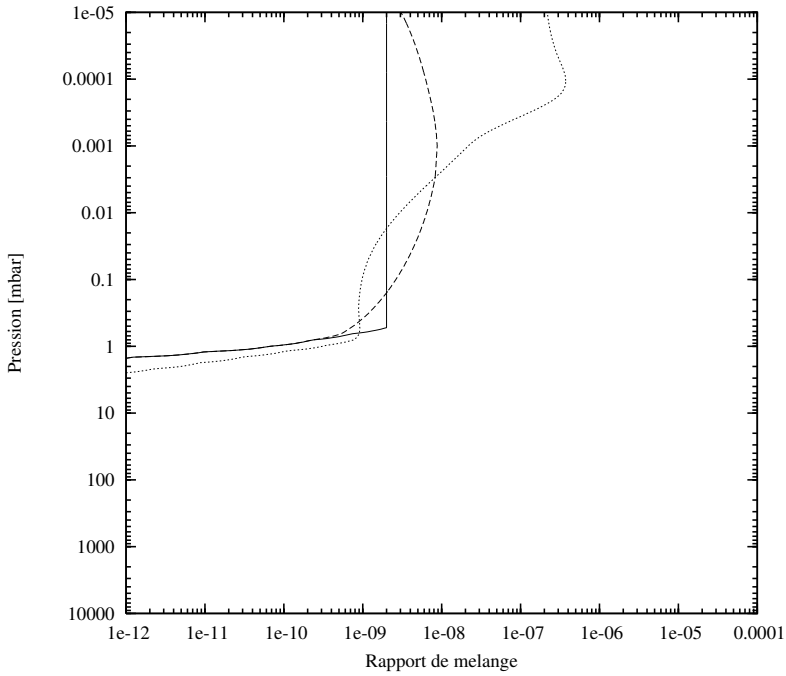
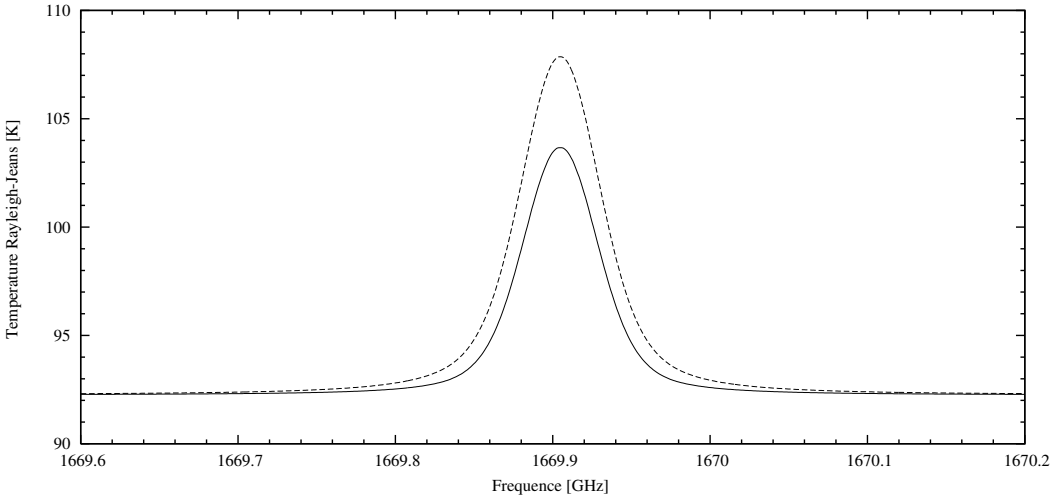


Fig. 4.2: (a) Profils verticaux testés pour Uranus. Le profil en trait plein correspond au profil vertical uniforme au-dessus du niveau de condensation. Le profil en tirets correspond à modèle de transport. (b) Profils verticaux testés pour Neptune. Le profil en trait plein correspond à profil vertical uniforme au-dessus du niveau de condensation. Les profils en tirets et en pointillés sont issus de modèles de transport pour lesquels le coefficient $K(z)$ diffère d'un cas à l'autre.

a



b

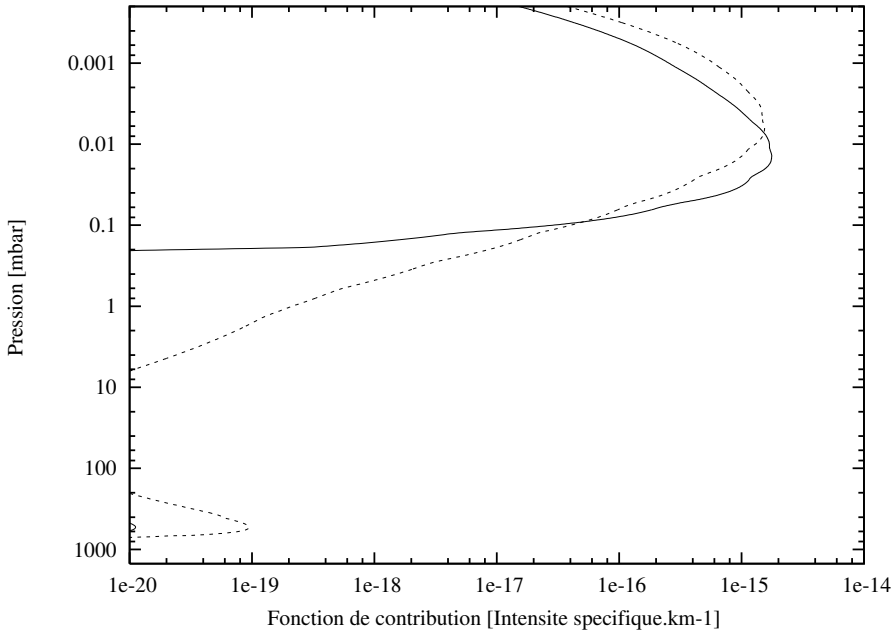


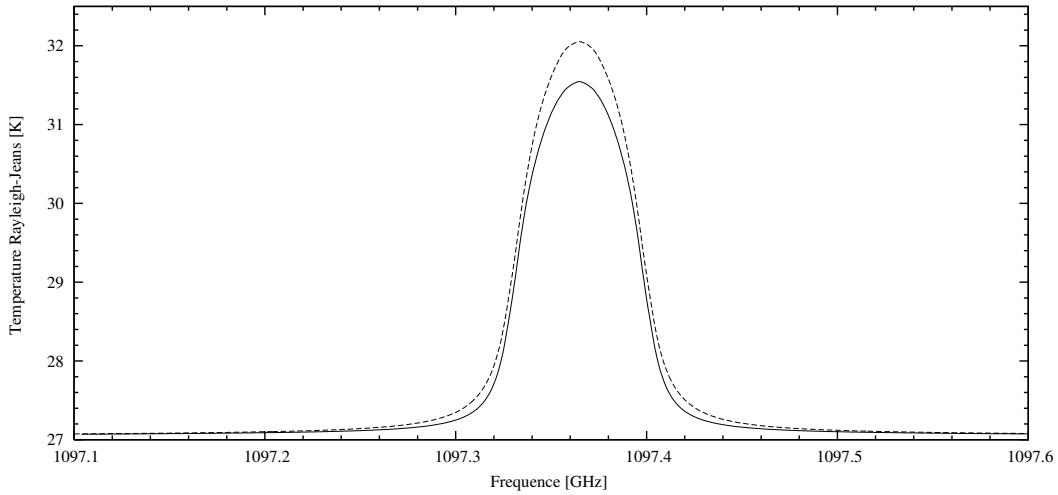
Fig. 4.3: (a) Spectre synthétique de la raie à 1670 GHz sur Jupiter ainsi que (b) la fonction de contribution correspondante. Cette transition a été retenue dans le programme d'observation final. N.B. : le style de courbes (trait plein, tirets ou pointillés) correspond à celui indiqué dans les légendes de la figure 4.1.

efficiency B_{eff} (voir partie II paragraphe 3.4.3) s'écrit

$$B_{eff} = 0.72 \times \exp\left[\left(-\frac{4\pi\sigma}{\lambda}\right)^2\right] \tag{4.1}$$

où $\sigma = 6$ μm est l'écart-type de la différence entre une surface de miroir parfaite et la surface du miroir principal et λ la longueur d'onde. La *forward efficiency* F_{eff}, quant à elle, vaut 0.92. Ces deux quantités ont permis de calculer les contrastes de raies ΔT_a^* en

a



b

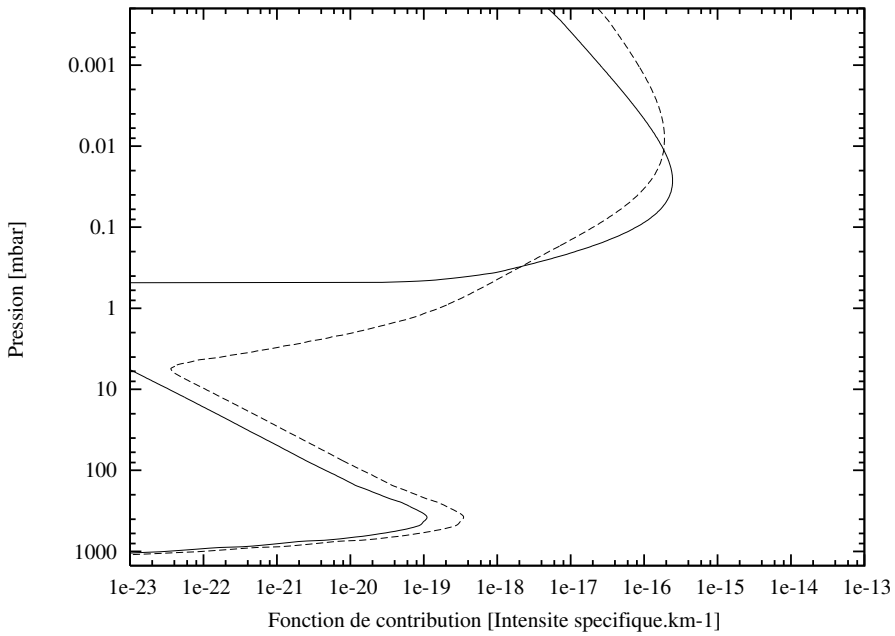


Fig. 4.4: Spectre synthétique de la raie à 1097 GHz sur Saturne ainsi que (b) la fonction de contribution correspondante. Cette transition a été retenue dans le programme d'observation final. N.B. : le style de courbes (trait plein, tirets ou pointillés) correspond à celui indiqué dans les légendes de la figure 4.1.

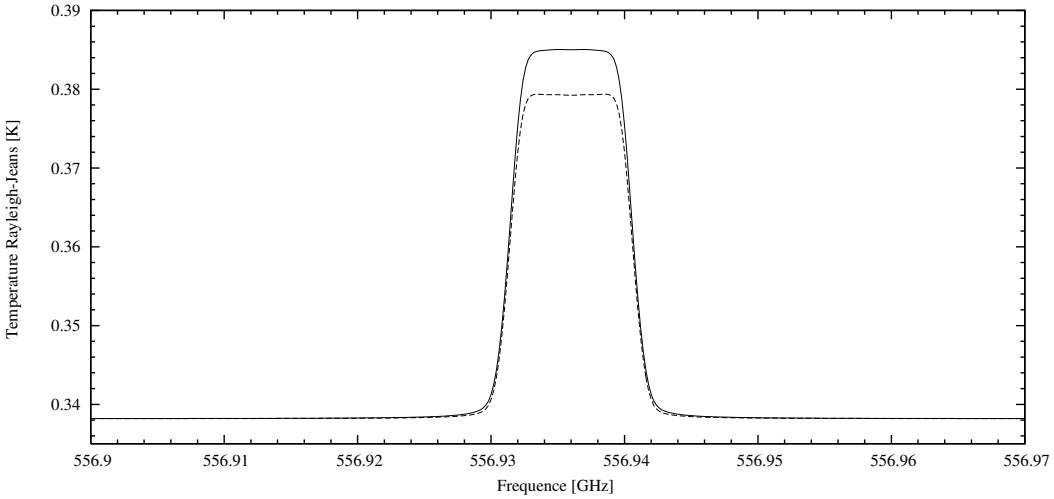
échelle de température d'antenne.

Le calcul du temps d'intégration se fait grâce à la formule qui donne le niveau de bruit T_{rms} en échelle de température d'antenne qui est

$$T_{rms} = \frac{T_{sys}}{\sqrt{nA\Delta\nu\Delta t}} \tag{4.2}$$

où T_{sys} est la température système, n le nombre de *mixers* utilisés (n=2 pour les bandes 1-5 et n=1 pour la bande 6) ; A dépend du mode d'observation ($A = 0.125$ pour un

a



b

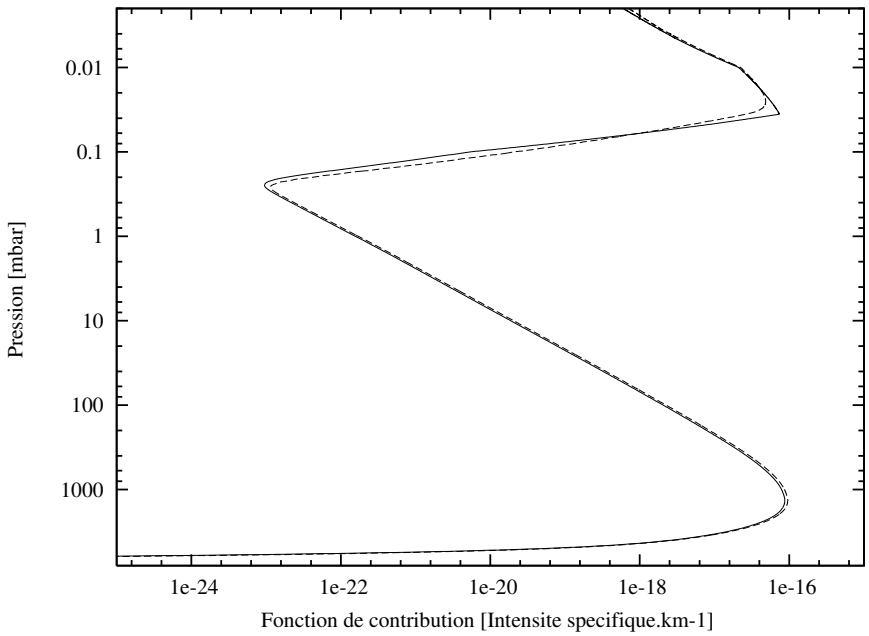
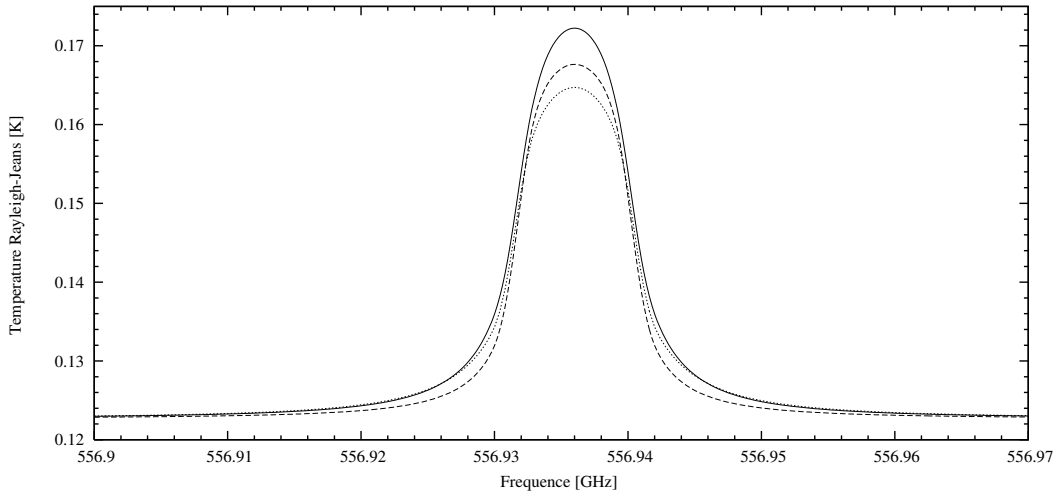


Fig. 4.5: (a) Spectre synthétique de la raie à 557 GHz sur Uranus ainsi que (b) la fonction de contribution correspondante. Cette transition a été retenue dans le programme d'observation final. N.B. : le style de courbes (trait plein, tirets ou pointillés) correspond à celui indiqué dans la légende de la figure 4.2.

mode *chopping*), $\Delta\nu$ est la résolution spatiale prévue pour les observations et Δt le temps d'intégration nécessaire à l'obtention d'un niveau de bruit égal à T_{rms}. À l'époque où l'on a fait les premières estimations de temps d'intégration, la température système d'HIFI était donnée par les formules approchées suivantes

$$T_{sys} = \begin{cases} 200 \times \frac{\nu[\mathrm{GHz}]}{500[\mathrm{GHz}]} \text{ K pour les bandes } 1-5 \\ 1600 \text{ K pour la bande } 6 \end{cases} \tag{4.3}$$

a



b

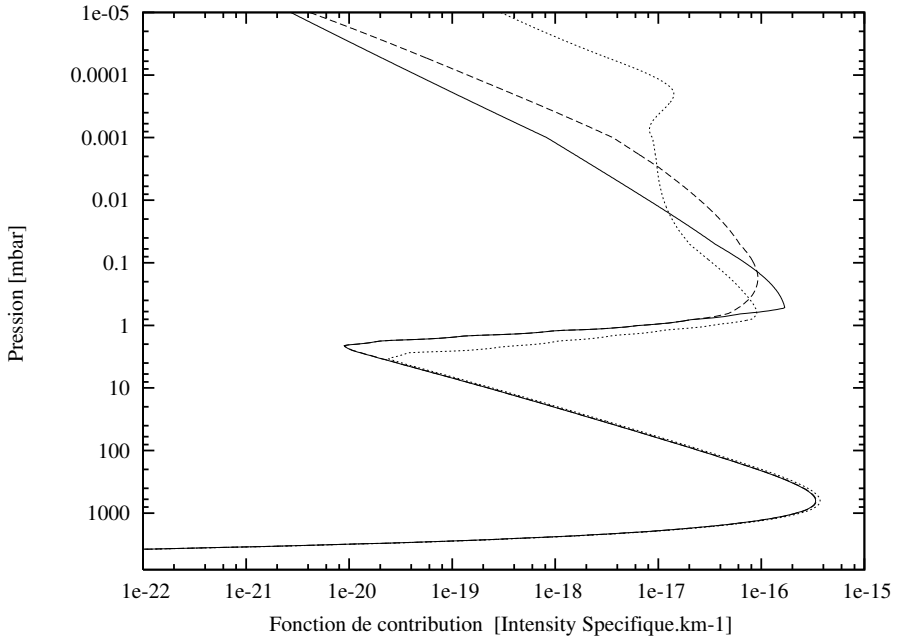


Fig. 4.6: (a) Spectre synthétique de la raie à 557 GHz sur Neptune ainsi que (b) la fonction de contribution correspondante. Cette transition a été retenue dans le programme d'observation final. N.B. : le style de courbes (trait plein, tirets ou pointillés) correspond à celui indiqué dans la légende de la figure 4.2.

Depuis, ces valeurs ont été mesurées et mises à jour et implémentées dans *HSPOT*, qui est le logiciel qu'on utilise pour définir les observations et qui a été utilisé pour déposer le *proposal*. Avant le lancement d'Herschel, elles seront à nouveau mises à jour.

Ma contribution à ce programme a été de calculer les temps d'intégration nécessaires aux observations avec Herschel-HIFI. J'ai simulé plusieurs raies de l'eau pour les 4 planètes géantes et pour plusieurs scénarios d'apport externe. Mais, j'ai aussi simulé les raies de

l'eau sur la bande de PACS, dans le cas d'Uranus et Neptune. Cette participation active m'a permis de prendre la responsabilité du thème *«Spatial distribution of H_2O on Jupiter and Saturn»*.

4.4 La cartographie de l'eau dans les atmosphères des planètes géantes

4.4.1 Distribution verticale de l'eau

La détermination du profil vertical de l'eau dans la stratosphère de Jupiter devrait démarrer dès les premières observations du télescope Herschel au moment de la *science demonstration phase*. L'observation de l'eau avec HIFI, à 557 GHz, sera couplée à une observation de CH_4 à 1882 GHz pour contraindre le profil thermique de la planète. Ensuite, les raies à 1097 GHz et à 1670 GHz seront observées pour procéder à une étude multi-raie. Ce même schéma observationnel sera appliqué à Saturne. Chaque raie sera observée avec un rapport signal-sur-bruit de 100. Les observations seront répétées trois fois sur la durée de la mission d'Herschel.

Dans le cas d'Uranus et de Neptune, seule la raie à 557 GHz sera observée avec HIFI. L'obtention d'un rapport signal-sur-bruit de 30 nécessitera de nombreuses heures d'intégration. C'est pourquoi une étude multi-raie sera menée avec PACS bien qu'aucune des 7 raies observées ne soient résolues spectralement. Les contrastes seront déterminés avec un rapport signal-sur-bruit de 100. La comparaison des contrastes entre eux permettra de contraindre le modèle d'apport de l'eau. Quant à la raie à 4512 GHz, elle sera mesurée trois fois au cours de la mission pour évaluer la variation de l'abondance de l'eau. Les profils thermiques seront contraints par l'observation de la raie de CH_4 à 2505 GHz.

4.4.2 Distribution de l'eau en fonction de la latitude sur Jupiter et Saturne

La résolution spatiale qui sera obtenue lors de l'observation de la raie de H_2O à 1670 GHz (voir table 4.1) sera suffisante pour dresser une carte de l'eau sur Jupiter : cette carte sera effectuée avec 10 points de mesure. Quant à la raie à 4512 GHz, observée avec la caméra de PACS avec un niveau de signal-sur-bruit >100, elle permettra de dresser une carte 5×5 sur un champ de $\sim 50'' \times 50''$. Cette dernière observation sera répétée trois fois durant la mission.

Le niveau de T_{sys} est trop important pour qu'on puisse cartographier l'eau dans l'atmosphère de Saturne avec HIFI. En effet, l'observation de la raie à 1670 GHz, avec un rapport signal-sur-bruit de 100, nécessite une intégration de ∼1.7 h. Établir une carte aurait donc demandé trop de temps. C'est pourquoi cette carte sera dressée à partir d'une observation de la raie à 4512 GHz, avec un rapport signal-sur-bruit >100, avec l'instrument PACS. Cette mesure sera renouvelée environ une fois par an.

Ces observations vont permettre de vérifier plusieurs hypothèses concernant les différentes distributions de l'eau dans les atmosphères de Jupiter et Saturne :

- L'observation d'un gradient de la densité de colonne en fonction de la latitude sur Jupiter, avec une augmentation aux latitudes sud, sera un indice fort qui confortera l'hypothèse d'un apport de l'eau par SL9.

– L'observation d'une augmentation de la densité de colonne sur Saturne au niveau des latitudes qui sont magnétiquement connectées aux anneaux et aux satellites favorisera l'hypothèse d'un apport majoritairement dû aux sources locales.

Si les résultats sont en contradiction avec ces hypothèses, cela ajouterait, dans tous les cas, des contraintes supplémentaires sur l'origine de l'eau dans les atmosphères de Jupiter et Saturne. Et enfin, la répétition des cartographies réalisées avec PACS permettra de contraindre d'éventuelles variations temporelles des processus d'apport.

4.5 Distribution verticale de CO

La détermination de l'origine des composés oxygénés passe également par la mesure de l'abondance et de la distribution de composés qui ont une liaison C-O. C'est la raison pour laquelle nous avons proposé des observations de CO dans les atmosphères de Saturne, Uranus et Neptune (Cavalié et al., 2007).

Le choix de l'observation de raies de CO avec un télescope tel qu'Herschel tient au fait que les couches atmosphériques, qui émettent le rayonnement, ont une température de 60-100 K dans le cas des planètes géantes. Les raies rotationnelles de CO les plus intenses sont donc autour de 1000 GHz, alors que les raies entre 100 et 500 GHz sont bien plus faibles.

Dans l'atmosphère de Saturne, la présence de NH_3 et de PH_3 est à l'origine de larges raies d'absorption sur son spectre millimétrique et submillimétrique. Pour éviter d'avoir un résultat qui dépend du rapport de mélange de l'un de ces deux composés, les raies de CO à 691 et 922 GHz ont été sélectionnées. Pour différencier les deux modèles d'apports (interne et externe), décrits dans Noll and Larson (1991), les temps d'intégration nécessaires sont de 2.5 h à 691 GHz et de 8.2 h à 922 GHz. De tels temps d'intégration permettront d'obtenir un rapport signal-sur-bruit de 5 pour une résolution spectrale de 10 MHz, dans le cas où le CO aurait une origine interne (cas le plus défavorable à une détection).

Le profil thermique d'Uranus est défavorable à la formation de raies spectrales, étant donné que son gradient quasiment nul entre 1 mbar et 1 bar. Cela explique pourquoi la différenciation entre les hypothèses d'apport purement interne ou purement externe nécessite une observation multi-raies. Les raies retenues sont les raies à 576, 807 et 922 GHz et les temps d'intégration nécessaires sont de 7.2, 6.1 et 4.7 h respectivement.

Les observations de Lellouch et al. (2005) et Hesman et al. (2007) ont prouvé que le CO avait probablement une origine mixte. La source externe pourrait être la chute d'une comète de grand diamètre, il y a $\sim$200 ans. L'observation des raies à 576, 691 et 1152 GHz pourrait être envisagée dans le but de confirmer ces résultats. L'obtention d'un rapport signal-sur-bruit de 50, pour une résolution spectrale de 10 MHz, sera possible avec des temps d'intégration s'échelonnant de 1.9 à 9.4 h.

Ces observations pourront être proposées dans le cadre de *proposals* de temps ouvert. L'observation de CO à 691 GHz, dans l'atmosphère de Saturne, a été incluse dans le programme de cartographie de l'eau dans le Système solaire. Malheureusement, le temps alloué aux programmes-clés lié à l'utilisation du spectromètre HIFI vient d'être considérablement réduit (baisse de 15% environ). L'observation de CO, qui avait été ajoutée sur des reliquats de temps disponibles, risque donc de disparaître de la programmation et basculera certainement sur un *proposal* de temps ouvert.

Les observations qui seront rendu possibles grâce au télescope Herschel, et à ses trois instruments HIFI, PACS et SPIRE, ont de fortes chances d'être à l'origine d'avancées importantes dans notre connaissance des planètes géantes. Plus particulièrement, l'observation de composés oxygénés contraindra les modèles atmosphériques et améliorera nos connaissances relatives à la distribution de ces composés, qui sont omniprésents dans le Système solaire.

Conclusion

Dans cette partie, il était question des composés oxygénés et de leur distribution, à la fois spatiale et temporelle dans les atmosphères des planètes géantes.

Nous avons vu dans le premier chapitre que la présence de composés oxygénés tels que H_2O, CO voire CO_2 dans les couches profondes des atmosphères des planètes géantes est prévue par les modèles de formation planétaire. Ainsi, ces composés sont transportés vers la troposphère par des mouvements de convection plus ou moins intenses. Dans le cas d'Uranus, il semblerait que la faiblesse de la source interne de chaleur soit à imputer à une convection moins efficace, qui entraîne un déficit d'espèces hors-équilibre thermodynamique, tel le CO. Sur Neptune, la sur-abondance de CO dans la troposphère pourrait être due à une inhibition de la réaction de conversion de CO en son espèce réductrice conjuguée (CH_4). Certains composés oxygénés ont également été détectés dans les stratosphères des 4 planètes géantes. La présence de H_2O notamment, mais aussi de CO_2, au-dessus du piège froid troposphérique atteste le fait que ces composés ne proviennent pas de la troposphère et de couches atmosphériques plus profondes. La présence de ces composés, dans les stratosphères des géantes, est donc la signature d'une origine externe. Il est possible de dresser la liste des sources possibles : apport par les poussières interplanétaires (IDP), apport par les anneaux et/ou satellites glacés et apport par la chute de comètes subkilométriques. Dans le cas de CO, le problème est un peu plus compliqué puisque ce composé ne condense pas à la tropopause des planètes géantes : il peut donc avoir une origine interne et/ou externe.

Le deuxième chapitre avait pour sujet les observations de CO sur Saturne et Uranus que j'ai effectuées pendant mes travaux. Deux campagnes d'observations ont été menées. En septembre 2006, Saturne et Uranus ont été observées aux fréquences des transitions $J = 1 \rightarrow 0$ et $J = 2 \rightarrow 1$ de CO, avec le télescope de 30 m de l'IRAM (Cavalié et al., 2008a). Ces observations n'ont pas permis de détecter le CO, mais ont permis de déterminer des limites supérieures de son rapport de mélange, dans le cas d'une origine interne (profil uniforme) et d'une origine externe (CO confiné dans la stratosphère). Les résultats obtenus dans le cas de Saturne améliorent les limites supérieures établies précédemment dans le domaine millimétrique, mais ils ne permettent pas d'atteindre le niveau de détection de CO dans l'infrarouge de Noll and Larson (1991). Pour Uranus, la limite supérieure établie dans le cas d'une origine interne est en accord avec Encrenaz et al. (2004b). Cependant, la limite supérieure étant, dans le cas d'une origine externe, légèrement inférieure au niveau de détection d'Encrenaz et al. (2004b), cela semblerait impliquer que le rapport de mélange calculé par Encrenaz et al. (2004b) soit quelque peu surestimé. Saturne a fait l'objet de nouvelles observations : elles se sont faites au télescope de 15 m du JCMT et

c'est la transition $J = 3 \rightarrow 2$ de CO qui a été détectée (Cavalié et al., 2009c). La modélisation de cette raie est rendu difficile à cause de sa largeur et de son faible contraste. C'est pourquoi l'allure des ailes de la raie est quelque peu incertaine. Il n'empêche que le modèle qui reproduit au mieux la raie observée fait état d'une origine externe, avec un rapport de mélange de CO qui est en accord avec le modèle d'origine externe de Noll and Larson (1991). De nouvelles observations des atmosphères de Saturne devraient avoir lieu fin 2008/début 2009, toujours avec le JCMT. Elles permettront de confirmer notre détection de CO à 345 GHz.

Dans le troisième chapitre, nous avons tenté de confirmer le résultat obtenu par Lellouch et al. (2002). À partir des observations ISO de l'eau dans la stratosphère de Jupiter, les auteurs ont montré que l'essentiel de l'eau stratosphérique était confinée au-dessus de pressions de l'ordre de $\sim$0.1 mbar. L'eau stratosphérique de Jupiter aurait ainsi pour origine la chute de la comète SL9 dans l'atmosphère de la géante, en juillet 1994. Mais, des observations ultérieures de la raie de l'eau à 557 GHz, effectuées avec le télescope SWAS, ont montré que leur modélisation par un flux externe d'eau dû aux IDP était convenable (Bergin et al., 2000). Il faut rappeler que Lellouch et al. (2002) ne sont pas parvenus à reproduire à la fois les raies observées par ISO et les observations faites avec le télescope SWAS. Étant donné ces résultats, parfois contradictoires, des observations de la raie de l'eau à 557 GHz ont été effectuées avec le télescope spatial Odin. J'ai obtenu des résultats à l'aide d'un modèle photochimique 1D et dépendant du temps de l'atmosphère de Jupiter (Cavalié et al., 2008b), et c'est ainsi que le profil vertical du rapport de mélange de l'eau a pu être testé à l'époque de chacune des observations. L'analyse du spectre obtenu en 2002, menée en parallèle avec une ré-analyse des observations faites avec SWAS (en 1999 et 2001), a permis de montrer que l'hypothèse d'un apport de l'eau par SL9 est plus probable qu'un apport par un flux externe dû aux IDP.

Enfin, le quatrième et dernier chapitre de cette partie traitait du prochain lancement du télescope spatial Herschel, de l'Agence Spatiale Européenne. Cet instrument pourra observer le ciel dans l'infrarouge lointain. En ce qui concerne la science liée aux planètes du Système solaire, ce télescope a pour objectif premier d'observer et de cartographier l'eau et les composés liés chimiquement à cette espèce. Les corps qui seront observés sont Mars, les planètes géantes et Titan ainsi que les comètes. Les trois instruments de bord seront utilisés : HIFI, PACS et SPIRE. J'ai participé à la détermination des temps d'intégration nécessaires pour déterminer des profils verticaux de l'eau dans les atmosphères des planètes géantes, avec les instruments HIFI et PACS. Il faudra atteindre des rapports signal-sur-bruit de $\sim$100 pour contraindre l'origine des composés oxygénés dans les atmosphères des planètes géantes. Dans le cas de Jupiter et de Saturne, la résolution spatiale sera suffisante pour procéder à une cartographie latitudinale, pour confirmer l'origine cométaire (par la chute de SL9) de l'eau dans la stratosphère de Jupiter et pour tester l'hypothèse d'un apport par les anneaux et/ou satellites glacés dans la stratosphère de Saturne. J'ai la responsabilité de l'analyse de ces observations.

A&A 484, 555–561 (2008)
DOI: 10.1051/0004-6361:20079170
© ESO 2008

Astronomy & Astrophysics

Observations of CO on Saturn and Uranus at millimeter wavelengths: new upper limit determinations

T. Cavalié[1], F. Billebaud[1], T. Fouchet[2], E. Lellouch[2], J. Brillet[1], and M. Dobrijevic[1]

[1] Université Bordeaux I, CNRS, Observatoire Aquitain des Sciences de l'Univers, Laboratoire d'Astrophysique de Bordeaux, 2 rue de l'Observatoire, BP 89, 33270 Floirac, France
e-mail: cavalie@obs.u-bordeaux1.fr
[2] Observatoire de Paris-Meudon, Laboratoire d'Études Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique, France

Received 30 November 2007 / Accepted 1 March 2008

ABSTRACT

Aims. We observed Saturn and Uranus at CO millimetric line wavelengths in order to better constrain the origin of CO in the atmospheres of these planets. CO sources can be either of internal or of external origin.
Methods. We recorded broad multi-band spectra of Saturn and Uranus at the frequencies of the $J = 1 \rightarrow 0$ and $J = 2 \rightarrow 1$ CO lines.
Results. As we do not detect any CO line in the spectra, we derive new upper limits of the abundance of CO in the atmospheres of Saturn and Uranus. The value we obtain for Saturn (6.3×10^{-8}, restricted to the stratosphere) is larger than the value of the CO mixing ratio in the external origin model used. New observations with higher sensitivity and/or longer observing time should enable us to determine the CO external source strength. The upper limit we derive on Uranus is slightly lower (2.7×10^{-8}, restricted to the stratosphere) than the value derived from an early observation of CO on Uranus, at infrared wavelength. As the fluorescence model used then did not take scattering effects into account, we suggest that the value could be overestimated.

Key words. planets and satellites: individual: Saturn, Uranus – radio lines: solar system

1. Introduction

Water and carbon dioxide have been detected in the stratospheres of the four giant planets and Titan (Feuchtgruber et al. 1997, 1999; Coustenis et al. 1998; Burgdorf et al. 2006). The presence of these condensable species above the tropopause cold trap (except CO_2, which does not condense on Jupiter and Saturn) implies the presence of an external supply of oxygen. Different possible sources have been proposed: infall of interplanetary dust particles (IDPs), sputtering from the planetary rings and icy satellites, or massive impacts of kilometer-sized comets or asteroids (Moses et al. 2000).

Different techniques can be used to discriminate between these various sources. First, the spatial distribution (altitude and latitude) of oxygenated compounds can trace localized inputs. Lellouch et al. (2002) showed that the water in Jupiter is restricted to pressure levels higher than the 0.5-mbar level and that CO_2 is enhanced in the southern hemisphere: both species must then originate from localized, recent events: the Shoemaker Levy 9 (SL9) impacts. A recent analysis of submillimeter spectra of Odin and SWAS (Submillimeter Wave Astronomy Satellite) space telescopes seems to confirm the cometary origin of the stratospheric water on Jupiter (Cavalié et al. 2008). A second possibility is to determine which chemical species, water or a species with a C–O bond (CO, CO_2, ...), is the main oxygen carrier to the stratospheres of the giant planets. From observations in the millimetric range or at 5-μm, Bézard et al. (2002) and Lellouch et al. (2002, 2005) have measured the CO abundance in the stratospheres of Jupiter and Neptune, and demonstrated that the ratios of the CO to the H_2O deposition rates are larger than 30 and can be as large as 200. These large CO/H_2O ratios strongly favor large impacts as the main source of oxygen in the stratospheres of Jupiter and Neptune, as shown by SL9 (Lellouch 1996; Moses 1996; Moses et al. 2000).

In between, the situation of Saturn and Uranus is still unclear, because the CO mixing ratio in the stratospheres of these planets is still unknown or uncertain, and also since the CO origin cannot definitely be attributed to an external flux. Indeed, an internal source of CO also exists in giant planets in the form of convective transport from the deep warm atmosphere where the equilibrium CO abundance is higher than in the shallow atmosphere. This internal source is observed on Jupiter and Neptune (Bézard et al. 2002; Lellouch et al. 2005). Its measurement could be very useful to constrain the O/H ratio and the convective activity in the giant planet deep interiors (Bézard et al. 2002).

On Saturn, CO has been detected from 5-μm spectroscopy at a level of 1 ppb (if uniformly mixed) by Noll & Larson (1991) but the authors were not able to independently measure the stratospheric and tropospheric mixing ratios. Therefore it is not possible to reliably estimate the relative contributions of the external and internal flux. Later, Rosenqvist et al. (1992) could only derive an upper limit of 1×10^{-7} from their observations at millimeter wavelengths. On Uranus, CO has been detected at 5-μm (Encrenaz et al. 2004) from fluorescent emission. These authors derived a stratospheric mixing ratio of 3×10^{-8} but within an uncertainty of a factor of two. In the troposphere, they derived an upper limit of 2×10^{-8}. The latter improved the previous upper limits from Marten et al. (1993) and Encrenaz et al. (1996), which were $\sim 3 \times 10^{-8}$ and 5×10^{-7} respectively. The large error bars in Encrenaz et al. (2004) did not allow the authors to distinguish the external from the internal flux. For Uranus again, the CO/H_2O deposition rate ratio could not be measured, and the origin of the external oxygen remains

unconstrained. We present new observations to help constrain the abundance of CO in the atmospheres of Saturn and Uranus.

Our observations are described in Sect. 2. The radiative transfer model is presented in Sect. 3 and we show our results in Sect. 4. Discussion and conclusions are given in Sect. 5.

2. Observations

We observed Saturn and Uranus on 16–18 September 2006 with the Institut de RadioAstronomie Millimétrique (IRAM) 30-m telescope, at Pico Veleta, Spain. The angular sizes of the planets were 16.6 arcsec for Saturn and 3.7 arcsec for Uranus. The Sub-Earth Point latitudes were respectively −14.3° and −5.25° for Saturn and Uranus.

We simultaneously used two receivers (A and B) which share two backends at 1 and 3-mm wavelength in order to observe the CO $J = 1 \rightarrow 0$ and $J = 2 \rightarrow 1$ lines at 115.271 GHz and 230.538 GHz. Each receiver covers a bandwidth of 512 MHz at 115 GHz and 1024 MHz at 230 GHz. Both receiver spectral resolutions were set at 1 MHz. The receivers were operated in a single side band mode. The side band rejection was 0.001 at 115 GHz and 0.01 at 230 GHz. The wobbler switching technique was used and the wobbler frequency was set to 0.5 Hz. System temperatures ranged from 320 K to 430 K during the first night (from 380 K to 500 K during the second night) on the 1-mm band and from 250 K to 420 K during the first night (from 260 K to 400 K during the second night) on the 3-mm band. The zenithal atmospheric opacity value was about 0.15–0.20 at 115 GHz and 0.25–0.30 at 230 GHz. A large absorption feature appears at 231.280 GHz on Uranus and Saturn spectra (see Figs. 1 and 2). This line is the terrestrial ozone line.

On Saturn and Uranus, the expected CO tropospheric/low stratospheric absorptions are broad; they cover several GHz in frequency. This is the reason why we adopted the observation technique that is described in Lellouch et al. (2005) to observe these lines. This technique consists of using both receivers A and B in parallel in order to cover the widest band available: by taking an overlap of 1/4 of the bands (128 MHz at 115 GHz and 256 MHz at 230 GHz), it is possible to cover 896 MHz and 1792 MHz for one single tuning at the CO(1–0) and CO(2–1) frequencies. For Saturn and Uranus, we covered 1280 MHz at 115 GHz and 4096 MHz at 230 GHz (see Figs. 1 and 2). All the tunings were observed from 1/2 h to 1 h in a cyclic scheme.

At 115 GHz, 3 contiguous spectra were obtained, while we observed 5 spectral bands around 230 GHz. The intense terrestrial O_2 atmospheric absorption around 118.750 GHz prevents ground-based observations rightwards of 115.5 GHz. This is the reason why we only have 3 bands at 115 GHz, respectively centered around 115.271 GHz, 114.887 GHz and 114.503 GHz. The 115 GHz spectrum was not probed over 115.5 GHz.

