



**HAL**  
open science

# Température et composition de la stratosphère de Saturne à partir des données de Cassini/CIRS

Sandrine Guerlet

► **To cite this version:**

Sandrine Guerlet. Température et composition de la stratosphère de Saturne à partir des données de Cassini/CIRS. Planète et Univers [physics]. Observatoire de Paris, 2010. Français. NNT: . tel-00551919

**HAL Id: tel-00551919**

**<https://theses.hal.science/tel-00551919v1>**

Submitted on 4 Jan 2011

**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.

---

Observatoire de Paris  
Ecole doctorale d'Astronomie et Astrophysique d'Ile de France

---

**Température et composition de la stratosphère de Saturne  
à partir des données de *Cassini*/CIRS.**

---

Thèse présentée par  
**Sandrine GUERLET**

Soutenue le 16 Septembre 2010

pour obtenir le grade de :  
Docteur de l'Observatoire de Paris  
Spécialité Astronomie et Astrophysique

Composition du jury :

Ana GOMEZ	Présidente
Michel DOBRIJEVIC	Rapporteur
Paul HARTOGH	Rapporteur
François FORGET	Examinateur
Patrick IRWIN	Examinateur
Thierry FOUCHET	Directeur de thèse

Thèse effectuée au Laboratoire d'Etudes Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique  
(UMR 8109) dirigée par Thierry FOUCHET et Bruno BÉZARD



Laboratoire d'Études Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique



## Résumé

L'objectif de cette thèse est de mesurer les champs de température et de composition de la stratosphère de Saturne. Pour cela, j'ai analysé des spectres de l'émission thermique de la planète acquis au limbe par CIRS, un spectromètre infrarouge à bord de la sonde Cassini. L'analyse de ces signatures spectrales à l'aide d'un code de transfert de rayonnement et d'une méthode d'inversion permet de mesurer les profils verticaux de la température et de l'abondance des constituants. J'ai ainsi réalisé les premières cartographies, de 70°N à 80°S, et sur plusieurs échelles de hauteur, de la température et de l'abondance de cinq hydrocarbures : l'éthane (C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>), l'acétylène (C<sub>2</sub>H<sub>2</sub>), le propane (C<sub>3</sub>H<sub>8</sub>), le méthylacétylène (CH<sub>3</sub>C<sub>2</sub>H) et le diacétylène (C<sub>4</sub>H<sub>2</sub>).

La carte de température obtenue permet de quantifier la réponse de l'atmosphère aux variations saisonnières de l'ensoleillement. Les gradients mesurés sont comparés au modèle radiatif saisonnier de Greathouse et al. [2008]. Je montre également la découverte d'une oscillation équatoriale de température et de vent zonal dans la stratosphère de Saturne, analogue à l'oscillation quasi-biennale terrestre, et je présente ses variations temporelles entre 2005 et 2010.

L'analyse de la distribution des hydrocarbures et la comparaison à un modèle de photochimie saisonnier [Moses and Greathouse, 2005] met en évidence des indices de transport méridien dans la basse stratosphère et de transport vertical dans la haute stratosphère. L'abondance du CO<sub>2</sub> est également déterminée à 4 latitudes et présente un enrichissement à l'équateur.

Enfin, je présente un travail d'analyse des échanges radiatifs dans la stratosphère à l'aide d'une formulation en puissances nettes échangées. Ce travail servira de base à une future paramétrisation du transfert de rayonnement, étape nécessaire au développement d'un modèle de circulation générale de la stratosphère de Saturne.

## Abstract

The goal of this thesis is to measure the temperature and composition fields in Saturn's stratosphere. In order to do so, we analyze spectra of the thermal emission of the planet acquired in limb geometry by CIRS, an infrared spectrometer aboard the Cassini spacecraft. These spectral signatures are analyzed using a radiative transfer model coupled to a retrieval algorithm in order to measure vertical profiles of the temperature and of the abundance of atmospheric gases. We have thus obtained the first maps, from 70°N to 80°S, and on several scale heights, of the temperature and abundance of five hydrocarbons : ethane (C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>), acetylene (C<sub>2</sub>H<sub>2</sub>), propane (C<sub>3</sub>H<sub>8</sub>), methylacetylene (CH<sub>3</sub>C<sub>2</sub>H) and diacetylene (C<sub>4</sub>H<sub>2</sub>).

The temperature map we obtain is used to quantify the thermal response of the atmosphere to seasonal variations in insolation. We compare the gradients we measure to the radiative seasonal model of Greathouse et al. [2008]. We also report the discovery of an equatorial oscillation in temperature and zonal wind profiles in the stratosphere of Saturn, similar to the Earth's quasi-biennial oscillation, and we present its temporal evolution between 2005 and 2010.