Once all the observations were carried out, the individual spectra were connected. As two contiguous spectra generally did not have the same continuum level, we averaged the spectra in their overlap part and rescaled them one to another. So, all the spectra have been rescaled according to the continuum of the first spectrum of each band. The final spectrum frequency ranges are 114.263–115.511 GHz and 228.504–232.568 GHz. Finally, the spectra were reduced as for classical spectra. After removing a polynomial baseline of maximum degree 3, we removed the ripples with the greatest amplitude with a FFT procedure. The ripple frequencies that were removed were the ones present on each spectrum (at 115 GHz and 230 GHz, for Saturn and Uranus). As we performed no absolute calibration, the lines

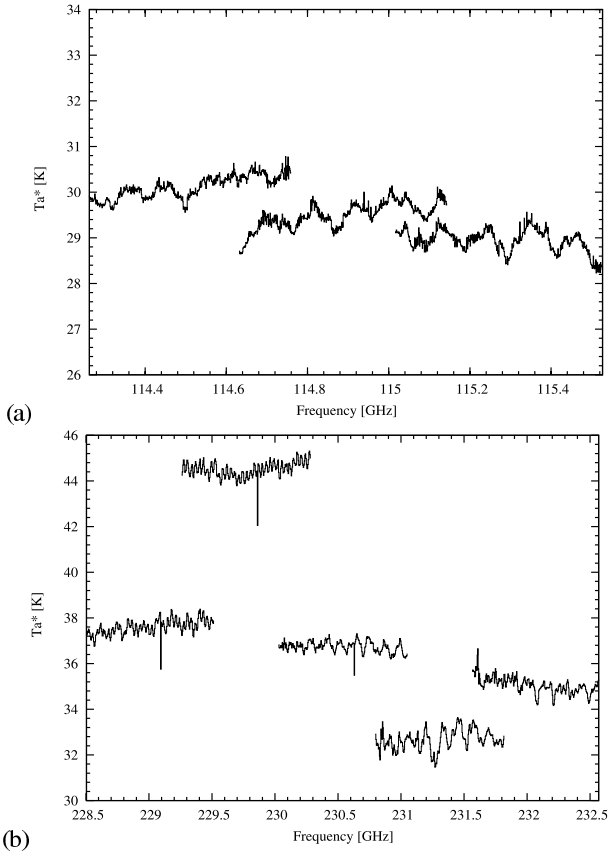


Fig. 1. Spectra of Saturn at **a)** 115 GHz and **b)** 230 GHz in the antenna temperature scale. Receiver A has a corrupt channel. It can be seen in the middle of the first three lowest frequency bands at 230 GHz. This channel is removed before reducing the spectra. The terrestrial ozone absorption band can be seen at 231.280 GHz. This feature is not taken into account when computing the spectrum noise level.

were interpreted in terms of line to continuum ratios. All the lines were smoothed to a 16 MHz spectral resolution in order to reduce the noise level. The 3-σ levels we obtain, depending on the continuum value, are shonw in Table 1. The best 3-σ level we obtain are for the CO(2–1) line at 230 GHz either on Saturn or Uranus, after converting the antenna temperature noise level intensity of each spectrum into a brightness temperature noise level intensity.

3. Radiative transfer

We modeled the observed millimetric radiation with a line-by-line non-scattering radiative transfer model. We computed synthetic spectra in the wavelength ranges of the CO(1–0) and (2–1) lines. The program respects the approximate spherical geometry of the planets (except the rings on Saturn) so that planetary disk and limb contributions were taken into account. We assumed a uniform distribution of all opacity sources and, for simplicity, we adopted mean thermal profiles for both planets since our beam size is comparable to or larger than the planetary disks. Thus, the total opacity on a line of sight only depends on the total thickness of the atmosphere on this line of sight. Therefore, we have a symmetry, in terms of opacity sources and temperature distributions, around the central point of the disk. This is why we only computed synthetic spectra for a given number of points located on the planetary disk

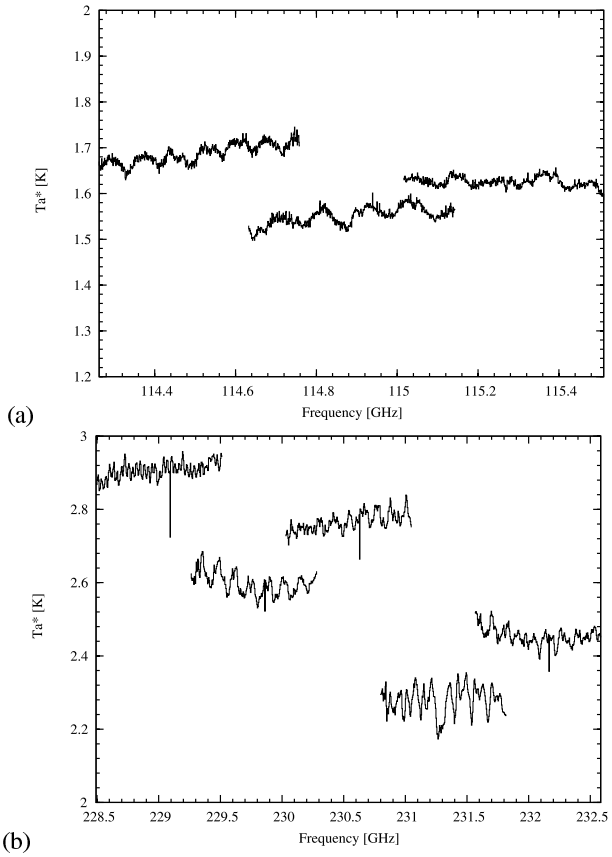


Fig. 2. Spectra of Uranus at **c)** 115 GHz and **d)** 230 GHz. Same caption as Fig. 1.

Table 1. Continuum and 3-σ noise level in the antenna temperature scale on the CO(1–0) and CO(2–1) spectral bands.

	115 GHz		230 GHz	
T_a^*	continuum	3-σ	continuum	3-σ
Saturn	30.1 K	213 mK	37.5 K	420 mK
Uranus	1.65 K	9 mK	2.9 K	33 mK

radius. Assuming local thermal equilibrium, the specific intensity I_ν $\left[\mathrm{W\,m^{-2}\,sr^{-1}\,Hz^{-1}}\right]$ along a given line of sight is:

$$I_\nu = \int_0^{\tau_\nu(\infty)} B_\nu(T(z))\mathrm{e}^{-\tau_\nu}\mathrm{d}\tau_\nu. \quad (1)$$

The parameter τ_ν is the optical depth, $B_\nu(T)$ is the Planck function and $T(z)$ is the atmospheric vertical thermal profile. The thermal profiles we used come, from Ollivier et al. (2000) for Saturn and from Lindal (1992) for the troposphere and Orton et al. (1987) for the stratosphere for Uranus (see Fig. 3). Continuum opacity is dominated by H_2-He-CH_4 collision-induced absorption (Borysow et al. 1985; Borysow & Frommhold 1986; Borysow et al. 1988). Following Moreno (1998), the opacity due to the far wings of ammonia and phosphine lines is also included (only NH_3 in the case of Uranus). We used the Davis et al. (1996) ammonia and Fletcher et al. (2007) phosphine mixing ratio vertical profiles for Saturn. The mixing ratio profile of ammonia on Uranus is in agreement with Hofstadter & Muhleman (1989) measurements (q_{NH_3} = 7.8 × 10^{-7} below the condensation level).

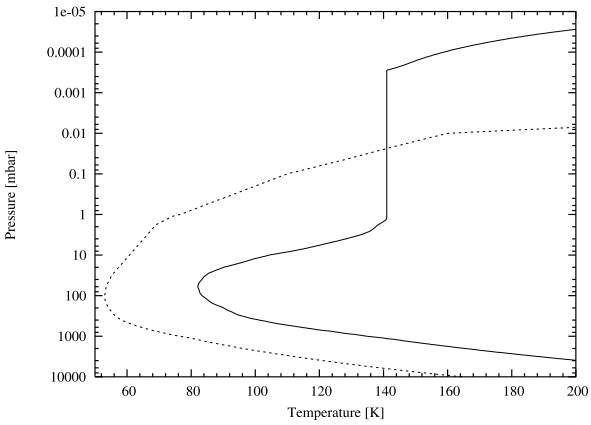


Fig. 3. Thermal profiles of Saturn (solid line) and Uranus (dashed line).

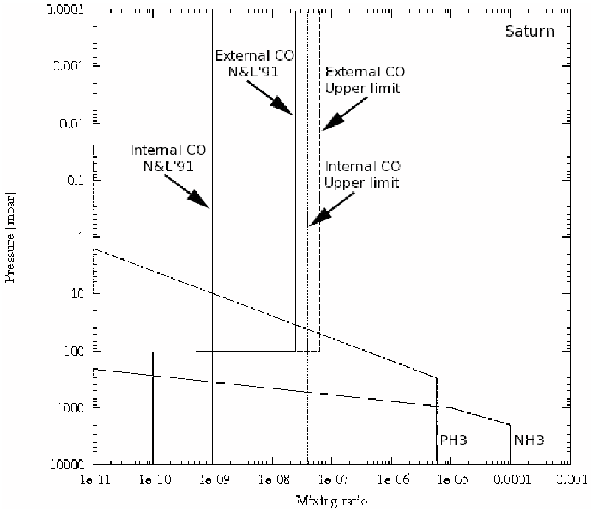


Fig. 4. Ammonia, phosphine and carbon monoxide mixing ratio vertical profiles on Saturn, all in solid lines. The internal and external source of CO models come from Noll & Larson (1991) (N&L'91 on the plot). The upper limits we have derived for the internal source (dotted lines) and for the external source (dashed lines) are also displayed.

We tested the CO mixing ratio vertical profiles inferred by Noll & Larson (1991) for the atmosphere of Saturn. The first one is based on an internal source of CO (1 ppb, constant with altitude), while the other is the signature of an external supply of CO (2.5×10^{-8} in the stratosphere and 10^{-10} in the troposphere). For Uranus, the CO lines were computed from the Encrenaz et al. (2004) models. The authors tentatively favored an external origin for CO (3×10^{-8} above the 100 mbar level) and set an upper limit on the magnitude of a tropospheric source (vertical profile with 2×10^{-8} constant with altitude). Our 3-σ mixing ratio values are discussed in Sect. 4. All these profiles are shown in Figs. 4 and 5.

Spectroscopic parameters for NH_3, PH_3 and CO were taken from Pickett et al. (1998). The line widths are determined by the collisional line widths for H_2 and He broadening. The broadening γ and temperature dependence exponent n values we took for NH_3, PH_3 and CO are summarized in Table 2. All lines, except the NH_3 ones, are assumed to be Voigt-shaped. Following Moreno (1998), we take a modified Van Vleck and Weisskopf line profile for ammonia.

We performed our analysis in terms of line to continuum ratios. We compared our continuum model to previously

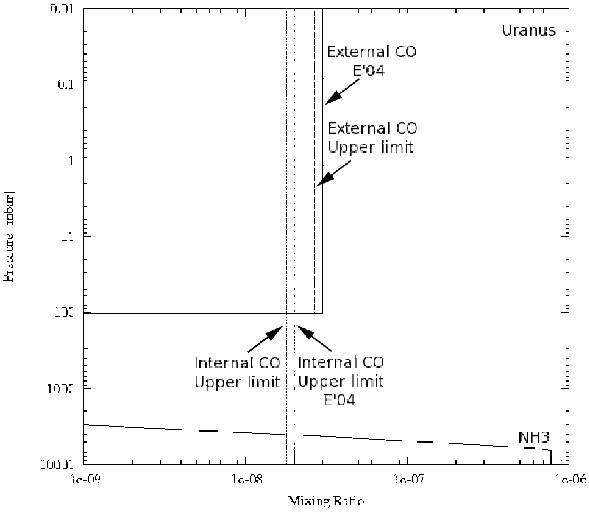


Fig. 5. Ammonia and carbon monoxide mixing ratio vertical profiles on Uranus, all in solid lines. Both CO internal (upper limit) and external (best fit model) origin profiles come from Encrenaz et al. (2004) (E'04 on the plot). Our upper limits are plotted in dotted lines for the internal source and in dashed lines for the external source.

Table 2. Collisional line width γ [cm^{-1} atm^{-1}] (at 300 K) and temperature dependence factor n for NH_3, PH_3 and CO with H_2 and He and for Saturn and Uranus (a blank space means that no data is available).

γ	H_2	He	Saturn	Uranus
NH_3	0.069		0.069	0.069
PH_3 (1–0)	0.1078	0.0618	0.1011	0.1003
PH_3 (2–1)	0.1064	0.0606	0.0997	0.0990
CO (1–0)	0.0749	0.0479	0.0709	0.0696
CO (2–1)	0.0715	0.0468	0.0679	0.0666
n	H_2	He	Saturn	Uranus
NH_3	0.67		0.67	0.67
PH_3	0.73	0.30	0.67	0.66
CO (1–0) & (2–1)			0.60	0.60

References: Berge & Gulkis (1976) and Brown & Peterson (1994) for NH_3, Lévy et al. (1993) and Lévy et al. (1994) for PH_3 and Draegert & Dudley (1968), Varanasi (1988), Beaky et al. (1996) and Weisstein & Serabyn (1996) for CO.

published observations. On Saturn, the continuum disk brightness temperature of our model is 141.6 K at 115 GHz and 140.0 K at 230 GHz. These numbers are consistent with Klein et al. (1978) (~140 ± 15 K at 115 GHz and ~135 ± 11 K at 230 GHz). The good match of our continuum model to observations is confirmed with the Ulich (1981) data. The author reports a disk brightness temperature of 150 ± 7 K at 86 GHz and 164 ± 12 K at 142 GHz. As noted by the author, the observations at 142 GHz were carried out with a high inclination of the rings, increasing the apparent brightness temperature of the disk. With our model, we obtain 141.2 K at 86 GHz and 141.6 K at 142 GHz. At 310 GHz, our model gives 137.7 K, in agreement with Hildebrand et al. (1985). The disk brightness temperature we model for Uranus is 94.8 K at 200 GHz and 91.5 K at 230 GHz, consistent with Encrenaz et al. (1996) (T_B = 97.4 K at 200 GHz) and Orton et al. (1986) (T_B = 93.7 ± 3.0 K at 230 GHz).

Giant planets have rapid rotation periods. This induces a smearing of the lines which is linked to the rotation period and radius of the planets (see Table 3). Indeed, the radiation emitted along a line of sight are Doppler shifted because of the projected

Table 3. Saturn and Uranus physical characteristics (Lindal 1992; Conrath et al. 1987; Conrath & Gautier 2000; de Graauw et al. 1997; Baines et al. 1995).

	Saturn	Uranus
Rotation period	10.2 h	17.9 h
Equatorial radius	60 268 km	25 559 km
Polar radius	54 364 km	24 973 km
H_2 molar fraction	0.8606	0.8320
He molar fraction	0.135	0.152
CH_4 molar fraction	4.4×10^{-3}	1.6×10^{-4}

velocity of the rotating gas. The smearing effect is maximum when the Sub-Earth Point latitude is close to 0°. To take this into account, the planetary disk was partitioned into a regular square grid. On each point of the grid, a synthetic spectrum is calculated by interpolating the spectra that were computed on a planetary disk radius. The spectra of the grid are then shifted in frequency, according to their location, and averaged with appropriate weights by taking the antenna pattern (2D Gaussian function) into account (Bergin et al. 2000; Lellouch et al. 2002). Although the CO lines are formed in the lower stratosphere, the lines appear to be in absorption, because the temperature where the line is formed is lower than the tropospheric continuum temperature. According to our model, we do not expect any observable stratospheric emission peak in the line core at 115 GHz and 230 GHz, unlike lines at higher frequencies (Cavalié et al. 2007). Because the lines are formed at high pressure levels, the CO lines are broad (Encrenaz et al. 1996). Thus, the smearing was found to have only a small effect on the final spectrum compared to the line width.

The rings of Saturn are sources of flux emission/absorption at millimeter wavelength (Dunn et al. 2005; de Pater & Dickel 1991). With a Sub-Earth Point latitude of −14.3° at the time of the observations, the rings hide ~10% of the northern part of the disk and add their own flux. This is why we pointed the telescope towards the planet between the southern limb and the rings. The contribution of the rings cannot be neglected when analysing submillimeter and infrared data. But Melnick et al. (1983) and de Pater & Dickel (1991) show that the brightness temperature of the rings (~20–30 K) is well below the temperature of the disk at 1-mm and 3-mm (~140 K). So the flux added by the ring contribution is not very important at these wavelengths. Therefore, we do not include the effect of the rings in our analysis. Moreover, as we do not analyse the data in terms of absolute intensities, we assume that the attenuation of the flux of the disk due to the rings does not change the result. Nevertheless, we pointed the telescope towards the mid-point of a segment going from the inner ring to the southern limb in order to have the maximum flux coming from the planet. This shift of the pointing on the planetary disk was taken into account when modeling the emission of the planet.

4. Analysis

The CO(1–0) and (2–1) lines are the weakest CO lines below 1000 GHz. Indeed, the tropopause temperature on Saturn and Uranus are 82 K and 53 K respectively, so that the population density of the energy levels peaks for higher frequency lines. However, the atmospheric opacity is lower at 115 GHz and 230 GHz than for higher frequencies. The best compromise at such low frequencies is reached at 230 GHz. This is why the upper limits come from the 230 GHz observation analysis. As a consequence of the broad width of the CO lines, we do not exactly reach the continuum in the 230 GHz spectrum of Saturn.

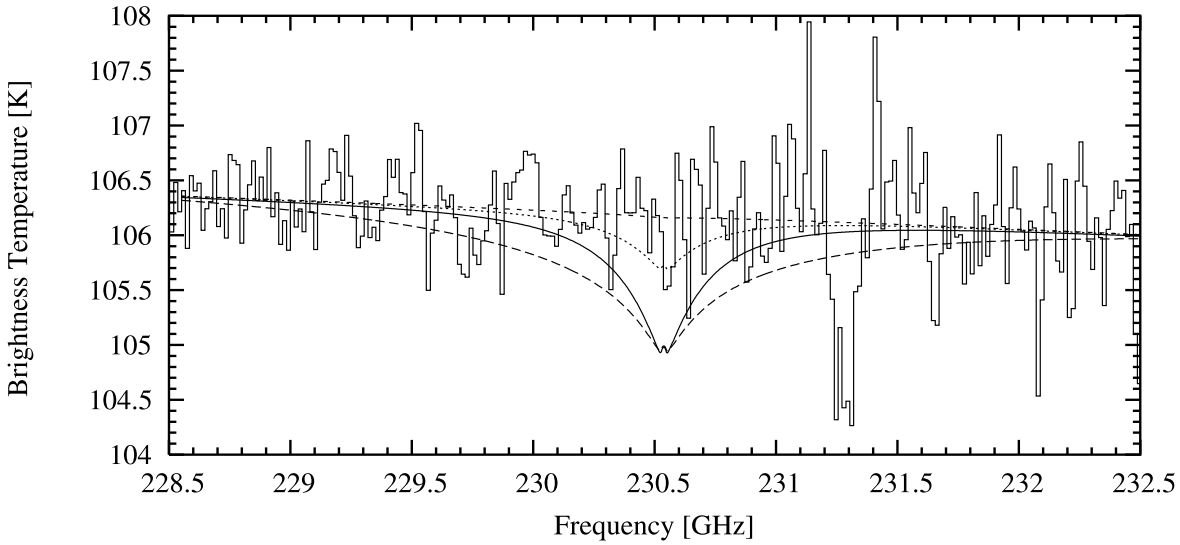


Fig. 6. Observed ^{12}CO (2−1) spectra on Saturn. The total bandwidth is 4 GHz and the spectral resolution is 16 MHz. The spectra resulting from the upper limits we derived are plotted as follows: our 3-σ upper limit of 6.3×10^{-8} in the stratosphere (external source of CO) in solid line and our 3-σ upper limit of 3.9×10^{-8} constant with altitude (internal source of CO) in long-dashed lines. The internal source of CO model (short-dashed lines) as well as the external source of CO (dotted lines) taken from Noll & Larson (1991) are also plotted for comparison with our upper limits. The absorption feature at 231.280 GHz is the terrestrial O_3 line.

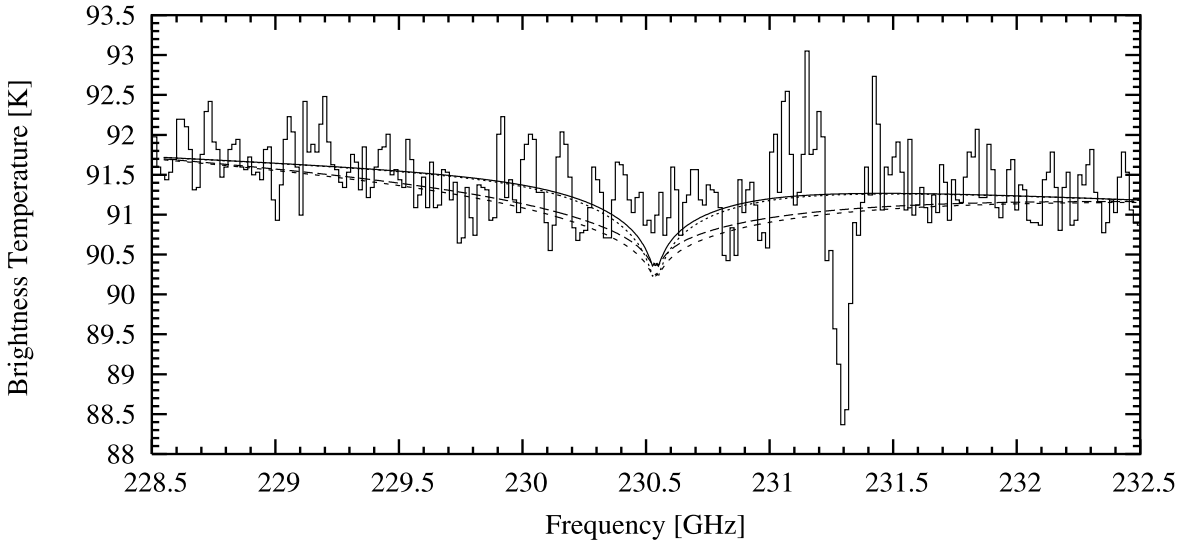


Fig. 7. Observed ^{12}CO (2−1) spectra on Uranus. The total bandwidth is 4 GHz and the spectral resolution is 16 MHz. The short-dashed lines correspond to the upper limit determined by Encrenaz et al. (2004) for a CO mixing ratio constant with altitude ($q_{CO} = 2 \times 10^{-8}$). The external source of CO model (dotted lines) is the Encrenaz et al. (2004) best fit model ($q_{CO} = 3 \times 10^{-8}$ restricted to the stratosphere). Our 3-σ upper limits are plotted in solid line ($q_{CO} = 2.7 \times 10^{-8}$, restricted to the stratosphere) and in long-dashed lines ($q_{CO} = 1.8 \times 10^{-8}$, constant with altitude). The absorption feature at 231.280 GHz is the terrestrial O_3 line.

Hence, the low frequency edges of the synthetic spectra have been rescaled to match the edge of the 3-σ model.

None of the CO lines we targeted were detected on Saturn or Uranus. From the 230 GHz observations of Saturn analysis, we derive a CO mixing ratio 3-σ upper limit of 3.9×10^{-8} for a constant mixing ratio of CO with altitude. This is an improvement by a factor of 3 compared to the Rosenqvist et al. (1992) measurement. However, this limit is well above the 1 ppb level of the internal origin model of Noll & Larson (1991). If the bulk of CO is restricted to the stratosphere, then we derive an upper limit for the CO mixing ratio of 6.3×10^{-8}. Once again this value is above the Noll & Larson (1991) value in the stratosphere (2.5×10^{-8}), but only slightly. All the spectra discussed above are displayed in Fig. 6.

The observations of Uranus at 230 GHz (see Fig. 7) led to an upper limit of 1.8×10^{-8} for a mixing ratio constant with altitude (internal origin) and 2.7×10^{-8} if all the CO is in the stratosphere. The first value is consistent with the Encrenaz et al. (2004) upper limit for an internal source and the second one is consistent with the upper limit derived by Marten et al. (1993). However, the latter seems to be in contradiction with the Encrenaz et al. (2004) detection level in the stratosphere, at

face value. However, the authors mention that their fluorescence model could overestimate the CO abundance by at least a factor of 2.

5. Discussion

Observations of CO in the atmospheres of the giant planets are of key importance in order to determine the origin of oxygenated compounds that are present in their atmospheres. CO was first detected in the atmosphere of Saturn in 1985–1986. Noll et al. (1986) could not distinguish between an internal (q_{CO} = 1 ppb constant with altitude) and an external (q_{CO} = 2.5 × 10^{-8} restricted to the stratosphere) supply of atmospheric CO. From their 1990–2230 cm^{-1} high-resolution spectrum, Noll & Larson (1991) detected thirteen CO lines but were unable to firmly conclude on an internal origin, even if one of the lines favored an internal origin. From photochemical modeling, Moses et al. (2000) also could not distinguish between the origin scenarios, although both an internal and an external origin was favored as the simplest method to explain all the CO, CO_2 and H_2O observations. In their photochemical model of the atmosphere of Saturn, Ollivier et al. (2000) proposed a cometary-like composition for the oxygen external flux. This scenario cannot provide enough CO in the stratosphere of Saturn, so Ollivier et al. (2000) tentatively inferred that CO was mixed upward from the deep interior levels. Contrary to Ollivier et al. (2000), Moses et al. (2000) could not reproduce the CO_2 and H_2O data from ISO (Infrared space Observatory) with an influx of water alone and required some external influx of carbon-oxygen bonded species. The 3-σ upper limit of 3.9 × 10^{-8}, restricted to the stratosphere found here still cannot reject the external origin model from Noll & Larson (1991). It also cannot reject the external source model of Moses et al. (2000), where the CO mixing ratio increases with altitude and becomes greater than our upper limit between 10^{-1} and 10^{-5} mbar. Because the atmospheric layers above 10^{-1}–10^{-2} mbar do not contribute to the radiation at these wavelengths, the line is not sensitive to an increase of the CO mixing ratio in this part of the stratosphere. New observations with higher sensitivity and/or more observing time would be needed at this frequency (230 GHz) to reach the 2.5 × 10^{-8} level.

The weakness of the internal heat source in Uranus may be the cause of the limited convection in the deep interior of the planet (Hunten 1978; Wallace 1980), implying a lack of disequilibrium species, like CO, in its troposphere. Moreover, the quasi-isothermal structure of Uranus in the 1-mbar to 1-bar pressure range does not favor spectroscopic detection of minor constituents. The first attempts to detect CO at millimetric wavelengths led to upper limits on the mid-atmospheric (10-mbar) CO mixing ratio (4 × 10^{-8}, Rosenqvist et al. 1992; 3 × 10^{-8}, Marten et al. 1993). From CSO-FTS observations, Encrenaz et al. (1996) inferred an upper limit for the tropospheric content of CO (5 × 10^{-7}). The fluorescence of CO was detected in the atmosphere of Uranus by Encrenaz et al. (2004). Their atmospheric model suggests that the CO mixing ratio is greater in the stratosphere (3 × 10^{-8} if all CO is restricted to the stratosphere) than in the troposphere (upper limit: 2 × 10^{-8}). However, we did not detect the CO (2–1) line and a noise level analysis led to a 1.8 × 10^{-8} upper limit if the CO mixing ratio is constant with altitude (internal origin) and 2.7 × 10^{-8}, if restricted to the stratosphere (external origin). Our upper limit for the internal origin is consistent with the one derived by Encrenaz et al. (2004). However, our external origin upper limit is slightly lower than the Encrenaz et al. (2004) detection level. But, their model did not take scattering by cloud particles into account. Therefore, the authors conclude that their values could be overestimated by at least a factor of 2. Thus, we suggest that Encrenaz et al. (2004) could have overestimated their measured value of the CO mixing ratio in the stratosphere (external origin model) of Uranus and that scattering has a non negligible effect on the spectrum of Uranus at 4.7-μm. From our observations, there is no evidence of an external origin of CO. This molecule could be a good candidate for the production of the observed CO_2 (Burgdorf et al. 2006). Even if CO is not detected in our observations, the level of our upper limits does not imply that we should reconsider the possibility of production of CO_2 from CO, since CO_2 was detected at the (4.0 ± 0.5) × 10^{-11} level. A complete photochemical model of Uranus, which takes chemical uncertainties into account (Hébrard et al. 2007; Hébrard et al. 2006; Dobrijevic et al. 2003) should be developed in order to test several hypothese for the supply of H_2O, CO_2 and CO in order to understand their chemistry and to model the observed abundances of these species.

6. Conclusion

Although this attempt to detect CO in the atmospheres of Saturn and Uranus has failed, new upper limits have been derived. Our upper limit on a CO internal source in the atmosphere of Saturn (3.9 × 10^{-8}, constant with altitude) is better than the previously published one (Rosenqvist et al. 1992) by a factor of 3. This upper limit on the internal source is far from the 1 ppb detection level of Noll & Larson (1991) and the upper limit we derived on the external source (6.3 × 10^{-8}, restricted to the stratosphere) is greater than the stratospheric abundance of CO in the external origin model of Noll & Larson (1991) (2.5 × 10^{-8}) by a factor of 2.5. New observations with higher sensitivity and/or more observing time should permit a derivation of the magnitude of the CO external source on Saturn. Our non-detection of CO at the 1.8 × 10^{-8} level in the atmosphere of Uranus is consistent with the latest published upper limit on an internal source of CO (2 × 10^{-8}, Encrenaz et al. 2004). Moreover, the upper limit we derived on the magnitude of an external source (2.7 × 10^{-8}, restricted to the stratosphere) is below the detection level of Encrenaz et al. (2004). However, our measurement is not incompatible with the result of Encrenaz et al. (2004) (3 × 10^{-8}, restricted to the stratosphere). Their fluorescence model did not take scattering effects by cloud particles into account. As a consequence, the mixing ratio they derived could have been overestimated. According to the authors, the uncertainty on their result could be at least a factor of 2. Moreover, our new upper limits add new constraints on the possible temporal variability of the abundance of CO in the atmospheres of these planets.

From our observations, it is still impossible to conclude on the strength of the external flux of oxygen in the atmosphere of Saturn and Uranus. This question could be answered by observing at higher frequency where the lines are stronger. Such observations would still need several hours of integration because of the sky opacity, which is higher at such frequencies. Such observations would be focused on the stratospheric narrow emission peak in order to derive the stratospheric CO abundance but could also be performed over a wide frequency range (Lellouch et al. 2005; Hesman et al. 2007). CO observations with the Herschel Space Observatory would also be very valuable with regard to its foreseen outstanding capability to detect faint lines in short integration times. Such observations should focus on the lines that have the strongest predicted line strength (good signal to noise ratio in a relatively short integration time) and for which

observations are independent of the ammonia and phosphine abundances (Cavalié et al. 2007).

Acknowledgements. IRAM is supported by INSU/CNRS (France), MPG (Germany) and IGN (Spain).

References

Baines, K. H., Mickelson, M. E., Larson, L. E., & Ferguson, D. W. 1995, Icarus, 114, 328
Beaky, M. M., Goyette, T. M., & De Lucia, F. C. 1996, J. Chem. Phys., 105, 3994
Berge, G. L., & Gulkis, S. 1976, Earth-based radio observations of Jupiter: Millimeter to meter wavelengths, ed. T. Gehrels, 621
Bergin, E. A., Lellouch, E., Harwit, M., et al. 2000, ApJ, 539, L147
Bézard, B., Lellouch, E., Strobel, D., Maillard, J.-P., & Drossart, P. 2002, Icarus, 159, 95
Borysow, A., & Frommhold, L. 1986, ApJ, 304, 849
Borysow, J., Trafton, L., Frommhold, L., & Birnbaum, G. 1985, ApJ, 296, 644
Borysow, J., Frommhold, L., & Birnbaum, G. 1988, ApJ, 326, 509
Brown, L. R., & Peterson, D. B. 1994, J. Mol. Spec., 168, 593
Burgdorf, M., Orton, G., van Cleve, J., Meadows, V., & Houck, J. 2006, Icarus, 184, 634
Cavalié, T., Billebaud, F., Lellouch, E., et al. 2007, in Herschel Open time Key Program Workshop, 20–21 Feb. 2007, ESTEC, Noordwick, The Netherlands
Cavalié, T., Billebaud, F., Biver, N., et al. 2008, Planet. Space Sci., submitted
Conrath, B. J., & Gautier, D. 2000, Icarus, 144, 124
Conrath, B., Hanel, R., Gautier, D., Marten, A., & Lindal, G. 1987, J. Geophys. Res., 92, 15003
Coustenis, A., Salama, A., Lellouch, E., et al. 1998, A&A, 336, L85
Davis, G. R., Griffin, M. J., Naylor, D. A., et al. 1996, A&A, 315, L393
de Graauw, T., Feuchtgruber, H., Bezard, B., et al. 1997, A&A, 321, L13
de Pater, I., & Dickel, J. R. 1991, Icarus, 94, 474
Dobrijevic, M., Ollivier, J. L., Billebaud, F., Brillet, J., & Parisot, J. P. 2003, A&A, 398, 335
Draegert, D. A., & Dudley, W. 1968, J. Opt. Soc. Am., 58, 1399
Dunn, D. E., de Pater, I., Wright, M., Hogerheijde, M. R., & Molnar, L. A. 2005, AJ, 129, 1109
Encrenaz, T., Serabyn, E., & Weisstein, E. W. 1996, Icarus, 124, 616
Encrenaz, T., Lellouch, E., Drossart, P., et al. 2004, A&A, 413, L5
Feuchtgruber, H., Lellouch, E., de Graauw, T., et al. 1997, Nature, 389, 159
Feuchtgruber, H., Lellouch, E., Encrenaz, T., et al. 1999, in The Universe as Seen by ISO, ed. P. Cox, & M. Kessler, ESA Special Publication, 427, 133
Fletcher, L. N., Irwin, P. G. J., Teanby, N. A., et al. 2007, Icarus, 189, 457
Hébrard, E., Dobrijevic, M., Bénilan, Y., & Raulin, F. 2006, J. Photochem. Photobiol. C: Photochem. Rev., 7, 211
Hébrard, E., Dobrijevic, M., Bénilan, Y., & Raulin, F. 2007, Planet. Space Sci., 55, 1470
Hesman, B. E., Davis, G. R., Matthews, H. E., & Orton, G. S. 2007, Icarus, 186, 342
Hildebrand, R. H., Loewenstein, R. F., Harper, D. A., et al. 1985, Icarus, 64, 64
Hofstadter, M. D., & Muhleman, D. O. 1989, Icarus, 81, 396
Hunten, D. M. 1978, Nature, 276, 16
Klein, M. J., Janssen, M. A., Gulkis, S., & Olsen, E. T. 1978, Saturn's microwave spectrum: Implications for the atmosphere and the rings, ed. D. M. Hunten, & D. Morrison (NASA conference publ. 2068), 195
Lellouch, E. 1996, in The Collision of Comet Shoemaker-Levy 9 and Jupiter, ed. K. S. Noll, H. A. Weaver, & P. D. Feldman, IAU Colloq., 156, 213
Lellouch, E., Bézard, B., Moses, J. I., et al. 2002, Icarus, 159, 112
Lellouch, E., Moreno, R., & Paubert, G. 2005, A&A, 430, L37
Lévy, A., Lacome, N., & Tarrago, G. 1993, J. Mol. Spec., 157, 172
Lévy, A., Lacome, N., & Tarrago, G. 1994, J. Mol. Spec., 166, 20
Lindal, G. F. 1992, AJ, 103, 967
Marten, A., Gautier, D., Owen, T., et al. 1993, ApJ, 406, 285
Melnick, G., Russell, R. W., Gosnell, T. R., & Harwit, M. 1983, Icarus, 53, 310
Moreno, R. 1998, Ph.D. Thesis, AA (Université Paris VI)
Moses, J. I. 1996, in The Collision of Comet Shoemaker-Levy 9 and Jupiter, ed. K. S. Noll, H. A. Weaver, & P. D. Feldman, IAU Colloq., 156, 243
Moses, J. I., Lellouch, E., Bézard, B., et al. 2000, Icarus, 145, 166
Noll, K. S., & Larson, H. P. 1991, Icarus, 89, 168
Noll, K. S., Knacke, R. F., Geballe, T. R., & Tokunaga, A. T. 1986, ApJ, 309, L91
Ollivier, J. L., Dobrijévic, M., & Parisot, J. P. 2000, Planet. Space Sci., 48, 699
Orton, G. S., Griffin, M. J., Ade, P. A. R., Nolt, I. G., & Radostitz, J. V. 1986, Icarus, 67, 289
Orton, G. S., Baines, K. H., Bergstrahl, J. T., et al. 1987, Icarus, 69, 230
Pickett, H. M., Poynter, I. R. L., Cohen, E. A., et al. 1998, J. Quant. Spectr. Radiat. Transfer, 60, 883
Rosenqvist, J., Lellouch, E., Romani, P. N., Paubert, G., & Encrenaz, T. 1992, ApJ, 392, L99
Ulich, B. L. 1981, AJ, 86, 1619
Varanasi, P. 1988, J. Quant. Spectr. Radiat. Transfer, 39, 13
Wallace, L. 1980, Icarus, 43, 231
Weisstein, E. W., & Serabyn, E. 1996, Icarus, 123, 23

Available online at www.sciencedirect.com
ScienceDirect
Planetary and Space Science 56 (2008) 1573–1584
Planetary and Space Science
www.elsevier.com/locate/pss

Observation of water vapor in the stratosphere of Jupiter with the Odin space telescope

T. Cavalié[a,*], F. Billebaud[a], N. Biver[b], M. Dobrijevic[a], E. Lellouch[b], J. Brillet[a], A. Lecacheux[b], å. Hjalmarson[c], Aa. Sandqvist[d], U. Frisk[e], M. Olberg[c], E.A. Bergin[f], The Odin Team

[a]*CNRS, OASU, LAB, UMR 5804, Université Bordeaux 1, 2, rue de l'Observatoire, BP89, 331270 Floirac, France*
[b]*LESIA, Observatoire de Paris, 92195 Meudon, France*
[c]*Onsala Space Observatory, 43992 Onsala, Sweden*
[d]*Stockholm Observatory, 10691 Stockholm, Sweden*
[e]*Swedish Space Corporation, 17104 Solna, Sweden*
[f]*Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, Cambridge MA 02138, USA*

Received 25 April 2008; accepted 26 April 2008
Available online 10 May 2008

Abstract

The water vapor line at 557 GHz has been observed with the Odin space telescope with a high signal-to-noise ratio and a high spectral resolution on November 8, 2002. The analysis of this observation as well as a re-analysis of previously published observations obtained with the submillimeter wavelength astronomy satellite seem to favor a cometary origin (Shoemaker-Levy 9) for water in the stratosphere of Jupiter, in agreement with the ISO observation results. Our model predicts that the water line should become fainter and broader from 2007. The observation of such a temporal variability would be contradictory with an IDP steady flux, thus supporting the SL9 source hypothesis.
© 2008 Elsevier Ltd. All rights reserved.

Keywords: Jupiter; Atmosphere; Water; Spectroscopy; Odin space telescope

1. Introduction

The Infrared Space Observatory has detected water vapor in the stratospheres of the giant planets (Feuchtgruber et al., 1997, 1999; Lellouch, 1999). The large amount of water measured above the condensation level of vapor (cold trap at the tropopause) implies the presence of an external source of oxygenated compounds (Moses et al., 2000; Lellouch et al., 2002). These compounds could be brought by interplanetary dust particles (IDPs), sputtering from the rings and/or satellites and large cometary impacts. Observations of Jupiter carried out by ISO tend to prove that most of the stratospheric water is due to the Shoemaker-Levy 9 (SL9) comet impacts in July 1994 (Lellouch et al., 2002), whereas Bergin et al. (2000) obtained satisfactory fits to the submillimeter wavelength astronomy satellite (SWAS) data by considering IDP infall, with a constant flux of $2.0 \times 10^6\,cm^{-2}\,s^{-1}$.

The submillimeter satellite Odin was launched in 2001 and obtained a high resolution spectrum of Jupiter's water vapor line ($1_{10}-1_{01}$) at 557 GHz on November 8, 2002. This spectrum is presented in this work as well as a re-analysis of SWAS observations. Spectral analysis combined with the use of our photochemical model (Ollivier et al., 2000), adapted to Jupiter, provides new clues which help understanding the origin of water vapor in the stratosphere of Jupiter.

A description of the observations is given in Section 2. Our photochemical and radiative transfer models are described in Section 3. Our results are presented in Section 4 and the different sources of H_2O are discussed in Section 5.

*Corresponding author. Tel.: +33 5 5777 6123; fax: +33 5 5777 6110.
E-mail addresses: Thibault.Cavalie@obs.u-bordeaux1.fr, thibaultcav@libertysurf.fr (T. Cavalié).

0032-0633/$ - see front matter © 2008 Elsevier Ltd. All rights reserved.
doi:10.1016/j.pss.2008.04.013

2. Observations

The space telescopes SWAS and Odin observed the water vapor 557 GHz line on Jupiter in 1999, 2001 (SWAS) and 2002 (Odin). The resulting brightness temperature spectra have a signal-to-noise ratios of ~17, 10 and 16, respectively, for the 1999, 2001 and 2002 observations. The spectral resolution is about 1 km s^{-1} for the SWAS spectra and 0.6 km s^{-1} for the Odin spectrum.

The SWAS spectra are corrected for the double side band (DSB) response of the instrument. Nevertheless, the SWAS spectra show broad features at 100 km s^{-1} and more, which cannot be reproduced in models. These wings, probably due to instrumental effects as mentioned in Bergin et al. (2000) and Lellouch et al. (2002), cause an uncertainty on the continuum level of the emission. More details on the SWAS 1999 and 2001 observations can be found in Bergin et al. (2000) and Lellouch et al. (2002).

The Odin observations were carried out with the acousto-optical spectrometer (AOS) in a classical position switching mode (Olberg et al., 2003). The receivers are operated in a single side band (SSB) mode. The spectral band is 1 GHz. As Jupiter has a strong continuum emission at this frequency, stationary waves are generated within the instrument, causing ripples on the spectrum (Fig. 1). The subtraction of the ripples is the source of an uncertainty of 10% on the line contrast and some uncertainty on the line wing shape.

As the beam size (3.3 arcmin × 4.5 arcmin for SWAS and 2.1 arcmin for Odin) is larger than the planet size (~35–40 arcsec), all the observed features correspond to the emission of the whole planet. The line width is dominated by the smearing effect because of limb equatorial velocity ~12.6 km s^{-1} of the planet (Bergin et al., 2000). As no absolute calibration has been done for the Odin observations, all results are discussed in terms of line-to-continuum ratios and the Odin/SWAS observed continuum have been rescaled to the brightness temperature scale of our model ($T_B = 128.6$ K).

3. Modeling

We describe, in this section, details of our data analysis procedure that can be summarized in the following way:

- A water vertical profile is simulated from a time-dependent 1D photochemical model. The main parameters that affect this profile are the altitude and the magnitude of water deposition (in the case of a sporadic cometary origin), the magnitude of the water influx (in case of a steady IDP flux) and the eddy diffusion coefficient in the stratosphere.
- A radiative-transfer model computes a synthetic spectrum for each water vapor profile.
- Comparison of observational data and synthetic spectra enables to constrain parameters of the photochemical model.

3.1. Photochemical modeling

We used a time-dependent photochemical model, derived from the model developed for Saturn by Ollivier et al. (2000) and which has been adapted to the case of the atmosphere of Jupiter. For each altitude and each chemical compound i, the code solves the continuity equation

$$dn_i dt = P_i - n_i L_i - \mathrm{div}(\phi_i) \quad (1)$$

where n is the concentration, P the chemical production, L the chemical loss and ϕ the vertical flux. This is a 1D model since only the vertical transport is considered.

The model includes 46 oxygenated compounds and hydrocarbons and 593 reactions (photolysis processes and chemical reactions). Condensation near the tropopause is also considered. The eddy diffusion coefficient profile we took comes from Moses et al. (2005). We chose their nominal eddy profile called "model C" (see Section 5). The influx rates of oxygenated compounds (proportion of H_2O, CO_2 and CO) and H atoms were also taken from Moses et al. (2005).

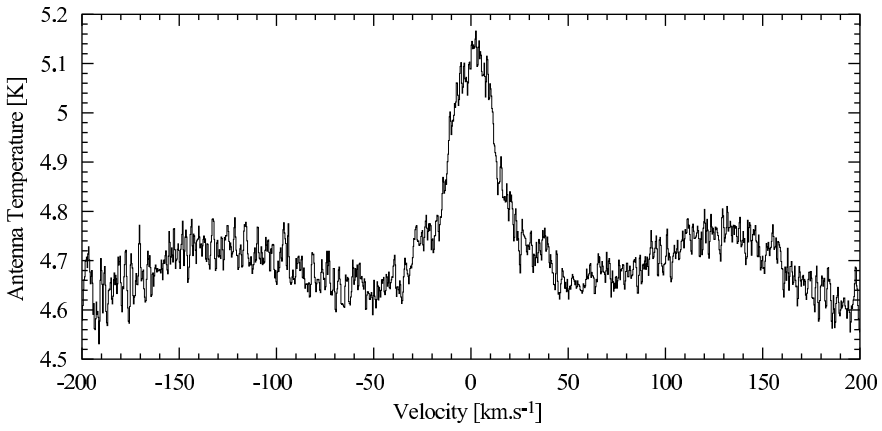


Fig. 1. Odin observations of Jupiter at the H_2O ($1_{10}-1_{01}$) line frequency on November 8, 2002. The observed antenna temperature is displayed as a function of velocity. The signal-to-noise ratio is 16.

Moses et al. (2000) showed that an IDP source is more likely than a ring/satellite source since there is a difference of ~2 orders of magnitude in the estimated fluxes. This is the reason why we chose to compare the results of two models: an IDP source model and a low − IDP + SL9 source model. For the sake of simplicity, the latter model will be called the SL9 model hereafter. The lack of spatial resolution of the observations allowed us to use disk-averaged mixing ratio vertical profiles for water, even if the SL9 impacts were all located in the southern hemisphere. The only input parameter we had to fix to test the IDP source hypothesis is the external flux of infalling water $\Phi^{IDP}_{H_2O}$. In order to test the SL9 source hypothesis, we have built vertical profiles at the time of the impacts (July 1994) and let them evolve with the photochemical model until the time of the observations (September 1999, January 2001 for the SWAS data and November 2002 for the Odin data). The initial water vertical profiles have been built on the base of a low stationary external flux and a sporadic input, due to the comet. The low stationary input flux is modeled via an IDP model with a flux $\Phi^{IDP}_{H_2O} = 4 \times 10^4\,cm^{-2}\,s^{-1}$ (Lellouch et al., 2002). This value is 2 orders of magnitude lower than a pure IDP model (see Section 4). The sporadic input of water due to the impacts was modeled via two parameters: the deposition pressure p_0 and the initial mixing ratio q_0 above the p_0 level (see Lellouch et al., 2002 for more details). For each computation, the value of q_0 was set to a constant value as a function of altitude (above the p_0 level).

Thus, we have two possibilities for the SL9 models. The first one consists of fixing the value of p_0 and adjusting the value of q_0 with the data. In the second case, we fix q_0 and adjust p_0. Some constraints exist on both p_0 and q_0. The most reliable constraint is probably the fact that the deposition level that was observed for CO during the SL9 impacts is 0.2 ± 0.1 mbar (Moreno, 1998). From CO and CS post-impact observations, Lellouch et al. (1995, 1997) and Moreno et al. (2001) derived p_0 levels of 0.3, 0.04–0.2 and 0.1 mbar (respectively). The other constraint lies on the observed column density of water vapor. Lellouch et al. (2002) inferred that the H_2O/CO ratio is equal to 0.07 in mass according to the entire ISO data set, thus fixing the H_2O column density to $(2.0 \pm 0.5) \times 10^{15}\,cm^{-2}$. Such a value lead to the derival of a mixing ratio of water vapor of 6×10^{-8} above the deposition level. An example of an SL9 model profile at the time of the impacts and at the time of the Odin observations is shown in Fig. 2.

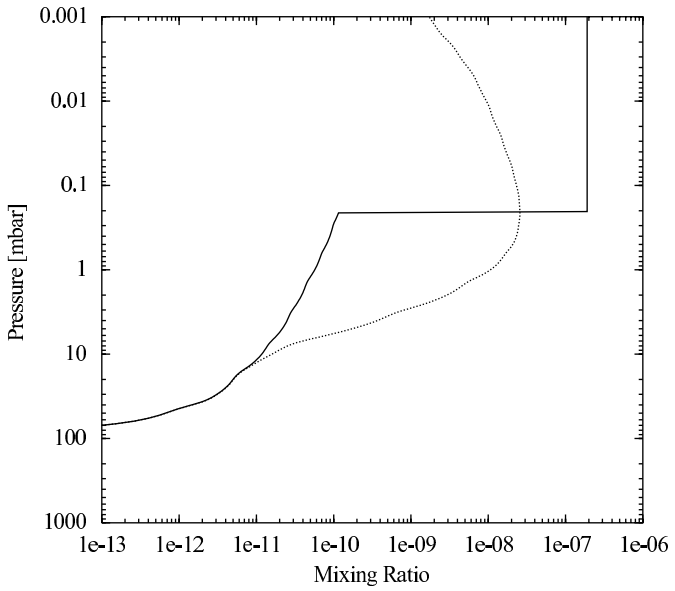


Fig. 2. Example of SL9 source vertical profiles of water at the time of the SL9 impacts (07/1994) in solid line and at the time of the Odin observations (11/2002) in dashed lines. The evolution of water abundance is computed by the photochemical model. The water vapor mixing ratio is displayed as a function of atmospheric pressure. Profiles correspond to a fixed value of $p_0 = 0.2$ mbar, and an adjusted value of $q_0 = 1.9 \times 10^{-7}$.

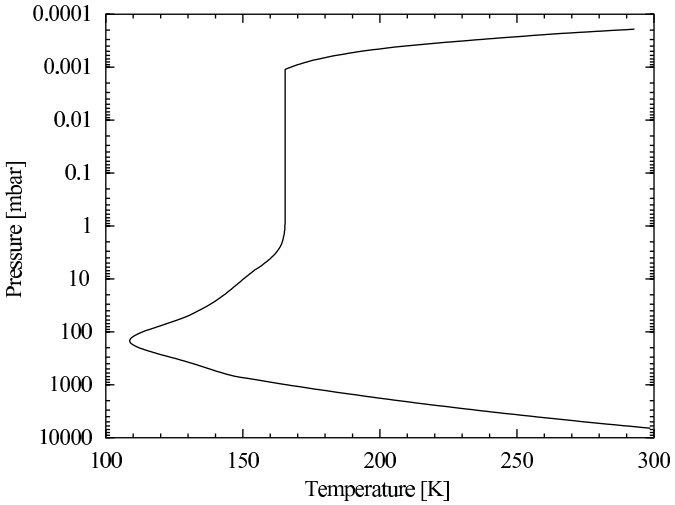


Fig. 3. Disk-averaged thermal profile of the atmosphere of Jupiter. The tropopause temperature is 109 K. The profile is isothermal ($T = 165.4$ K) between 1 and 10^{-3} mbar (Fouchet et al., 2000b).

3.2. Radiative transfer modeling

We modeled the observed submillimeter radiation with a line-by-line non-scattering radiative transfer model. We computed synthetic spectra of the H_2O 557 GHz line. The program represents the approximate spherical geometry of the planet so that planetary disk and limb contributions are taken into account. We assumed an uniform distribution of all other opacity sources and we adopted a mean thermal profile (see Fig. 3) of the atmosphere of Jupiter (Fouchet et al., 2000b) since our beam size is larger than the observed planetary disk. Continuum opacity is dominated by H_2–He–CH_4 collision-induced absorption (Borysow et al., 1985, 1988; Borysow and Frommhold, 1986). Following Moreno (1998), the opacity due to the far wings of ammonia and phosphine lines was also included. We used the Fouchet et al. (2000a) ammonia and phosphine mixing ratio vertical profiles (see Fig. 4). Spectroscopic parameters for NH_3, PH_3 and H_2O were taken from Pickett et al. (1998). The line widths are determined by the collisional line widths for H_2 and He broadening. The broadening γ

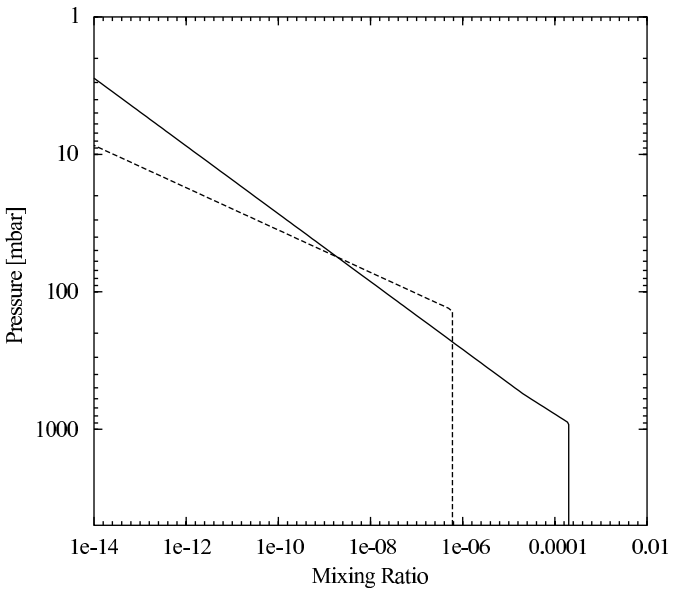


Fig. 4. Ammonia (solid line) and phosphine (long-dashed lines) mixing ratio vertical profiles as a function of pressure in Fouchet et al. (2000a).

Table 1
Collisional line width γ ($cm^{-1}\,atm^{-1}$) (at 300 K) and temperature dependance factor n for NH_3, PH_3 and H_2O with H_2 and He and for Jupiter (a blank space means that no data are available)

γ	H_2	He	Jupiter
NH_3	0.069		0.069
PH_3 (2–1)	0.1064	0.0606	0.1001
H_2O	0.0811	0.0228	0.0731
n	H_2	He	Jupiter
NH_3	0.67		0.67
PH_3	0.73	0.30	0.67
H_2O	0.9	0.50	0.85

Berge and Gulkis (1976) and Brown and Peterson (1994) for NH_3, Levy et al. (1993, 1994) for PH_3 and Dutta et al. (1993) for H_2O.

and temperature dependance exponent n values that we took for NH_3, PH_3 and H_2O are summarized in Table 1. All lines, except the NH_3 ones, were assumed to be Voigt-shaped. Following Moreno (1998), we took a modified Van Vleck and Weisskopf line profile for ammonia.

The rapid rotation of Jupiter (9.9 h) induces the smearing of the disk-averaged line on the spectrum, because of the Doppler shifts due to the gas rotation velocity (12.6 km s^{-1} at the eastern and western limbs). The way this effect is taken into account is described in Bergin et al. (2000).

We briefly come back to the use of disk-averaged vertical profiles of mixing ratio. The fact that the SL9 impacts were all located in the southern hemisphere is not a limitation to our hypothesis. All the impacts occurred at the latitude of 44°S. Longitudinal mixing proved to be efficient in the submillibar region. Indeed, HCN was observed at such pressure levels a few months after the comet impacts and the maps showed that it had already spread over several degrees in longitude (Bezard et al., 1997). So, the deposits quickly formed a longitudinal belt after the impacts. Thus we have to take into account the background amount of water present in the stratosphere of Jupiter, which is due to the low IDP flux ($\Phi^{IDP}_{H_2O} = 4 \times 10^4\,cm^{-2}\,s^{-1}$), and the SL9 input located at 44°S, which is modeled via the parameters p_0 and q_0. By averaging those two kinds of vertical profiles over the surface of the planet, we obtain the kind of profile shown in Fig. 2 (see "hybrid model" in Lellouch et al., 2002), where p_0 is determined by the SL9 input and where q_0 is multiplied by the ratio between the surface of the SL9 longitudinal belt and the total surface of the planet. Using this approach, the values of q_0 we derive from the observations are disk-averaged values. A disk-averaged water vertical profile is adapted since the beam size is greater than the planet size.

4. Results

The best-fit models have been determined with a χ^2 minimization process. All profiles and column density values are disk-averaged. One must note that an uncertainty of 5 K on the thermal profile would add an uncertainty of $0.4 \times 10^{15}\,cm^{-2}$ on the water vapor column density, 0.3×10^{-7} on q_0 (in the case of an SL9 origin) and $0.6 \times 10^6\,cm^{-2}\,s^{-1}$ (in the case of an IDP origin).

4.1. SWAS data

The observed Rayleigh–Jeans temperature continuum of the 1999 and 2001 observations are 126.4 K (Bergin et al., 2000) and 118.0 K (Lellouch et al., 2002) at −60 km s^{-1}, respectively. After rescaling the continuum value to the brightness temperature continuum of our model, it appears that only the SL9 models give satisfactory fits to both sets of data, either in the wings or in terms of line contrast. If we fit the line center, the IDP model with $\Phi^{IDP}_{H_2O} = (3.4 \pm 0.5) \times 10^6\,cm^{-2}\,s^{-1}$ results in spectra which have too broad wings (see Fig. 5). It is not possible to fit within the $1-\sigma$ error bars the line center and the wings at the same time. The best-fit model for both SWAS data sets is obtained with an SL9 model with $p_0 = 0.2$ mbar and $q_0 = (1.8 \pm 0.5) \times 10^{-7}$ (see Figs. 5 and 6), leading to an initial (in July 1994) column density of $(3.5 \pm 1.0) \times 10^{15}\,cm^{-2}$.

Nevertheless, the value of the continuum of both observations is quite uncertain, mostly due to the broad spectral features. Shifting downward the value of the continuum level within the error bar, it is possible to derive new values of the IDP flux that permits us to obtain synthetic spectra that match the SWAS data. For instance, if the continuumm of the 1999 and 2001 observations are set to 125.4 and 117.0 K (respectively) instead of 126.4 and 118 K (respectively) and then rescaled to the brightness temperature continuum of our model ($T_B = 128.6$ K), then the fits of IDP models are far better (Fig. 7). The flux we derive is $\Phi^{IDP}_{H_2O} = (3.7 \pm 0.5) \times 10^6\,cm^{-2}\,s^{-1}$ and the corresponding column density is $(2.8 \pm 0.4) \times 10^{15}\,cm^{-2}$.

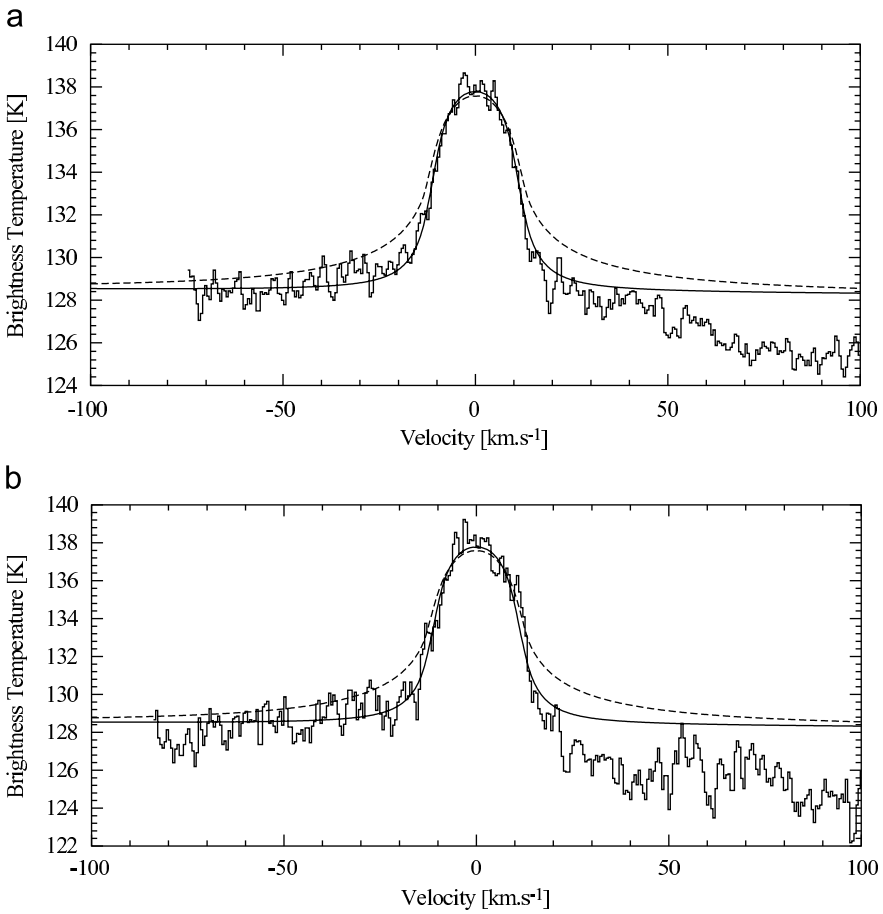


Fig. 5. Best-fit model to the (a) SWAS 1999 and (b) 2001 data obtained with an SL9 model with the initial parameters $p_0 = 0.2$ mbar and $q_0 = 1.8 \times 10^{-7}$ (solid lines). The IDP models (long-dashed lines) correspond to infall fluxes of $\Phi_{H_2O}^{IDP} = 3.4 \times 10^6\,cm^{-2}\,s^{-1}$ for 1999 and 2001, respectively.

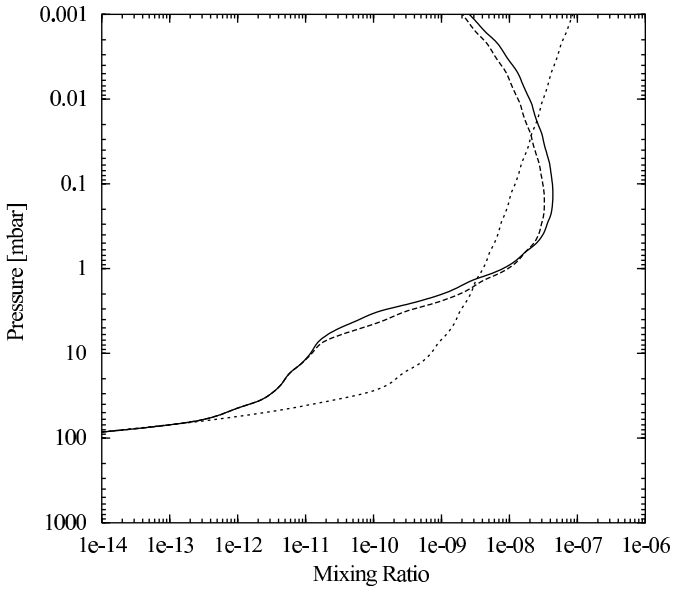


Fig. 6. Water mixing ratio vertical profiles as a function of pressure for an SL9 model with $p_0 = 0.2$ mbar and $q_0 = 1.8 \times 10^{-7}$ at the time of the SWAS 1999 observations (solid line) and at the time of the SWAS 2001 observations (long-dashed lines) and for IDP models with a steady flux of water $\Phi_{H_2O}^{IDP} = 3.4 \times 10^6\,cm^{-2}\,s^{-1}$ (short-dashed line). The column density of water is $n_{H_2O} = 3.5 \times 10^{15}\,cm^{-2}$ for the SL9 model at the time of the impacts and $n_{H_2O} = 2.6 \times 10^{15}\,cm^{-2}$ for the IDP model.

The synthetic spectrum is within the $1-\sigma$ error bars on the data over the $[-80{:}+20]\,km\,s^{-1}$ range. Finally, the IDP model cannot be ruled out at this stage, because of the uncertainty on the continuum level of each observation, even if a χ^2 analysis shows that the SL9 model gives a better match to the data than the IDP model. All the IDP models that are considered for the SWAS data in what follows are models with downward shifted continuum (to 125.4 and 117.0 K, for 1999 and 2001, respectively).

The SL9 model where q_0 is fixed to 6×10^{-8} also gives a good fit for $p_0 = (0.45 \pm 0.09)$ mbar (see Fig. 8). Here, the error bar on the p_0 value is not due to the $1-\sigma$ level of the spectrum. Indeed, the synthetic spectra with either $p_0 = 0.37$ or 0.54 mbar are outside the $1-\sigma$ level of the spectrum. This error bar is due to the fact that the integration step of the photochemical model is 5 km. This results in 0.09 mbar steps in the 0.2–0.6 mbar region. Taking $p_0 = 0.45$ mbar and $q_0 = 6 \times 10^{-8}$, the column density of water is $(2.6 \pm 0.6) \times 10^{15}\,cm^{-2}$ at the time of the impacts.

4.2. Odin data

After removing the ripple pattern, the line shows some asymmetry in the line wings. This, as well as the noise level,

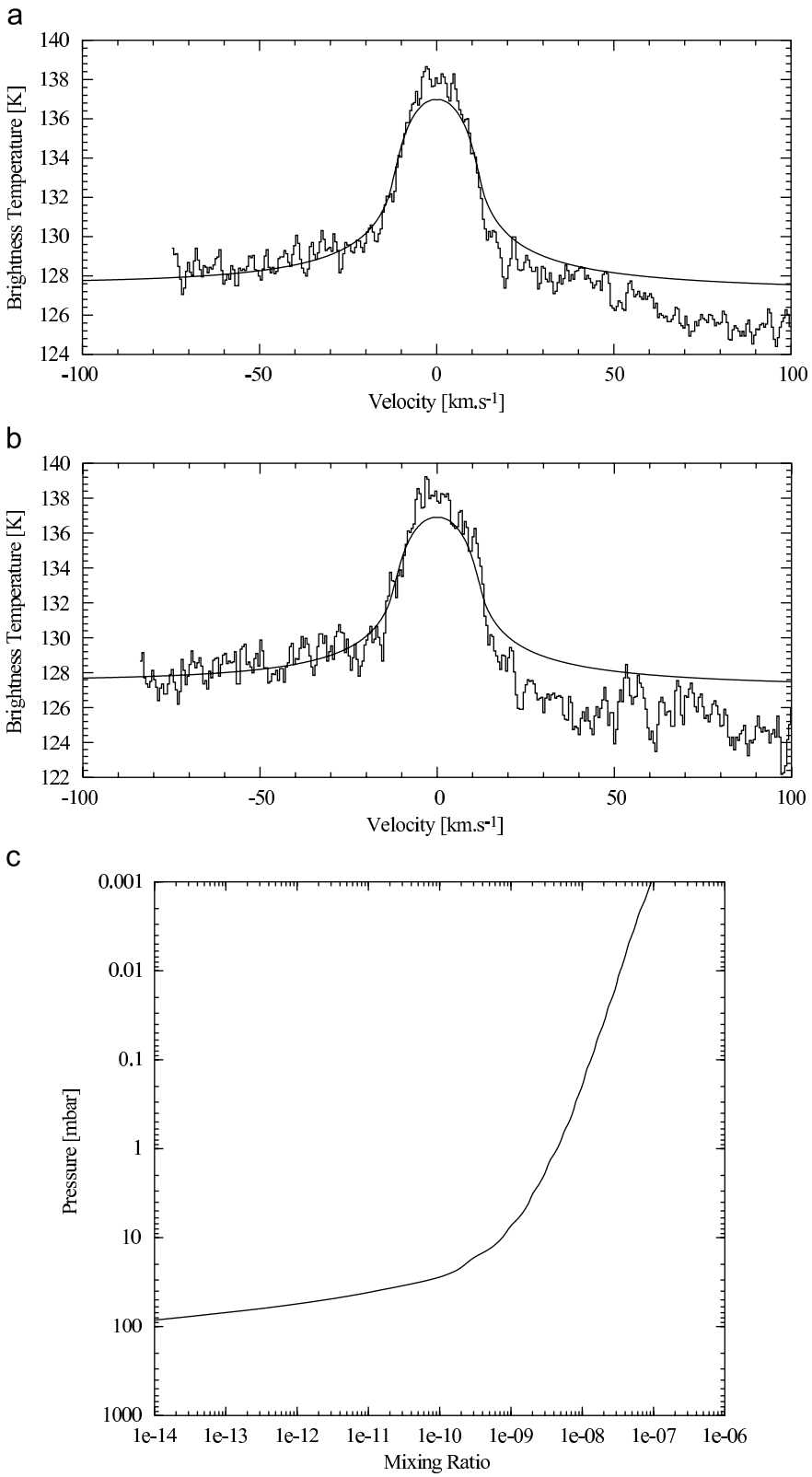


Fig. 7. Brightness temperature spectra as observed by SWAS (a) in 1999 and (b) in 2001. Both spectrum continuum have been rescaled so as to obtain a better fit of the line wings with an IDP model. (c) Water mixing ratio vertical profile as a function of pressure resulting from the observed flux of $\Phi_{H_2O}^{IDP} = 3.7 \times 10^6\,cm^{-2}\,s^{-1}$.

is a limitation in the determination of the best-fit model. Testing the IDP fluxes leads us to retrieve of a lower flux than the flux retrieved from the SWAS data. Indeed, the χ^2 minimum is obtained for a flux value of $\Phi_{H_2O}^{IDP} = (3.4 \pm 0.5) \times 10^6\,cm^{-2}\,s^{-1}$ (see Fig. 9). This result is compatible with the SWAS initial results (before shifting downward

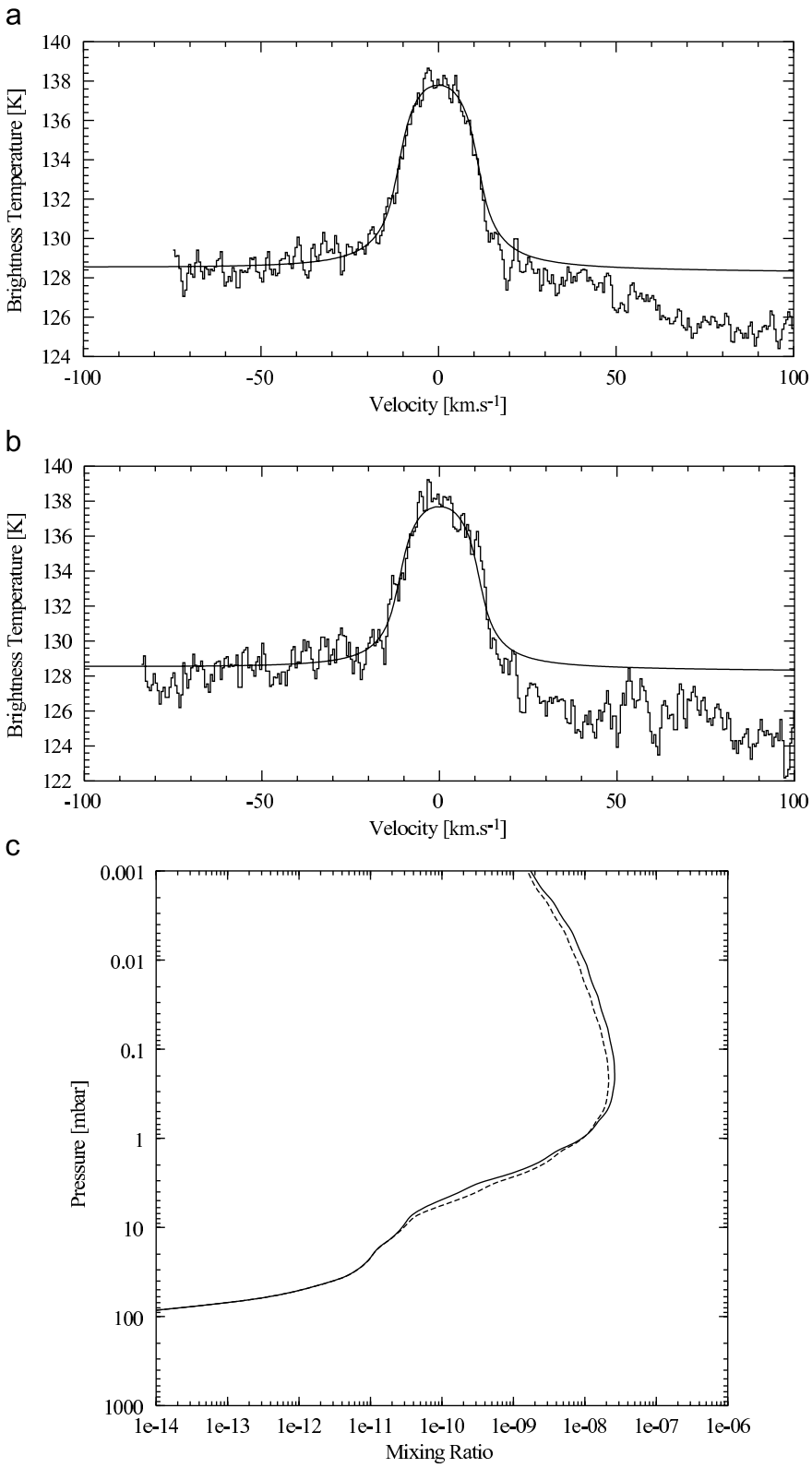


Fig. 8. SL9 model results compared to the (a) SWAS 1999 and (b) SWAS 2001 observed spectra, when fixing $q_0 = 6.0 \times 10^{-8}$. The derived initial deposition pressure level p_0 is 0.45 mbar. (c) Corresponding water mixing ratio vertical profiles at the time of the observations (solid line for 1999 and long-dashed lines for 2001).

the Rayleigh–Jeans temperature continuum). If we try to fit the line with an averaged best-fit model to the SWAS/Odin data ($\Phi^{IDP}_{H_2O} = 3.6 \times 10^6\,cm^{-2}\,s^{-1}$), then the line center is better reproduced (see Fig. 9). Nevertheless, such a modeling results in broader wings, but they still are within the $1-\sigma$ error bars.

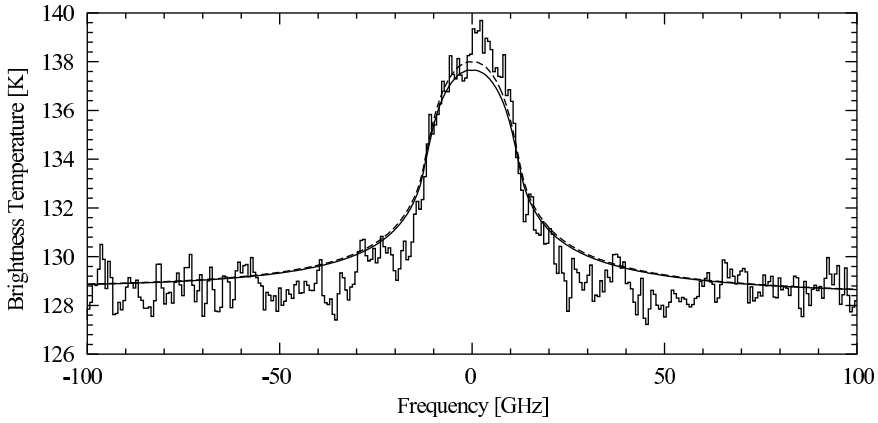


Fig. 9. Odin 2002 data modeled with IDP models. The solid line corresponds to a flux of $\Phi_{H_2O}^{IDP} = 3.4 \times 10^6\,cm^{-2}\,s^{-1}$ (χ^2 minimum value). The long-dashed lines correspond to the overall (SWAS and Odin data) best-fit model ($\Phi_{H_2O}^{IDP} = 3.6 \times 10^6\,cm^{-2}\,s^{-1}$).

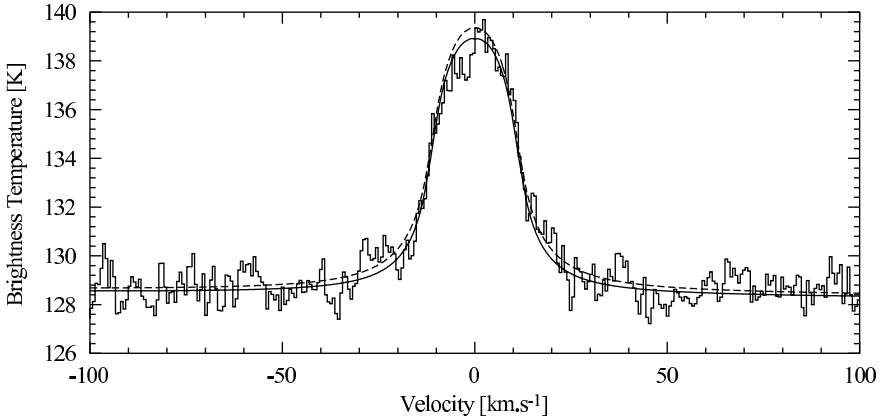


Fig. 10. Odin 2002 data modeled with SL9 models. When p_0 is fixed to 0.2 mbar, the derived q_0 value is 2.0×10^{-7} (solid line), whereas when fixing q_0 to 6.0×10^{-8}, the derived p_0 pressure level is 0.54 mbar (long-dashed lines).

As for the SL9 model, restraining the bulk of water above an initial pressure level of 0.2 mbar, results in narrower lines than the IDP model. The line center as well as the wings are well reproduced with the synthetic spectra. When fixing p_0 to 0.2 mbar, the optimum water mixing ratio above this level is $q_0 = 2.0 \times 10^{-7}$. The uncertainty is 0.5×10^{-7}. When fixing q_0 to 6.0×10^{-8} (Lellouch et al., 2002), p_0 is found to be (0.54 ± 0.09) mbar (see Fig. 10). The latter model implies a column density of $(3.2 \pm 0.6) \times 10^{15}\,cm^{-2}$ at the time of the comet impacts.

5. Discussion

The best-fit model parameters for each observation, as derived from χ^2 minimization, are summarized in Table 2. From this set of parameters, we derived averaged values. For each model (IDP, SL9 with q_0 fixed and SL9 with p_0 fixed), the value obtained is affected by a weight related to the signal-to-noise ratio of the observation. Doing this way, we obtained the averaged values used in Fig. 11.

Table 2
Best-fit model parameters for each set of data and each model, from which the averaged best-fit value are derived (see text)

Model	$\Phi_{H_2O}^{IDP}$ ($cm^{-2}\,s^{-1}$)	p_0 (mbar)	q_0
SWAS 1999 and 2001			
IDP	$(3.7 \pm 0.5) \times 10^6$	–	–
SL9 (q_0 fixed)	4.0×10^4	(0.45 ± 0.09)	6×10^{-8}
SL9 (p_0 fixed)	4.0×10^4	0.2	$(1.8 \pm 0.5) \times 10^{-7}$
Odin 2002			
IDP	$(3.4 \pm 0.5) \times 10^6$	–	–
SL9 (q_0 fixed)	4.0×10^4	(0.54 ± 0.09)	6×10^{-8}
SL9 (p_0 fixed)	4.0×10^4	0.2	$(2.0 \pm 0.5) \times 10^{-7}$

First of all, when considering the SL9 source hypothesis and fixing the value of q_0 at 6×10^{-8}, we derive a deposition pressure level p_0 in the range of 0.45–0.54 mbar. The column density we derived is consistent with the value of Lellouch et al. (2002). However, even if our model does not provide a more precise value of p_0, the range of the

values we derive is outside the ranges derived by Lellouch et al. (1997) and Moreno (1998) from CO observations at millimeter wavelengths at the time of the impacts, which are 0.04–0.2 and 0.2 ± 0.1 mbar (respectively). Therefore, we regard this possibility as unlikely with regard to both SWAS and Odin data.

So, the models we have to compare are the IDP model and the SL9 model with $p_0 = 0.2$ mbar. We derived an external flux of water, originating from an IDP source, of $\Phi_{H_2O}^{IDP} = (3.6 \pm 0.5) \times 10^6\,cm^{-2}\,s^{-1}$. This value is greater than the one derived by Bergin et al. (2000) by a factor of less than 2. From their physical model, which only included vertical transport (no chemical or photochemical processes), the authors derived a deposition flux of $2.0 \times 10^6\,cm^{-2}\,s^{-1}$. To obtain a narrower line from their model and thus to obtain their best-fit model, they increased the mixing ratio over pressure slope $(-d(\log q)/d(\log p))$ of their physical profile from 0.8 to 1.3. Nevertheless, as noted by the authors, changing the slope could not simulate precisely the effects of photolysis, chemical reactions and the non-linearity of the interactions between these processes as well as vertical transport and condensation. Taking photolysis and chemical losses into account, they would probably have obtained a higher value for the flux consistent with our result.

With an SL9 model, we obtain $q_0 = (1.9 \pm 0.5) \times 10^{-7}$ when fixing $p_0 = 0.2$ mbar. Lellouch et al. (2002) derived a column density of $(2.0 \pm 0.5) \times 10^{15}\,cm^{-2}$ at the time of the ISO observations. The column density we derived is $(3.7 \pm 1.0) \times 10^{15}\,cm^{-2}$ at the time of the impacts. This value is greater than the ISO value, but by taking photolysis, chemical reactions, vertical transport and condensation, this value decreases down to $(3.1 \pm 0.8) \times 10^{15}\,cm^{-2}$ at the time of ISO observations. This value is still above the Lellouch et al. (2002) value, but there is a small overlap on the ranges of values. Moreover, considering an uncertainty of 5 K on the thermal profile ends up in an additional uncertainty of $0.4 \times 10^{15}\,cm^{-2}$ on the column abundance. So, these values could well be consistent and an intermediate value of column density should be compatible with all inferred values. As the water vapor vertical profile of Lellouch et al. (2002) was computed from a vertical transport model, the ISO data should be re-analyzed with a more complete photochemical model. This work still has to be done and its results could be directly comparable to ours.

The SL9 model quoted above better reproduces the line contrast as well as the line wings than the IDP model (see Fig. 11). A χ^2 analysis clearly indicates that the SL9 model gives better fits to the data. However, all the IDP synthetic spectra are within the $1-\sigma$ error bars on all observations. So, this model cannot be ruled out at this stage.

If the observed water would come from the SL9 comet, then the non-steady state created by the deposition of the cometary material above the p_0 level in our model should evolve towards a steady state where the only observable source of water would be the low IDP flux ($4 \times 10^4\,cm^{-2}\,s^{-1}$ in our model). From our computations, such a state is reached ~400 years after the impacts. As a result, the downward diffusion of water as well as the photochemical/chemical losses effects would first desaturate the line. Thus, the line contrast should first increase with time (see Fig. 12). Our photochemical model predicts that the line center temperature of the line should increase by 0.76 K from 1999 to 2007. Taking the noise level of the SWAS 1999 observations into account, our model predicts that this effect could only be observed in 2007 by reaching a signal-to-noise ratio of 50 with the Odin telescope. Afterwards, the amount of water decreasing more and more with time at submillibar pressures, the line should become fainter and broader and should tend towards the line that would be due to the low IDP flux only (see Fig. 12). This change should be observable with Herschel-HIFI.

One must not forget that the shape of the water vertical profile computed with a photochemical model highly depends on the vertical eddy diffusion coefficient profile $K(z)$. Due to strong uncertainties in the chemical scheme, each photochemical model derives, from comparison with observational data, a new value of $K(z)$ that can differ by about one order of magnitude at some altitudes (see Dobrijevic and Parisot, 1998; Dobrijevic et al., 2003; Hébrard et al., 2007 for a detailed discussion on this point). For instance, as shown in Fig. 7 of Moses et al. (2005), many different $K(z)$ profiles have been inferred from past observations. At the submillibar pressure range, $K(z) \simeq 5 \times 10^4\,cm^{-2}\,s^{-1}$ within a factor of 2 (Moreno et al., 2003). According to the Moses et al. (2005) model C value used in this work, $K(z)$ is equal to $7.8 \times 10^4\,cm^{-2}\,s^{-1}$. At pressures between 0.1 and 100 mbar (tropopause level), Gladstone et al. (1996) found values of $K(z)$ higher by a factor of ~3. So we have to consider the fact that another choice in the $K(z)$ profile could change our results. In the lower stratosphere, our adopted $K(z)$ profile gives a lower limit to $K(z)$ values (see Fig. 7 in Moses et al., 2005). By taking the Gladstone et al. (1996) $K(z)$ profile, we would obtain an eddy mixing in the lower stratosphere more efficient than in our study and it would result in more water above the condensation level. The direct impact on the spectra of such a change in the $K(z)$ profile would be a broadening of the wings. Thus, the IDP origin synthetic spectra would be out of the $1-\sigma$ error bars of the SWAS and Odin observations. Finally, taking Moses et al. (2005) model C as a $K(z)$ profile is a conservative way of analyzing the observed lines with regard to the implications noted above.