The analysis of the hydrocarbons' distributions and their comparison to a seasonal photochemical model [Moses and Greathouse, 2005] show signs of meridional transport in the lower stratosphere and vertical transport in the upper stratosphere. We also determine the abundance of CO<sub>2</sub> at 4 latitudes, which presents an enrichment at the equator.

Finally, we present a detailed analysis of radiative exchanges in the stratosphere using the Net Exchange Rates formulation. This work will form the basis for a future parameterization of radiative transfer computation, a necessary step in developing a general circulation model of Saturn's stratosphere.



# Table des matières

Préambule	1
<b>I La stratosphère de Saturne</b>	<b>3</b>
I.1 Caractéristiques de l’atmosphère neutre	4
I.1.1 Préambule : Saturne en quelques mots	4
I.1.2 Son atmosphère : étendue verticale, coordonnée pression	4
I.1.3 Structure verticale	5
I.1.4 Composition globale et équilibre thermo-chimique	7
I.2 La stratosphère : composition et échanges énergétiques	8
I.2.1 La photochimie du méthane	8
I.2.2 Les échanges radiatifs	10
I.2.3 La dynamique atmosphérique	10
I.2.4 Couplages et bilan	11
I.3 Études précédentes et questions ouvertes	12
I.3.1 Cartographie de la température	12
I.3.2 Apport des modèles radiatifs saisonniers	13
I.3.3 Détection et mesure des abondances d’hydrocarbures	14
I.3.4 Apport des modèles de photochimie	17
I.3.5 Modèles de dynamique	18
I.4 Les enjeux et objectifs de cette étude	19
I.4.1 Apport des données Cassini/CIRS	19
I.4.2 Objectifs de cette thèse	21
<b>II Cassini et les données de l’instrument CIRS</b>	<b>23</b>
II.1 La mission Cassini-Huygens et l’instrument CIRS	24
II.1.1 Présentation générale et objectifs de la mission	24
II.1.2 L’instrument CIRS : caractéristiques techniques	24
II.1.3 Étalonnage des données	25
II.1.4 Différents types d’observation	26
II.2 Caractéristiques des données utilisées	28
II.2.1 Données au limbe	28
II.2.2 Sélection de données nadir	29
II.3 Exemples de spectres acquis par CIRS	31
II.3.1 Spectres au limbe à moyenne résolution spectrale	31
II.3.2 Spectres au limbe à basse résolution spectrale	32
II.3.3 Spectres au nadir	33

<b>III</b>	<b>Transfert de rayonnement et spectroscopie</b>	<b>35</b>
III.1	Équation du transfert de rayonnement . . . . .	36
III.1.1	Définitions et formalisme . . . . .	36
III.1.2	Visée au nadir et approximation plan parallèle . . . . .	37
III.1.3	Visée au limbe et géométrie sphérique . . . . .	40
III.2	Spectroscopie infrarouge . . . . .	41
III.2.1	Position des raies . . . . .	42
III.2.2	Intensité des raies . . . . .	46
III.2.3	Forme des raies . . . . .	46
III.2.4	Retour au calcul de l'opacité . . . . .	47
III.2.5	Bases de données . . . . .	48
III.3	Modélisation directe et inverse . . . . .	48
III.3.1	Présentation du code de transfert radiatif . . . . .	48
III.3.2	Formulation du problème inverse - généralités . . . . .	49
III.3.3	Méthode de résolution retenue . . . . .	50
III.3.4	Implémentation . . . . .	52
<b>IV</b>	<b>Mesure de la température</b>	<b>55</b>
IV.1	Inversion des profils de température . . . . .	56
IV.1.1	Principe . . . . .	56
IV.1.2	Exemples et problème rencontré . . . . .	56
IV.2	Inversion simultanée de l'altitude et des profils de température . . . . .	57
IV.2.1	Principe et tests . . . . .	57
IV.2.2	Retour aux données . . . . .	60
IV.2.3	Contenu en information . . . . .	61
IV.2.4	Bilan d'erreur . . . . .	63
IV.3	Analyse des données nadir . . . . .	64
IV.4	Présentation des résultats . . . . .	66
IV.4.1	Cartes de température . . . . .	66
IV.4.2	Comparaison avec les observations précédentes . . . . .	70
IV.4.3	Comparaison avec un modèle radiatif saisonnier . . . . .	72
<b>V</b>	<b>Mesure de l'abondance des éléments</b>	<b>75</b>
V.1	Inversion des profils de $C_2H_6$ . . . . .	76
V.1.1	Principe . . . . .	76
V.1.2	Contenu en information . . . . .	76
V.1.3	Fiabilité du modèle, exemples et remarques . . . . .	77
V.2	Inversion des profils de $C_2H_2$ et $C_3H_8$ . . . . .	80
V.2.1	Principe . . . . .	80
V.2.2	Contenu en information . . . . .	80
V.2.3	Fiabilité du modèle, exemples et problèmes rencontrés . . . . .	80
V.3	Inversion des profils de $C_4H_2$ et $CH_3C_2H$ . . . . .	85
V.3.1	Principe . . . . .	85
V.3.2	Contenu en information . . . . .	86
V.3.3	Fiabilité du modèle et exemples . . . . .	87
V.4	Analyse des données nadir . . . . .	90
V.5	Bilan d'erreur . . . . .	92
V.6	Présentation des résultats . . . . .	93