6. Conclusion

In this paper, we have shown that the high signal-to-noise ratio observations of water vapor in the stratosphere of Jupiter, carried out with SWAS and the Odin telescope between 1999 and 2002, favor an SL9 origin for water. Indeed, all observations are better fitted when the bulk of water is restricted to submillibar pressures. In our disk-averaged and simplified deposition model of the SL9 water,

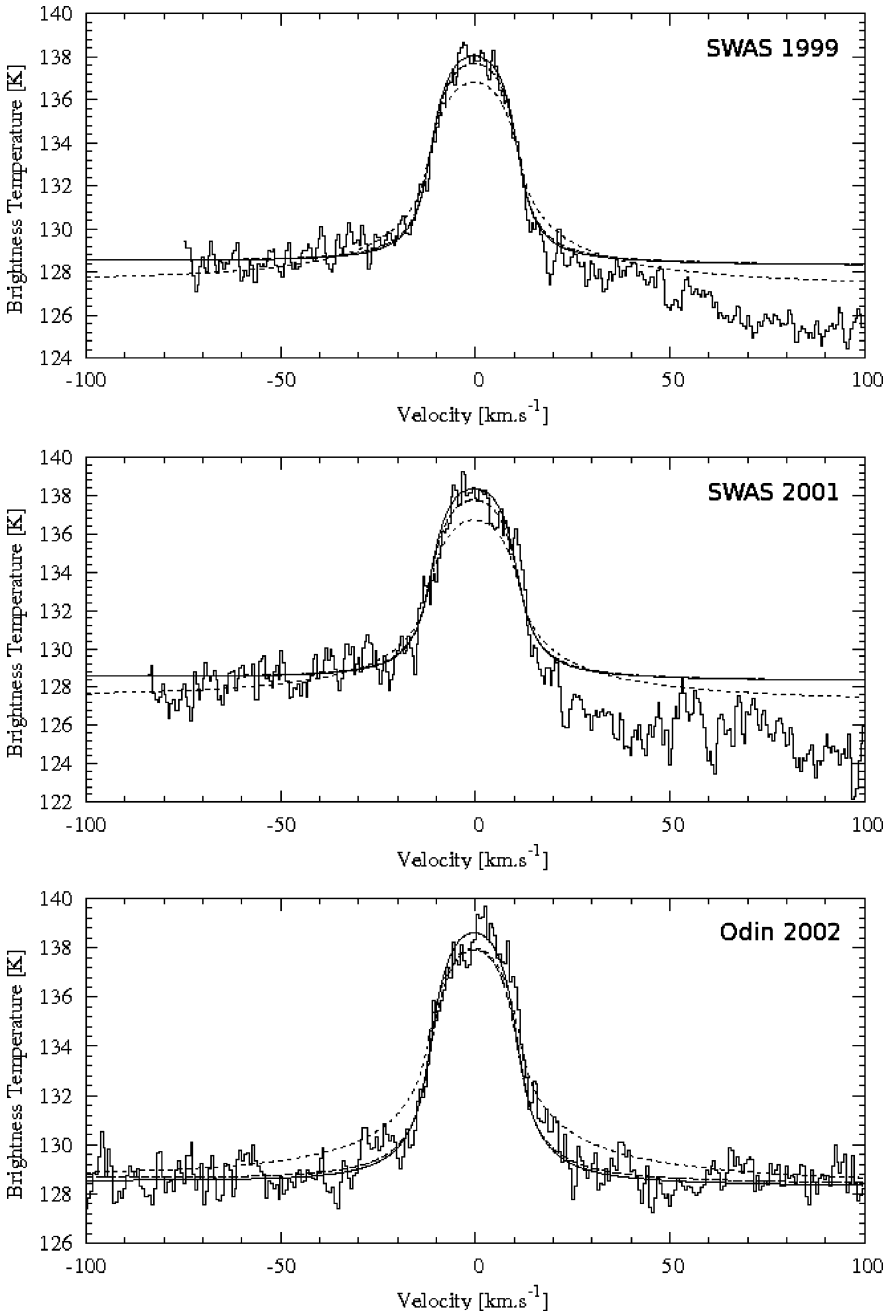


Fig. 11. Overall best-fit models for the SWAS 1999 and 2001 and Odin 2002 observations. Solid lines: SL9 model with $p_0 = 0.2$ mbar (fixed) and $q_0 = 1.9 \times 10^{-7}$; long-dashed lines: SL9 model with $p_0 = 0.45$ mbar and $q_0 = 6 \times 10^{-8}$ (fixed); short-dashed lines: IDP model with a steady infall flux of water $\Phi_{H_2O}^{IDP} = 3.6 \times 10^6\,cm^{-2}\,s^{-1}$. The overall best-fit parameter have been obtained from Table 2 and by taking the signal-to-noise ratio of each observation into account. Doing this way, the SWAS 1999 observations have a lower impact on the results than the SWAS 2001 and Odin 2002 observations.

we derived a water mixing ratio of 1.9×10^{-7} above an initial pressure deposition level of 0.2 mbar. In this model, a low IDP flux of $4 \times 10^4\,cm^{-2}\,s^{-1}$ was also taken into account. This suggests a localized input of water, in terms of altitude, which is contradictory with a steady state resulting from an IDP permanent flux. Nevertheless, all synthetic spectra obtained from an IDP flux of $\Phi_{H_2O}^{IDP} = (3.6 \pm 0.5) \times 10^6\,cm^{-2}\,s^{-1}$ give fits that are within the $1-\sigma$ error bars of the observations, but the χ^2 value is greater than the one computed from the SL9 model. In view of these results, the ISO data of 1997 should be re-analyzed using the model developed in this work.

Further observations, reaching a higher signal-to-noise ratio are needed to state on the origin of water vapor in the stratosphere of Jupiter, even if the SL9 origin is favored by both SWAS and Odin observations. The analysis of the latest Odin observations (August 2007) is underway. Moreover, Herschel observations with the HIFI instrument

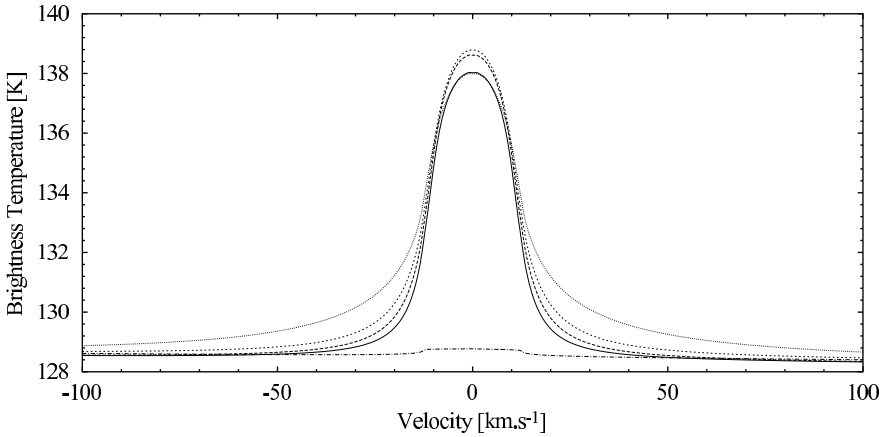


Fig. 12. Evolution of the line shape with time, in the case of an SL9 origin. Vertical distribution of water has been computed with our photochemical model at various dates. Parameters p_0 and q_0 have been set to 0.2 mbar and 1.9×10^{-7}, respectively. The spectrum is plotted at the time of SWAS 1999 observations (solid line), Odin 2002 observations (long-dashed lines), in 2007 as observed with the Odin telescope (short-dashed lines). Once all the water deposited by SL9 will be removed by photochemistry, transport and condensation, the remaining water will only be due to the low IDP flux ($\Phi^{IDP}_{H_2O} = 4 \times 10^4\ cm^{-2}\ s^{-1}$). The dashed-dotted lines represent the line due to this flux, as it would be observed by Odin. The line resulting from an IDP model ($\Phi^{IDP}_{H_2O} = 3.6 \times 10^6\ cm^{-2}\ s^{-1}$) is plotted for comparison in dotted lines.

(500–2000 GHz) should allow obtaining a signal-to-noise ratio with a comparable spectral resolution in reasonable times. Such a high signal-to-noise ratio would enable us to better resolve the line wing shape in order to discriminate between both origins. Moreover, a temporal variability of the line could be brought to light. Such a variability should not be expected with an IDP origin. Indeed, Moses et al. (2000) suggested that the production of the IDP is dominated by short-period comets. Selsis et al. (2004) showed that 48 short-period (~5–10 year periods) comets approach Jupiter's orbit at less than the Roche lobe radius of the planet. So, the IDP flux on Jupiter should be steady. Finally, using HIFI at the highest frequencies would result in a sufficient spatial resolution to carry out maps of Jupiter at water vapor frequencies. A latitudinal inhomogeneous distribution of water, with an increase of its amount in the southern hemisphere would be a strong signature of an SL9 impact origin and could provide information on the horizontal diffusion at the submillibar level.

References

Berge, G.L., Gulkis, S., 1976. Earth-based radio observations of Jupiter—millimeter to meter wavelengths. In: Gehrels, T. (Ed.), IAU Colloquium 30: Jupiter: Studies of the Interior, Atmosphere, Magnetosphere and Satellites, pp. 621–692.

Bergin, E.A., Lellouch, E., Harwit, M., Gurwell, M.A., Melnick, G.J., Ashby, M.L.N., Chin, G., Erickson, N.R., Goldsmith, P.F., Howe, J.E., Kleiner, S.C., Koch, D.G., Neufeld, D.A., Patten, B.M., Plume, R., Schieder, R., Snell, R.L., Stauffer, J.R., Tolls, V., Wang, Z., Winnewisser, G., Zhang, Y.F., 2000. Submillimeter wave astronomy satellite observations of Jupiter and Saturn: detection of 557 GHz water emission from the upper atmosphere. Astrophys. J. 539, L147–L150.

Bezard, B., Griffith, C.A., Kelly, D.M., Lacy, J.H., Greathouse, T., Orton, G., 1997. Thermal infrared imaging spectroscopy of Shoemaker-Levy 9 impact sites: temperature and HCN retrievals. Icarus 125, 94–120.

Borysow, A., Frommhold, L., 1986. Theoretical collision-induced rototranslational absorption spectra for the outer planets—H_2–CH_4 pairs. Astrophys. J. 304, 849–865.

Borysow, J., Trafton, L., Frommhold, L., Birnbaum, G., 1985. Modeling of pressure-induced far-infrared absorption spectra molecular hydrogen pairs. Astrophys. J. 296, 644–654.

Borysow, J., Frommhold, L., Birnbaum, G., 1988. Collison-induced rototranslational absorption spectra of H_2–He pairs at temperatures from 40 to 3000 K. Astrophys. J. 326, 509–515.

Brown, L.R., Peterson, D.B., 1994. An empirical expression for linewidths of ammonia from far-infrared measurements. J. Mol. Spectrosc. 168, 593–606.

Dobrijevic, M., Parisot, J.P., 1998. Effect of chemical kinetics uncertainties on hydrocarbon production in the stratosphere of Neptune. Planet. Space Sci. 46, 491–505.

Dobrijevic, M., Ollivier, J.L., Billebaud, F., Brillet, J., Parisot, J.P., 2003. Effect of chemical kinetic uncertainties on photochemical modeling results: application to Saturn's atmosphere. Astron. Astrophys. 398, 335–344.

Dutta, J.M., Jones, C.R., Goyette, T.M., De Lucia, F.C., 1993. The hydrogen and helium pressure broadening at planetary temperatures of the 183 and 380 GHz transitions of water vapor. Icarus 102, 232–239.

Feuchtgruber, H., Lellouch, E., de Graauw, T., Bezard, B., Encrenaz, T., Griffin, M., 1997. External supply of oxygen to the atmospheres of giant planets. Nature 389, 159–162.

Feuchtgruber, H., Lellouch, E., Encrenaz, T., Bezard, B., Coustenis, A., Drossart, P., Salama, A., de Graauw, T., Davis, G.R., 1999. Oxygen in the stratospheres of the giant planets and Titan. In: Cox, P., Kessler, M. (Eds.), The Universe as Seen by ISO. ESA Special Publication, vol. 427, p. 133.

Fouchet, T., Lellouch, E., Bézard, B., Encrenaz, T., Drossart, P., Feuchtgruber, H., de Graauw, T., 2000a. ISO-SWS observations of Jupiter: measurement of the ammonia tropospheric profile and of the $^{15}N/^{14}N$ isotopic ratio. Icarus 143, 223–243.

Fouchet, T., Lellouch, E., Bézard, B., Feuchtgruber, H., Drossart, P., Encrenaz, T., 2000b. Jupiter's hydrocarbons observed with ISO-SWS: vertical profiles of C_2H_6 and C_2H_2, detection of CH_3C_2H. Astron. Astrophys. 355, L13–L17.

Gladstone, G.R., Allen, M., Yung, Y.L., 1996. Hydrocarbon photochemistry in the upper atmosphere of Jupiter. Icarus 119, 1–52.

Hébrard, E., Dobrijevic, M., Bénilan, Y., Raulin, F., 2007. Photochemical kinetics uncertainties in modeling Titan's atmosphere: first consequences. Planet. Space Sci. 55, 1470–1489.

Lellouch, E., 1999. Solar system observations. In: Cox, P., Kessler, M. (Eds.), The Universe as Seen by ISO. ESA Special Publication, vol. 427, p. 125.

Lellouch, E., Paubert, G., Moreno, R., Festou, M.C., Bezard, B., Bockelee-Morvan, D., Colom, P., Crovisier, J., Encrenaz, T., Gautier, D., Marten, A., Despois, D., Strobel, D.F., Sievers, A., 1995. Chemical and thermal response of Jupiter's atmosphere following the impact of comet Shoemaker-Levy-9. Nature 373, 592.

Lellouch, E., Bézard, B., Moreno, R., Bockelée-Morvan, D., Colom, P., Crovisier, J., Festou, M., Gautier, D., Marten, A., Paubert, G., 1997. Carbon monoxide in Jupiter after the impact of comet Shoemaker-Levy 9. Planet. Space Sci. 45, 1203–1212.

Lellouch, E., Bézard, B., Moses, J.I., Davis, G.R., Drossart, P., Feuchtgruber, H., Bergin, E.A., Moreno, R., Encrenaz, T., 2002. The origin of water vapor and carbon dioxide in Jupiter's stratosphere. Icarus 159, 112–131.

Levy, A., Lacome, N., Tarrago, G., 1993. Hydrogen- and helium-broadening of phosphine lines. J. Mol. Spectrosc. 157, 172–181.

Levy, A., Lacome, N., Tarrago, G., 1994. Temperature dependence of collision-broadened lines of phosphine. J. Mol. Spectrosc. 166, 20–31.

Moreno, R., 1998. Observations millimétriques et submillimétriques des planètes gantes. Études de Jupiter après la chute de la comète SL9. Ph.D. Thesis, AA (Université de Paris VI).

Moreno, R., Marten, A., Biraud, Y., Bézard, B., Lellouch, E., Paubert, G., Wild, W., 2001. Jovian stratospheric temperature during the two months following the impacts of comet Shoemaker-Levy 9. Planet. Space Sci. 49, 473–486.

Moreno, R., Marten, A., Matthews, H.E., Biraud, Y., 2003. Long-term evolution of CO, CS and HCN in Jupiter after the impacts of comet Shoemaker-Levy 9. Planet. Space Sci. 51, 591–611.

Moses, J.I., Lellouch, E., Bézard, B., Gladstone, G.R., Feuchtgruber, H., Allen, M., 2000. Photochemistry of Saturn's atmosphere. II. Effects of an influx of external oxygen. Icarus 145, 166–202.

Moses, J.I., Fouchet, T., Bézard, B., Gladstone, G.R., Lellouch, E., Feuchtgruber, H., 2005. Photochemistry and diffusion in Jupiter's stratosphere: constraints from ISO observations and comparisons with other giant planets. J. Geophys. Res. (Planets) 110, 8001.

Olberg, M., Frisk, U., Lecacheux, A., Olofsson, A.O.H., Baron, P., Bergman, P., Florin, G., Hjalmarson, å., Larsson, B., Murtagh, D., Olofsson, G., Pagani, L., Sandqvist, A., Teyssier, D., Torchinsky, S.A., Volk, K., 2003. The Odin satellite. II. Radiometer data processing and calibration. Astron. Astrophys. 402, L35–L38.

Ollivier, J.L., Dobrijévic, M., Parisot, J.P., 2000. New photochemical model of Saturn's atmosphere. Planet. Space Sci. 48, 699–716.

Pickett, H.M., Poynter, I.R.L., Cohen, E.A., Delitsky, M.L., Pearson, J.C., Muller, H.S.P., 1998. Submillimeter, millimeter and microwave spectral line catalog. J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer 60, 883–890.

Selsis, F., Brillet, J., Rapaport, M., 2004. Meteor showers of cometary origin in the solar system: revised predictions. Astron. Astrophys. 416, 783–789.

Quatrième partie

Application à l'étude de l'atmosphère de Mars

Introduction

Depuis de nombreuses années, la planète Mars est observée dans les domaines millimétrique et submillimétrique. La rareté des signatures spectrales dans ce domaine de longueurs d'onde et la relative homogénéité de la surface de la planète (à grande échelle), ont fait de Mars un excellent calibrateur des flux célestes. Les variations saisonnières de l'émission de la planète ont été tabulées et il est possible d'utiliser une observation de Mars pour calibrer toute autre observation. C'est dans cette optique que Mars a été observée conjointement à Saturne, lors de la détection de CO sur Saturne avec l'antenne du JCMT, en janvier 2008 (voir partie III paragraphe 2.4).

L'atmosphère de Mars est très majoritairement composée de CO_2, composé qui n'a pas de spectre rotationnel. Parmi les rares signatures spectrales que compte le spectre de Mars dans les domaines millimétrique et submillimétrique se trouvent les raies de CO. Or, le CO est le premier composé, en termes d'abondance, qui présente un spectre rotationnel. Ce composé est d'une grande importance, puisqu'il est le principal produit de la photodissociation de CO_2. C'est ce qui explique pourquoi le CO est très étudié. Le premier chapitre de cette partie décrit le lien entre CO_2 et CO et les principales informations que nous possédons sur les distributions spatiale et temporelle de CO dans l'atmosphère de Mars. Nous verrons à la fin que l'observation de CO donne accès au profil thermique et aux vitesses des vents mésosphériques de l'atmosphère de la planète.

Une étude de la distribution des vents mésosphériques de Mars a été entreprise depuis une quinzaine d'année avec l'antenne de 30 m de l'IRAM et l'interféromètre du Plateau de Bure. J'ai participé à la campagne d'observation de la planète lors de l'opposition de 2005. J'ai également eu accès aux observations que Thérèse Encrenaz a faites en 2001, avec ce même télescope. Dans les deux cas, la taille apparente de la planète a été suffisante pour qu'on puisse établir une carte des vitesses des vents mésosphériques. Par ailleurs, le profil thermique au point sub-terrestre de la planète a été déterminé. Les vitesses des vents ainsi que le profil thermique ont ensuite été comparés aux prédictions d'un modèle de circulation générale (GCM). Ces travaux sont publiés dans la revue *Astronomy and Astrophysics* (Cavalié et al., 2008d). Le second chapitre de cette partie présente dans ses grandes lignes le modèle climatique martien utilisé et la prise en compte des coordonnées planétaires des points observés sur Mars dans la modélisation du spectre millimétrique de Mars. Cet ajout dans le programme de simulation, que j'ai développé, permet de gérer les données fournies par le GCM ainsi que les résultats des observations de la planète, lors des oppositions de 2001 et 2005. La publication figure à la fin de ce chapitre.

Chapitre 1

L'intérêt de l'étude du monoxyde de carbone

1.1 Le cycle de CO_2

L'atmosphère de Mars est composée de CO_2 à 95.3% (Owen et al., 1977). Ce composé est photodissocié par les rayons UV solaires. Son produit de photodissociation est le CO, par la réaction

$$CO_2 + h\nu \longrightarrow CO + O \tag{1.1}$$

La réaction chimique inverse est extrêmement lente, car «interdite» par la conservation du spin. Elle n'est donc que très peu efficace et conduirait à une accumulation de CO et O_2 de l'ordre de 10%, accumulation qu'on n'a pas observée. D'autre part, les concentrations atmosphériques en CO_2 et en CO ne varient que très peu. Seules des variations au cours d'une saison martienne ont pu en effet être mises en évidence. C'est pourquoi le recyclage de CO en CO_2 doit prendre une autre voie. La voie la plus plausible semble être celle proposée par McElroy and Donahue (1972) et Parkinson and Hunten (1972). Elle consiste à recycler le CO en CO_2 par la réaction suivante

$$CO + OH \rightarrow CO_2 + H \tag{1.2}$$

Le radical OH est produit principalement par la photolyse de H_2O et la chimie de ce composé. Le problème qui se pose, c'est que le modèle de McElroy and Donahue (1972) faisait intervenir des valeurs de $K(z)$ qui semblaient trop élevées de 2 à 3 ordres de grandeur par rapport aux valeurs observées et le modèle de Parkinson and Hunten (1972) requierait une densité de colonne de H_2O de 2 à 3 fois supérieure à celle observée dans l'atmosphère de Mars. Plus récemment, Krasnopolsky (1993a) a introduit la chimie de l'azote et du soufre ; il a réduit l'efficacité de la photodissociation de H_2O et ajouté dans son modèle photochimique un puit de radicaux HO_x à la surface de aérosols (particules de poussière et de glace) pour reproduire notamment observations de CO et de O_3. Nair et al. (1994) ont exploré une voie différente qui consiste à modifier (en restant dans les barres d'erreur) les constantes de réaction de certaines réactions clés pour obtenir un bon accord avec les observations de CO, O_2, O_3, et le flux d'échappement de H. On note que ce modèle n'est pas soumis à autant de contraintes que le modèle de Krasnopolsky (1993a) lorsqu'on veut reproduire les données observationnelles.

Le recyclage de CO en CO_2 fait donc intervenir la chimie de l'eau. Or, de nombreuses observations ont montré que la densité de colonne de l'eau est un paramètre qui présente

des variations spatiales et saisonnières (Encrenaz et al., 2001b) conséquentes. Ainsi, bien que la durée de vie photochimique de CO soit grande devant les temps de transport typiques, il n'est pas exclu que les rapports de mélange de CO et O_2 varient également. C'est ce qui explique pourquoi la distribution spatiale et temporelle du CO a été étudiée.

1.2 La distribution spatiale et temporelle de CO

De nombreuses observations ont été réalisées dans les domaines millimétrique (Clancy et al., 1983; Lellouch et al., 1991b; Encrenaz et al., 2001b), submillimétrique (Lellouch et al., 1991a; Gurwell et al., 2000) et infrarouge (Billebaud et al., 1992, 1998). Toutes ces observations ont permis d'établir que le rapport de mélange de CO est spatialement et temporellement assez stable, à l'échelle de la planète. Sa valeur est d'environ $q_{\rm CO} = 8\times10^{-4}$. Des variations de 40% au plus ont été mesurées sur l'ensemble du disque planétaire pour une longitude solaire de L_S=278 ° par Lellouch et al. (1991b). Une asymétrie Nord/Sud a été mise en évidence par Krasnopolsky (2003) pour L_S=112 ° : les valeurs de $q_{\rm CO}$ mesurées s'échelonnaient de 8.3×10^{-4} dans l'hémisphère Nord à 12.5×10^{-4} à 50 ° Sud. Krasnopolsky (1993b) a montré par ailleurs qu'il existe un lien entre l'activité solaire et le niveau moyen de $q_{\rm CO}$ sur le disque planétaire. Plus l'activité solaire est importante et plus le niveau de $q_{\rm CO}$ est élevé. C'est effectivement une valeur de 5.8×10^{-4} qui a été observée deux ans après le minimum d'activité solaire alors qu'une valeur de 8.2×10^{-4} a été observée deux ans après le maximum d'activité solaire.

Une étude récente, faite avec le spectromètre *Omega* de la sonde Mars Express, a mis en évidence que la valeur de $q_{\rm CO}$ pouvait varier d'un facteur 2 au-dessus du Bassin Hellas en fonction de la longitude solaire (Encrenaz et al., 2006). Il est d'ailleurs probable que l'atmosphère soit enrichie en CO au-dessus des calottes polaires, comme c'est le cas d'autres composés qui ne condensent pas comme par exemple l'argon. Le CO_2 condense sur les calottes polaires, si bien qu'un enrichissement d'un facteur supérieur à 6 a été mesuré pour le rapport de mélange de l'argon (Sprague et al., 2004). Il n'en demeurre pas moins que ces hypothèses doivent être confortées par des mesures des sondes en orbite martienne.

1.3 L'observation de CO

Le monoxyde de carbone peut être observé dans les domaines millimétrique, submillimétrique et infrarouge. L'avantage que confère son observation à des longueurs d'onde de 0.1-1.0 mm, c'est que les raies rotationnelles sont individuellement bien résolues. Il est donc possible de déterminer aussi bien le profil vertical d'abondance de CO que des paramètres atmosphériques comme la température et la vitesse des vents.

1.3.1 Pourquoi observer le ^{12}CO et le ^{13}CO simultanément ?

La forme d'une raie spectrale dépend de nombreux paramètres tels que la distribution du composé, la température, la pression... Lorsqu'un composé a une abondance suffisante, ses raies spectrales sont optiquement épaisses et leurs allures sont essentiellement déterminées par le profil thermique de l'atmosphère. C'est le cas du ^{12}CO et de son spectre rotationnel sur Mars. C'est pour cette raison qu'on observe simultanément le spectre de

son isotope lourd, le ^{13}CO. Le rapport isotopique ^{12}CO/^{13}CO mesuré dans l'atmosphère de Mars vaut effectivement 89 (Owen et al., 1977), et cette valeur est très proche de la valeur terrestre (90). Le fait de trouver 89 fois moins de ^{13}CO que de ^{12}CO rend la profondeur optique plus basse aux fréquences du ^{13}CO qu'aux fréquences du ^{12}CO : aussi les raies du ^{13}CO sont-elles optiquement minces et sont sensibles à l'abondance du ^{13}CO. Elles sont donc indirectement sensibles à l'abondance du ^{12}CO, si on suppose que le rapport ^{12}CO/^{13}CO est constant sur la planète.

Somme toute, l'observation conjointe d'une raie du ^{12}CO et d'une raie pour le ^{13}CO permet de déterminer l'abondance de CO et la forme du profil thermique. C'est une étape essentielle que de déterminer le profil thermique avec la meilleure précision possible si l'on veut déterminer le rapport de mélange de composés minoritaires, dont on voudrait observer les raies (optiquement minces).

1.3.2 La mesure de la vitesse des vents atmosphériques par l'observation de CO

Pour mesurer la vitesse des vents atmosphériques sur Mars, on a le choix entre plusieurs méthodes dont l'observation de raies de CO_2 par spectroscopie hétérodyne infrarouge (Sonnabend et al., 2006) et l'observation du centre de raies millimétriques et submillimétriques avec une très bonne résolution spectrale et une bonne résolution spatiale. Les observations du deuxième type ont été faites avec des interféromètres (Shah et al., 1991; Moreno et al., 2006) ou encore avec des antennes uniques (Lellouch et al., 1991c). Dans le second cas, la taille du lobe d'antenne doit obligatoirement être plus petite que la taille apparente de la planète. Ces conditions, on peut les remplir lors des oppositions de la planète Mars. L'altitude à laquelle les vents sont mesurés dépend de l'altitude à laquelle se forment les raies qu'on observe.

La détermination de la vitesse des vents par l'observation de raies spectrales est possible si la résolution spectrale est suffisante. La résolution spectrale, exprimée en vitesse, doit être très inférieure à la vitesse des vents que l'on veut mesurer pour obtenir une bonne précision.

Choisir au préalable des raies à observer, en fonction de leur niveau altitudinal de formation, voilà qui permet de contraindre la circulation atmosphérique à certaines altitudes. Dans le cas de l'observation de raies du ^{12}CO et ^{13}CO, les altitudes sondées se trouvent entre 40 et 80 km d'altitude, selon l'isotope et la transition considérés (Lellouch et al., 1991c; Clancy et al., 2006). Ce sont des régions où la circulation générale est peu contrainte par les observations.

1.4 Conclusion

Le CO joue, à n'en pas douter, un rôle essentiel dans le cycle de CO_2. C'est pourquoi on étudie les distributions spatiale et temporelle de ce composé. On peut également utiliser ce composé lorsqu'on veut déterminer le profil thermique de la planète, si deux isotopes sont observés simultanément (le ^{12}CO et ^{13}CO, en règle générale). Comme tout composé qui présente un spectre millimétrique et submillimétrique, ses raies spectrales peuvent être observées, ce qui permet de déterminer le champ des vitesses des vents atmosphériques, si la résolution spectrale est suffisante. Ce sont ces dernières caractéristiques qui ont été

explorées lorsqu'on a déterminé le profil thermique moyen de la planète Mars et le champ des vitesses des vents mésosphériques, en se fondant sur des observations des raies de CO effectuées en juin 2001 et en novembre 2005. La particularité de ces observations, c'est qu'elles ont eu lieu respectivement avant une tempête globale et après une tempête régionale. Ces observations permettent donc de valider les prédictions des modèles de circulation générale de l'atmosphère de Mars à des périodes où des changements à courte échelle de temps ont lieu.

Chapitre 2

Étude du profil thermique et de la dynamique de l'atmosphère de Mars

Introduction

Nous avons étudié l'atmosphère de Mars au moyen d'observations de CO et de l'utilisation d'un modèle climatique martien. La comparaison entre les observations et les predictions théoriques de ce modèle ont permis de tester la validité de ces prédictions. Pour modéliser l'émission millimétrique de Mars en tout point du disque observable, il a fallu prendre en compte les caractéristiques à la fois de surface et atmosphériques des points observés. Il était donc indispensable d'établir une correspondance entre les coordonnées célestes d'un point sur le disque observable et ses coordonnées planétaires.

Ce chapitre présente tour à tour le modèle climatique martien qui a servi et l'établissement de la correspondance entre les coordonnées célestes et les coordonnées planétaires d'un point quelconque du disque observable. Ce dernier point n'a pas été inclus dans la publication dont ce travail a fait l'objet, et c'est pourquoi il est développé dans ce chapitre. Cette publication figure en fin de chapitre.

2.1 Utilisation d'un modèle climatique martien : la *Mars Climate Database*

Les modèles de circulation générale (GCM) sont des modèles très performants capables de reproduire ou de prédire le comportement physique d'une atmosphère (température, pression, vents...) en fonction de quelques paramètres généraux. Ces paramètres regroupent les caractéristiques de la planète dont on veut modéliser le comportement (rayon, obliquité, éclairement, paramètres orbitaux, topographie...).

Les prédictions théoriques que nous avons comparées aux observations faites avec l'antenne de 30 m de l'IRAM sont fournies par le GCM du Laboratoire de Météorologie Dynamique de Paris, appelé *Mars Climate Database* (MCD) (Lewis et al., 1999; Forget et al., 2006). C'est la version 4.1 de la MCD qui a été utilisée. Elle se présente sous la forme de routines de calcul Fortran. La routine principale *atmemcd* donne accès à de nombreux paramètres à la fois de l'atmosphère et de la surface de Mars pour une localisation spatiale et une date données. Les paramètres qui nous intéressent sont : la température de surface, la pression à la surface, la température et la concentration atmosphériques ainsi que

l'amplitude des composantes zonales (Est-Ouest) et méridionales (Nord-Sud) des vents. La MCD regroupe, qui plus est, plusieurs scénarios climatiques. Ces scénarios dépendent principalement du flux solaire et de la quantité de poussière présente dans l'atmosphère de la planète. Huit scénarios en tout sont explorables. Nous allons voir que que seuls trois d'entre eux ont été testés, parce que ces scénarios étaient les plus proches des conditions attendues.

Pour utiliser correctement la MCD, il faut déterminer les paramètres d'entrée de la procédure *atmemcd*.

2.2 Spécificités de la modélisation du spectre millimétrique de Mars à partir des données de la *Mars Climate Database*

La MCD donne accès à de nombreuses informations au sujet de l'atmosphère et de la surface de Mars. Comme les conditions physiques de l'éclairement de la planète varient rapidement pour un point donné de la surface de Mars, on avait besoin de connaître précisément les deux principaux paramètres qui définissent un point à la surface de la planète : ses coordonnées planétaires et la date. En partant de ces informations, il a alors été possible d'obtenir une modélisation des conditions physiques qui règnent à la surface et dans l'atmosphère de Mars à proximité du point choisi.

Les paramètres les plus évidents à entrer étaient les paramètres qui se rapportent à la date : année, mois, jour, heure. Comme la date pour laquelle la prédiction est demandée doit s'exprimer en jour julien, il était nécessaire d'utiliser une routine de conversion de la date civile en date julienne. Cette procédure *julian* est fournie par la MCD.

Il a fallu choisir, ensuite, un scénario climatique. Huit scénarios climatiques sont disponibles. Chacun dépend de l'activité solaire et de l'opacité atmosphérique due à la poussière. Les scénarios que nous avons utilisés sont les scénarios «*MY24*» (conditions standard), «*Dust Storm*» et «*Warm*». Leur choix s'est fait en fonction des conditions climatiques, vu la période à laquelle les observations ont été effectuées (saison des tempêtes de poussière).

La résolution spatiale de la MCD étant supérieure à la résolution spatiale de nos observations, il a fallu modéliser la surface et l'atmosphère de Mars sur une zone étendue autour du point visé par le télescope, pour reproduire le spectre correspondant de Mars. Nous avons donc discrétisé le disque planétaire au moyen d'une grille carrée centrée autour du point visé, pour ensuite déterminer les coordonnées planétaires de chaque point du maillage. Lors d'une observation, ce sont les coordonnées célestes du point à viser qu'on choisit : les coordonnées célestes des points de la grille carrée dépendent donc des coordonnées du point visé. Pour utiliser la MCD en chaque point de la grille, on doit déterminer au préalable des coordonnées du point et donc établir avec précision une correspondance entre coordonnées célestes et coordonnées planétaires. Le calcul des coordonnées planétaires à partir des coordonnées célestes est présenté en Annexe A.

Or, la version du programme radiatif présenté dans la partie II ne permettait pas de prendre en compte des profils verticaux en n'importe quel point du disque observé, puisque seuls des profils verticaux moyens y sont implémentés. Pour appliquer la base de données MCD avec efficacité, il était donc nécessaire de créer une nouvelle version du programme, apte à intégrer des profils verticaux différents.

Pour calculer, à l'aide de la MCD, les paramètres qui nous intéressaient sur le disque observé, il a été indispensable de connaître la configuration de l'observation, à savoir : le point visé par le télescope, la valeur de l'angle NP et les coordonnées planétaires (λ_S,δ_S) du point sub-terrestre S. Il a été également important de connaître la taille apparente θ_p de la planète au moment de l'observation.

Au lieu de discrétiser uniquement l'axe équatorial pour le calcul des spectres, comme on le faisait auparavant, nous avons discrétisé le disque entier par application d'une grille carrée. Les coordonnées célestes apparentes (x,y) ont été calculées pour chaque point de la maille et les coordonnées planétaires (λ,δ) déduites selon la procédure détaillée dans l'Annexe A. Ces données, nous les avons entrées dans la procédure *atmemcd* de la MCD, avec la date julienne de l'observation. Le résultat, c'est que pour chaque altitude, nous avons obtenu les valeurs des grandeurs qui nous intéressaient (température, pression, concentration, vitesse de vent...). Ces profils, une fois construits, peuvent servir à calculer les spectres le long de chaque ligne de visée (une ligne de visée par point du maillage).

Dans le paragraphe 2.3 de la partie II, nous faisions état du fait que la modélisation de données interférométriques nécessiterait la résolution de l'équation du transfert radiatif en n'importe quel point du disque planétaire avec, éventuellement, des profils verticaux différents les uns des autres. L'adaptation du programme de transfert radiatif dans le cas de l'utilisation de la MCD a permis d'apporter une modification de cet ordre. Le programme est désormais en mesure de prendre en compte des profils verticaux différents en tout point de la grille de discrétisation. Ces modifications devront être transposées au programme de simulation qui est adapté aux planètes géantes, pour des observations interférométriques futures (avec ALMA notamment).

2.3 Profil thermique et vitesses de vents mésosphériques sur Mars

Le travail présenté ci-après en annexe (Cavalié et al., 2008b) n'est que brièvement introduit ici pour ne pas alourdir inutilement le manuscrit.

Ce travail est le résultat de l'analyse des observations de Mars effectuées en juin 2001 et en novembre 2005, lors des oppositions de la planète. Nous avons sélectionné les fréquences des transitions $J = 1 \rightarrow 0$ et $J = 2 \rightarrow 1$ du ^{12}CO et du ^{13}CO. Nous avons observé les différentes bandes spectrales avec des résolutions spectrales faibles (1 MHz) et élevées ($<$ 100 kHz). Nous avons fixé la valeur de q_{CO} pour les deux jeux de données, d'après les prédictions de la MCD.

Notre premier objectif était de déterminer le profil vertical de la température atmosphérique au point sub-terrestre à partir des spectres à haute résolution. Comme le lobe d'antenne couvrait, à ce moment, la moitié de la planète, le profil thermique obtenu était proche du profil moyen du disque apparent. Les observations ont été menées avant une tempête globale (juin 2001) et après une tempête régionale (novembre 2005), conditions appropriées pour comparer les profils verticaux observés aux profils verticaux prédits par la MCD. Cette comparaison a montré que les prédictions du modèle standard *MY24* et du modèle «*Dust Storm*» ne prédisent pas correctement le profil thermique, pour la période considérée. En revanche, le modèle «*Warm*» permet de prédire les températures jusqu'à 30 km d'altitude. Entre 30 et 60 km d'altitude, le réchauffement observé sur les

données s'est avéré plus important encore que celui prédit par ce modèle. Ces données ont également été comparées à des observations faites à des époques correspondantes, en termes de L_S. Là encore, il y avait concordance jusqu'à 30-40 km, mais au dessus de ces niveaux nous avons constaté que les observations traduisent une atmosphère plus chaude. Au-dessus de 60 km d'altitude, un refroidissement brutal est observé, lequel n'est pas prédit non plus par la MCD. Le choix des raies observées et la haute résolution spectrale des données que nous avons obtenues assurent manifestement une bonne précision de 10 à 70 km d'altitude.

Lors des oppositions de 2001 et 2005, Mars avait une taille apparente suffisante (environ $20''$) pour mesurer les spectres de CO sur plusieurs points. Le lobe d'antenne était alors deux fois plus petit que la planète, si bien que 13 points ont pu être observés, dont 5 le long de l'axe équatorial, 4 sur le méridien central et 4 sur les bords Nord-Est, Sud-Est, Sud-Ouest et Nord-Ouest de la planète. La planète a donc été sur-échantillonée d'un facteur 2 environ. C'est ce qui nous a permis d'utiliser les spectres à haute résolution spectrale lorsque nous avons déterminé le champ des vitesses de vents dans l'atmosphère de Mars. Les raies observées se formant à 40 km (pour le^{13}CO) et 70 km (pour le ^{12}CO), ce sont ces couches atmosphériques dont nous avons mesuré les vitesses de vents. Ces observations ont également été comparées aux prédictions de la MCD. Aux incertitudes de mesure près, l'accord entre nos observations faites à 60 km d'altitude (raie de ^{12}CO(2-1)) et le modèle est bon. Il l'est également à 40 km (raie de ^{13}CO(2-1)), mais uniquement pour les données de 2001 : en effet, la MCD prédit des vents plus faibles que ceux qui ont effectivement été observés en 2005.

Conclusion

Dans le premier chapitre de cette partie, nous avons rappelé l'importance que tient le CO dans le cycle de CO_2. C'est en effet le produit principal de la photodissociation de CO_2. Mais, comme les abondances de CO_2 et de CO restent globalement constantes dans le temps, on est obligé d'invoquer d'autres processus que la recombinaison de CO avec O, si l'on veut obtenir cet état stationnaire. Et comme la chimie de l'eau intervient dans l'établissement de cet équilibre, de nombreuses observations ont eu pour sujet d'étude le cycle de l'eau. C'est ainsi que les études réalisées ont mis en évidence des variations spatiales et saisonnières de l'abondance de l'eau, et c'est pour vérifier si cette variabilité avait un effet sur la distribution spatio-temporelle de CO que des observations de CO ont été effectuées à de nombreuses reprises ces dernières années. Sur des échelles de temps allant de quelques mois à quelques années, le rapport de mélange de CO présente des variations, ainsi que des asymétries spatiales.

Mis à part la caractérisation de la distribution spatiale et temporelle du CO, nous avons expliqué dans les détails à quoi pouvait servir les observations de CO. L'observation conjointe du ^{12}CO et ^{13}CO offre en effet la possibilité de mesurer le profil thermique lié à la géométrie de l'observation. Si le lobe d'antenne est de taille comparable à la planète, les observations donnent accès au profil thermique moyen de la planète : dans le cas où les observations sont plus résolues, le profil thermique déterminé correspond à une région de la planète. Sans compter que les observations, si elles sont faites avec une résolution spectrale suffisante, permettent de mesurer la vitesse des vents atmosphériques aux altitudes auxquelles se forme la raie observée. C'est en mesurant le décalage spectral entre la position de la raie, telle qu'elle est observée, et sa position théorique que ce calcul peut effectivement se faire.

Le second chapitre de cette partie avait pour propos les observations de la planète Mars faites avec l'antenne de 30 m de l'IRAM au moment des oppositions de 2001 et 2005, et d'en présenter l'analyse. Nous avons déduits les profils thermiques au point sub-terrestre et le champ des vitesses de vents à partir des spectres enregistrés et nous avons comparé ces observations aux prédictions d'un GCM. Le résultat que nous avons trouvé est le suivant : pendant la saison des tempêtes de poussières, l'atmosphère subit un réchauffement conséquent entre 30 et 50-60 km d'altitude. Or, le modèle «*Warm*» de la MCD (GCM utilisé pour les comparaisons) prédit les températures avec une bonne précision jusqu'à 30 km, mais il n'arrive pas à reproduire la couche plus chaude qui est observée. Le fait que la prédiction se vérifie jusqu'à 30 km d'altitude signale sa pertinence pour les spectres à basse résolution. Au-delà de 50-60 km, on constate un refroidissement rapide de l'atmosphère et ce refroidissement, de 20 à 30 K en 10 km environ, est clairement visible sur les spectres à haute résolution spectrale. Il n'est pas prédit par la MCD ! On le voit,

il est indispensable d'avoir une résolution spectrale suffisante si l'on veut déterminer un profil thermique qui soit précis. Cette étape est essentielle lorsqu'on cherche à quantifier la présence d'un composé atmosphérique dont les raies spectrales sont optiquement minces. Les résolutions spectrales d'instruments tels Herschel et ALMA seront suffisantes pour établir le profil thermique lié à une observation.

En ce qui concerne la mesure des vents mésosphériques, la MCD produit des prédictions qui sont en accord global avec les observations à 40 km d'altitude (spectres de ^{13}CO) et à 60 km d'altitude (spectres de ^{12}CO). À une exception près : les observations de 2005 en ^{13}CO ne sont pas reproduites par la MCD, car les vents prédits sont plus faibles d'un facteur allant de 2 à 4. Ces résultats demandent à être confirmés par des mesures réalisées avec l'interféromètre du Plateau de Bure (Moreno et al., 1999, 2001a, 2006). Le gain en termes de résolution spatiale permettra de vérifier s'il y a accord entre la MCD et les observations avec une précision supérieure.