---

V.6.1	Variations méridiennes et comparaison au modèle de chimie . . . . .	93
V.6.2	Profils verticaux moyens . . . . .	102
V.6.3	Variations temporelles . . . . .	105
V.6.4	Comparaison avec les observations précédentes . . . . .	106
V.7	Autres molécules : CO <sub>2</sub> , C <sub>6</sub> H <sub>6</sub> . . . . .	109
V.8	Indices de la présence d'aérosols . . . . .	111
<b>VI</b>	<b>Analyse des résultats et discussion</b>	<b>113</b>
VI.1	L'oscillation équatoriale . . . . .	114
VI.1.1	Description . . . . .	114
VI.1.2	Mécanisme et période . . . . .	114
VI.1.3	Lien avec le maximum d'hydrocarbures à l'équateur . . . . .	117
VI.1.4	Variations temporelles . . . . .	119
VI.1.5	Ondes atmosphériques et oscillation . . . . .	121
VI.1.6	Remarques et questions ouvertes . . . . .	122
VI.2	Anomalies dans la distribution des hydrocarbures . . . . .	123
VI.2.1	Distribution dans la basse stratosphère . . . . .	123
VI.2.2	Anomalies aux moyennes latitudes . . . . .	125
<b>VII</b>	<b>Vers un modèle de circulation générale</b>	<b>129</b>
VII.1	Un <i>GCM</i> pour Saturne . . . . .	130
VII.1.1	Enjeux et principe d'un <i>GCM</i> . . . . .	130
VII.1.2	Difficultés techniques et présentation de l'étude . . . . .	130
VII.2	Une modélisation efficace du transfert de rayonnement : les <i>NER</i> . . . . .	131
VII.2.1	Principe et formalisme . . . . .	131
VII.2.2	Application à la stratosphère de Saturne . . . . .	132
VII.3	Résultats préliminaires . . . . .	133
VII.3.1	Importance des échanges gaz-gaz . . . . .	133
VII.3.2	Matrice de taux d'échange . . . . .	135
VII.3.3	Effet des différentes sources d'opacité . . . . .	137
VII.4	Évolution future du projet . . . . .	138
	<b>Conclusion</b>	<b>139</b>
<b>A</b>	Article paru dans <i>Nature</i> , Vol. 453, pp. 200–202, 2008	143
<b>B</b>	Article paru dans <i>Icarus</i> , Vol. 203, pp. 214–232, 2009	147
<b>C</b>	Article paru dans <i>Icarus</i> , Vol. 209, pp. 682–695, 2010	167
<b>D</b>	Article paru dans <i>Icarus</i> , Vol. 208, pp. 337–352, 2010	183
<b>E</b>	Communications en premier auteur	193
	Table des figures	195
	Liste des tableaux	199
	Bibliographie	201

---



---

# Préambule

Cette thèse a pour objet d'étude la stratosphère de Saturne, en particulier la mesure et l'analyse de ses champs de température et de composition. Cette région de l'atmosphère a été peu étudiée en détail par le passé, principalement à cause des limites observationnelles atteintes depuis le sol ou l'orbite terrestre. En effet, jusqu'aux années 2000, ces techniques d'observation avaient une résolution spatiale modérée (en latitude et longitude) et ne permettaient pas de sonder la structure verticale de la stratosphère. Notre connaissance de la température et de la composition de la stratosphère était généralement limitée à des valeurs moyennes sur la planète, à un seul niveau de pression dans la basse stratosphère.

Or, la connaissance des variations de température en fonction de la latitude et de l'altitude est primordiale si l'on souhaite étudier la réponse de l'atmosphère aux changements d'ensoleillement saisonniers. De même, la détermination de la distribution spatiale des constituants peut fournir des contraintes fortes sur la chimie stratosphérique. En effet, la stratosphère de Saturne est le lieu d'une photochimie très complexe, initiée par la photolyse du méthane à haute altitude, produisant de nombreux hydrocarbures qui diffusent ensuite dans toute la stratosphère. Des modèles saisonniers de photochimie ont été développés, estimant la distribution des éléments avec la latitude, l'altitude et les saisons, mais peu de contraintes observationnelles avec ce niveau de détail existaient avant le début de cette thèse. Enfin, la dynamique stratosphérique de la planète reste très peu contrainte, mais l'analyse d'anomalies dans les champs de température et de composition pourrait apporter de manière indirecte des contraintes sur le transport méridien et vertical.

L'arrivée de la sonde Cassini-Huygens en 2004 dans le système de Saturne a ouvert l'opportunité d'observer la planète avec une résolution spatiale en latitude et longitude imbattable. L'analyse de son spectre d'émission thermique permet de déterminer des gradients méridiens de température et de composition dans la stratosphère. Néanmoins, la plupart des données sont acquises en géométrie au nadir, ce qui ne permet pas l'étude des variations de ces gradients avec l'altitude.

Au cours de cette thèse, nous mettons l'accent sur l'analyse des données acquises au limbe par CIRS, un spectromètre infrarouge à bord de Cassini. Nous montrons que l'analyse de ces données permet de déterminer les profils verticaux de température et les profils d'abondance de différents hydrocarbures dans la stratosphère. En combinant des données à différentes latitudes, il est possible d'obtenir des cartes de ces quantités en deux dimensions, latitude et altitude. Les données au limbe permettent également de déterminer l'abondance de molécules traces, difficilement détectables dans les spectres enregistrés au nadir. Enfin, à ce jour, la sonde Cassini a acquis des données au limbe entre 2005 et 2010, ce qui permet déjà de chercher des signes de variations saisonnières.

Au cours de cette thèse, nous présentons les méthodes d'analyse de ces données au limbe, les cartes que nous avons obtenues de la température et des abondances de cinq hydrocarbures et nous interprétons ces résultats en terme de chimie et de dynamique stratosphériques.

---

# Chapitre I

## La stratosphère de Saturne

Dans ce chapitre, nous présentons les caractéristiques globales de l’atmosphère de Saturne, en particulier sa structure thermique et sa composition chimique. Puis, nous décrivons en détail les processus physiques et chimiques clés régissant l’évolution de la stratosphère. Nous faisons le point sur les connaissances observationnelles de la stratosphère avant le début de cette thèse et sur différents modèles développés à ce jour. Enfin, nous mettons en avant les apports attendus de la mission Cassini avant de présenter les objectifs scientifiques de cette thèse.

### Sommaire

---

<b>I.1</b>	<b>Caractéristiques de l’atmosphère neutre . . . . .</b>	<b>4</b>
I.1.1	Préambule : Saturne en quelques mots . . . . .	4
I.1.2	Son atmosphère : étendue verticale, coordonnée pression . . . . .	4
I.1.3	Structure verticale . . . . .	5
I.1.4	Composition globale et équilibre thermo-chimique . . . . .	7
<b>I.2</b>	<b>La stratosphère : composition et échanges énergétiques . . . . .</b>	<b>8</b>
I.2.1	La photochimie du méthane . . . . .	8
I.2.2	Les échanges radiatifs . . . . .	10
I.2.3	La dynamique atmosphérique . . . . .	10
I.2.4	Couplages et bilan . . . . .	11
<b>I.3</b>	<b>Études précédentes et questions ouvertes . . . . .</b>	<b>12</b>
I.3.1	Cartographie de la température . . . . .	12
I.3.2	Apport des modèles radiatifs saisonniers . . . . .	13
I.3.3	Détection et mesure des abondances d’hydrocarbures . . . . .	14
I.3.4	Apport des modèles de photochimie . . . . .	17
I.3.5	Modèles de dynamique . . . . .	18
<b>I.4</b>	<b>Les enjeux et objectifs de cette étude . . . . .</b>	<b>19</b>
I.4.1	Apport des données Cassini/CIRS . . . . .	19
I.4.2	Objectifs de cette thèse . . . . .	21