A&A 489, 795–809 (2008)
DOI: 10.1051/0004-6361:200809815
© ESO 2008

Astronomy & Astrophysics

Vertical temperature profile and mesospheric winds retrieval on Mars from CO millimeter observations

Comparison with general circulation model predictions

T. Cavalié[1,2], F. Billebaud[1,2], T. Encrenaz[3], M. Dobrijevic[1,2], J. Brillet[1,2], F. Forget[4], and E. Lellouch[3]

[1] Université Bordeaux I, Laboratoire d'Astrophysique de Bordeaux, France
e-mail: cavalie@obs.u-bordeaux1.fr
[2] CNRS/INSU, UMR5804, BP 89, 33270 Floirac, France
[3] Observatoire de Paris-Meudon, Laboratoire d'Études Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique, France
[4] Université Paris VI, Institut Pierre Simon Laplace, Laboratoire de Météorologie Dynamique, France

Received 20 March 2008 / Accepted 3 June 2008

ABSTRACT

Aims. We have recorded high spectral resolution spectra and derived precise atmospheric temperature profiles and wind velocities in the atmosphere of Mars. We have compared observations of the planetary mean thermal profile and mesospheric wind velocities on the disk, obtained with our millimetric observations of CO rotational lines, to predictions from the Laboratoire de Météorologie Dynamique (LMD) Mars General Circulation Model, as provided through the Mars Climate Database (MCD) numerical tool.
Methods. We observed the atmosphere of Mars at CO(1–0) and CO(2–1) wavelengths with the IRAM 30-m antenna in June 2001 and November 2005. We retrieved the mean thermal profile of the planet from high and low spectral resolution data with an inversion method detailed here. High spectral resolution spectra were used to derive mesospheric wind velocities on the planetary disk. We also report here the use of ^{13}CO(2–1) line core shifts to measure wind velocities at 40 km.
Results. Neither the Mars Year 24 (MY24) nor the Dust Storm scenario from the Mars Climate Database (MCD) provides satisfactory fits to the 2001 and 2005 data when retrieving the thermal profiles. The Warm scenario only provides good fits for altitudes lower than 30 km. The atmosphere is warmer than predicted up to 60 km and then becomes colder. Dust loading could be the reason for this mismatch. The MCD MY24 scenario predicts a thermal inversion layer between 40 and 60 km, which is not retrieved from the high spectral resolution data. Our results are generally in agreement with other observations from 10 to 40 km in altitude, but our results obtained from the high spectral resolution spectra differ in the 40–70 km layer, where the instruments are the most sensitive. The wind velocities we retrieve from our ^{12}CO observations confirm MCD predictions for 2001 and 2005. Velocities obtained from ^{13}CO observations are consistent with MCD predictions in 2001, but are lower than predicted in 2005.

Key words. planets and satellites: individual: Mars – radio lines: solar system

1. Introduction

The atmosphere of Mars is mainly composed of carbon dioxide. Its molar fraction is about 0.953 (Owen et al. 1977). CO_2 photolysis is the source of carbon monoxide. Since its first detection (Kaplan et al. 1969), its abundance vertical profile has been studied in order to understand the recycling of CO into CO_2. Observations have been carried out either in the millimeter (Clancy et al. 1983; Lellouch et al. 1991b; Encrenaz et al. 2001), in the submillimeter (Lellouch et al. 1991a; Gurwell et al. 2000) or in the infrared range (Billebaud et al. 1992, 1998). These observations led to the conclusion that CO has a relatively stable mixing ratio $q_{CO} = 8 \pm 2 \times 10^{-4}$, both spatially and temporally. However, variations of less than 40% in magnitude were suggested over the Martian disk (Lellouch et al. 1991b). Then, Krasnopolsky (2003) characterized a north/south asymmetry of the CO mixing ratio for $L_S = 112°$. Variations of q_{CO} going from 8.3×10^{-4} northward of the subsolar latitude up 12.5×10^{-4} at 50°S were observed. Krasnopolsky (1993) showed that there are also variations of the disk-averaged value of q_{CO} related to the solar cycle (5.8×10^{-4} two years after the solar minimum and 8.2×10^{-4} two years after the solar maximum). All the previously cited measurements were carried out with a low spatial resolution, except Krasnopolsky (2003). A recent study of Omega/Mars Express data showed that variations as a function of the seasonal cycle of the CO mixing ratio could reach a factor of 2 above the Hellas Basin (Encrenaz et al. 2006). It is also likely that the atmosphere above the southern condensing polar cap is enriched in CO, similarly to other non-condensable gas such as argon for which this enrichment (by a factor of at least 6) has been detected by Mars Odyssey (Sprague et al. 2004).

In addition to the determination of the CO mixing ratio, CO observations can also be used to constrain the thermal profile of the planet (Lellouch et al. 1989; Billebaud et al. 1992). In the millimeter wavelength range, the ^{12}CO lines are optically thick and thus the spectral shapes are governed by the atmospheric temperature. The thermal profile can be obtained from the inversion of the spectra. Such observations need to be combined with isotopic observations (optically thin lines) in order to retrieve the CO mixing ratio at the same time. This is the reason why ^{12}CO and ^{13}CO lines are usually observed jointly. Subsequent analysis of other species generally require knowledge of the thermal profile in order to constrain the vertical profiles of these species (Gurwell et al. 2000; Encrenaz et al. 2001). Any uncertainty in the shape of the temperature profile induces

uncertainties in the mixing ratio profiles. Therefore, deriving a precise thermal profile is of key importance in any mixing ratio vertical profile study.

Measuring wind velocities in the atmosphere of Mars can be achieved from infrared heterodyne observations of CO_2 (Sonnabend et al. 2006). Also, observing line cores at millimeter and submillimeter wavelengths with high spectral and spatial resolution is an effective tool to measure atmospheric wind velocities. Such observations were performed with radio interferometers (Shah et al. 1991; Moreno et al. 2006), but can also be done from single dish antennas (Lellouch et al. 1991c), when the size of the planet is great enough with respect to the beam size. Such conditions are fulfilled at opposition. The measured winds are obtained in regions where the line cores are formed. In the case of CO, the line cores are formed between 40 and 80 km, depending on the isotope and frequency of the line that is observed (Lellouch et al. 1991c; Clancy et al. 2006). Such observations are all the more valuable as this region of the Martian atmosphere is poorly constrained by general circulation models.

The 2001 and 2005 oppositions were good opportunities for Mars observations because the apparent size of the planet resulted in a good spatial resolution when using the Institut de Radio-Astronomie Millimétrique 30-m antenna. The planet was observed a few days before the global dust storm in 2001 and a few days after a regional dust storm in 2005. We used ^{12}CO and ^{13}CO millimetric line observations to derive the planetary mean atmospheric thermal profile with a combination of high and low spectral resolution spectra. A 13 point map was constructed and wind maps derived from the high spectral resolution ^{12}CO and ^{13}CO(2−1) observations. We present here the wind measurements from ^{12}CO(2−1) and ^{13}CO(2−1) spectra. A description of the observations is given in Sect. 2. The thermal profile retrieval for the central position of our observations is described in Sect. 3. The profiles are compared to other observations and to the predictions from the LMD General Circulation Model (Forget et al. 1999) available using the Mars Climate Database (MCD) numerical tool (Lewis et al. 1999; Forget et al. 2006). The wind measurements are presented in Sect. 4 and also compared to MCD predictions. Our conclusions are given in Sect. 5.

2. Observations

The data presented in this paper were obtained during the periods of the 2001 and 2005 oppositions, on 13−17 June 2001 and 31 October 2005 at the Institut de Radio-Astronomie Millimétrique 30-m antenna at Pico Veleta, Spain. The solar longitude (L_S) values, the planet apparent size and the planetocentric coordinates of the sub-earth point (SEP) at the time of the observations are displayed in Table 1. The antenna was pointed towards 13 points on the planetary disk (see Tables 2, 3 and Fig. 1). We chose the location of the 13 points in order to have a good sampling of the Martian disk with the antenna beam at 230-GHz. Each pointing position was observed 80 s and then cycled through the whole observing run.

There are two causes of smearing in the data. The first one is the antenna beam width (half of the size of the planet). The other one is the change of the SEP position during an observing run and from one observing run to another. The dates given in Table 1 are the median dates for both sets of observations. We chose to perform our computations at these dates because the general thermal structure of the atmosphere and surface does not vary much for a fixed local time (midday for example) on the visible disk. This is confirmed by the fact that all the datasets gave very similar spectra (contrast, width ...), at each point on the map, from the beginning to the end of each run and even from one night to another (13−17 June 2001). Thus, it allows us to average the spectra of a given observed point of the map in order to improve the signal-to-noise ratio.

The SEP spectra (position 1 in Fig. 1, local time: midday) were used to retrieve the atmospheric thermal profile. Given the size of the beam, the latitudinal variations of the thermal profile are averaged and the observed thermal profile can be considered as a mean thermal profile for the whole planetary disk. The thermal profiles of the 12 other points could also be retrieved with our method, but it was not the primary goal of this work. Moreover, the beam size being half the size of the planet, positions 2, 4, 6 and 8 would result in comparable profiles. The 12 remaining points were used to retrieve wind velocities. The coordinates of the 13 points on the Martian map were determined by using the SEP coordinates and supposing that the observations were all carried out at the median date of both sets. Thus, the

Table 1. The solar longitude (L_S) values, the planet apparent size and the planetocentric coordinates of the sub-earth point (SEP) at the time of the observations.

	15 June 2001	1 November 2005
L_S	180° (northern autumn equinox)	316° (northern winter)
angular size	20.6 arcsec	20.2 arcsec
SEP at 0h UTC	3.2°N, 163°W	14.5°S, 156°E

Table 2. Coordinates of and local time at the observed points on the planetary disk in 2001. Celestial offsets.

Position number	Offsets [″] East-West	Offsets [″] North-South	Approximate local time
1	0.0	0.0	12 h
2	2.7	4.7	12 h
3	5.1	8.9	12 h
4	–4.7	2.2	14 h
5	–8.9	5.2	18 h
6	–2.8	–4.9	12 h
7	–5.1	–8.8	12 h
8	4.2	–3.0	10 h
9	8.9	–5.2	6 h
10	9.7	3.5	6 h
11	–1.8	10.1	18 h
12	–9.6	–3.6	18 h
13	1.7	–10.1	6 h

Table 3. Coordinates of and local time at the observed points on the planetary disk in 2005. Celestial offsets.

Position number	Offsets [″] East-West	Offsets [″] North-South	Approximate local time
1	0.0	0.0	12 h
2	–3.2	4.0	12 h
3	–6.3	7.9	12 h
4	–4.0	–3.2	14 h
5	–7.9	–6.3	18 h
6	3.2	–4.0	12 h
7	6.3	–7.9	12 h
8	4.0	3.2	10 h
9	7.9	6.3	6 h
10	1.1	10.0	8 h
11	–10.0	1.1	18 h
12	–1.1	–10.0	18 h
13	10.0	–1.1	7 h

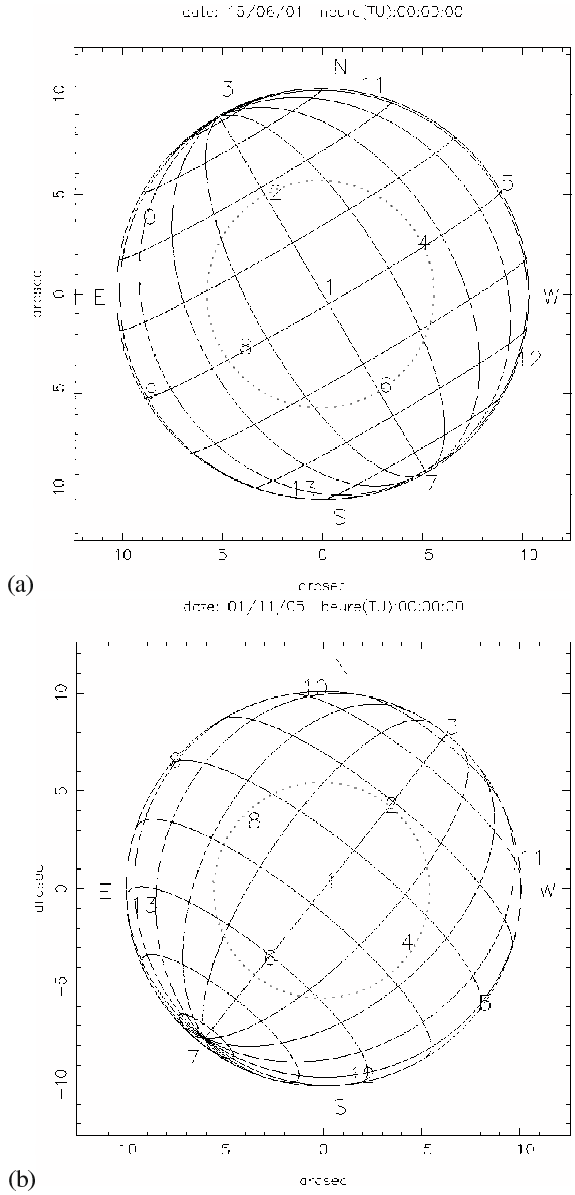


Fig. 1. Geometry of the observations in **a)** 2001 and **b)** 2005. Positions of observed points are given in Tables 2 and 3. Their position on the disks are only approximative. The field of view (full width at half maximum of the beam) at 230 GHz is plotted in dashed lines for position 1. Celestial east/west directions.

velocities are averaged over 80° in longitude, due to the rotation of the planet during each observing run. Having these coordinates enables us to retrieve the predicted wind velocities with the MCD model.

Two receivers at 1 and 3-mm wavelength were used simultaneously during each run in order to observe the ^{12}CO and ^{13}CO $J = 1-0$ and $J = 2-1$ lines. The observations were carried out in a singleside band (SSB) mode with a band rejection factor of 0.01 on the 115 GHz band and 0.05 on the 230 GHz band. The system temperatures and atmospheric opacities are given in Table 4. The opacity is higher at 115-GHz than at 230-GHz because the 115-GHz band is in the vicinity of a strong O_2 terrestrial absorption band (at 118-GHz). The filterbanks were set in two modes: a 1 MHz low resolution mode in order to have the total line shape and contrast for the ^{12}CO(1–0) and ^{12}CO(2–1) and

Table 4. Observational parameters in 2001 and 2005.

Receivers	3 mm		1 mm
T_{sys} (2001) [K]	400–420		250–350
τ_{zenith} (2001)	0.25		0.04
T_{sys} (2005) [K]	240–260		220–240
τ_{zenith} (2005)	0.32		0.09
Line	^{12}CO(1–0)	^{13}CO(2–1)	^{12}CO(2–1)
Frequency [GHz]	115.271	220.399	230.538
Beam size (*FWHM*) [arcsec]	21.5	11.1	10.6
Low resolution [MHz]	1.0	not used	1.0
Bandwidth [MHz]	256	not used	256
High res. (2001) [kHz]	39.0	78.0	39.0
High res. (2005) [kHz]	26.4	26.4	26.4
Bandwidth [MHz]	17	17	17

a high resolution mode to have the line cores of each ^{12}CO and ^{13}CO line. The high resolution lines are used to retrieve the atmospheric thermal profile (at the SEP location) and the wind velocities (on the other locations on the disk). The low resolution spectra are used to retrieve the contrast between $T(z = 0$ km) and T_{surf}. Observed lines, beam sizes, and spectral resolutions are displayed in Table 4. We used the wobbler switching technique, with a 0.5 Hz frequency and an amplitude of 80 arcsec.

The pointing accuracy was about 1–2 arcsec but it was not a limitation to our analysis of the planetary mean thermal profile, because the effect of such offsets on the SEP spectra is not significant. Moreover, all spectra are interpreted in terms of line-to-continuum ratio. Ripples (long and short periods) appeared to be the most interfering features on the observed spectra. They were removed by fitting baselines of order 1 to 4, depending on the CO line, on the low spectral resolution spectra, for the thermal profile study. All the high resolution spectra were only symmetrised to average the effect of long period ripples. For the wind velocity study, we were only interested in the Doppler shift value, not on the global line shape. In order to fit the core center with a Gaussian curve in a proper way, baselines of higher order (2–8) were used when deriving wind velocities to remove the far wings ($\Delta\nu >$ 6-MHz at 230-GHz). The removed baselines were selected in order to not change the line core.

All CO lines were detected with high signal-to-noise ratios, that is ≃30 for the ^{12}CO lines and ≃10 for the ^{13}CO(2–1) line. The ^{13}CO(1–0) weak emission was not used for analysis because of a faint signal-to-noise ratio and strong ripples. A weak absorption feature appears on the blue wing of the ^{12}CO line in the 2001 data (see Fig. 2). This was thought to be the signature of mesospheric CO from the Earth. These terrestrial lines appear sometimes because of the rapid variation of the atmospheric opacity. In this case, the frequency shift is greater by a factor of ∼2 than a shift due to the Earth-Mars relative velocity (1.5 MHz at 230 GHz). So, these features might be ripple subtraction remnants. They do not interfere with the fitting of the lines or the wind velocity derivation. The terrestrial CO absorption does not appear in the 2005 data because the observations were carried out only 2 days after the opposition. So the terrestrial mesospheric CO absorption is not shifted enough from the line center (0.3 MHz at 230 GHz). This adds an uncertainty, which should be low, on the line contrasts that were measured. So, for the thermal profile derivation (not for the wind velocity derivation), all lines were symmetrised to average the amplitude of the remaining ripple features and to improve the signal-to-noise ratio. For the 2005 wind velocity derival, a problem could be that a faint terrestrial CO absorption near the line core could slightly shift it.

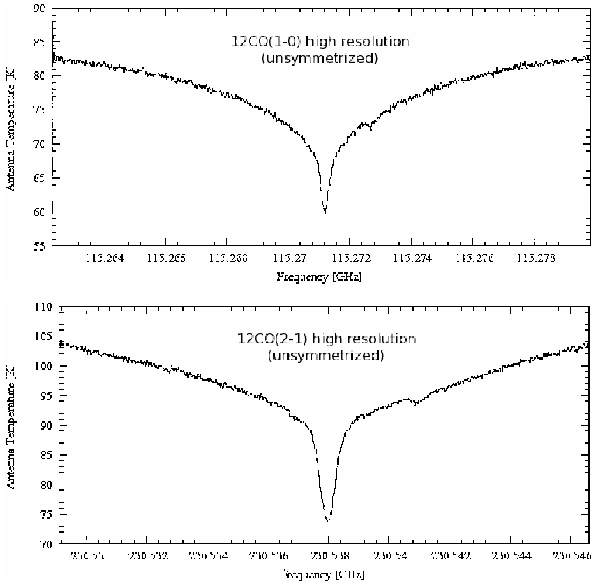


Fig. 2. Antenna temperature spectra of the ^{12}CO(1−0) and (2−1) lines in 2001 for position 1 with the high spectral resolution mode. The absorption caused by terrestrial mesospheric CO can be seen at 1.5 MHz on the blue wing of the line center of the (1−0) line and 3 MHz on the blue wing of the line center of the (2−1) line.

From the data, there is no evidence of a systematic shift (see shift measurements on position 1 for ^{12}CO and ^{13}CO in Table 11), so this effect (if there is one) cannot be calibrated.

3. Mean thermal profiles

3.1. Radiative transfer model

We used a line-by-line 1D non-scattering radiative transfer model to compute the synthetic spectrum of Mars in the millimeter range, by solving the radiative transfer equation. Spectra are computed on a regular square grid before averaging them (see below). The model takes into account the spherical geometry so that the limb contributions are naturally accounted for. The atmosphere is divided into 1 km high levels for altitudes ranging from 0 km to 120 km. Assuming local thermal equilibrium (LTE), the specific intensity I_ν $\left[\mathrm{W\,m^{-2}\,sr^{-1}\,Hz^{-1}}\right]$ on a given line-of-sight is:

$$I_\nu = (I_\nu)_{\mathrm{surf}}\, \mathrm{e}^{-(\tau_\nu)_{\mathrm{surf}}} + \int_0^{(\tau_\nu)_{\mathrm{surf}}} B_\nu(T(z))\mathrm{e}^{-\tau_\nu}\mathrm{d}\tau_\nu \quad (1)$$

where $(I_\nu)_{\mathrm{surf}}$ is the specific intensity emitted by the surface, τ_ν is the optical depth, $(\tau_\nu)_{\mathrm{surf}}$ is the optical depth at the surface level on the considered line-of-sight, $B_\nu(T)$ is the Planck function and $T(z)$ is the atmospheric vertical thermal profile. The specific intensity $(I_\nu)_{\mathrm{surf}}$ is the grey body radiation of the surface of the planet. It can be written:

$$(I_\nu)_{\mathrm{surf}} = \epsilon_{\mathrm{surf}} B_\nu(T_{\mathrm{surf}}) \quad (2)$$

where ϵ_{surf} is the emissivity of the surface and T_{surf} is the surface temperature. The value of these parameters is discussed in Sect. 3.1.1. In the case of a line-of-sight that points towards the limb, the specific intensity is obtained from:

$$I_\nu = \int_0^{\tau_\nu(L)} B_\nu(T(z))\mathrm{e}^{-\tau_\nu}\mathrm{d}\tau_\nu \quad (3)$$

where L is the total thickness of the atmosphere along the considered line-of-sight. The optical depth is related to the opacity of the atmosphere, which is due to CO absorption. We assumed all the CO lines to be Voigt-shaped. Scattering by the dust is neglected because of the small size of the particules (∼1 μm, Chassefiere et al. 1992) compared to the observed wavelengths.

Specific intensity (I_ν) spectra are calculated on a square grid. The final spectra are obtained by averaging the spectra with appropriate weights and convolving with the antenna pattern (assumed to be a 2D Gaussian function). Finally, the I_ν spectrum is converted into brightness temperature spectra, after taking the filling factor of the antenna into account:

$$T_{\mathrm{b}}(\nu) = \frac{h\nu}{k_B}\left[\ln\left(1 + \frac{2h\nu^3}{c^2}\frac{1}{I_\nu}\right)\right]^{-1}. \quad (4)$$

3.1.1. Surface parameters

The aim of the data reduction is to retrieve the atmospheric mean thermal profile. The model has several free parameters. Therefore we need to restrain the free parameters as much as possible, before computing the lines. At the surface level, we have 2 parameters, which are the surface pressure and the surface temperature.

The mean surface pressure p_{surf} values used in our computations are derived from MCD predictions. The value of p_{surf} depends on the location of the observed site, the time of the observation and the climate scenario chosen (see details in Sect. 3.3). The planetary disk is partitioned into a 61 × 61 regular square grid[1], where the surface pressure is known from MCD predictions. These values are convolved with the antenna pattern in order to have the mean value p_{surf}. Because the antenna pattern width depends on the frequency of the observed line, the values of p_{surf} depends on the frequency. The values we use for our computations are the 230 GHz values, because the (2−1) line will be the line used to retrieve the thermal profile:

$$p_{\mathrm{surf}}(2001) = 5.4 \text{ mbar} \quad (5)$$

$$p_{\mathrm{surf}}(2005) = 6.7 \text{ mbar}. \quad (6)$$

The surface emissivity ϵ_{surf} is computed from the Fresnel reflectivity coefficient R_{F}:

$$\epsilon_{\mathrm{surf}} = 1 - R_{\mathrm{F}}. \quad (7)$$

R_{F} is obtained by averaging the Fresnel reflectivity coefficients for parallel and perpendicular polarizations:

$$R_{\mathrm{F}} = \frac{1}{2}\left(\frac{\tan^2(\theta_{\mathrm{i}} - \theta_{\mathrm{t}})}{\tan^2(\theta_{\mathrm{i}} + \theta_{\mathrm{t}})} + \frac{\sin^2(\theta_{\mathrm{i}} - \theta_{\mathrm{t}})}{\sin^2(\theta_{\mathrm{i}} + \theta_{\mathrm{t}})}\right) \quad (8)$$

where θ_{i} is the angle of incidence of the radiation on the surface and θ_{t} the transmission angle. The relationship between θ_{i} and θ_{t} is given by the Snell-Descartes law:

$$\sin(\theta_{\mathrm{t}}) = \frac{\sin(\theta_{\mathrm{i}})}{\sqrt{\epsilon}} \quad (9)$$

where $\epsilon = 2.5$ is the assumed dielectric constant of the surface (Clancy et al. 1983). The disk-averaged value of ϵ_{surf} is 0.90.

[1] We have a grid with 30 points on each side of the SEP. The value of 30 was chosen after numerical tests, in order to have a good convergence of the results.

Table 5. Mean surface temperature values derived from the 2001 and 2005 observations, after convolution by the antenna beam.

Frequency [GHz]	115	230
Beam width (*FWHM*) [arcsec]	21.5	11.6
$\langle T_{\rm surf}\rangle_{2001}$ [K]	229	249
$\langle T_{\rm surf}\rangle_{2005}$ [K]	226	246

Table 6. Spectroscopic parameters of the observed CO lines. Parameter ν_0 is given in GHz, I_0 in $\left[\log\left(\mathrm{nm^2\ MHz^{-1}}\right)\right]$ at T = 300 K and E_0 in $\left[\mathrm{cm^{-1}}\right]$.

Parameters	CO(1–0)	CO(2–1)	^{13}CO(2–1)
ν_0	115.2712018	230.5380000	220.3986765
I_0	–5.0105	–4.1197	–4.1749
E_0	0.0	3.8450	3.6759

Because no absolute calibration was performed, all spectra from 2001 and 2005 are discussed in terms of line-to-continuum ratios and physical surface temperature cannot be derived. Because we want to compare our observations to MCD predictions and because the MCD gives good predictions at low altitudes (Forget, private communication), we choose to take the temperature predicted at 10 km altitude as a reference for the derivation of the thermal profiles from the observations. So, the temperature profile above and below 10 km as well as the surface temperature are determined with respect to this fixed value (see Sect. 3.2). Then, we only need a simple model for the surface temperature. We use a very simplified modelling of the surface physical temperature:

$$T_{\rm surf} = T_0 + T_1 \cos(2\alpha). \quad (10)$$

The value of α varies from 0 for the SEP to $\pi/2$ for a limb position. This model assumes a circular symmetry around the SEP. From thermal emission observations and models (Mellon et al. 2000), it is known that the maximum temperature occurs after local noon. However, due to our relatively low spatial resolution (half of the planetary disk at 230-GHz), we only need to obtain a good approximation of the MCD disk-averaged surface temperature. The values of T_1 and T_0 are adjusted in order to obtain a good fit of the far wings of the observed lines and to be close to MCD disk-averaged predictions. The antenna beam convolved values of $T_{\rm surf}$ are given in Table 5. These values are consistent with Smith (2004) measurements (see their Fig. 11).

3.1.2. Spectroscopic parameters

All spectroscopic parameters were taken from the JPL catalog (Pickett et al. 1998). The values taken for the computations are given in Table 6. Parameter ν_0 is the central frequency of the line, I_0 is the line intensity at T = 300 K and E_0 is the energy level of the lower state of the transition. The Lorentzian parameters γ and x for ^{12}CO were taken from Varanasi (1975):

$$\gamma_0 = 0.11\ \mathrm{cm^{-1}\ atm^{-1}} \quad (11)$$

$$x = 0.75. \quad (12)$$

We assume that these parameters can also be taken for ^{13}CO. The $\frac{^{12}\mathrm{CO}}{^{13}\mathrm{CO}}$ isotopic ratio is set to 89 (Owen et al. 1977), which is almost the terrestrial value (90).

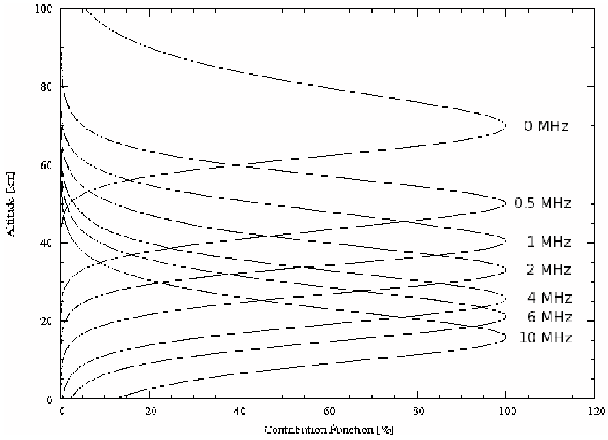


Fig. 3. Contribution functions for the ^{12}CO(2–1) line in 2005. From the highest peak to the lowest one, the frequencies at which the functions are computed are: 0, 0.5, 1, 2, 4, 6 and 10 MHz from the line center. These functions show that it is possible to retrieve the thermal profile between 15 and 70 km from the high resolution ^{12}CO(2–1) line. The ^{12}CO(1–0) line gives similar results. The gap from the surface to 15 km is filled in with the low resolution ^{12}CO(2–1) spectrum because it gives access to the missing part of the spectrum, from 10 MHz from the line center to the continuum.

3.2. CO volume mixing ratio and mean thermal profile inversion

As was mentioned previously, the atmospheric temperature is fixed at the 10 km altitude MCD prediction value. Because we observe an optically thin line (^{13}CO(2–1)) and optically thick lines (^{12}CO(1–0) and (2–1)), we can simultaneously retrieve $q_{\rm CO}$ and $T(z)$. The procedure used to derive $q_{\rm CO}$, $T_{\rm surf}$ and $T(z)$ is as follows:

- MCD predictions for $q_{\rm CO}$, $T_{\rm surf}$ and $T(z)$ are used to compute the CO lines. The value of $q_{\rm CO}$ is assumed to be constant with altitude;
- the surface temperature and the temperature of the first atmospheric levels are adjusted to match the far wings of the ^{12}CO(1–0) and ^{12}CO(2–1) lines. The parameter $q_{\rm CO}$ is adjusted with the ^{13}CO(2–1) line core, as this line is the only optically thin line (τ = 0.25 at the zenith and at the central frequency) that has been observed;
- the high resolution ^{12}CO(1–0) and ^{12}CO(2–1) spectra allow the inversion of the thermal profile above 10 km altitude (see contribution functions in Fig. 3), as the lines are optically thick (τ = 23.5 at the zenith and at the core center);
- repeat the two previous steps until a good match is reached for the whole set of lines.

For all datasets, the CO mixing ratio was set to 8.5×10^{-4}, constant with altitude. We note that some models show an increase of the CO mixing ratio above an altitude of 40 km because of transport (Theodore et al. 1993; Nair et al. 1994). We have chosen to set this parameter to a constant value in order to simplify the problem, as the only line sensitive to $q_{\rm CO}$ is the ^{13}CO(2–1) line (optically thin). It appears that considering a variable $q_{\rm CO}$ profile gives slightly better fits to the ^{13}CO(2–1) line, as shown in Fig. 7 in Theodore et al. (1993). The contribution function of the ^{13}CO(2–1) line peaks at 40 km (see Fig. 4). So this line is not too sensitive to a slow increase of $q_{\rm CO}$ above 50 km. The Theodore et al. (1993) model has a homopause level located at 50–55 km and shows that $q_{\rm CO}$ increases up to 13.0×10^{-4} at 60 km, where the contribution function of

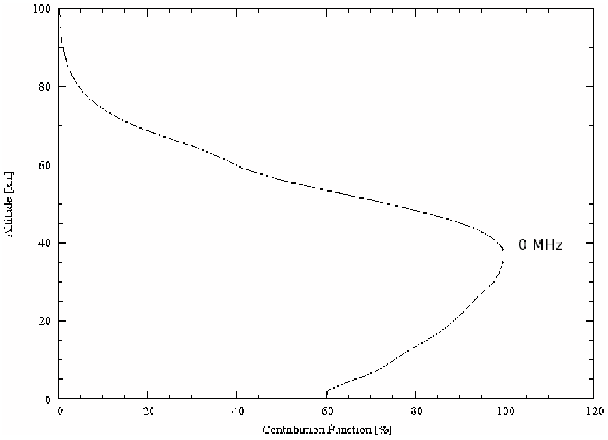


Fig. 4. Contribution function for the central frequency of the ^{13}CO(2−1) line in 2001.

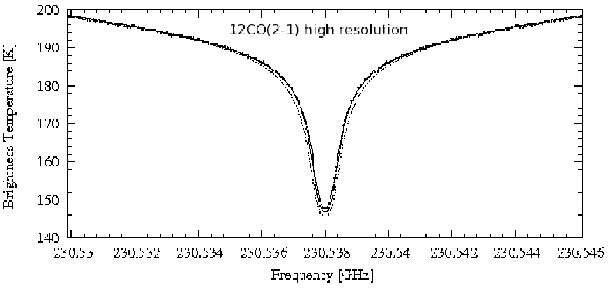


Fig. 5. ^{12}CO(2−1) high resolution line in 2005 fitted with the best fit model (solid line). The dotted model corresponds to an increase of q_{CO} from 8.5×10^{-4} to 13.0×10^{-4} above 50 km (homopause level).

the ^{12}CO line peaks. Nevertheless, since these lines are optically thick, they show no significant change in the line contrast. The width of the line is only slightly affected by this effect (see Fig. 5). Indeed, the ^{12}CO line core shapes at less than 1 MHz from the line center are formed above 40 km. So, fitting the line with such a CO mixing ratio profile would lead to an increase of the atmospheric temperature by only a few K above 40 km.

The thermal profile is computed from 0 to 18 km with a 2 km step, from 22 to 38 km with a 4 km step and from 44 to 116 km with a 6 km step. For each point, the temperature is adjusted in order to fit the ^{12}CO and the ^{13}CO high resolution lines. The low atmosphere temperature profile is oversampled with regard to our vertical resolution (gas scale height), so the profile is smoothed. We also add 2 values at 59 km and 65 km in order to be able to satisfy the rapid changes in the line core shape. Indeed, the ^{12}CO line sets from 2001 and 2005 show an important increase of the absorption feature, especially in the ^{12}CO(2−1) lines. This effect was observed with the JCMT antenna by Clancy et al. (2006) on 4 November 2005 in the CO(3−2) line. It is even more significant in the 2001 data (see Fig. 2). Since the ^{12}CO lines are optically thick, it implies that there is a strong and sudden decrease of the temperature for altitudes above 40−50 km, according to contribution function analysis.

3.3. Using the Mars Climate Database to compute predicted spectra – comparison with observational data

The Mars Climate Database (MCD) numerical tool (Lewis et al. 1999; Forget et al. 2006) can be used to provide a large number of parameters both of the surface and atmosphere over an entire Martian year for a given point on the Martian map. A large panel of different climate databases can be explored with the Fortran subroutine *atmemcd* (each climate scenario is given a number from 1 to 8). The three different scenarios we have used are number 2 (Mars Year 24), 5 (Dust storm, $\tau = 4$) and 7 (Warm). The parameters we are interested in are the parameters we defined previously: the surface temperature, the surface pressure, the atmospheric number density and temperature profiles. The CO mixing ratio as a function of altitude is also given. We start our computations with a mean value of $q_{CO} = 8.5 \times 10^{-4}$ that is consistent with predictions and we set it constant with altitude.

Table 7. Mean surface temperature given by the MCD for both observation dates and both scenarios (MY24 and Warm) after convolution by the beam pattern at 230 GHz.

T_{surf} [K]	2001	2005
MY24 scenario	265	250
Warm scenario	261	241

Thus, we have to define the planetocentric points we are interested in. We know the SEP coordinates for all of our observations from the Institut de Mécanique Céleste et de Calcul des Éphémérides (IMCCE) database (http://www.imcce.fr/imcce_fr.html). Because the general thermal structure of the atmosphere and surface does not vary too much at a fixed local time, it is possible to average the spectra that correspond to the same local time. As all the spectra we have used correspond to the SEP observations, the local time on the planet is always midday. So, the 5 spectra sets of the 2001 observations are averaged and we take the mean date of the observations to obtain the information we need from the MCD: 15 June 2001 at 0 h UTC. In 2005, the date we take is 1 November at 0 h UTC. For each period, the Martian disk is partitioned in a square grid. The coordinates of each point of the grid are computed in order to obtain a thermal vertical profile by using the *atmemcd* subroutine. We also have the surface parameters for each point. After convolving by the antenna beam, the mean surface temperatures values given by the MCD predictions are given in Table 7. All profiles are stored and used by the radiative transfer code, in order to obtain a spectrum for each line-of-sight. All these spectra are finally averaged with the appropriate weights to generate the MCD-predicted spectrum for the time of the observations. A spectrum is computed for each observed CO line.

There is an uncertainty in the computation of the temperature vertical profile in the lines of sight that are close to the limbs and poles. Indeed, we have taken the vertical profiles above geographical points when we should have taken the profile in the line-of-sight. The discrepancy is due to the viewing angle which is increasing when going from the disk center to the limbs or poles. The difference between the planetocentric point we use and the one that should be used when we are sounding the limb, for example, is about 740 km at the top of the atmosphere we are able to sound (80 km). This means that the difference is about 20% of the planetary radius. But, the higher the altitude, the more uniform on a large scale the temperature becomes. This is the reason why we choose to use these vertical profiles above the planetocentric points of our map in order not to complicate the computations too much. The uncertainty that comes from this approximation for scenario 2, for example, is about 2–4 K at 40 km and 4–6 K at 60 km in 2001 and 2–3 K at 40 km and 2–4 K at 60 km in 2005 for the lines-of-sight that are close to the limb.

Once we have all the predicted spectra, for each scenario and period of observation (18 spectra; 3 CO lines, 3 scenarios and 2 periods), we use the radiative transfer code to determine the mean thermal profile of the planet that would lead to the predicted features. The thermal profiles can then directly be compared with the mean thermal profiles derived from the observations. This procedure gives us a unique tool to compare a predicted mean thermal profile with the observed one.

Figure 6 shows the comparison between the observations carried out with the 30-m telescope and the MCD prediction for scenarios 2 (MY24), 5 (Dust storm) and 7 (Warm), in terms of relative intensity. The same plots are displayed in Fig. 7 for the 2005 data. They all clearly show that, despite the fact that the data were obtained either a few days before a global dust storm or a few days after a regional dust storm, the Dust storm scenario from the MCD database is not appropriate to compute CO lines with the right line shape in these cases. The MY24 scenario provides better fits to the data. Nevertheless, we can see from both Figs. 6 and 7 that the Warm scenario gives the best basis to retrieve the observed mean thermal profiles from the MCD predictions. The Warm scenario gives good line fits for the 2001 and 2005 data, except in the line core at high resolution. This means that differences between the observed mean thermal profile and the MCD prediction are above 40 km. Finally, the observed mean profiles will be compared to the MY24 and Warm scenario mean profiles.

3.4. Thermal profile retrieved from the observational data

The surface temperature parameters of our simplified model are $(T_0, T_1) = (235\ \mathrm{K}, 49\ \mathrm{K})$ for the 2001 observations and $(T_0, T_1) = (232\ \mathrm{K}, 50\ \mathrm{K})$ for the 2005 observations. The detailed values of the atmospheric temperatures retrieved from the 2001 and 2005 linesets are given in Tables 8 and 9. The profiles are displayed in Fig. 8. The high resolution spectra give us the opportunity to derive a high precision mean thermal profile because the temperature at 10 km was fixed to the MCD value (reference value). The uncertainty on the temperature values is about 3–5 K.

So, the observations were fitted with the thermal profiles presented in Fig. 8. Both profiles (of 2001 and 2005) give satisfactory fits to all the observed spectra (see Figs. 9 and 10). Considering the ^{12}CO(1–0) line, the first atmospheric layer/surface temperature contrast is well-modeled and permits a good match in the emission far wings of the line either in 2001 or 2005. This is the only line where the beam has a size comparable to the planet (~20 arcsec) so that we are sensitive to the strong variations of T_{surf} at the eastern and western limbs and at the northern and southern poles. The ^{13}CO(2–1) line is not well-reproduced with the model. The model gives too broad wings. Such a limit in the modeling of ^{13}CO lines can be seen in several papers (Lellouch et al. 1989; Encrenaz et al. 2001).

When compared to the MCD predictions, several discrepancies can be underlined between the predictions and the observations. The fact that the surface and first layer temperatures from the observed sets are not the same as the one of the predicted sets is not too restrictive, since we have no absolute calibration. Moreover, the subtraction of the ripples from the observations adds a large uncertainty on the contrast between the surface temperature and the temperature of the first atmospheric layers. This is also the reason why our observed mean thermal profile cannot be compared to predictions below the altitude of 10 km.