---

## I.1 Caractéristiques de l’atmosphère neutre

### I.1.1 Préambule : Saturne en quelques mots

Saturne appartient à la famille des géantes gazeuses, avec une masse de 95 fois celle de la Terre et un diamètre équatorial de 120 540 km. Elle est composée en grande partie d’hydrogène et d’hélium, et sa densité n’est que de  $\sim 0,7$  g/cm<sup>3</sup>. Cette faible densité, ainsi que sa rotation rapide (sa période est d’environ 10h39min  $\pm$  4 min) entraînent un aplatissement important de la planète : son diamètre polaire est près de 10% plus petit que son diamètre équatorial. Saturne possède un système d’anneaux s’étendant de 1,2 à 3 rayons kroniens, sur une épaisseur de seulement une dizaine de mètres. Elle est également dotée de 62 satellites dont le plus gros est Titan, caractérisé par une épaisse atmosphère d’azote et de méthane.

Orbitant à environ 9,5 UA du Soleil en 29,5 années terrestres, la planète géante subit des variations saisonnières importantes causées par l’inclinaison de son axe de rotation de 26,7° par rapport à son plan de révolution. Ces variations du flux solaire incident sont également modulées par l’excentricité de 0,05 de l’orbite de Saturne. Elles doivent donner lieu à des variations saisonnières de sa température et de sa composition atmosphériques.

Saturne a été survolée par les missions Pioneer 11 en 1979, Voyager 1 en 1980 puis Voyager 2 en 1981. La première mission spatiale entièrement dédiée au système de Saturne est la sonde *Cassini–Huygens*, en orbite autour de la planète depuis 2004.

### I.1.2 Son atmosphère : étendue verticale, coordonnée pression

Contrairement aux planètes telluriques, Saturne ne possède pas de surface ; il n’est donc pas commode de définir une altitude de référence ni de situer la limite inférieure de l’atmosphère. Par la suite, plutôt que d’utiliser la coordonnée *altitude*, nous utiliserons préférentiellement la *pression* comme coordonnée verticale : en effet, la pression diminue de manière monotone avec l’altitude. Ces deux grandeurs sont reliées par une loi simple sous certaines approximations. En supposant l’équilibre hydrostatique et en assimilant l’atmosphère à un gaz parfait isotherme, on obtient l’expression de la pression  $P(z)$  :

$$P(z) = P_0 \exp\left(-\frac{Mg(z - z_0)}{RT}\right) \quad (\text{I.1})$$

avec  $M$  la masse molaire de l’atmosphère,  $g$  la gravité,  $R$  la constante des gaz parfaits ( $R = 8.3145$  J.K<sup>-1</sup>.mol<sup>-1</sup>) et  $T$  la température. Dans l’équation I.1, les variations de  $M$ ,  $g$  (et de  $T$ ) avec l’altitude sont négligées. Par convention, on fixe l’altitude de référence  $z_0 = 0$  km au niveau de pression  $P_0 = 1$  bar ( $= 10^5$  Pa). En définissant l’échelle de hauteur  $H = \frac{RT}{Mg}$ , l’équation I.1 devient  $P(z) = \exp(-z/H)$ . L’échelle de hauteur donne un ordre de grandeur utile de la variation de la pression avec l’altitude : sur une échelle de hauteur, la pression (et la densité) diminue d’un facteur  $e$ . Une valeur typique de  $H$  est de 70 km à 1 mbar.

La couche de l’atmosphère neutre de Saturne que l’on peut sonder par télédétection s’étend d’environ 10-20 bars à  $\sim 10^{-8}$  bar. En dessous de cette limite inférieure, l’atmosphère s’étend en profondeur mais est opaque à la plupart des rayonnements. Au fur et à mesure que la pression augmente, l’hydrogène gazeux cède la place à sa forme fluide, puis métallique, où sous la forte pression les électrons sont arrachés des protons et circulent librement. Au-dessus de  $\sim 10^{-8}$  bar, l’atmosphère n’est plus neutre mais est ionisée par les UV solaires et également par des particules énergétiques magnétosphériques.

### I.1.3 Structure verticale

L'atmosphère de Saturne est stratifiée et est structurée en différentes couches aux propriétés physiques et chimiques différentes. La nomenclature de sa structure verticale peut se faire suivant les variations avec l'altitude de sa structure thermique, nuageuse, des variations en composition ou encore suivant les lois qui régissent le transfert d'énergie.

Un profil vertical de température est présenté en Fig. I.1. Il provient d'une combinaison de données de radio-occultation par Voyager 2, qui fournissent des informations sur la température de 1 bar à 1 mbar [Lindal et al., 1985], et d'occultations stellaires qui donnent la température de 1 mbar à  $10^{-8}$  mbar (voir par exemple les travaux de Hubbard et al. [1997] à partir d'observations au sol). Les variations de la température avec l'altitude définissent différentes couches qui sont décrites ci-après.

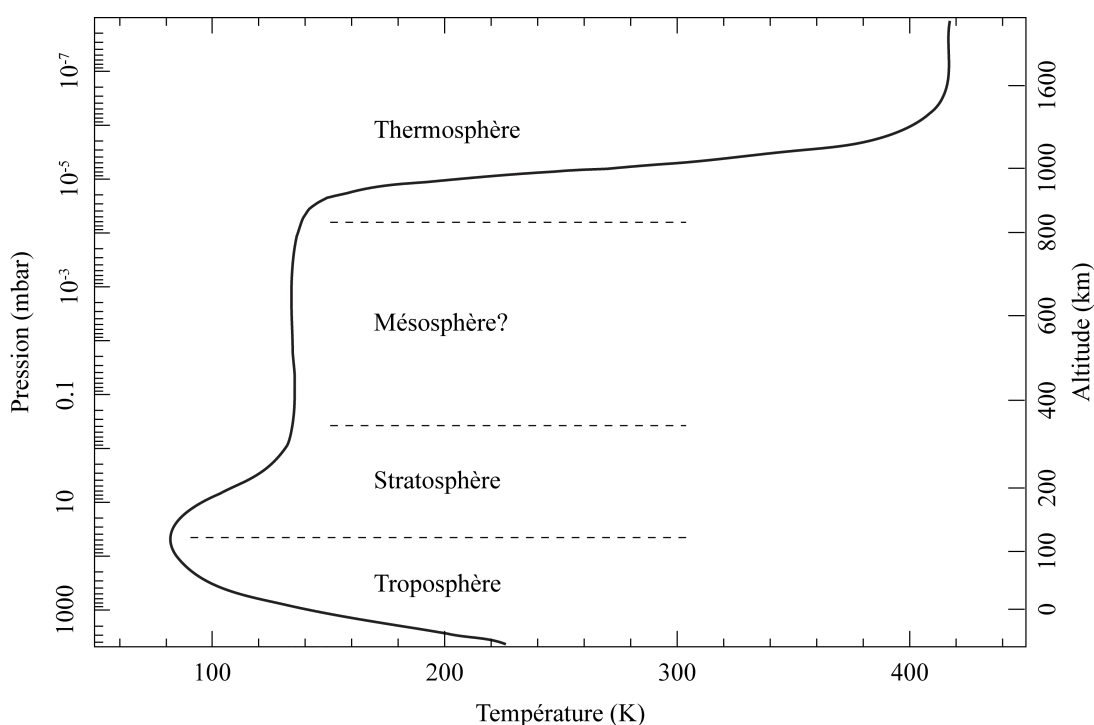


FIGURE I.1 – Profil typique de température de l'atmosphère neutre que l'on peut sonder par télédétection. Les noms et les limites des différentes couches atmosphériques sont indiquées, soit de bas en haut : la troposphère, la stratosphère, la possible mésosphère puis la thermosphère. Reproduit d'après Moses et al. [2000a].

La **troposphère** est une région de la basse atmosphère où la température décroît avec l'altitude. Elle s'étend jusque  $\sim 50$  mbar mais sa limite inférieure est mal contrainte. Dans cette région, l'atmosphère est optiquement épaisse et les échanges énergétiques se font principalement par convection, alimentée entre autres par l'énergie interne de la planète, qui représente  $78 \pm 9\%$  du flux solaire reçu par la planète [Hanel et al., 1983]. Le profil de température dans cette région suit le gradient adiabatique défini par  $-g/C_p$ , où  $C_p$  est la chaleur massique du gaz à pression constante. Ce gradient vaut environ  $-1\text{K/km}$ .

C'est également dans la troposphère que l'on trouve différentes couches de nuages, à différentes altitudes selon les niveaux de condensation des espèces qui les composent. Aux conditions de température et de pression rencontrées, l'eau condense dans la basse troposphère et

constitue l'élément majoritaire de la plus basse couche nuageuse, dont la base est estimée à 20 bar. D'autres composés comme l'ammoniac ( $\text{NH}_3$ ) mais aussi  $\text{NH}_4\text{SH}$  condensent pour former deux autres couches de nuages, dont la base est estimée respectivement vers 2 et 6 bar [West et al., 2009]. La tropopause joue le rôle d'un piège froid : *a priori*, toute molécule qui condense dans la troposphère ne peut se trouver dans la stratosphère, à moins d'un apport extérieur ou d'une forte remontée d'air.