In the case of the 2001 data, there is a very good match of the prediction of the MY24 and Warm scenarios to the observations

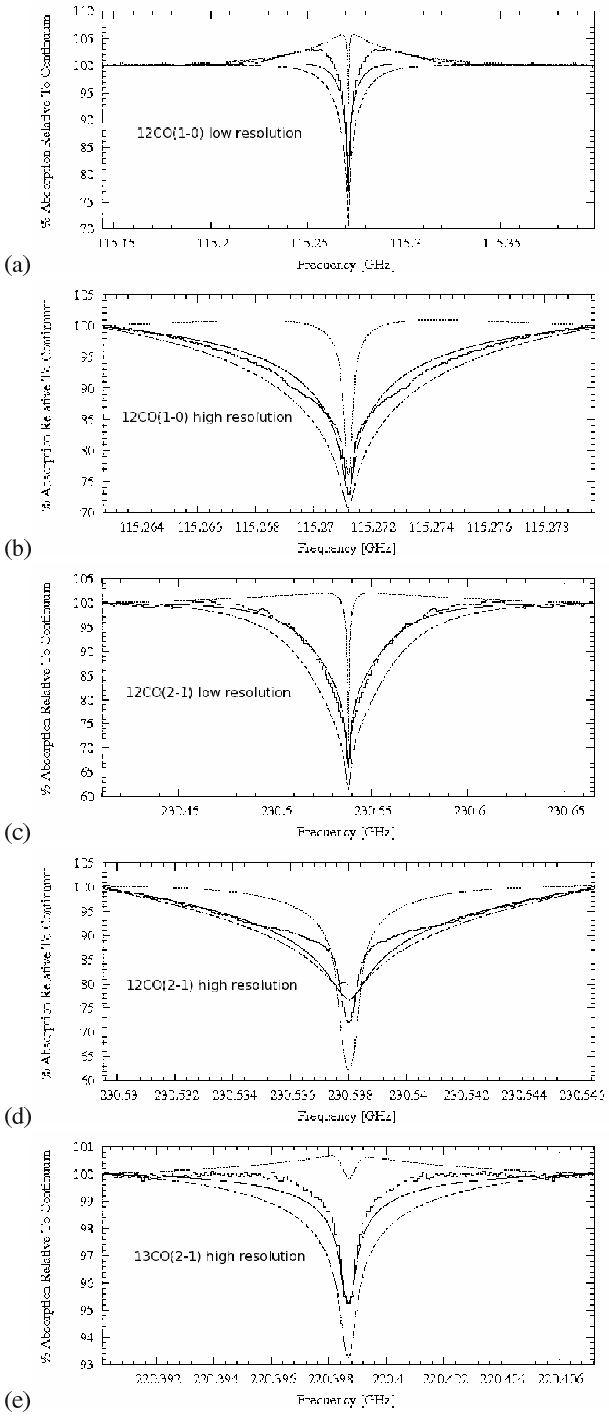


Fig. 6. Relative comparison between the observed spectra of 2001 and MCD predictions (Warm scenario in solid lines, dust storm scenario in dotted lines and MY24 scenario in long-dashed lines) for: ^{12}CO(1–0) **a)** low and **b)** high resolution, ^{12}CO(2–1) **c)** low and **d)** high resolution, ^{13}CO(2–1) **e)** high resolution.

from 10 to 30 km. But, there is a major discrepency between 30 and 80 km. From 30 to 60 km, the observed temperatures are warmer than the predicted ones by 10–15 K. And from 60 to 80 km, they are 10 K lower than the Warm scenario and up to 20 K lower than the MY24 scenario temperatures. The observed temperature profile shows a sudden and strong decrease, from

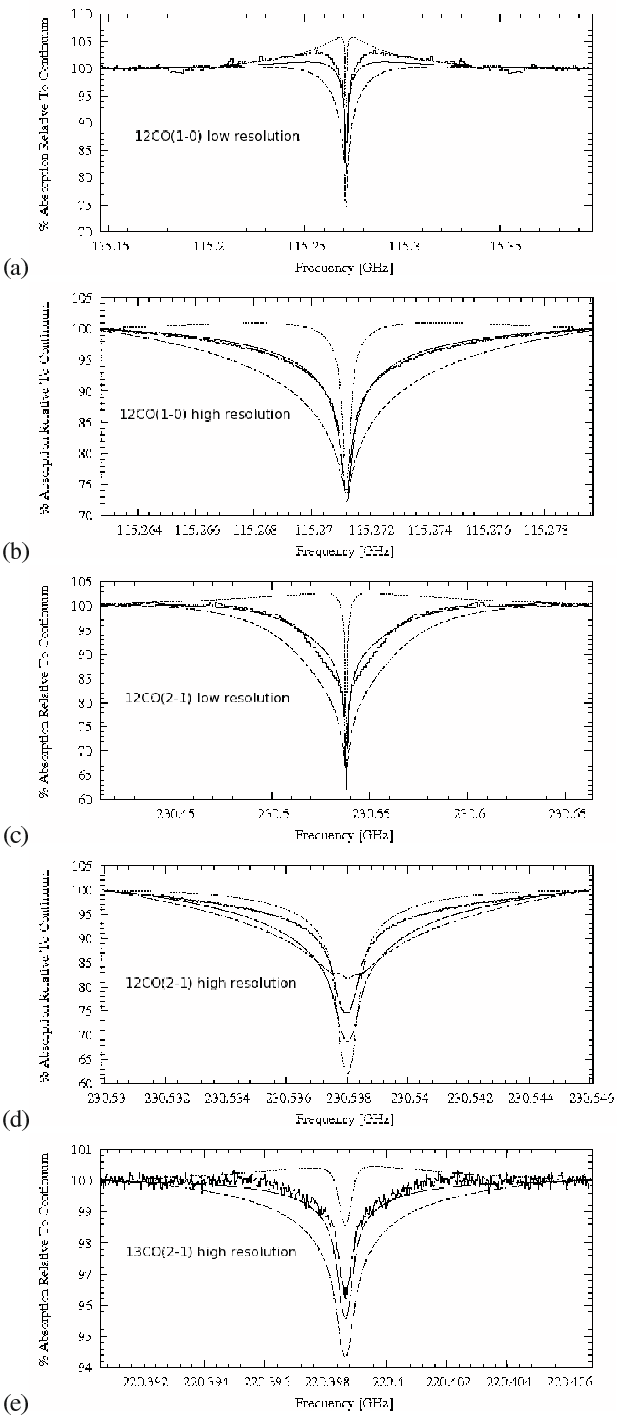


Fig. 7. Same caption as Fig. 6 for 2005.

168 K at 56 km to 140 K at 68 km. On the other side, the Warm scenario predicts a slow and regular decrease and the MY24 scenario predicts a thermal inversion layer between 50 and 70 km. Finally, we are no longer sensitive to thermal variations above 80 km (see contribution function in Fig. 3).

The MY24 scenario also predicts a thermal inversion layer between 50 and 70 km for 2005. This layer is not seen in the data. The effect of such a layer can be seen in the ^{12}CO(2−1) line, when generated with such a thermal profile. To illustrate this effect, Fig. 11 shows the ^{12}CO(2−1) line computed with the MCD predicted thermal profile of 2005 (MY24 scenario). The line core is very wide compared to the observed line shape. Moreover, two tiny emission features can be seen at 0.3 MHz from the line center. This Doppler shifted emission comes from lines of sight that are in the vicinity of the eastern and western limb. The increase of the total thickness of the atmosphere causes the emission in the center of the line. The thermal profile we derive from the 2005 observations is closer to the Warm scenario thermal profile. There is a very good match from 10 to 30 km. Then, the observed profile is on average 10 K warmer than the profile that comes from the Warm scenario. Once again, a sudden decrease of the temperature is seen, but at a lower altitude of ($z \simeq 45$ km) and with a shallower gradient. This is the reason why the core of the ^{12}CO(2−1) line is not as deep in 2005 as in 2001.

3.5. Discussion

The 2001 observations were carried out a few days before the beginning of the global dust storm that occured that year while the 2005 observations were carried out a few days after a significant regional dust storm (Clancy et al. 2006) over the Terra Arabia region. These are the reasons why three different climate scenarios from the GCM have been tested. The first one corresponds to the standard Mars Year 24 scenario (scenario 2), the second one corresponds to the Dust storm scenario (scenario 5), while the third one corresponds to the Warm scenario (scenario 7). Preliminary comparisons made between the predictions and the observations proved that the Dust storm scenario was not satisfactory. So, the comparison has been made between the observations and the MCD MY24 and Warm scenarios.

In both cases, we observe a significant warming in the range of 30−50 km (up to 60 km in 2001) compared to the GCM predictions. It clearly appears that no thermal gradient sign changes were observed in 2001 and 2005 whereas MCD MY24 computations predict a thermal inversion layer between 40 and 60 km. Both thermal profiles have a different behavior from 30 km up to the top of the observed part of the sounded part of the atmosphere (about 80 km) when compared to the MCD predictions.

Our 2005 thermal profile is consistent from 10 to 20 km with measurements made in the same L_S range (L_S = 300−320°) with Mars Global Surveyor TES instrument and the Kitt Peak, Arizona, observatory (Clancy et al. 2000). The profile we retrieve shows significant warming between 20 and 55 km (up to 20 K compared to the MY24 scenario and 10 K compared to the Warm scenario, in 2005). Such a warming can be due to dust loading in this part of the atmosphere because of dust storm activity during this period of the Martian orbit (L_S = 310−330°). As was mentionned by Clancy et al. (2006), Mars was observed right after a regional dust storm in 2005. So, this could be the cause of the observed warming of the middle atmosphere. The higher part of the observed atmosphere ($z \geq 40$ km) shows a rapid decrease in temperature. The MY24 scenario temperatures are higher than the observed ones between 50 and 90 km, because of the presence of a thermal inversion layer. The Warm scenario temperature profile is colder than the observed one above 30 km. Figure 11 of Clancy et al. (2006) does not show such a rapid decrease in temperature, but rather a gradual one (see Fig. 12). They observed the ^{12}CO(3−2) and the ^{13}CO(3−2) lines to retrieve the atmospheric thermal profile. The contribution functions of these lines peak respectively at 80 and 40 km at the core center (see Fig. 13). Therefore, they might have some uncertainty in their retrieval of the 50−70 km layer temperatures. Moreover, a contribution function analysis for the ^{12}CO(3−2)

Table 8. Mean thermal profiles retrieved from the 2001 observations.

Altitude [km]	$T(z)$ [K]	Altitude [km]	$T(z)$ [K]	Altitude [km]	$T(z)$ [K]
0	250.0	22	186.5	65	143.0
2	250.0	26	183.0	68	140.0
4	238.0	30	178.5	74	136.0
6	225.0	34	176.0	80	134.0
8	216.0	38	173.0	86	133.0
10	211.0	44	170.0	92	132.0
12	206.0	50	169.0	98	131.0
14	200.5	56	168.0	104	131.0
16	195.5	59	163.0	110	131.0
18	191.5	62	152.0	116	131.0

Table 9. Mean thermal profiles retrieved from the 2005 observations.

Altitude [km]	$T(z)$ [K]	Altitude [km]	$T(z)$ [K]	Altitude [km]	$T(z)$ [K]
0	234.0	22	201.5	65	152.0
2	234.0	26	198.5	68	151.0
4	230.0	30	195.0	74	149.0
6	228.0	34	192.0	80	148.0
8	219.0	38	190.0	86	147.0
10	215.0	44	187.0	92	145.0
12	209.0	50	172.0	98	144.0
14	207.0	56	162.0	104	143.0
16	205.0	59	156.0	110	143.0
18	203.0	62	154.0	116	143.0

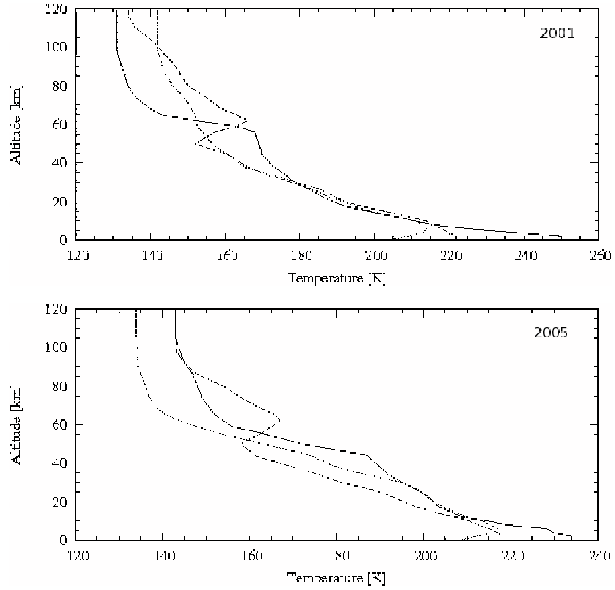
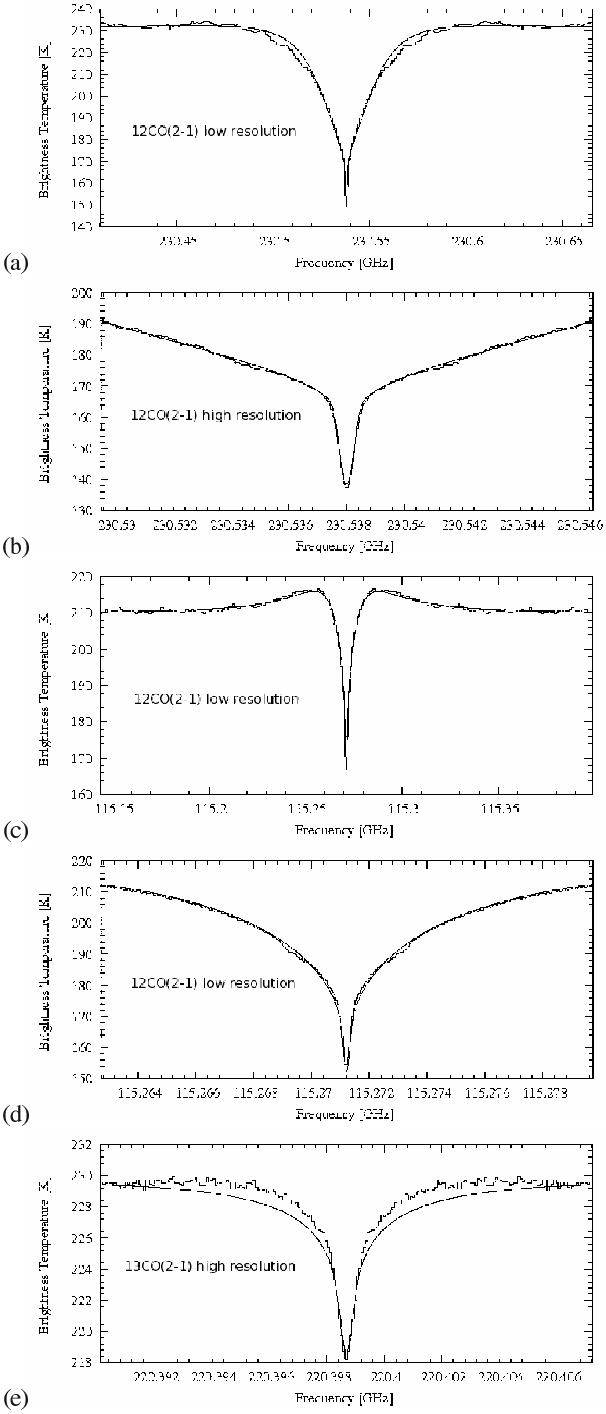


Fig. 8. Mean atmospheric temperature profiles derived from the observations (solid lines) and the MCD predictions in 2001 and 2005. The temperature profile corresponding to the scenario 2 (MY24) and 7 (Warm) are in dashed and dotted lines, respectively.

line shows a dramatic drop in altitude (from 78 to 28 km) when going from the line center to 6 MHz away (see Fig. 13). Because the atmospheric levels between 40 and 60 km correspond to offsets from the central frequency that are lower than 6 MHz and because the change of the line shape (around the line center) occurs at offsets lower than 6 MHz, they might not have enough spectral resolution to reproduce more precisely the thermal profile in this altitude zone. However, the line wings permit an effective retrieval below 28 km. If we take our thermal profile to model the ^{12}CO(3–2) line, we obtain too much absorption at the core center compared to their observation (38% instead of 35%). As the lines we used to retrieve the thermal profile are not sensitive above 70 km, our retrieval has some uncertainty above this level. If we increase the temperature by a few K at 80 km and above, we would have the same absorption level as the Clancy et al. (2006) observation.

The warming observed in the 2001 data is not as intense as the one observed in 2005. The temperature increase occurs from 30 to 60 km and is about 15 K in magnitude with respect to the MY24 scenario thermal profile. When compared to the Warm scenario profile, the observed temperature profile is warmer from 30 to 60 km by 10–15 K. Above 60 km, our thermal profile becomes colder than either the MCD MY24 or Warm scenario temperature profiles. The decrease of the temperature seen from the data is important enough to cause a discrepency of 10–20 K in the 60–80 km altitude range. The increase of the temperature between 30 and 60 km could be the signature of the beginning of the global dust storm that occured from late June until September 2001. Gurwell et al. (2005) observed the ^{13}CO(5–4) line, the $H_2^{16}O$ and $H_2^{18}O$ ground states during the global dust storm of 2001 on Mars with the Submillimeter-Wave Astronomy Satellite. They retrieved the surface temperature value (12 K uncertainty) and atmospheric temperature (~7 K uncertainty) at 3 levels (25, 45 and 66 km) from L_S = 170° to L_S = 230°. As the SWAS beam was much larger than the planet's size, they retrieved mean values of these parameters. The mean surface temperature value for L_S = 180° given by our model is 249 K. It is consistent with the Gurwell et al. (2005) value on 21 June 2001 (opposition, L_S = 182°), which is 260 ± 12 K. As the surface temperatures are consistent, it is possible to compare the mean atmospheric temperature values. From their Fig. 3, we see that, at L_S = 180°, they find: 188 ± 2 K at 25 km, 170 ± 3 K at 45 km and 160 ± 5 K at 66 km (see Fig. 14). The values we derive are quite similar at 25 and 45 km (182.5 ± 5 K and 169.5 ± 5 K, respectively). However, we retrieve a different value at 66 km. Our value is 20 K lower (140 ± 5 K).



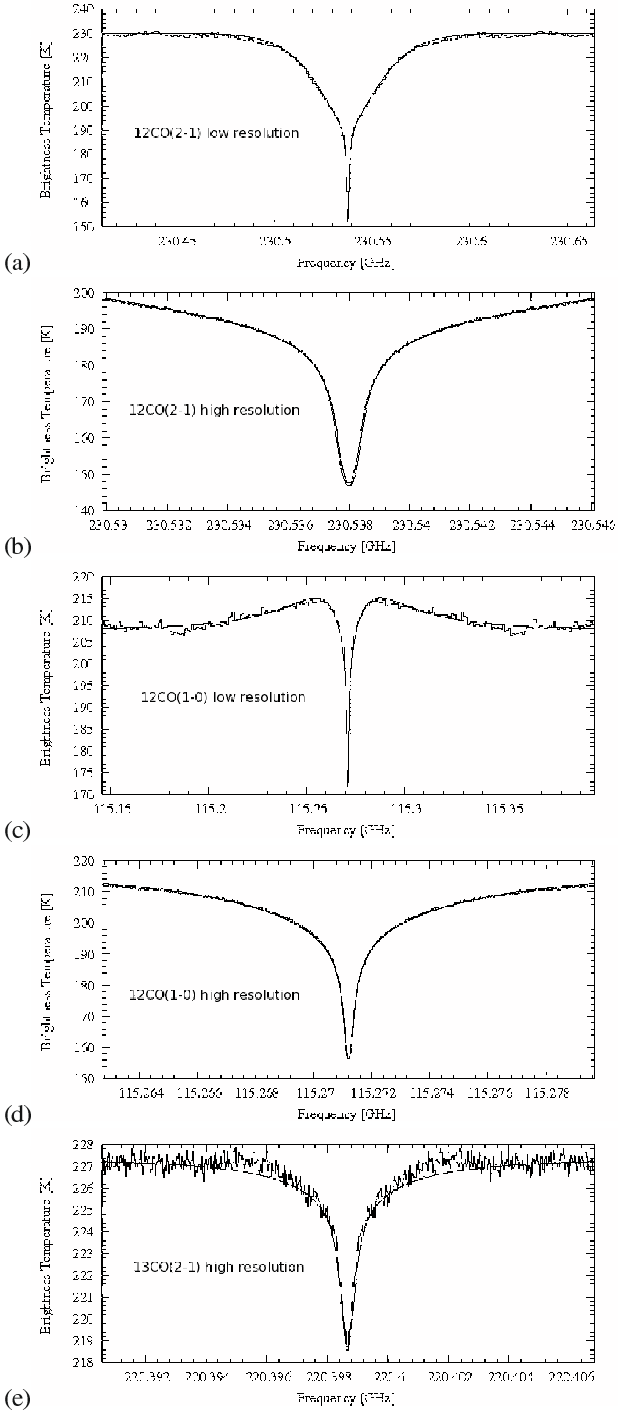


Fig. 9. Best fit model for the 2001 dataset. The mean temperature profile derived from the observations is shown in Fig. 8. The 1-D surface temperature profile used is given in Eq. (10). The CO mixing ratio is 8.5×10^{-4}. All spectra correspond to disk center observations. **a)** ^{12}CO(2−1) line with 256 MHz bandwidth and a 1 MHz spectral resolution. **b)** Same line but with 128 MHz bandwidth and a 39 kHz spectral resolution. **c)** ^{12}CO(1−0) line with the same parameters as **a)**. **d)** ^{12}CO(1−0) line with the same parameters as **b)**. **d)** ^{13}CO(2−1) line with a 78 kHz spectral resolution.

Fig. 10. Same caption as Fig. 9 for the 2005 dataset. Mean temperature profile shown in Fig. 8b. The spectral resolution is 26.4 kHz for the **b)**, **d)** and **e)** spectra.

Because the ^{13}CO(5−4) line cannot be used to retrieve temperatures above 40 km (contribution function study), Gurwell et al. (2005) also used water vapor lines to compute their temperature profile above this level. The thermal profile retrieval depends on the assumption that the water vapor profile is only governed by vapor saturation.

Finally, a thick layer which is warmer than predicted by the MCD has been observed in the 10−50 km range in 2001 and in 2005. In the 50−90 km range, atmospheric temperatures lower than predicted by the MCD have been observed. These observations tend to confirm results recently obtained from stellar

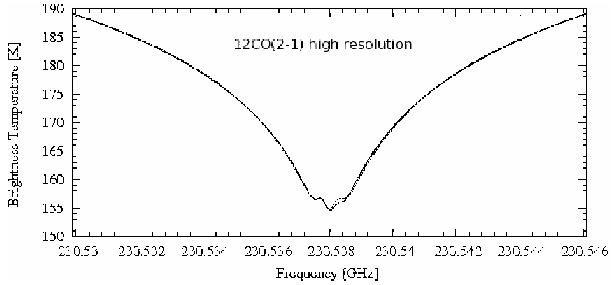


Fig. 11. ^{12}CO(2−1) line computed with the MCD thermal profiles (black lines) taken from the 61 × 61 grid of 2005. The line is fitted with the mean thermal profile model (dashed lines).

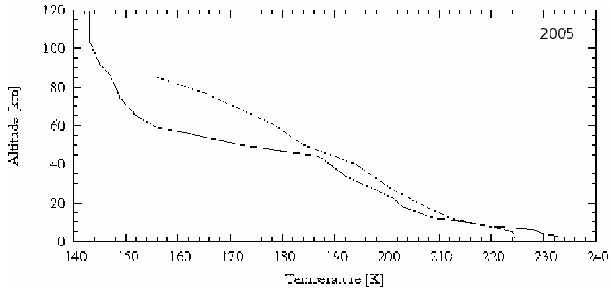


Fig. 12. Atmospheric temperature profile in 2005 derived from the observations (solid lines) and from Clancy et al. (2006) (dashed lines).

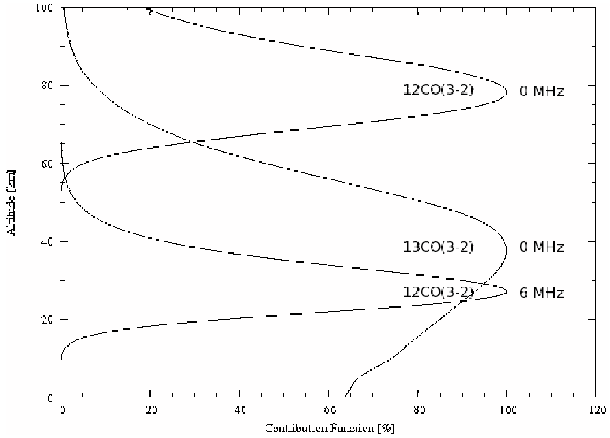


Fig. 13. Contribution function of the ^{12}CO(3−2) line at 0 and 6 MHz from the central frequency and contribution function of the ^{13}CO(3−2) line at 0 MHz from the central frequency in 2005.

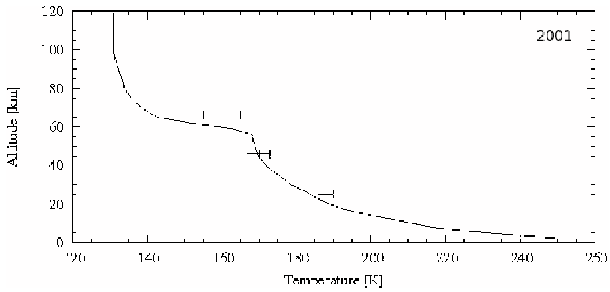


Fig. 14. Atmospheric temperature profile in 2001 derived from the observations (solid lines) and measurements from Gurwell et al. (2005) (crosses).

occultations with the SPICAM ultraviolet spectrometer aboard Mars Express (Forget et al. 2007).

4. Mesospheric winds

4.1. Wind velocity retrieval

Wind velocity measurements require high resolution spectra. Indeed, the Doppler shift seen at the line center is partly due to the motion of the emitting molecules. On the points of the map located east and west of the central meridian, we measure wind velocities that result from zonal and meridional winds. It should be underlined that a vertical component could also be seen in our data. However, such a component cannot be separated from the zonal and meridional component in our measurements. General circulation models predict that the zonal/meridional component is generally stronger than the vertical one (always less than 1 m s^{-1}). This is the reason why we only consider the possibility that the Doppler line shifts are due to zonal/meridional winds. The other part of the frequency shift comes from the rotation of the planet. Thus, we have to take this rotation effect into account to obtain correct velocity values. A good spatial resolution is also required. This is the reason why we do not use the ^{12}CO(1−0) lines, because the beam is as large as the planet. The ^{12}CO(2−1) lines give the most precise values of the set whereas the lower signal-to-noise ratio of the ^{13}CO(2−1) observations implies greater uncertainties.

Retrieving the line-of-sight beam-integrated (LOS BI) wind velocities over the 13 point map requires a two step analysis. First, we fit the lines with a Gaussian function in order to measure the spectral shift of the core. This value, which is given with a 1-σ fitting uncertainty, corresponds to a projection on the line-of-sight, is beam-averaged and includes the planet rotation. The rotation of Mars is modeled with a mean radius of 3389.9 km and a rotation time of 24.6 h. After deriving the planet rotation component projected on the line-of-sight (241 m s^{-1} at the equatorial limbs), by taking the latitude of the SEP and the north pole angle into account, beam-averaged values of the rotation velocity are derived for each observed point and are subtracted from the observations. Thus, we obtain a map of beam-averaged zonal/meridional winds projected on the line-of-sight, as in Lellouch et al. (1991c).

There are several sources of uncertainty in the wind speed retrieval. First, we have a 1-σ uncertainty that depends on the quality of the Gaussian fit we make to measure the spectral shift of the line center. The higher the signal-to-noise ratio, the smaller the uncertainty. This is the reason why the most precise values are derived with the ^{12}CO(2−1) lines. This uncertainty is reported in Tables 10 and 11 with the spectral shift measurements. There are other uncertainty sources that were described in Lellouch et al. (1991c) (uncertainty on the line frequency and the pressure shift of CO by CO_2) and we neglect them in this model (∼1−2 m s^{-1}). Finally, we have to check the pointing uncertainty. A robust way to validate the pointing accuracy is to draw a map of continuum values of the 13 observed points. If the continuum values are symmetrical on the eastern and western sides of the disk, then the pointing is good. The 2001 map at 230 GHz shows a good symmetry. The difference between the limbs is about 13 K on the antenna temperature scale, which means that the pointing accuracy is better than 1 arcsec. On the 2005 map, the pointing offset is greater. We estimate that the mispointing is about 2 arcsec in the celestial south-east direction. We take this effect into account when computing predicted

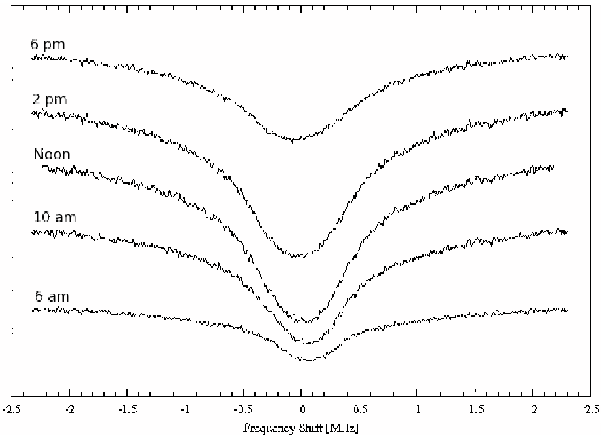


Fig. 15. ^{12}CO(2−1) line cores in 2005 for five positions on the equator. Positions are: 90W, 30W, Central Meridian (CM), 30E and 90E and correspond to 6 pm, 2 pm, noon, 10 am and 6 am in local time.

wind velocities from the MCD database by using the values that correspond to the actually observed coordinates (coordinates assumed plus pointing shift).

4.2. Results

Figure 15 shows the observed ^{12}CO(2−1) high resolution spectra, in the antenna temperature scale, for the 5 positions near the equator in 2005 (90W, 30W, Central Meridian, 30E, 90E). We can clearly see the shifts due to the winds and the rotation of the planet. As previously shown, the ^{12}CO(2−1) line sounds the 70 km level whereas the ^{13}CO(2−1) line sounds the 40 km one (see Figs. 3 and 4). Observed line shifts are stored in Tables 10 and 11 for the ^{12}CO(2−1) and the ^{13}CO(2−1) lines. Positive values indicate that the winds are retrograde.

After reducing the data and plotting the retrieved LOS BI wind velocities on the planetary disk (see Figs. 16 and 17), we find retrograde winds at 70 km (^{12}CO(2−1)). This easterly flow has a mean equatorial velocity of 38 m s^{-1} in 2001 and 77 m s^{-1} in 2005. These values are computed from position 4, 5, 8 and 9 measurements. We also have an easterly flow at 40 km in 2005, which is even stronger than at 70 km (95 m s^{-1}). In 2001, the winds were diverging from the central meridian at 40 km (~55 m s^{-1}).

The velocities we obtain from the ^{12}CO(2−1) line of the easterly flows in 2001 are lower than the one obtained by Moreno et al. (2006) between 1999 and 2003. They measured easterlies with velocities of ~100 m s^{-1}. Our 2005 measurement is consistent with this measurement because of our 30−40 m s^{-1} error bars in 2005 (1-σ error due to the measurement, 20 m s^{-1} uncertainty due to limb errors and pointing errors). Our measurements are also lower than the one obtained by Lellouch et al. (1991c) during the 1988 opposition (160 ± 80 m s^{-1}). But the solar longitude L_S was different from the L_S of our observations. Indeed, their observations were performed at L_S = 279° (Southern summer solstice), whereas our measurements were obtained at L_S = 180° and L_S = 316°. At a similar value of L_S = 254°, Clancy et al. (2006) detected an easterly flow of 130−180 m s^{-1} from ^{12}CO(3−2) observations, consistent with Lellouch et al. (1991c). They also measured poleward meridional flows of 30−35 m s^{-1}. Such flows are detected in our 2001 observations. The observed equatorial mean velocity is 38 m s^{-1}, consistent with their results. On the contrary, such poleward flows are not observed on the 2005 data, but flows converging towards the SEP are.

Table 10. Observed Doppler shifts in m s^{-1} retrieved from the 2001 observations (L_S = 180°). Positive values for retrograde velocities. Parenthese: 1-σ measurement uncertainties.

Position	^{12}CO(2−1) Doppler shift [m s^{-1}]	^{13}CO(2−1) Doppler shift [m s^{-1}]
1	23(2)	41(6)
2	30(2)	60(9)
3	47(3)	70(16)
4	75(2)	106(6)
5	95(2)	162(7)
6	18(3)	32(8)
7	10(4)	85(16)
8	–57(3)	–71(7)
9	–112(3)	–126(8)
10	–76(3)	–49(12)
11	90(3)	117(9)
12	74(3)	124(8)
13	–70(3)	–51(15)

Table 11. Same caption as Table 10 for the 2005 observations (L_S = 316°).

Position	^{12}CO(2−1) Doppler shift [m s^{-1}]	^{13}CO(2−1) Doppler shift [m s^{-1}]
1	–26(3)	0(7)
2	–40(2)	3(8)
3	–42(2)	–14(19)
4	14(3)	35(6)
5	37(4)	49(7)
6	–9(3)	8(7)
7	1(4)	15(11)
8	–66(2)	–32(8)
9	–91(2)	–12(15)
10	–91(2)	–6(20)
11	14(3)	22(9)
12	30(4)	48(8)
13	–53(3)	4(12)

4.3. Using the Mars Climate Database to compute predicted wind velocities – comparison with observational data

We use the same square grid and the same corresponding vertical profiles as the one used to compute thermal profiles, because the local zonal and meridional wind velocities are also computed from the *atmemcd* subroutine. On each line-of-sight, we obtain the zonal and meridional wind components for each altitude. To derive the measured component on this line-of-sight, we need to average these velocity vertical profiles by using the contribution function of the spectral line we are analysing. Once we have a zonal and meridional velocity value for each line-of-sight of our grid, we have to project them on the corresponding line-of-sight. Then, we add these contributions and convolve the results by the antenna pattern, pointed at the location of the observation we are interested in, in order to obtain LOS BI predictions. To obtain the 12 other values of the map, we center the antenna pattern on each point.

For the winds, we have the same problem as the one we have with the temperature vertical profiles above the planetocentric points of our map. Once again, when interested in points close to the limb, the planetocentric information available from the MCD is not exactly the information on the line-of-sight, because

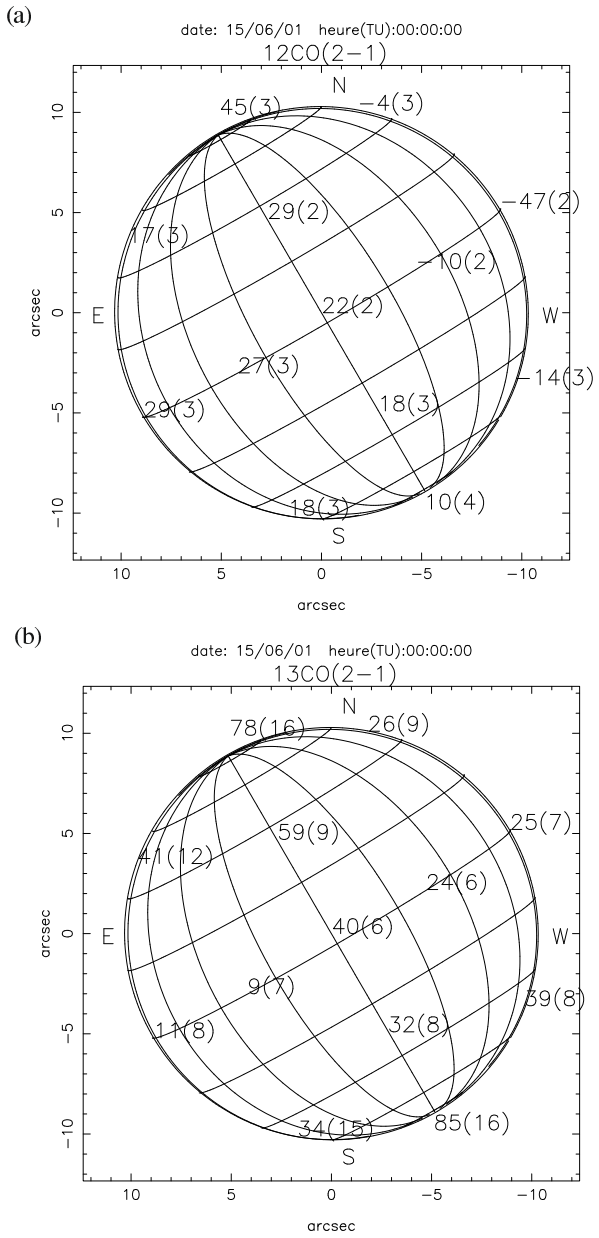


Fig. 16. LOS BI wind velocities [m s^{-1}] for the **a)** ^{12}CO(2−1) and **b)** ^{13}CO(2−1) observations in 2001. Celestial east/west directions. Parenthese: 1-σ fitting uncertainties. Additional uncertainty on each point: 20 m s^{-1} for ^{12}CO(2−1) measurements and 30–40 m s^{-1} for ^{13}CO(2−1) measurements.

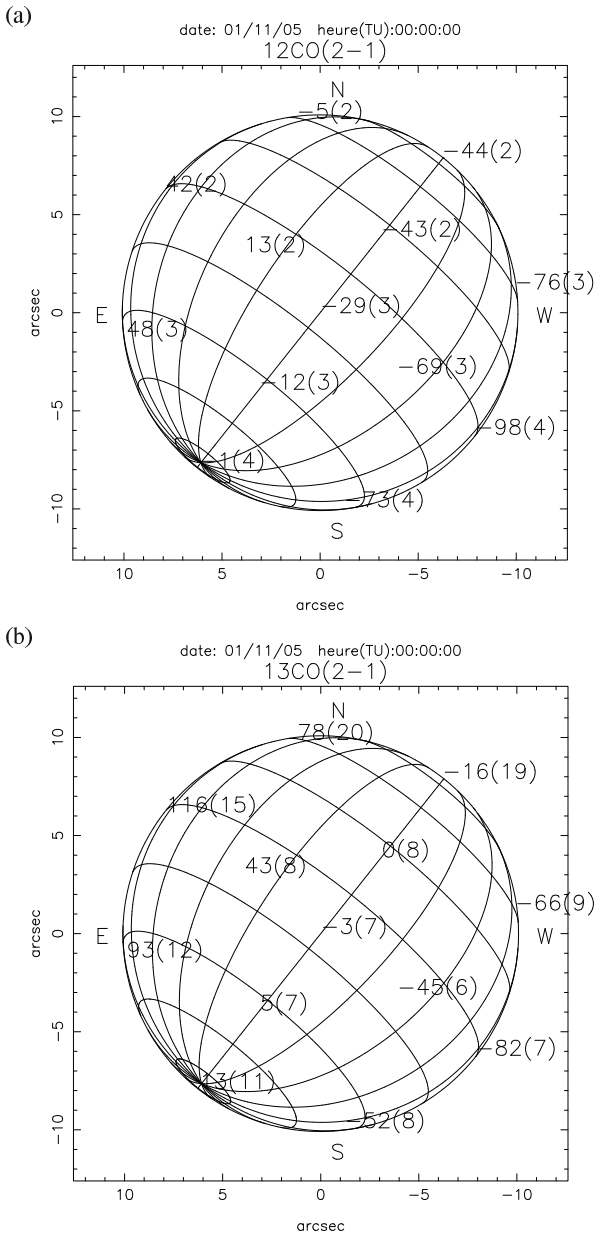


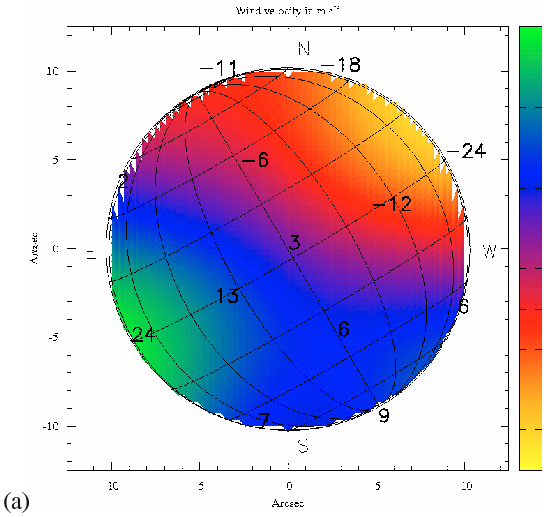
Fig. 17. LOS BI wind velocities [m s^{-1}] for the **a)** ^{12}CO(2−1) and **b)** ^{13}CO(2−1) observations in 2005. Celestial east/west directions. Parenthese: 1-σ fitting uncertainties. Additional uncertainty on each point: 20 m s^{-1} for ^{12}CO(2−1) measurements and 30–40 m s^{-1} for ^{13}CO(2−1) measurements.

of the viewing angle. Yet, we also choose to use the values given for the planetocentric points and use them on the lines-of-sight, because the uncertainty is small (≤20 m s^{-1}) on the points that are on the edge of the planetary disk.

The MCD MY24 and Warm scenarios predict velocities that are all in the same range, the differences on a given point of the map rarely exceeding 20 m s^{-1}. This is the reason why we only present results from the MY24 scenario. Figures 18 and 19 show the LOS BI wind velocity predictions of the MY24 scenario of the MCD. On each color map, the values of the wind velocities are displayed at each observed position.

The MCD MY24 scenario gives predictions that are in good agreement with the 2001 ^{12}CO(2−1) observations (see Figs. 16a and 18a), all predicted numbers being within the error bars of the observations (1-σ uncertainty due to the measurement and an additional uncertainty up to 20 m s^{-1}). Some mismatching occurs in the northern hemisphere along the central meridian, where 10 m s^{-1} southward winds are predicted. Also, the ^{13}CO(2−1) observations (Fig. 16b) are consistent with the MCD MY24 scenario predictions (see Fig. 18b), except along the central meridian. We observe poleward flows that are not predicted. Part of this discrepency may come from the larger error bars on the measurements (∼30–40 m s^{-1}).

The MCD MY24 scenario predictions are generally consistent with the ^{12}CO(2−1) measurements from 2005 (see Figs. 17a and 19a), the only differences occuring on the celestial western part of the disk where the predicted zonal winds are too strong by a factor of 2−3. The celestial eastern part of the disk is well



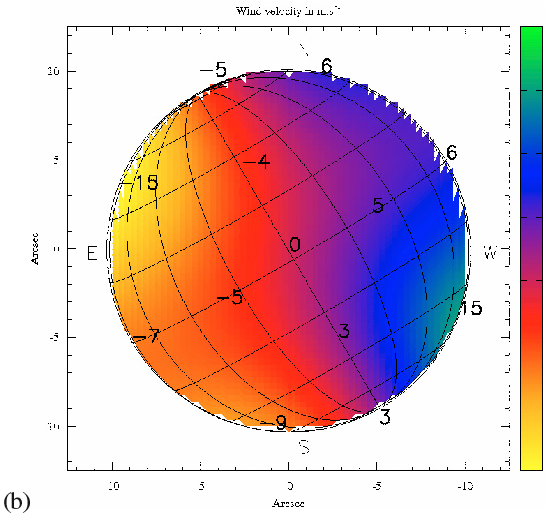
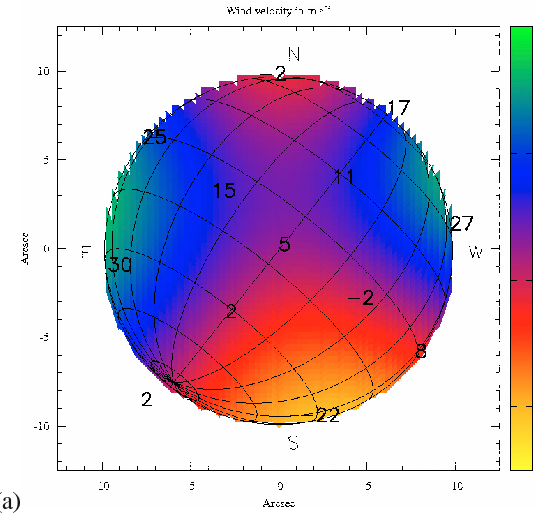


Fig. 18. Wind velocities predictions from the MCD MY24 scenario [m s^{-1}] for **a)** the ^{12}CO(2−1) and **b)** the ^{13}CO(2−1) in 2001. The numbers correspond to the velocities on the 13 points of the observed map. Celestial east/west directions.