La **stratosphère** est définie comme étant une couche de la moyenne atmosphère où la température augmente avec l'altitude. La présence d'une stratosphère implique l'existence d'une source locale de chaleur. Dans le cas de la Terre, cette augmentation de température est due à la photo-dissociation des molécules d'ozone par les UV solaires ( $\text{O}_3 + h\nu \rightarrow \text{O}_2 + \text{O}$ ) suivi de leur réaction de recombinaison, qui libère de l'énergie et chauffe l'atmosphère. Dans le cas de Saturne, la source de chaleur provient essentiellement de l'absorption de photons par le méthane ( $\text{CH}_4$ ) qui possède de nombreuses bandes d'absorption dans l'infrarouge proche. L'absorption de photons par les aérosols joue également un rôle mais reste peu quantifiée.

La stratosphère s'étend de 50 mbar (niveau de la tropopause, qui définit la limite avec la troposphère) à environ 1  $\mu\text{bar}$ , bien que cette limite supérieure ne soit pas connue avec précision. Dans cette région, la convection n'est plus efficace car le gradient de température, positif, est stable face aux mouvements convectifs. Le mélange vertical se fait donc principalement par diffusion turbulente, ce qui fait que la stratosphère est une région beaucoup plus *stratifiée* (d'où son nom) que la troposphère. Les échanges d'énergie se font principalement par échanges radiatifs, mais les ondes atmosphériques jouent également un rôle.

Des indices de la présence d'une **mésosphère**, région au-dessus de la stratosphère où la température décroît avec l'altitude, ont été recueillis mais non confirmés à ce jour [Greathouse et al., 2006].

Enfin, encore plus haut se trouve la **thermosphère**, où la température augmente très rapidement avec l'altitude. Ce chauffage résulte en partie d'un processus de photo-dissociation-recombinaison, mais d'autres sources d'énergie comme la précipitation de particules chargées jouent également un rôle important. En outre, cette région n'est plus à l'équilibre thermodynamique local et le refroidissement radiatif n'est plus efficace. Le transport de chaleur dans cette région se fait principalement par conduction.

Outre cette nomenclature de la structure thermique, on définit également deux régions distinctes de l'atmosphère : l'**homosphère** et l'**hétérosphère**. L'homosphère est définie comme la région où les constituants sont mélangés efficacement par la diffusion turbulente, qui brasse l'atmosphère et la rend homogène. Au-dessus d'une certaine altitude (appelée homopause), la faible densité atmosphérique diminue l'influence de la diffusion turbulente par rapport à la diffusion moléculaire qui devient dominante. La composition de l'atmosphère devient alors hétérogène, les composés les plus lourds précipitant vers le bas sous l'effet de la gravité : c'est l'hétérosphère. Comme le coefficient de diffusion moléculaire est différent pour chaque espèce (elle dépend du poids moléculaire de l'espèce), on peut définir une homopause pour chaque molécule. Toutefois, en ce qui concerne Saturne, le terme homopause se réfère implicitement à celle du méthane. Ce niveau est situé vers  $10^{-5}$  mbar [Drossart et al., 1999] et est supposé constant avec la latitude, bien que de récentes études tendent à montrer que le niveau de l'homopause du méthane varie avec la latitude et/ou le temps [Moses and Vervack, 2006].

Enfin, on peut définir une région **d'équilibre thermodynamique local (ETL)** : dans la plus grande partie de l'atmosphère, les conditions de température et de densité sont telles que les collisions entre molécules sont nombreuses et que les conditions de l'ETL sont réalisées. Cela permet de définir une température et d'utiliser la loi de Planck pour mettre en équation

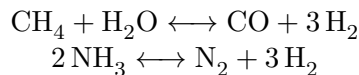
les émissions thermiques des couches d’atmosphère. Au-dessus du niveau de pression 0,5  $\mu\text{bar}$  [Appleby, 1990], les collisions entre espèces ne sont plus assez fréquentes et la physique du rayonnement doit être décrite par des lois d’équilibre hors-ETL.

La stratosphère, région d’étude de cette thèse, fait partie de l’homosphère et est considérée à l’ETL.