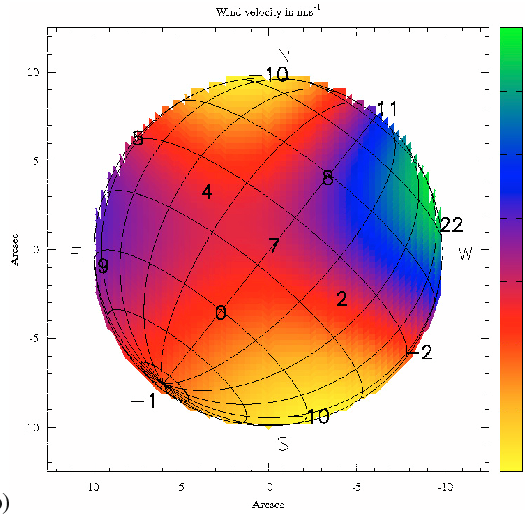


Fig. 19. Same caption as Fig. 18 for 2005. Celestial east/west directions. Taking a pointing error of 2 arcsec in the south-east direction into account would result in reducing the velocities of the western limb by ∼20 m s^{-1} and increasing the eastern limb velocities by ∼20 m s^{-1}.

predicted within an uncertainty of 20 m s^{-1}. The meridional component, which is seen on the central meridian, does not match the predictions in the northern hemisphere, where we observe a southward flow. The results are very similar when taking a 2 arcsec mispointing towards the south-east celestial direction into account, for the geometry. The wind velocity predictions for the altitudes sounded by the ^{13}CO(2−1) line (Fig. 19b) are stronger than the observed (Fig. 17b) ones by a factor of 2−4 on the western side of the disk and they are even stronger on the eastern side of the disk.

Generally, the MCD gives good predictions for wind velocities at the time of our observations and at the spatial scale given by the beam of the antenna we have used. Some discrepencies appear at 40 km, but our low signal-to-noise ratio in the ^{13}CO(2−1) observations may, at least partly, explain these discrepancies. A higher spatial resolution is needed to confirm that the MCD gives satisfactory wind predictions at a more precise scale on the planet. Interferometric observations should help this (Moreno et al. 1999, 2001, 2006).

5. Conclusion

This work on low/high resolution ^{12}CO and ^{13}CO millimeter wavelength spectra shows that it is possible to retrieve surface and atmospheric parameters with good precision. Our results are in general agreement with observations carried out from other facilities (ground and space-based). We showed that the MCD model, the Gurwell et al. (2005) or the Clancy et al. (2006) observations give temperature profiles above 30 km that are different from ours. When comparing MCD predictions to the data, the Warm scenario gives the best fits at low spectral resolution to the observations, but discrepencies are seen in the high spectral resolution data. A sudden decrease of temperature is seen at 55 km in 2001 and at 45 km in 2005, that is not predicted by any of the tested scenarios of the MCD (MY24, Dust storm and Warm scenarios). The MCD MY24 model features a thermal inversion layer between 40 and 80 km, which is not observed in the data we present here. This strong decrease of the temperature which is observed above 45−55 km can only be seen with the high resolution spectra. This underlines the importance of high spectral resolution data to retrieve thermal profiles correctly. The precise retrieval of thermal profiles will be of key importance in

order to constrain the vertical profiles of the species that will be observed or newly detected with the Herschel Space Observatory and interferometers.

Also, such data give us the opportunity to measure wind velocities from line center Doppler shifts. Wind velocities were retrieved from ^{13}CO(2−1) observations, giving access to the 40 km layer of the atmosphere. The MCD MY24 and Warm scenario predictions are in agreement with the observations of ^{12}CO(2−1) in 2001 and 2005. Some discrepencies appear at 40 km, when comparing our ^{13}CO(2−1) to the MCD predictions. The zonal wind velocities, obtained from ^{12}CO observations, are generally not as strong as the one observed by Moreno et al. (2006) and Clancy et al. (2006) in 2003. Easterly flows are seen at 70 km with a mean equatorial velocity of 38 m s^{-1} in 2001 and 77 m s^{-1} in 2005.

References

Billebaud, F., Maillard, J. P., Lellouch, E., & Encrenaz, T. 1992, A&A, 261, 647
Billebaud, F., Rosenqvist, J., Lellouch, E., et al. 1998, A&A, 333, 1092
Chassefiere, E., Blamont, J. E., Krasnopol'Skii, V. A., et al. 1992, Icarus, 97, 46
Clancy, R. T., Muhleman, D. O., & Jakosky, B. M. 1983, Icarus, 55, 282
Clancy, R. T., Sandor, B. J., Moriarty-Schieven, G. H., & Smith, M. D. 2006, in Mars Atmosphere Modelling and Observations, ed. F. Forget, M. A. Lopez-Valverde, M. C. Desjean, et al., 135
Clancy, R. T., Sandor, B. J., Wolff, M. J., et al. 2000, J. Geophys. Res., 105, 9553
Encrenaz, T., Fouchet, T., Melchiorri, R., et al. 2006, A&A, 459, 265
Encrenaz, T., Lellouch, E., Paubert, G., & Gulkis, S. 2001, Planet. Space Sci., 49, 731
Forget, F., Hourdin, F., Fournier, R., et al. 1999, J. Geophys. Res., 104, 24155
Forget, F., Millour, E., Lebonnois, S., et al. 2006, in Mars Atmosphere Modelling and Observations, ed. F. Forget, M. A. Lopez-Valverde, M. C. Desjean, et al., 128
Forget, F., Lebonnois, S., Angelats I Coll, M., et al. 2007, J. Geophys. Res., submitted
Gurwell, M. A., Bergin, E. A., Melnick, G. J., et al. 2000, ApJ, 539, L143
Gurwell, M. A., Bergin, E. A., Melnick, G. J., & Tolls, V. 2005, Icarus, 175, 23
Kaplan, L. D., Connes, J., & Connes, P. 1969, ApJ, 157, L187
Krasnopolsky, V. A. 1993, Icarus, 101, 33
Krasnopolsky, V. A. 2003, J. Geophys. Res. (Planets), 108, 5010
Lellouch, E., Gerin, M., Combes, F., Atreya, S., & Encrenaz, T. 1989, Icarus, 77, 414
Lellouch, E., Encrenaz, T., Phillips, T., Falgarone, E., & Billebaud, F. 1991a, Planet. Space Sci., 39, 209
Lellouch, E., Paubert, G., & Encrenaz, T. 1991b, Planet. Space Sci., 39, 219
Lellouch, E., Rosenqvist, J., Goldstein, J. J., Bougher, S. W., & Paubert, G. 1991c, ApJ, 383, 401
Lewis, S. R., Collins, M., Read, P. L., et al. 1999, J. Geophys. Res., 104, 24177
Mellon, M. T., Jakosky, B. M., Kieffer, H. H., & Christensen, P. R. 2000, Icarus, 148, 437
Moreno, R., Guilloteau, S., Lellouch, E., et al. 1999, in BAAS, 31, 1149
Moreno, R., Guilloteau, S., Lellouch, E., et al. 2001, in BAAS, 33, 1072
Moreno, R., Lellouch, E., Encrenaz, T., et al. 2006, in Mars Atmosphere Modelling and Observations, ed. F. Forget, M. A. Lopez-Valverde, M. C. Desjean, et al., 134
Nair, H., Allen, M., Anbar, A. D., Yung, Y. L., & Clancy, R. T. 1994, Icarus, 111, 124
Owen, T., Biemann, K., Biller, J. E., et al. 1977, J. Geophys. Res., 82, 4635
Pickett, H. M., Poynter, I. R. L., Cohen, E. A., et al. 1998, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf., 60, 883
Shah, K. P., Muhleman, D. O., & Berge, G. L. 1991, Icarus, 93, 96
Smith, M. D. 2004, Icarus, 167, 148
Sonnabend, G., Sornig, M., Krötz, P. J., Schieder, R. T., & Fast, K. E. 2006, Geophys. Res. Lett., 33, 18201
Sprague, A. L., Boynton, W. V., Kerry, K. E., et al. 2004, Science, 306, 1364
Theodore, B., Lellouch, E., Chassefiere, E., & Hauchecorne, A. 1993, Icarus, 105, 512
Varanasi, P. 1975, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf., 15, 191

Conclusion et Perspectives

1.1 Conclusion

Mon travail de thèse consistait à observer les atmosphères planétaires dans les domaines millimétrique et submillimétrique et à analyser les spectres mesurés. Mon objectif était de déduire de ces observations de nouvelles informations sur la physico-chimie des atmosphères de Mars et des planètes géantes.

Observations millimétriques et submillimétriques des atmosphères planétaires

Dans la première partie, j'ai insisté sur l'intérêt d'observer des atmosphères planétaires dans les domaines millimétrique et submillimétrique. Après avoir défini ce qu'est une atmosphère planétaire, j'ai exposé les avantages de la spectroscopie dans ces domaines. Les principales caractéristiques d'un télescope ainsi que les différentes étapes d'une observation ont fait l'objet d'une description détaillée. Enfin, j'ai montré que les améliorations constantes qu'on apporte aux instruments existants et le démarrage prochain des missions Herschel et ALMA sont autant de garanties qu'il y aura de nouvelles découvertes en grand nombre dans le cas des atmosphères planétaires.

Modélisation du transfert radiatif

L'utilisation des télescopes et interféromètres nous oblige à créer des outils d'analyse adaptés. Le programme de résolution du transfert radiatif que j'ai écrit est présenté dans la deuxième partie. Ce programme est destiné à la modélisation des raies atmosphériques que l'on observe sur les spectres planétaires, dans les domaines millimétrique et submillimétrique. Il tient compte de la géométrie sphérique du problème et des spécificités des instruments qui sont utilisés pour les observations. La géométrie employée a donc été décrite dans les détails et nous avons introduit la fonction d'antenne. La rotation rapide des planètes géantes est la cause de l'élargissement des raies spectrales. Nous l'avons donc inclus dans la modélisation des spectres.

Les composés oxygénés dans les atmosphères des planètes géantes

La troisième partie présente les contributions que j'ai apportées en ce qui concerne la détermination de l'origine des composés oxygénés dans les atmosphères des planètes géantes. Nous y rappelons, dans un premier temps, que l'origine peut être interne et/ou externe, selon l'espèce chimique considérée (le CO et l'eau notamment). Une source interne est la signature d'un flux convectif efficace dans les couches profondes des géantes. Une source externe, en revanche, peut être la signature de trois phénomènes différents : la chute de micrométéorites (IDP), un apport par les anneaux et/ou satellites et la chute de grandes comètes. Nous avons exposé, à ce propos, les différentes techniques qui permettent de différencier toutes ces sources.

Le CO dans les atmosphères de Saturne et d'Uranus

Les observations de Saturne et d'Uranus, que j'ai effectuées avec les télescopes de l'IRAM et du JCMT, ont permis d'ajouter de nouvelles contraintes dans le cas du profil

vertical de CO dans les atmosphères de ces deux planètes. Nous avons testé des modèles de profils verticaux simples, qui correspondent à différentes sources (interne ou externe). Pour ce qui est de Saturne, les non détections à 115 et 230 GHz ont permis d'établir de nouvelles limites supérieures en ce qui concerne les apports interne ou externe de CO : ainsi, le rapport de mélange de CO est inférieur à 3.9×10^{-8} pour un profil uniforme (origine interne) et 6.5×10^{-8}, si le CO est confiné au-dessus de 100 mbar (origine externe). Ces limites supérieures sont plus basses que celles qui ont été proposées précédemment (Rosenqvist et al., 1992). Elles sont, au contraire, supérieures au niveau de détection de CO dans l'infrarouge (Noll and Larson, 1991), ce qui montre les limites de cette technique à ces fréquences. Par la suite, la détection de la transition $J = 3 \rightarrow 2$ de CO m'a permis de contraindre plus précisément le profil vertical de CO dans l'atmosphère de Saturne. Lorsque la raie est modélisée à l'aide d'un profil constant, la valeur de $q_{\rm CO}$ déterminée par Noll and Larson (1991) est en accord avec nos observations, bien que ce modèle ne reproduise pas correctement les ailes de la raie observée. Le modèle qui est capable de reproduire le plus fidèlement la raie observée est un modèle où le CO est confiné au-dessus de $\sim$15 mbar, avec un rapport de mélange de 2.5×10^{-8}. L'incertitude qui porte sur ces résultats est d'un facteur 2 environ. Les modèles déterminés sont donc compatibles avec les observations de Noll and Larson (1991). Force est de constater que la modélisation favorise l'hypothèse d'une source externe pour le CO dans l'atmosphère de Saturne.

Dans le cas d'Uranus, seules les fréquences des transitions (1-0) et (2-1) de CO ont pu être observées. Quant au CO, il n'a pas été détecté. Les limites supérieures que nous avons calculées à partir des spectres mesurés sont $q_{\rm CO}<1.8\times10^{-8}$ pour une origine interne et $q_{\rm CO}<2.7\times10^{-8}$, dans le cas d'une origine externe. La première limite supérieure est tout à fait en accord avec les résultats d'Encrenaz et al. (2004b) tandis que la seconde confirme la limite supérieure telle qu'elle a été établie par Marten et al. (1993). Cette dernière est du même niveau que le niveau auquel le CO a été détecté par fluorescence par Encrenaz et al. (2004b). Le modèle d'Encrenaz et al. (2004b) ne prend pas en compte la diffusion par les nuages et donc les auteurs estiment que $q_{\rm CO}$ a pu être surestimé d'un facteur 2 environ dans leurs travaux. Nos propres observations nous incitent à penser que le rapport de mélange de CO pourrait avoir été légèrement surestimé. Les résultats que nous avons obtenus apportent de nouvelles contraintes quant à d'éventuelles variations temporelles de l'abondance de CO dans les atmosphères de Saturne et d'Uranus. Les résultats des observations effectuées avec le télescope de l'IRAM ont fait l'objet d'une publication (Cavalié et al., 2008a). Une publication relative à la détection de CO dans le domaine submillimétrique est en cours de préparation (Cavalié et al., 2009c).

L'eau dans la stratosphère de Jupiter

L'eau dans la stratosphère de Jupiter a sans doute pour origine la comète Shoemaker-Levy 9, qui est entrée en collision avec la planète en juillet 1994. C'est ce que révèlent les analyses des spectres observés avec le télescope spatial ISO (Lellouch et al., 2002). En revanche, il ressort d'observations effectuées ultérieurement avec le télescope spatial SWAS que l'apport de l'eau pourrait être le fait de la chute d'IDP (Bergin et al., 2000). C'est un résultat pour le moins contradictoire qui rendait nécessaire de nouvelles observations. Elles ont été effectuées avec le télescope spatial Odin et j'ai eu accès à ces données. Nous avons analysé ces observations conjointement avec les spectres SWAS. Cette étude a fait l'objet d'une publication (Cavalié et al., 2008b). Dans le cadre de cette analyse, nous avons utilisé

un modèle photochimique 1D de l'atmosphère de Jupiter. Ce modèle dépendant du temps a permis de construire des profils verticaux selon le scénario d'apport choisi pour l'eau. Nous avons procédé à la modélisation des spectres et il s'avère, en fin de compte, que la comparaison avec les observations plaide en faveur de l'hypothèse selon laquelle l'origine de l'eau serait à attribuer à la comète SL9. En effet, le modèle qui reproduit au mieux les données SWAS et Odin est un modèle d'apport localisé au-dessus du niveau de pression $p_0 = 0.2$ mbar, avec un rapport de mélange de $(1.9\pm0.5)\times10^{-7}$. Le modèle d'apport par les IDP, lui, nécessite un flux d'eau de $\phi_{H_2O}^{IDP}=(3.6\pm0.5)\times10^6$ cm$^{-2}\cdot$s^{-1}. Or, ce qu'on constate, c'est que les spectres synthétiques qu'on obtient ne reproduisent pas les raies aussi fidèlement que le modèle d'apport par SL9. En revanche, ils restent dans la barre d'erreur des spectres mesurés. De nouvelles observations semblent donc indispensables. Nous nous proposons de traiter les données Odin ainsi que les résultats qu'on peut en tirer en poursuivant les observations de Jupiter avec Odin. De nouveaux spectres ont été acquis en 2007 et 2008 et ils restent à analyser. De même, il conviendrait de ré-analyser les observations ISO, afin de confirmer notre modèle d'apport d'eau.

Le *Key Program* Herschel

Le dernier chapitre de cette partie présente ma contribution à la préparation des observations des atmosphères des planètes géantes avec le futur télescope spatial Herschel. Après y avoir présenté le télescope et les instruments de bord HIFI, PACS et SPIRE, j'ai développé les thèmes qui sont abordés dans le *Guaranteed-Time Key Program «Water and related chemistry in the Solar System»*. Ce programme a pour objectif de cartographier l'eau et les espèces chimiques liées à l'eau dans le Système solaire et, plus particulièrement, sur Mars, les planètes géantes, Titan et les comètes. J'ai participé à l'effort de modélisation et d'estimation des temps d'intégration dans la partie du programme qui concerne la détermination de l'eau dans les stratosphères des planètes géantes. Pour sélectionner les observations aptes à résoudre la problématique, il a été nécessaire de modéliser au préalable toutes les raies intenses sur ces corps. En me fondant sur ces modélisations, il a été possible d'établir les estimations des temps d'intégration les plus favorables à une observation des raies de l'eau. Il a été démontré qu'un rapport signal-sur-bruit de $\sim$100 était nécessaire pour remplir les objectifs fixés. C'est donc cette donnée, ainsi que le temps imparti aux observations, qui nous ont guidé au moment d'établir la liste des observations qu'il serait souhaitable de faire. Les planètes géantes seront observées avec HIFI et PACS, et comme la résolution spatiale est suffisante dans les cas de Jupiter et Saturne, une cartographie 3D (altitude, latitude et longitude) de l'abondance de l'eau sera également mesurée. Mon implication dans ce programme s'est traduite par le fait que j'ai obtenu la responsabilité des cartographies 3D de l'eau dans les atmosphères de Jupiter et de Saturne et de leur analyse. J'ai proposé une observation de CO dans l'atmosphère de Saturne (Cavalié et al., 2007) et elle a été, pour compléter cette étude, ajoutée au programme.

Profil thermique et vents mésosphériques dans l'atmosphère de Mars

La quatrième partie de mon travail concernait les observations de Mars aux fréquences de CO, dans le domaine millimétrique. Le CO est une cible privilégiée des observations

de l'atmosphère de Mars. Cette molécule est responsable du recyclage de CO_2 qui est l'espèce majoritaire dans l'atmosphère de la planète. Pour cette raison, ce composé a été cartographié de manière intense, que ce soit d'un point de vue spatial ou temporel. Nous avons montré que l'observation de CO pouvait présenter aussi d'autres intérêts pour l'étude de l'atmosphère de Mars. En effet, les observations conjointes de ^{12}CO et de ^{13}CO dans les domaines millimétrique et submillimétrique peuvent servir à déterminer le profil thermique de la zone observée. De son côté, l'observation des raies millimétriques et submillimétriques avec une grande résolution spectrale permet de mesurer les vents aux altitudes où les raies se forment. C'est en ce sens que nous avons analysé les observations de Mars que nous avions effectuées aux fréquences de CO, lors des oppositions de 2001 et 2005. La résolution spatiale était de nature à nous permettre d'établir le profil thermique moyen du disque observable et le champ des vitesses des vents mésosphériques. Nous avons comparé ces résultats aux prédictions calculées par un modèle de circulation générale de l'atmosphère de la planète : la *Mars Climate Database* (MCD). Les températures aux altitudes inférieures à 30 km sont correctement prédites par la MCD : la MCD permet donc d'avoir des prédictions suffisament précises pour reproduire les observations à basse résolution spectrale. Mais il en va tout autrement lorsqu'il s'agit des températures aux altitudes comprises entre 30 à 70 km (notre limite de sensibilité) : les prédictions de la MCD ne permettent pas de les reproduire. Nous avons effectivement observé un refroidissement de 20 à 30 K sur une épaisseur de 10 km environ, informations obtenues au moyen de spectres à haute résolution. Fort de ces résultats, nous pensons qu'il est donc indispensable de mesurer des spectres avec une grande résolution spectrale, si l'on veut obtenir un profil thermique assez précis et apte à quantifier l'abondance des composés nouvellement détectés.Ce sera certainement le cas avec la mise en service du télescope Herschel et de l'interféromètre ALMA.

Les observations de ^{12}CO et de ^{13}CO ont permis d'établir une carte des vents mésosphériques à 40 et 60 km d'altitude. Elles concordent avec les prédictions de la MCD, à l'exception, toutefois, de celles effectuées à 40 km d'altitude en 2005 (spectres de la raie de ^{13}CO(2-1)). À 40 km, effectivement, les vents sont prédits avec des vitesses 2 à 4 fois plus importantes. Les résultats que nous avons présentés dans cette partie ont été acceptés pour publication (Cavalié et al., 2008d).

1.2 Perspectives

L'étude des planètes du Système solaire et de leurs atmosphères en particulier vise à mieux connaître le monde qui nous entoure, et par voie de conséquence, notre propre planète. Les domaines millimétrique et submillimétrique sont des domaines qu'on privilégie dans la tentative de déterminer la composition chimique des atmosphères planétaires. On le fait au moyen de l'observation des transitions rotationnelles des molécules qui les composent. Les années qui viennent s'annoncent très prometteuses en termes de nouvelles découvertes et d'approfondissement de nos connaissances.

L'entrée prochaine en service du télescope spatial Herschel (début 2009), pour une durée intiale de 3-4 ans, et celle de l'interféromètre ALMA (en 2010) vont considérablement améliorer la vision que l'on a des atmosphères planétaires. Les détections de nouvelles espèces, la contrainte des profils verticaux d'espèces déjà observées et la cartographie de

certaines planètes vont nous permettre de préciser le comportement physico-chimique des atmosphères observées. Grâce aux nouvelles mesures que fourniront ces instruments, les scénarios de formation et d'évolution des planètes vont pouvoir être affinés.

Les observations effectuées dans le cadre du *Guaranteed-Time Key Program* Herschel *«Water and related chemistry in the Solar System»* devraient nous permettre de déterminer l'origine des composés oxygénés dans les atmosphères des planètes géantes et notamment de H_2O et de CO. En attendant ces observations, le traitement des dernières observations de H_2O dans la stratosphère de Jupiter par le télescope Odin ainsi que les nouvelles observations de Saturne aux fréquences de CO avec le JCMT devraient apporter de nouveaux indices sur l'origine de ces deux composés. Les observations de CO dans l'atmosphère de Saturne devront, qui plus est, être modélisées avec des profils verticaux issus de modèles photochimiques pour mieux contraindre les composantes interne et externe de l'apport de CO.

C'est dans l'optique de l'utilisation du télescope spatial Herschel et de l'interféromètre ALMA que le programme de transfert radiatif sera modifié pour inclure notamment la possibilité de traiter des profils verticaux d'abondance différents et l'effet du *smearing* selon la latitude et la longitude planétaires.

Enfin, une meilleure connaissance des atmosphères des planètes de notre propre Système solaire devient un outil indispensable à l'heure où on commence à détecter les atmosphères des exoplanètes et quelques-unes des molécules qui les composent (CH_4, H_2O et CO_2 très récemment). Faire de la planétologie comparée entre les planètes du Système solaire et les exoplanètes, c'est assurément un mode d'approche très performant dans la tentative de l'Homme de comprendre ces mondes éloignés. Les études des atmosphères des planètes du Système solaire nous donnent d'ores et déjà des exemples de ce que l'on pourrait trouver dans le cas de planètes extrasolaires.

Bibliographie

Baars, J. W. M., Hooghoudt, B. G., Mezger, P. G., de Jonge, M. J., 1987. The IRAM 30-m millimeter radio telescope on Pico Veleta, Spain. Astronomy and Astrophysics 175, 319–326.

Baines, K. H., Mickelson, M. E., Larson, L. E., Ferguson, D. W., 1995. The abundances of methane and ortho/para hydrogen on Uranus and Neptune : Implications of New Laboratory 4-0 H_2 quadrupole line parameters. Icarus 114, 328–340.

Banaszkiewicz, M., Krivov, A. V., 1997. Hyperion as a Dust Source in the Saturnian System. Icarus 129, 289–303.

Beaky, M. M., Goyette, T. M., De Lucia, F. C., 1996. Pressure broadening and line shift measurements of carbon monoxide in collision with helium from 1 to 600 K. Journal of Chemical Physics 105, 3994–4004.

Beer, R., 1975. Detection of carbon monoxide in Jupiter. The Astrophysical Journal 200, L167–L169.

Beer, R., Taylor, F. W., 1978. The abundance of carbon monoxide in Jupiter. The Astrophysical Journal 221, 1100–1109.

Berge, G. L., Gulkis, S., 1976. Earth-based radio observations of Jupiter - Millimeter to meter wavelengths. In : Gehrels, T. (Ed.), IAU Colloq. 30 : Jupiter : Studies of the Interior, Atmosp here, Magnetosphere and Satellites. pp. 621–692.

Bergin, E. A., Lellouch, E., Harwit, M., Gurwell, M. A., Melnick, G. J., Ashby, M. L. N., Chin, G., Erickson, N. R., Goldsmith, P. F., Howe, J. E., Kleiner, S. C., Koch, D. G., Neufeld, D. A., Patten, B. M., Plume, R., Schieder, R., Snell, R. L., Stauffer, J. R., Tolls, V., Wang, Z., Winnewisser, G., Zhang, Y. F., 2000. Submillimeter Wave Astronomy Satellite Observations of Jupiter and Saturn :Detection of 557 GHZ Water Emission from the Upper Atmosphere. The Astrophysical Journal 539, L147–L150.

Bézard, B., Drossart, P., Lellouch, E., Tarrago, G., Maillard, J. P., 1989. Detection of arsine in Saturn. The Astrophysical Journal 346, 509–513.

Bézard, B., Griffith, C. A., Kelly, D. M., Lacy, J. H., Greathouse, T., Orton, G., 1997. Thermal Infrared Imaging Spectroscopy of Shoemaker-Levy 9 Impact Sites : Temperature and HCN Retrievals. Icarus 125, 94–120.

Bézard, B., Lellouch, E., Strobel, D., Maillard, J.-P., Drossart, P., 2002. Carbon Monoxide on Jupiter : Evidence for Both Internal and External Sources. Icarus 159, 95–111.

Billebaud, F., Maillard, J. P., Lellouch, E., Encrenaz, T., 1992. The spectrum of Mars in the (1-0) vibrational band of CO. Astronomy and Astrophysics 261, 647–657.

Billebaud, F., Rosenqvist, J., Lellouch, E., Maillard, J.-P., Encrenaz, T., Hourdin, F., 1998. Observations of CO in the atmosphere of Mars in the (2-0) vibrational band at 2.35 microns. Astronomy and Astrophysics 333, 1092–1099.

Birnbaum, G., Borysow, A., Orton, G. S., 1996. Collision-Induced Absorption of H_2-H_2 and H_2-He in the Rotational and Fundamental Bands for Planetary Applications. Icarus 123, 4–22.

Borysow, J., Trafton, L., Frommhold, L., Birnbaum, G., 1985. Modeling of pressure-induced far-infrared absorption spectra Molecular hydrogen pairs. The Astrophysical Journal 296, 644–654.

Borysow, A., Frommhold, L., 1986. Theoretical collision-induced rototranslational absorption spectra for the outer planets - H2-CH4 pairs. The Astrophysical Journal 304, 849–865.

Borysow, J., Frommhold, L., Birnbaum, G., 1988. Collison-induced rototranslational absorption spectra of H2-He pairs at temperatures from 40 to 3000 K. The Astrophysical Journal 326, 509–515.

Brown, L. R., Peterson, D. B., 1994. An empirical expression for linewidths of ammonia from far-infrared measurements. Journal of Molecular Spectroscopy 168, 593–606.

Burgdorf, M., Orton, G., van Cleve, J., Meadows, V., Houck, J., 2006. Detection of new hydrocarbons in Uranus' atmosphere by infrared spectroscopy. Icarus 184, 634–637.

Cavalié, T., Billebaud, F., Lellouch, E., Fouchet, T., Dobrijevic, M., Encrenaz, T., Brillet, J., Herpin, F., 2007. CO in the stratospheres of Saturn, Uranus and Neptune seen with Herschel-HIFI. Herschel Open time Key Program Workshop, 20-21 Feb. 2007, ESTEC, Noordwick, The Netherlands.

Cavalié, T., Billebaud, F., Fouchet, T., Lellouch, E., Brillet, J., Dobrijevic, M., 2008a. Observations of CO on Saturn and Uranus at millimeter wavelengths : new upper limit determinations. Astronomy and Astrophysics 484, 555–561.

Cavalié, T., Billebaud, F., Biver, N., Dobrijevic, M., Lellouch, E., Brillet, J., Lecacheux, A., Hjalmarson, A., Sandqvist, A., Frisk, U., Olberg, M., The Odin Team, Bergin, E. A., 2008b. Observation of water vapor in the stratosphere of Jupiter with the Odin Space Telescope. Planetary and Space Science, 56, 1573–1584.

Cavalié, T., Billebaud, F., Dobrijevic, M., Fouchet, T., Lellouch, E., Brillet, J., Encrenaz, T., Moriarty-Schieven, G. H., Wouterloot, J., 2009c. Detection CO at 345 GHz in the atmosphere of Saturn. New constraints on its origin. Planetary and Space Science, en préparation.

Cavalié, T., Billebaud, F., Encrenaz, T., Dobrijevic, M., Brillet, J., Forget, F., Lellouch, E., 2008d. Vertical temperature profile and mesospheric winds retrieval on Mars from CO millimeter observations. Comparison with General Circulation Model predictions. Astronomy and Astrophysics 489, 795–809.

Chahine, M. T., 1968. Determination of the temperature profile in an atmosphere from its outgoing radiance. Journal of the Optical Society of America 58, 1634.

Clancy, R. T., Muhleman, D. O., Jakosky, B. M., 1983. Variability of carbon monoxide in the Mars atmosphere. Icarus 55, 282–301.

Clancy, R. T., Sandor, B. J., Moriarty-Schieven, G. H., Smith, M. D., 2006. Mesospheric winds and temperatures from JCMT sub-millimeter CO line observations during the 2003 and 2005 Mars oppositions. In : Forget, F., Lopez-Valverde, M. A., Desjean, M. C., Huot, J. P., Lefevre, F., Lebonnois, S., Lewis, S. R., Millour, E., Read, P. L., Wilson, R. J. (Eds.), Mars Atmosphere Modelling and Observations. p. 135.

Combes, M., Maillard, J. P., de Bergh, C., 1977. Evidence for a telluric value of the C-12/C-13 ratio in the atmospheres of Jupiter and Saturn. Astronomy and Astrophysics 61, 531–537.

Conrath, B., Hanel, R., Gautier, D., Marten, A., Lindal, G., 1987. The helium abundance of Uranus from Voyager measurements. Journal of Geophysical Research 92, 15003–15010.

Conrath, B. J., Gautier, D., 2000. Saturn Helium Abundance : A Reanalysis of Voyager Measurements. Icarus 144, 124–134.

Courtin, R., Gautier, D., Marten, A., Kunde, V., 1983. The C-12/C-13 ratio in Jupiter from the Voyager infrared investigation. Icarus 53, 121–132.

Coustenis, A., Salama, A., Lellouch, E., Encrenaz, T., Bjoraker, G. L., Samuelson, R. E., de Graauw, T., Feuchtgruber, H., Kessler, M. F, 1998. Evidence for water vapor in Titan's atmosphere from ISO/SWS data. Astronomy and Astrophysics 336, L85–L89.

Cox, P., 2006. IRAM annual report 2006.

Crapeau, M., 2007. Modélisation et interprétation des données radar de la mission Cassini-Huygens : étude de la surface et de la subsurface de Titan. Ph.D. thesis, AA(Université Toulouse III).

Davis, G. R., Griffin, M. J., Naylor, D. A., Oldham, P. G., Swinyard, B. M., Ade, P. A. R., Calcutt, S. B., Encrenaz, T., de Graauw, T., Gautier, D., Irwin, P. G. J., Lellouch, E., Orton, G. S., Armand, C., Burgdorf, M., di Giorgio, A., Ewart, D., Gry, C., King, K. J., Lim, T., Molinari, S., Price, M., Sidher, S., Smith, A., Texier, D., Trams, N., Unger, S. J., 1996. ISO LWS measurement of the far-infrared spectrum of Saturn. Astronomy and Astrophysics 315, L393–L396.

de Graauw, T., Feuchtgruber, H., Bezard, B., Drossart, P., Encrenaz, T., Beintema, D. A., Griffin, M., Heras, A., Kessler, M., Leech, K., Lellouch, E., Morris, P., Roelfsema, P. R., Roos-Serote, M., Salama, A., Vandenbussche, B., Valentijn, E. A., Davis, G. R., Naylor, D. A., 1997. First results of ISO-SWS observations of Saturn : detection of CO_2, CH_3C_2H, C_4H_2 and tropospheric H_2O. Astronomy and Astrophysics 321, L13–L16.

de Graauw, T., Helmich, F. P., 2001. Herschel-HIFI : The Heterodyne Instrument for the Far-Infrared. In : Pilbratt, G. L., Cernicharo, J., Heras, A. M., Prusti, T., Harris, R. (Eds.), The Promise of the Herschel Space Observatory. Vol. 460 of ESA Special Publication. p. 45.

de Pater, I., Dickel, J. R., 1991. Multifrequency radio observations of Saturn at ring inclination angles between 5 and 26 degrees. Icarus 94, 474–492.

Dobrijevic, M., 1996. Étude de la physico-chimie de l'atmosphère de Neptune. Ph.D. thesis, AA(Université Bordeaux I).

Dobrijevic, M., Parisot, J. P., 1998. Effect of chemical kinetics uncertainties on hydrocarbon production in the stratosphere of Neptune. Planetary and Space Science 46, 491–505.

Dobrijevic, M., Ollivier, J. L., Billebaud, F., Brillet, J., Parisot, J. P., 2003. Effect of chemical kinetic uncertainties on photochemical modeling results : Application to Saturn's atmosphere. Astronomy and Astrophysics 398, 335–344.

Draegert, D. A., Dudley, W., 1968. Collisional broadening of CO absorption lines by foreign gases. Journal of the Optical Society of America 58, 1399–1403.

Dunn, D. E., de Pater, I., Wright, M., Hogerheijde, M. R., Molnar, L. A., 2005. High-Quality BIMA-OVRO Images of Saturn and its Rings at 1.3 and 3 Millimeters. The Astronomical Journal 129, 1109–1116.

Dutta, J. M., Jones, C. R., Goyette, T. M., De Lucia, F. C., 1993. The hydrogen and helium pressure broadening at planetary temperatures of the 183 and 380 GHz transitions of water vapor. Icarus 102, 232–239.

Elliot, J. L., Dunham, E. W., Bosh, A. S., Slivan, S. M., Young, L. A., Wasserman, L. H., Millis, R. L., 1989. Pluto's atmosphere. Icarus 77, 148–170.

Encrenaz, T., Bézard, B., Crovisier, J., Coustenis, A., Lellouch, E., Gulkis, S., Atreya, S. K., 1995a. Detectability of molecular species in planetary and satellite atmospheres from their rotational transitions. Planetary and Space Science 43, 1485–1516.

Encrenaz, T., Lellouch, E., Cernicharo, J., Paubert, G., Gulkis, S., 1995b. A tentative detection of the 183-GHz water vapor line in the martian atmosphere : Constraints upon the H2O abundance and vertical distribution. Icarus 113, 110–118.

Encrenaz, T., Serabyn, E., Weisstein, E. W., 1996. Millimeter Spectroscopy of Uranus and Neptune : Constraints on CO and PH_3 Tropospheric Abundances. Icarus 124, 616–624.

Encrenaz, T., Drossart, P., Feuchtgruber, H., Lellouch, E., Bézard, B., Fouchet, T., Atreya, S. K., 1999. The atmospheric composition and structure of Jupiter and Saturn from ISO observations : a preliminary review. Planetary and Space Science 47, 1225–1242.

Encrenaz, T., 2000. Atmosphères planétaires-Origine et évolution. Belin-CNRS, pp. 18–33.

Encrenaz, T., Lellouch, E., Burgdorf, M. J., Feuchtgruber, H., Gulkis, S., Paubert, G., 2001a. Observations of Mars at Infrared and Microwave Wavelengths : Perspectives for FIRST. In : Pilbratt, G. L., Cernicharo, J., Heras, A. M., Prusti, T., Harris, R. (Eds.), The Promise of the Herschel Space Observatory. Vol. 460 of ESA Special Publication. pp. 397–400.

Encrenaz, T., Lellouch, E., Paubert, G., Gulkis, S., 2001b. The water vapor vertical distribution on mars from millimeter transitions of HDO and $H_2^{18}O$. Planetary and Space Science 49, 731–741.

Encrenaz, T., Lellouch, E., Atreya, S. K., Wong, A. S., 2004a. Detectability of minor constituents in the martian atmosphere by infrared and submillimeter spectroscopy. Planetary and Space Science 52, 1023–1037.

Encrenaz, T., Lellouch, E., Drossart, P., Feuchtgruber, H., Orton, G. S., Atreya, S. K., 2004b. First detection of CO in Uranus. Astronomy and Astrophysics 413, L5–L9.

Encrenaz, T., Bockelée-Morvan, D., Crovisier, J., Lellouch, E., 2005. Solar-system observations with Herschel/ALMA. In : Wilson, A. (Ed.), ESA Special Publication. Vol. 577 of ESA Special Publication. pp. 61–66.

Encrenaz, T., Fouchet, T., Melchiorri, R., Drossart, P., Gondet, B., Langevin, Y., Bibring, J.-P., Forget, F., Bézard, B., 2006. Seasonal variations of the martian CO over Hellas as observed by OMEGA/Mars Express. Astronomy and Astrophysics 459, 265–270.

Feuchtgruber, H., Lellouch, E., de Graauw, T., Bezard, B., Encrenaz, T., Griffin, M., 1997. External supply of oxygen to the atmospheres of giant planets. Nature 389, 159–162.

Feuchtgruber, H., Lellouch, E., Bézard, B., Encrenaz, T., de Graauw, T., Davis, G. R., 1999a. Detection of HD in the atmospheres of Uranus and Neptune : a new determination of the D/H ratio. Astronomy and Astrophysics 341, L17–L21.

Feuchtgruber, H., Lellouch, E., Encrenaz, T., Bezard, B., Coustenis, A., Drossart, P., Salama, A., de Graauw, T., Davis, G. R., 1999b. Oxygen in the stratospheres of the giant planets and Titan. In : Cox, P., Kessler, M. (Eds.), The Universe as Seen by ISO. Vol. 427 of ESA Special Publication. p. 133.

Fletcher, L. N., Irwin, P. G. J., Teanby, N. A., Orton, G. S., Parrish, P. D., Calcutt, S. B., Bowles, N., de Kok, R., Howett, C., Taylor, F. W., 2007. The meridional phosphine distribution in Saturn's upper troposphere from Cassini/CIRS observations. Icarus 188, 72–88.

Forget, F., Millour, E., Lebonnois, S., Montabone, L., Dassas, K., Lewis, S. R., Read, P. L., López-Valverde, M. A., González-Galindo, F., Montmessin, F., Lefèvre, F., Desjean, M.-C., Huot, J.-P., 2006. The new Mars climate database. In : Forget, F., Lopez-Valverde, M. A., Desjean, M. C., Huot, J. P., Lefevre, F., Lebonnois, S., Lewis, S. R., Millour, E., Read, P. L., Wilson, R. J. (Eds.), Mars Atmosphere Modelling and Observations. p. 128.

Fouchet, T., Lellouch, E., Bézard, B., Feuchtgruber, H., Drossart, P., Encrenaz, T., 2000. Jupiter's hydrocarbons observed with ISO-SWS : vertical profiles of C_2H_6 and C_2H_2, detection of CH_3C_2H. Astronomy and Astrophysics 355, L13–L17.

Gautier, D., Conrath, B. J., Owen, T., de Pater, I., Atreya, S. K., 1995. The troposphere of Neptune. In : Neptune and Triton. pp. 547–611.

Genzel, R., 1997. The Far-Infrared and Submillimeter Space Telescope (FIRST). In : Okuda, H., Matsumoto, T., Rollig, T. (Eds.), Diffuse Infrared Radiation and the IRTS. Vol. 124 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series. p. 465.

Gladstone, G. R., Allen, M., Yung, Y. L., 1996. Hydrocarbon Photochemistry in the Upper Atmosphere of Jupiter. Icarus 119, 1–52.

Griffin, M. J., Ade, P. A. R., Orton, G. S., Robson, E. I., Gear, W. K., Nolt, I. G., Radostitz, J. V., 1986. Submillimeter and millimeter observations of Jupiter. Icarus 65, 244–256.

Griffin, M. J., Swinyard, B. M., Vigroux, L., 2001. The SPIRE Instrument for Herschel. In : Pilbratt, G. L., Cernicharo, J., Heras, A. M., Prusti, T., Harris, R. (Eds.), The Promise of the Herschel Space Observatory. Vol. 460 of ESA Special Publication. p. 37.

Gruszka, M., Borysow, A., 1997. Roto-Translational Collision-Induced Absorption of CO_2 for the Atmosphere of Venus at Frequencies from 0 to 250 cm^-1, at Temperatures from 200 to 800 K. Icarus 129, 172–177.

Guilloteau, S., Delannoy, J., Downes, D., Greve, A., Guelin, M., Lucas, R., Morris, D., Radford, S. J. E., Wink, J., Cernicharo, J., Forveille, T., Garcia-Burillo, S., Neri, R., Blondel, J., Perrigourad, A., Plathner, D., Torres, M., 1992. The IRAM interferometer on Plateau de Bure. Astronomy and Astrophysics 262, 624–633.

Guilloteau, S., Dutrey, A., Marten, A., Gautier, D., 1993. CO in the troposphere of Neptune : Detection of the J = 1-0 line in absorption. Astronomy and Astrophysics 279, 661–667.

Gurwell, M. A., Bergin, E. A., Melnick, G. J., Ashby, M. L. N., Chin, G., Erickson, N. R., Goldsmith, P. F., Harwit, M., Howe, J. E., Kleiner, S. C., Koch, D. G., Neufeld, D. A., Patten, B. M., Plume, R., Schieder, R., Snell, R. L., Stauffer, J. R., Tolls, V., Wang, Z., Winnewisser, G., Zhang, Y. F., 2000. Submillimeter Wave Astronomy Satellite Observations of the Martian Atmosphere : Temperature and Vertical Distribution of Water Vapor. The Astrophysical Journal Letters 539, L143–L146.

Güsten, R., Nyman, L. Å., Schilke, P., Menten, K., Cesarsky, C., Booth, R., 2006. The Atacama Pathfinder EXperiment (APEX) - a new submillimeter facility for southern skies -. Astronomy and Astrophysics 454, L13–L16.

Hébrard, E., Dobrijevic, M., Bénilan, Y., Raulin, F., 2006. Photochemical kinetics uncertainties in modeling Titan's atmosphere : a review. Journal of Photochemistry and Photobiology C : Photochemistry Reviews 7, 211–230.

Hébrard, E., Dobrijevic, M., Bénilan, Y., Raulin, F., 2007. Photochemical kinetics uncertainties in modeling Titan's atmosphere : First consequences. Planetary and Space Science 55, 1470–1489.

Hesman, B. E., Davis, G. R., Matthews, H. E., Orton, G. S., 2007. The abundance profile of CO in Neptune's atmosphere. Icarus 186, 342–353.

Hildebrand, R. H., Loewenstein, R. F., Harper, D. A., Orton, G. S., Keene, J., Whitcomb, S. E., 1985. Far-infrared and submillimeter brightness temperatures of the giant planets. Icarus 64, 64–87.

Hills, R., 1985. The James Clerk Maxwell telescope - United Kingdom/Netherlands 15-metre antenna. In : Shaver, P. A., Kjar, K. (Eds.), (Sub)Millimeter Astronomy. pp. 63–70.

Hofstadter, M. D., Muhleman, D. O., 1989. Latitudinal variations of ammonia in the atmosphere of Uranus - an analysis of microwave observations. Icarus 81, 396–412.

Hubbard, W. B., Hunten, D. M., Dieters, S. W., Hill, K. M., Watson, R. D., 1988. Occultation evidence for an atmosphere on Pluto. Nature 336, 452–454.

Hunten, D. M., 1978. New Surprises from Uranus. Nature 276, 16–17.

Jacquinet-Husson, N., Arie, E., Ballard, J., Barbe, A., Bjoraker, G., Bonnet, B., Brown, L. R., Camy-Peyret, C., Champion, J. P., Chedin, A., Chursin, A., Clerbaux, C., Duxbury, G., Flaud, J.-M., Fourrie, N., Fayt, A., Graner, G., Gamache, R., Goldman, A., Golovko, V., Guelachvili, G., Hartmann, J. M., Hilico, J. C., Hillman, J., Lefevre, G., Lellouch, E., Mikhailenko, S. N., Naumenko, O. V., Nemtchinov, V., Newnham, D. A., Nikitin, A., Orphal, J., Perrin, A., Reuter, D. C., Rinsland, C. P., Rosenmann, L., Rothman, L. S., Scott, N. A., Selby, J., Sinitsa, L. N., Sirota, J. M., Smith, A. M., Smith, K. M., Tyuterev, V. G., Tipping, R. H., Urban, S., Varanasi, P., Weber, M., 1999. The 1997 spectroscopic GEISA databank. Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer 62, 205–254.

Jacquinet-Husson, N., Chedin, A., Scott, N. A., Chursin, A., 2003. 2003 : The GEISA spectroscopic database system revisited for IASI direct radiative transfert modelling. Atmosphric and Oceanic Optics 3, 256–282.

Joiner, J., Steffes, P. G., 1991. Modeling of Jupiter's millimeter wave emission utilizing laboratory measurements of ammonia (NH3) opacity. Journal of Geophysical Research 96, 17463.

Kieffer, H. H., Jakosky, B. M., Snyder, C. W., 1992. The planet Mars - From antiquity to the present. Mars, pp. 1–33.

Klein, M. J., Janssen, M. A., Gulkis, S., Olsen, E. T., 1978. Saturn's microwave spectrum : Implications for the atmosphere and the rings. The Saturn System, Eds. D. M. Hunten and D. Morrison, pp. 195–216.

Kramer, C., 2005. Spatial response framework document of the HIFI/Herschel Calibration group.

Krasnopolsky, V. A., 1993a. Photochemistry of the Martian atmosphere (mean conditions). Icarus 101, 313–332.

Krasnopolsky, V. A., 1993b. Solar cycle variations of the hydrogen escape rate and the CO mixing ratio on Mars. Icarus 101, 33–41.

Krasnopolsky, V. A., Bjoraker, G. L., Mumma, M. J., Jennings, D. E., 1997. High-resolution spectroscopy of Mars at 3.7 and 8 μm : A sensitive search of H_2O_2, H_2CO, HCl, and CH_4, and detection of HDO. Journal of Geophysical Research 102, 6525–6534.

Krasnopolsky, V. A., 2003. Spectroscopic mapping of Mars CO mixing ratio : Detection of north-south asymmetry. Journal of Geophysical Research (Planets) 108, 5010.

Kunde, V. G., Flasar, F. M., Jennings, D. E., Bézard, B., Strobel, D. F., Conrath, B. J., Nixon, C. A., Bjoraker, G. L., Romani, P. N., Achterberg, R. K., Simon-Miller, A. A., Irwin, P., Brasunas, J. C., Pearl, J. C., Smith, M. D., Orton, G. S., Gierasch, P. J., Spilker, L. J., Carlson, R. C., Mamoutkine, A. A., Calcutt, S. B., Read, P. L., Taylor, F. W., Fouchet, T., Parrish, P., Barucci, A., Courtin, R., Coustenis, A., Gautier, D., Lellouch, E., Marten, A., Prangé, R., Biraud, Y., Ferrari, C., Owen, T. C., Abbas, M. M., Samuelson, R. E., Raulin, F., Ade, P., Césarsky, C. J., Grossman, K. U., Coradini, A., 2004. Jupiter's Atmospheric Composition from the Cassini Thermal Infrared Spectroscopy Experiment. Science 305, 1582–1587.

Kuntz, M., 1997. A new implementation of the Humlicek algorithm for the calculation of the Voigt profile function. Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer 57, 819–824.

Larson, H. P., Fink, U., Treffers, R., Gautier, III, T. N., 1975. Detection of water vapor on Jupiter. The Astrophysical Journal 197, L137–L140.

Larson, H. P., Fink, U., Treffers, R. C., 1978. Evidence for CO in Jupiter's atmosphere from airborne spectroscopic observations at 5 microns. The Astrophysical Journal 219, 1084–1092.

Lellouch, E., Gerin, M., Combes, F., Atreya, S., Encrenaz, T., 1989. Observations of the J = 1-0 CO lines in the Mars atmosphere - Radiodetection of C-13O and monitoring of C-12O. Icarus 77, 414–438.

Lellouch, E., Encrenaz, T., Phillips, T., Falgarone, E., Billebaud, F., 1991a. Submillimeter observations of CO in Mars' atmosphere. Planetary and Space Science 39, 209–212.

Lellouch, E., Paubert, G., Encrenaz, T., 1991b. Mapping of CO millimeter-wave lines in Mars' atmosphere - The spatial variability of carbon monoxide on Mars. Planetary and Space Science 39, 219–224.

Lellouch, E., Rosenqvist, J., Goldstein, J. J., Bougher, S. W., Paubert, G., 1991c. First absolute wind measurements in the middle atmosphere of Mars. The Astrophysical Journal 383, 401–406.

Lellouch, E., Paubert, G., Moreno, R., Festou, M. C., Bezard, B., Bockelee-Morvan, D., Colom, P., Crovisier, J., Encrenaz, T., Gautier, D., Marten, A., Despois, D., Strobel, D. F., Sievers, A., 1995. Chemical and Thermal Response of Jupiter's Atmosphere Following the Impact of Comet Shoemaker-Levy-9. Nature 373, 592.

Lellouch, E., 1996. Chemistry induced by the impacts : Observations. In : Noll, K. S., Weaver, H. A., Feldman, P. D. (Eds.), IAU Colloq. 156 : The Collision of Comet Shoemaker-Levy 9 and Jupiter. p. 213.

Lellouch, E., Bézard, B., Moreno, R., Bockelée-Morvan, D., Colom, P., Crovisier, J., Festou, M., Gautier, D., Marten, A., Paubert, G., 1997. Carbon monoxide in Jupiter after the impact of comet Shoemaker-Levy 9. Planetary and Space Science 45, 1203–1212.

Lellouch, E., Feuchtgruber, H., de Graauw, T., Encrenaz, T., Bézard, B., Griffin, M., Davis, G., 1998. D/H ratio and oxygen source : A Jupiter-Saturn comparison. In : International Symposium : The Jovian System after Galileo, the Saturnian System before Cassini-Huygens. May 11-15, Nantes, France. pp. 21–22.

Lellouch, E., 1999. Solar System observations. In : Cox, P., Kessler, M. (Eds.), The Universe as Seen by ISO. Vol. 427 of ESA Special Publication. p. 125.

Lellouch, E., Bézard, B., Fouchet, T., Feuchtgruber, H., Encrenaz, T., de Graauw, T., 2001. The deuterium abundance in Jupiter and Saturn from ISO-SWS observations. Astronomy and Astrophysics 370, 610–622.

Lellouch, E., 2001. Observations of Planetary and Satellite Atmospheres and Surfaces. In : Pilbratt, G. L., Cernicharo, J., Heras, A. M., Prusti, T., Harris, R. (Eds.), The Promise of the Herschel Space Observatory. Vol. 460 of ESA Special Publication. pp. 287–294.

Lellouch, E., Bézard, B., Moses, J. I., Davis, G. R., Drossart, P., Feuchtgruber, H., Bergin, E. A., Moreno, R., Encrenaz, T., 2002. The Origin of Water Vapor and Carbon Dioxide in Jupiter's Stratosphere. Icarus 159, 112–131.

Lellouch, E., Moreno, R., Paubert, G., 2005. A dual origin for Neptune's carbon monoxide ? Astronomy and Astrophysics 430, L37–L40.

Lellouch, E., Bézard, B., Strobel, D. F., Bjoraker, G. L., Flasar, F. M., Romani, P. N., 2006. On the HCN and CO_2 abundance and distribution in Jupiter's stratosphere. Icarus 184, 478–497.

Lellouch, E., 2008. Planetary atmospheres with ALMA. Astrophysics and Space Science 313, 175–181.

Levy, A., Lacome, N., Tarrago, G., 1993. Hydrogen- and helium-broadening of phosphine lines. Journal of Molecular Spectroscopy 157, 172–181.

Levy, A., Lacome, N., Tarrago, G., 1994. Temperature dependence of collision-broadened lines of phosphine. Journal of Molecular Spectroscopy 166, 20–31.

Lewis, S. R., Collins, M., Read, P. L., Forget, F., Hourdin, F., Fournier, R., Hourdin, C., Talagrand, O., Huot, J.-P., 1999. A climate database for Mars. Journal of Geophysical Research 104, 24177–24194.

Lindal, G. F., 1992. The atmosphere of Neptune - an analysis of radio occultation data acquired with Voyager 2. The Astronomical Journal 103, 967–982.

Lissauer, J. J., 1993. Planet formation. Annual Review of Astronomy and Astrophysics 31, 129–174.

Lissauer, J. J., 2005. Formation of the Outer Planets. Space Science Reviews 116, 11–24.

Lodders, K., Fegley, Jr., B., 1994. The origin of carbon monoxide in Neptunes's atmosphere. Icarus 112, 368–375.

Lopez, S., Cavalié, T., Le Postollec, A., Dobrijevic, M., Billebaud, F., 2008. Récital du bureau B105. Planetology Team Letters 1, 1–2.

Mahaffy, P. R., Niemann, H. B., Alpert, A., Atreya, S. K., Demick, J., Donahue, T. M., Harpold, D. N., Owen, T. C., 2000. Noble gas abundance and isotope ratios in the atmosphere of Jupiter from the Galileo Probe Mass Spectrometer. Journal of Geophysical Research 105, 15061–15072.

Marten, A., Gautier, D., Owen, T., Sanders, D. B., Matthews, H. E., Atreya, S. K., Tilanus, R. P. J., Deane, J. R., 1993. First observations of CO and HCN on Neptune and Uranus at millimeter wavelengths and the implications for atmospheric chemistry. The Astrophysical Journal 406, 285–297.

Marten, A., Matthews, H. E., Owen, T., Moreno, R., Hidayat, T., Biraud, Y., 2005. Improved constraints on Neptune's atmosphere from submillimetre-wavelength observations. Astronomy and Astrophysics 429, 1097–1105.

Marti, J., Mauersberger, K., 1993. A survey and new measurements of ice-vapor pressures at temperatures between 170 and 250 K. Geophysical Research Letters 20, 363–366.

McElroy, M. B., Donahue, T. M., 1972. Stability of the martian atmosphere. Science 177, 986–988.

Melnick, G., Russell, R. W., Gosnell, T. R., Harwit, M., 1983. Spectrophotometry of Saturn and its rings from 60 to 180 microns. Icarus 53, 310–318.

Melnick, G. J., Stauffer, J. R., Ashby, M. L. N., Bergin, E. A., Chin, G., Erickson, N. R., Goldsmith, P. F., Harwit, M., Howe, J. E., Kleiner, S. C., Koch, D. G., Neufeld, D. A., Patten, B. M., Plume, R., Schieder, R., Snell, R. L., Tolls, V., Wang, Z., Winnewisser, G., Zhang, Y. F., 2000. The Submillimeter Wave Astronomy Satellite : Science Objectives and Instrument Description. The Astrophysical Journal Letters 539, L77–L85.

Moreno, R., 1998. Observations millimétriques et submillimétriques des planètes gantes. Études de Jupiter après la chute de la comète SL9. Ph.D. thesis, AA(Université de Paris VI).

Moreno, R., Guilloteau, S., Lellouch, E., Encrenaz, T., Forget, F., Chassefiere, E., Jegou, F., 1999. Mars middle-atmosphere dynamic from mapping CO with the IRAM Plateau de Bure Interferometer. In : Bulletin of the American Astronomical Society. Vol. 31 of Bulletin of the American Astronomical Society. p. 1149.

Moreno, R., Guilloteau, S., Lellouch, E., Encrenaz, T., Forget, F., Chassefiere, E., Jegou, F., Hourdin, F., 2001a. Mars' wind measurements at Equinox : IRAM PdB Interferometric CO observations. In : Bulletin of the American Astronomical Society. Vol. 33 of Bulletin of the American Astronomical Society. p. 1072.

Moreno, R., Marten, A., Biraud, Y., Bézard, B., Lellouch, E., Paubert, G., Wild, W., 2001b. Jovian stratospheric temperature during the two months following the impacts of comet Shoemaker-Levy 9. Planetary and Space Science 49, 473–486.

Moreno, R., Marten, A., Matthews, H. E., Biraud, Y., 2003. Long-term evolution of CO, CS and HCN in Jupiter after the impacts of comet Shoemaker-Levy 9. Planetary and Space Science 51, 591–611.

Moreno, R., Lellouch, E., Encrenaz, T., Forget, F., Chassefiere, E., Hourdin, F., Guilloteau, S., 2006. Wind measurements in Mars' middle atmosphere at equinox and solstice : IRAM Plateau de Bure interferometric CO observations. In : Forget, F., Lopez-Valverde, M. A., Desjean, M. C., Huot, J. P., Lefevre, F., Lebonnois, S., Lewis, S. R., Millour, E., Read, P. L., Wilson, R. J. (Eds.), Mars Atmosphere Modelling and Observations. p. 134.

Moses, J. I., 1996. SL9 impact chemistry : Long-term photochemical evolution. In : Noll, K. S., Weaver, H. A., Feldman, P. D. (Eds.), IAU Colloq. 156 : The Collision of Comet Shoemaker-Levy 9 and Jupiter. p. 243.

Moses, J. I., Lellouch, E., Bézard, B., Gladstone, G. R., Feuchtgruber, H., Allen, M., 2000. Photochemistry of Saturn's Atmosphere. II. Effects of an Influx of External Oxygen. Icarus 145, 166–202.

Moses, J. I., Fouchet, T., Bézard, B., Gladstone, G. R., Lellouch, E., Feuchtgruber, H., 2005. Photochemistry and diffusion in Jupiter's stratosphere : Constraints from ISO observations and comparisons with other giant planets. Journal of Geophysical Research (Planets) 110, 8001.

Nair, H., Allen, M., Anbar, A. D., Yung, Y. L., Clancy, R. T., 1994. A photochemical model of the martian atmosphere. Icarus 111, 124–150.

Naylor, D. A., Davis, G. R., Griffin, M. J., Clark, T. A., Gautier, D., Marten, A., 1994. Broad-band spectrscopic detection of the CO J=3-2 tropospheric absorption in the atmosphere of Neptune. Astronomy and Astrophysics 291, L51–L53.

Nier, A. O., McElroy, M. B., 1977. Composition and structure of Mars' upper atmosphere - Results from the neutral mass spectrometers on Viking 1 and 2. Journal of Geophysical Research 82, 4341–4349.

Noll, K. S., Knacke, R. F., Geballe, T. R., Tokunaga, A. T., 1986. Detection of carbon monoxide in Saturn. The Astrophysical Journal Letters 309, L91–L94.

Noll, K. S., Knacke, R. F., Geballe, T. R., Tokunaga, A. T., 1988. The origin and vertical distribution of carbon monoxide in Jupiter. The Astrophysical Journal 324, 1210–1218.

Noll, K. S., Larson, H. P., 1991. The spectrum of Saturn from 1990 to 2230/cm - Abundances of AsH3, CH3D, CO, GeH4, NH3, and PH3. Icarus 89, 168–189.

Nordh, H. L., von Schéele, F., Frisk, U., Ahola, K., Booth, R. S., Encrenaz, P. J., Hjalmarson, Å., Kendall, D., Kyrölä, E., Kwok, S., Lecacheux, A., Leppelmeier, G., Llewellyn, E. J., Mattila, K., Mégie, G., Murtagh, D., Rougeron, M., Witt, G., 2003. The Odin orbital observatory. Astronomy and Astrophysics 402, L21–L25.

Olberg, M., Frisk, U., Lecacheux, A., Olofsson, A. O. H., Baron, P., Bergman, P., Florin, G., Hjalmarson, Å. ., Larsson, B., Murtagh, D., Olofsson, G., Pagani, L., Sandqvist, A., Teyssier, D., Torchinsky, S. A., Volk, K., 2003. The Odin satellite. II. Radiometer data processing and calibration. Astronomy and Astrophysics 402, L35–L38.

Ollivier, J. L., Dobrijévic, M., Parisot, J. P., 2000. New photochemical model of Saturn's atmosphere. Planetary and Space Science 48, 699–716.

Orton, G. S., Griffin, M. J., Ade, P. A. R., Nolt, I. G., Radostitz, J. V., 1986. Submillimeter and millimeter observations of Uranus and Neptune. Icarus 67, 289–304.

Orton, G. S., Baines, K. H., Bergstrahl, J. T., Brown, R. H., Caldwell, J., Tokunaga, A. T., 1987. Infrared radiometry of Uranus and Neptune at 21 and 32 microns. Icarus 69, 230–238.

Orton, G. S., Lacy, J. H., Achtermann, J. M., Parmar, P., Blass, W. E., 1992. Thermal spectroscopy of Neptune - The stratospheric temperature, hydrocarbon abundances, and isotopic ratios. Icarus 100, 541–555.

Orton, G. S., Gustafsson, M., Burgdorf, M., Meadows, V., 2007. Revised ab initio models for H_2 H_2 collision-induced absorption at low temperatures. Icarus 189, 544–549.

Orton, G., Hammel, H., Geballe, T., Mainzer, A., Line, M., Fletcher, L., Burgdorf, M., Moses, J., Meadows, V., 2008. Mid-infrared imaging of Neptune's stratospheric emission from Gemini and spectroscopy from the Spitzer IRS. In : Geophysical Research Abstracts. Vol. 10. pp. EGU2008–A–04853.

Owen, T., Biemann, K., Biller, J. E., Lafleur, A. L., Rushneck, D. R., Howarth, D. W., 1977. The composition of the atmosphere at the surface of Mars. Journal of Geophysical Research 82, 4635–4639.

Owen, T., Encrenaz, T., 2003. Element Abundances and Isotope Ratios in the Giant Planets and Titan. Space Science Reviews 106, 121–138.

Owen, T., Encrenaz, T., 2006. Compositional constraints on giant planet formation. Planetary and Space Science 54, 1188–1196.

Parkinson, T. M., Hunten, D. M., 1972. Spectroscopy and aeronomy of O_2 on Mars. Journal of Atmospheric Sciences 29, 1380–1390.

Pickett, H. M., Poynter, I. R. L., Cohen, E. A., Delitsky, M. L., Pearson, J. C., Muller, H. S. P., 1998. Submillimeter, millimeter and microwave spectral line catalog. Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer 60, 883–890.

Podolak, M., Weizman, A., Marley, M., 1995. Comparative models of Uranus and Neptune. Planetary and space Science 43, 1517–1522.

Poglitsch, A., Waelkens, C., Geis, N., 2001. The Photodetector Array Camera & Spectrometer (PACS) for Herschel. In : Pilbratt, G. L., Cernicharo, J., Heras, A. M., Prusti, T., Harris, R. (Eds.), The Promise of the Herschel Space Observatory. Vol. 460 of ESA Special Publication. p. 29.

Postberg, F., Kempf, S., Hillier, J. K., Srama, R., Green, S. F., McBride, N., Grün, E., 2008. The E-ring in the vicinity of Enceladus. II. Probing the moon's interior—The composition of E-ring particles. Icarus 193, 438–454.

Prangé, R., Fouchet, T., Courtin, R., Connerney, J. E. P., McConnell, J. C., 2006. Latitudinal variation of Saturn photochemistry deduced from spatially-resolved ultraviolet spectra. Icarus 180, 379–392.

Prinn, R. G., Owen, T., 1976. Chemistry and spectroscopy of the Jovian atmosphere. In : Jupiter. pp. 319–371.

Rosenqvist, J., Lellouch, E., Romani, P. N., Paubert, G., Encrenaz, T., 1992. Millimeter-wave observations of Saturn, Uranus, and Neptune - CO and HCN on Neptune. The Astrophysical Journal Letters 392, L99–L102.

Schieven, G., Kemp, J., 2006. JCMT Spectrum #24.

Seiff, A., Kirk, D. B., Knight, T. C. D., Young, R. E., Mihalov, J. D., Young, L. A., Milos, F. S., Schubert, G., Blanchard, R. C., Atkinson, D., 1998. Thermal structure of Jupiter's atmosphere near the edge of a 5-μm hot spot in the north equatorial belt. Journal of Geophysical Research 103, 22857–22890.

Selsis, F., Brillet, J., Rapaport, M., 2004. Meteor showers of cometary origin in the Solar System : Revised predictions. Astronomy and Astrophysics 416, 783–789.

Shah, K. P., Muhleman, D. O., Berge, G. L., 1991. Measurement of winds in Venus' upper mesosphere based on Doppler shifts of the 2.6-mm (C-12)O line. Icarus 93, 96–121.

Sonnabend, G., Sornig, M., Krötz, P. J., Schieder, R. T., Fast, K. E., 2006. High spatial resolution mapping of Mars mesospheric zonal winds by infrared heterodyne spectroscopy of CO_2. Geophysical Research Letters 33, 18201.

Spahn, F., Schmidt, J., Albers, N., Hörning, M., Makuch, M., Seiß, M., Kempf, S., Srama, R., Dikarev, V., Helfert, S., Moragas-Klostermeyer, G., Krivov, A. V., Sremčević, M., Tuzzolino, A. J., Economou, T., Grün, E., 2006. Cassini Dust Measurements at Enceladus and Implications for the Origin of the E Ring. Science 311, 1416–1418.

Sprague, A. L., Boynton, W. V., Kerry, K. E., Janes, D. M., Hunten, D. M., Kim, K. J., Reedy, R. C., Metzger, A. E., 2004. Mars' South Polar Ar Enhancement : A Tracer for South Polar Seasonal Meridional Mixing. Science 306, 1364–1367.

Ulich, B. L., 1981. Millimeter-wavelength continuum calibration sources. The Astronomical Journal 86, 1619–1626.

Varanasi, P., 1988. Infrared line widths at planetary atmospheric temperatures. Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer 39, 13–25.

von Zahn, U., Hunten, D. M., Lehmacher, G., 1998. Helium in Jupiter's atmosphere : Results from the Galileo probe helium interferometer experiment. Journal of Geophysical Research 103, 22815–22830.

Wallace, L., 1980. The structure of the Uranus atmosphere. Icarus 43, 231–259.

Weisstein, E. W., Serabyn, E., 1996. Submillimeter Line Search in Jupiter and Saturn. Icarus 123, 23–36.

Wright, E. L., 1976. Recalibration of the far-infrared brightness temperatures of the planets. The Astrophysical Journal 210, 250–253.

Annexes

Annexe A

Compléments de géométrie

A.1 Calcul des coordonnées planétaires à partir des coordonnées célestes

Pour pouvoir utiliser la MCD dans le cadre de notre étude de l'atmosphère de Mars, il est nécessaire de convertir les coordonnées célestes des points observés en coordonnées planétaires. Pour y parvenir, un certain nombre de changements de repères sont nécessaires, et il faut aussi connaître les paramètres physiques liés à la configuration de l'observation, à savoir l'angle entre l'axe de la déclinaison et l'axe de rotation de la planète, et les coordonnées planétaires du point sub-terrestre S. L'angle cité sera noté NP et les coordonnées planétaires du point sub-terrestre seront notées λ_S pour la longitude et δ_S pour la latitude.

La figure A.1 représente le repère céleste (centré sur le point visé) et un repère cartésien apparent qui nous sert de repère intermédiaire. L'origine de ces deux repères est située sur le point sub-terrestre. La relation de passage des coordonnées (x,y) aux coordonnées (X,Y) est

$$\begin{pmatrix} X \\ \\ Y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\cos(NP) & \sin(NP) \\ \\ \sin(NP) & \cos(NP) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ \\ y \end{pmatrix} \tag{A.1}$$

La matrice de passage est le produit d'une matrice de rotation et de symétrie d'axe OY.

Il convient ensuite de transformer les coordonnées (X,Y) en latitude l et longitude L apparentes. La figure A.2 présente les deux repères considérés. Le passage des coordonnées (X,Y) aux coordonnées (L,l) se fait par les relations

$$\begin{cases} l = \arcsin\left(\frac{Y}{R}\right) \\ \\ L = \arcsin\left(\frac{X}{R\cos l}\right) \end{cases} \tag{A.2}$$

où R est le rayon de la planète.

Enfin, pour obtenir les coordonnées planétaires, il faut procéder par trigonométrie sphérique. La figure A.3 présente les repères de latitudes (l) et longitudes (L) apparentes ainsi que le repère de latitudes (δ) et longitudes (λ) planétaires. Les relations qui s'ap-

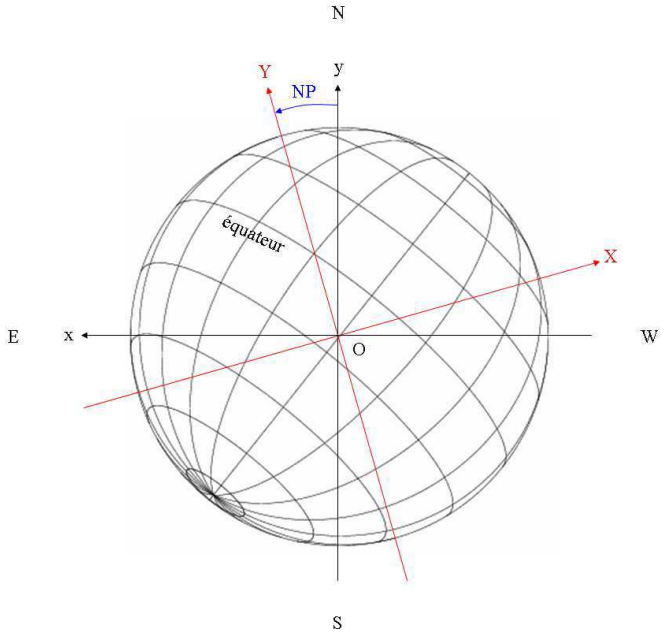


Fig. A.1: Schéma représentant le repère céleste, défini par les coordonnées (x,y), et un repère intermédiaire, défini par les coordonnées (X,Y). L'angle entre les axes Oy et OY est l'angle NP (voir texte pour la définition de cet angle). Les directions Nord (N), Sud (S), Est (E) et Ouest (W) sont indiquées sur le schéma.

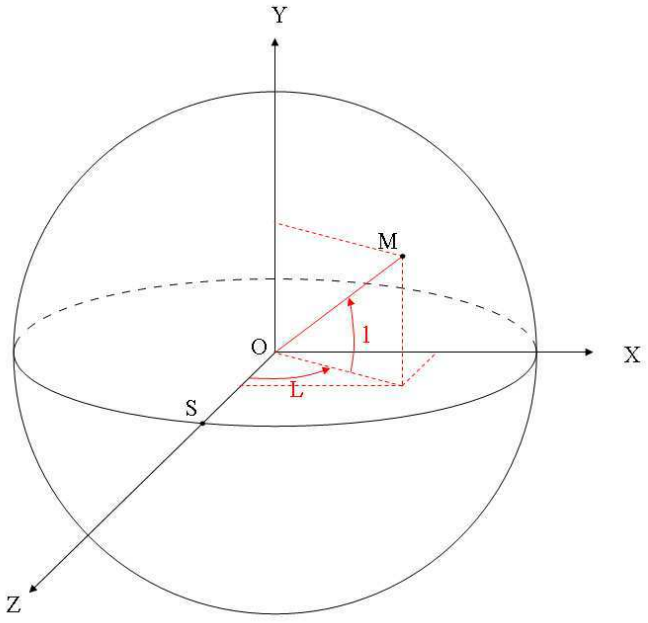


Fig. A.2: Schéma représentant le repère intermédiaire $OXYZ$, déterminé par les coordonnées (X,Y), et un repère sphérique, déterminé par les coordonnées (L,l) et le rayon R de la planète. La coordonnée L correspond à la longitude apparente et la coordonnée l correspond à la latitude apparente.

pliquent dans le triangle sphérique MNN' des figures A.3 et A.4 sont

$$\begin{cases} \cos(\frac{\pi}{2}-\delta) = \cos(-\delta_S)\cos(\frac{\pi}{2}-l) + \sin(-\delta_S)\sin(\frac{\pi}{2}-l)\cos(\pi-L) \\ \sin(\frac{\pi}{2}-\delta)\sin(\lambda-\lambda_S) = \sin(\pi-L)\sin(\frac{\pi}{2}-l) \\ \sin(\frac{\pi}{2}-\delta)\cos(\lambda-\lambda_S) = \cos(\frac{\pi}{2}-l)\sin(-\delta_S) - \sin(\frac{\pi}{2}-l)\cos(-\delta_S)\cos(\pi-L) \end{cases} \tag{A.3}$$

La simplification du système précédent donne

$$\begin{cases} \sin\delta = \cos\delta_S \sin l + \sin\delta_S \cos l \cos L \\ \cos\delta\sin(\lambda-\lambda_S) = \sin L \cos l \\ \cos\delta\cos(\lambda-\lambda_S) = -\sin l \sin\delta_S + \cos l \cos\delta_S \cos L \end{cases} \tag{A.4}$$

La latitude δ est comprise entre -90 ° et +90 ° et se calcule en résolvant la première équation du système. La longitude, elle, se calcule sur 360 ° . C'est pourquoi, il faut résoudre les deux dernières équations conjointement, après avoir calculé la valeur de δ. De cette façon, la connaissance de la configuration de l'observation (NP, λ_S et δ_S) permet de remonter aux coordonnées planétaires à partir des coordonnées célestes.

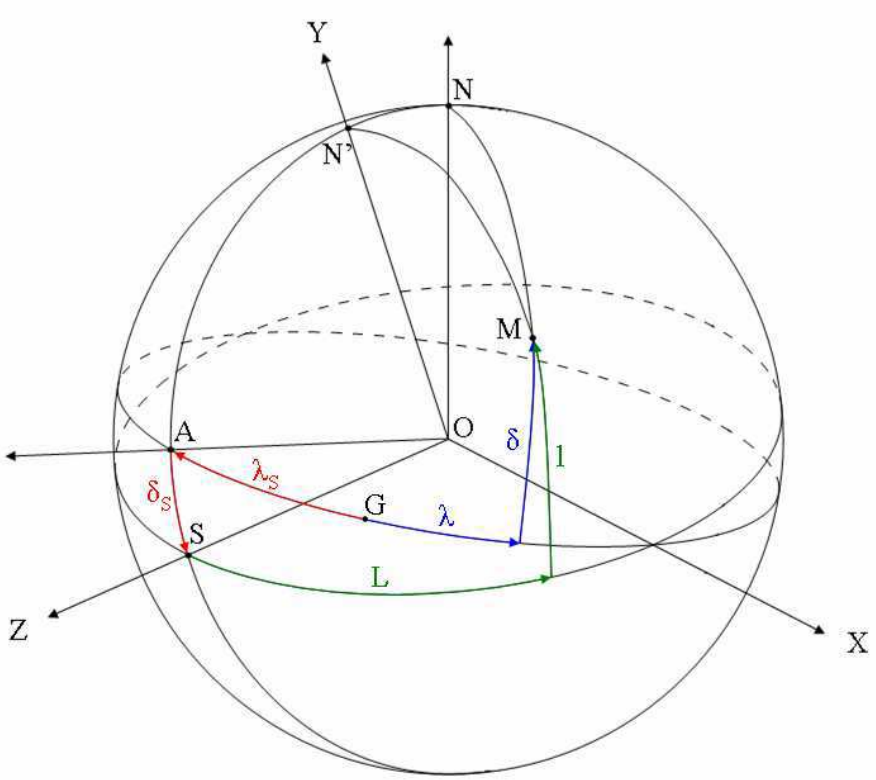


Fig. A.3: Schéma représentant le repère $OXYZ$, des longitudes et latitudes apparentes (L,l) et le repère des longitudes et latitudes planétaires (λ,δ). Le point M est le point dont on cherche les coordonnées. Le point S est le point sub-terrestre. Le point G est le point d'intersection de l'équateur et du méridien de référence : c'est l'origine des longitudes et latitudes planétaires. Le point N est le pôle Nord. Le point N' est le point d'intersection entre l'axe OY et le méridien central. Enfin, le point A est le point d'intersection entre l'équateur et le méridien central.

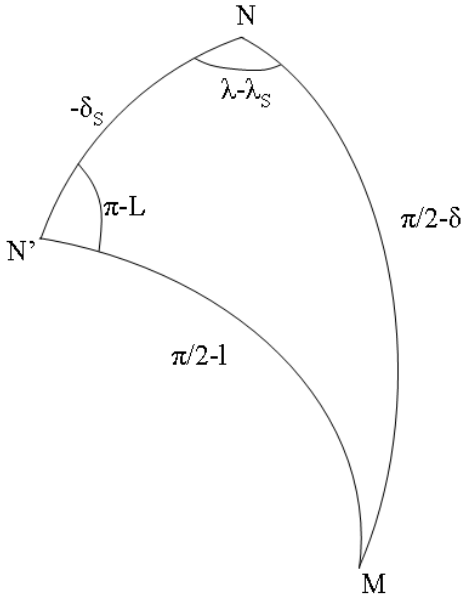


Fig. A.4: Zoom sur le triangle MNN' de la figure A.3. C'est grâce à ce triangle sphérique que les coordonnées planétaires (λ,δ) sont déterminées à partir des coordonnées apparentes (L,l).

Annexe B

Publications et communications

B.1 Publications dans des revues spécialisées - Publications à comité de lecture

1. Observations of CO on Saturn and Uranus at millimeter wavelengths : New upper limit determinations. Cavalié, T., Billebaud, F., Fouchet, T., Lellouch, E., Brillet, J., Dobrijevic, M., 2008a. *Astronomy & Astrophysics* **484**, 555-561.

2. Observation of water vapor in the stratosphere of Jupiter with the Odin Space Telescope. Cavalié, T., Billebaud, F., Biver, N., Dobrijevic, M., Lellouch, E., Brillet, J., Lecacheux, A., Hjalmarson, Å, Sandqvist, Aa, Frisk, U., Olberg, M., The Odin Team, Bergin, E.A., 2008b. *Planetary and Space Science*, sous presse.

3. Vertical temperature profile and mesospheric winds retrieval on Mars from millimeter observations. Comparison with General Circulation Model predictions. Cavalié, T., Billebaud, F., Encrenaz, T., Brillet, J., Forget, F., Dobrijevic, M., 2008c. *Astronomy & Astrophysics*, sous presse.

B.2 Actes de colloques - Publications sans comité de lecture

1. Mars Atmosphere Modelling and Observations, Grenade, Espagne, 27 Février - 3 Mars 2006.
   Millimeter observations of Mars with the IRAM 30-m antenna : constraints on CO, T(p), and zonal winds.
   Encrenaz, T., Lellouch, E., Paubert, G., Cavalié, T., Billebaud, F., Moreno, R., Fouchet, T. *Mars Atmosphere Modelling and Observations*, 517-518.

2. Semaine de l'Astrophysique Française, SF2A, Grenoble, France, 2-6 Juillet 2007.
   Contribution of the Odin space telescope to the understanding of the origin of water vapor in the atmosphere of Jupiter.
   Cavalié, T., Billebaud, F., Biver, N., Dobrijevic, M., Lellouch, E., Brillet, J., Lecacheux, A., Hjalmarson, Å., Sandqvist, Aa., Frisk, U., Olberg, M. and The Odin

Team.

3. Semaine de l'Astrophysique Française, SF2A, Paris, France, 30 Juin - 4 Juillet 2008.
CO in the atmospheres of Saturn and Uranus. Observations at millimeter and submillimeter wavelengths.
Cavalié, T., Billebaud, F., Biver, N., Dobrijevic, M., Fouchet, T., Lellouch, E., Brillet, J., Encrenaz, T., Moriarty-Schieven, G., Wouterloot, J.

B.3 Communications présentées à des colloques

1. European Geosciences Union General Assembly 2006, Vienne, Autriche, 2-7 Avril 2006.
A determination of the CO mixing ratio on Mars using OMEGA/Mars Express and ground-based millimeter measurements.
Encrenaz, T., Melchiorri, R., Fouchet, T., Drossart, P., Lellouch, E., Langevin, Y., Bibring, J.-P., Gondet, B., Cavalié, T., Billebaud, F. *Geophysical Research Abstracts* **8**, EGU06-A-03347.

2. Colloque du Programme National de Planétologie, Nancy, 11-13 Septembre 2006.
Détection de la raie stratosphérique de l'eau à 557 GHz sur Jupiter avec le télescope spatial Odin.
Cavalié, T., Lellouch, E., Biver, N., Dobrijevic, M., Billebaud, F., Lecacheux, A.

3. 38$^{\text{th}}$ Annual Congress of the Division for the Planetary Sciences of the American Astronomical Society (DPS), Los Angeles, États-Unis, 8-13 Octobre 2006.
Detection of water vapor in the stratosphere of Jupiter with the Odin space telescope. Cavalié, T., Lellouch, E., Biver, N., Dobrijevic, M., Billebaud, F., Lecacheux, A., Hjalmarson, Å, Sandqvist, Aa., Frisk, U., Olberg, M. and The Odin Team. *Bulletin of the American Astronomical Society* **38**, 497-498.

4. Herschel Open time Key Program Workshop, ESTEC, Noordwick, Pays-Bas, 20-21 Février 2007.
CO in the stratospheres of Saturn, Uranus and Neptune seen with Herschel-HIFI.
Cavalié, T., Billebaud, F., Lellouch, E., Fouchet, T., Dobrijevic, M., Encrenaz, T., Brillet, J., Herpin, F.

5. Odin Workshop, Paris, 16-17 Mars 2007.
Detection of water vapor at 557 GHz on Jupiter with the Odin telescope.
Cavalié, T., Lellouch, E., Biver, N., Dobrijevic, M., Billebaud, F., Lecacheux, A., Hjalmarson, Å, Sandqvist, Aa., Frisk, U., Olberg, M., and The Odin Team.

6. European Planetary Science Congress 2007, Potsdam, Allemagne, 19-24 Août 2007.
Detection of water vapor on Jupiter with the Odin space telescope.
Cavalié, T., Billebaud, F., Lellouch, E., Biver, N., Dobrijevic, M., Brillet, J., The

Odin Team.

7. 37thYoung European RadioAstronomers Conference, Carcans-Maubuisson, France, 4-7 Septembre 2007.
   A cometary origin of water vapor in the stratosphere of Jupiter ?
   Cavalié, T., Billebaud, F., Biver, N., Dobrijevic, M., Lellouch, E., Brillet, J., Lecacheux, A., Hjalmarson, Å., Sandqvist, Aa., Frisk, U., Olberg, M. and The Odin Team.

8. 39th Annual Congress of the Division for the Planetary Sciences of the American Astronomical Society (DPS), Orlando, États-Unis, 7-12 Octobre 2007.
   The origin of water vapor in the stratosphere of Jupiter : SWAS and Odin observations.
   Cavalié, T., Billebaud, F., Biver, N., Dobrijevic, M., Lellouch, E., Brillet, J., Lecacheux, A., Hjalmarson, Å., Sandqvist, Aa., Frisk, U., Olberg, M., The Odin Team and Bergin, E. A. *Bulletin of the American Astronomical Society* **39**, 414.

9. European Geosciences Union General Assembly 2008, Vienne, Autriche, 13-18 Avril 2008.
   Observations of CO on Saturn and Uranus at millimeter and submillimeter wavelengths.
   Cavalié, T., Billebaud, F., Dobrijevic, M., Fouchet, T., Lellouch, E., Brillet, J., Encrenaz, T., Moriarty-Schieven, G., Wouterloot, J. *Geophysical Research Abstracts* **10**, EGU2008-A-02035.

10. 40th Annual Congress of the Division for the Planetary Sciences of the American Astronomical Society (DPS), Ithaca, États-Unis, 10-15 Octobre 2008.
    CO in the atmosphere of Saturn. Observations at millimeter and submillimeter wavelengths. Cavalié, T., Billebaud, F., Dobrijevic, M., Fouchet, T., Lellouch, E., Brillet, J., Encrenaz, T., Moriarty-Schieven, G., Wouterloot, J. *Bulletin of the American Astronomical Society* **40**, 458-459.