#### I.1.4 Composition globale et équilibre thermo-chimique

Puisque les atmosphères des planètes géantes se sont formées à partir du gaz de la nébuleuse primordiale, on s’attend à ce que leurs compositions globales reflètent celle du Soleil, avec une prédominance d’hydrogène et d’hélium suivi de l’oxygène, du carbone et de l’azote. Néanmoins, différents processus de formation et d’évolution de la planète ont pu modifier les abondances en hélium et en éléments lourds (O, C, N et S) de l’atmosphère de Saturne par rapport aux abondances solaires. Mesurer ces enrichissements en éléments lourds peut donc fournir des contraintes aux scénarios de formation de la planète. Par exemple, l’hélium n’est pas réparti de manière homogène dans l’atmosphère mais est sans doute fractionné : étant plus lourd que l’hydrogène et non miscible dans l’hydrogène métallique, on suppose qu’il précipite vers l’intérieur, l’atmosphère externe s’appauvrissant alors en hélium [Hubbard et al., 2009]. Les mesures de l’abondance de l’hélium dans l’atmosphère de Saturne, même si elles souffrent encore d’importantes incertitudes, valident ce scénario. Les mesures par Voyager/IRIS (spectromètre infrarouge) ont permis de déterminer une valeur du rapport de  $[\text{He}]/[\text{H}_2]$  comprise entre 0.11 et 0.16 [Conrath and Gautier, 2000], ce qui représente une fraction massique entre 0.17 et 0.24, sensiblement inférieure à la valeur protosolaire de 0.28 [Proffitt, 1994].

En ce qui concerne les éléments lourds O, C et N, si l’on suppose l’équilibre **thermo-chimique** atteint, la forme sous laquelle ils se trouvent est gouvernée (au premier ordre) par les réactions d’échange suivantes :



Plus la pression est élevée, la température basse et l’hydrogène abondant, plus l’équilibre est déplacé vers la gauche : c’est le cas de Saturne. Dans son atmosphère réductrice, le carbone est donc principalement présent sous forme de méthane. Comme ce composé ne condense pas sous les conditions de température et de pression rencontrées dans l’atmosphère, il a un rapport de mélange<sup>1</sup> à peu près constant, ce qui en fait un bon candidat pour la mesure du rapport C/H dans l’atmosphère. Les plus récentes déterminations du rapport de mélange de  $\text{CH}_4$  par Cassini/CIRS ( $4,5 \pm 0,9 \times 10^{-3}$ , Flasar et al. [2005], et  $4,7 \pm 0,2 \times 10^{-3}$ , Fletcher et al. [2009]) correspondent à un rapport C/H enrichi d’un facteur 10 par rapport à la valeur solaire de Grevesse et al. [2007].

Malheureusement, les enrichissements en O, N et S sont très difficiles à évaluer. En effet, l’oxygène est principalement présent sous forme d’eau qui condense dans la troposphère. De même, le réservoir principal d’azote est l’ammoniac, dont le rapport de mélange est sévèrement limité par sa condensation dans la troposphère. Pour avoir une bonne estimation de l’abondance globale de l’eau et de  $\text{NH}_3$ , il faudrait mesurer leur rapport de mélange sous les nuages, ce qui est une tâche extrêmement difficile par télédétection. Les résultats les plus convaincants concernant  $\text{NH}_3$  ont été obtenus par Briggs and Sackett [1989], qui ont déterminé un rapport de mélange

---

1. Le rapport de mélange volumique d’une espèce est égal au rapport du nombre de molécules de cette espèce par unité de volume au nombre total de molécules par unité de volume. Nous emploierons parfois par abus de langage le terme “abondance” en parlant du rapport de mélange.



de  $(4,8 \pm 1) \times 10^{-4}$  dans l'atmosphère profonde, correspondant à un enrichissement de  $4,5 \pm 1$  fois la valeur solaire. Leurs travaux ont également mis en évidence un appauvrissement en  $\text{NH}_3$  entre 2 et 4 bars, interprété comme étant dû à une forte abondance d' $\text{H}_2\text{S}$  qui est un puits pour  $\text{NH}_3$  lors de la formation du nuage de  $\text{NH}_4\text{SH}$ . Ils en déduisent un rapport de mélange de  $\text{H}_2\text{S}$  de  $4,1 \times 10^{-4}$ , correspondant à un rapport S/H de 17 fois la valeur solaire. Le rapport O/H reste à ce jour indéterminé.

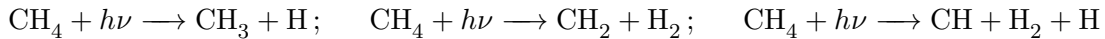
Notons la présence de composés **hors-équilibre** dans la troposphère comme  $\text{PH}_3$ ,  $\text{GeH}_4$  ou  $\text{CO}$ . Ces espèces sont produites dans l'atmosphère profonde, où la température est plus élevée, et transportées par convection dans la troposphère supérieure où les réactions de conversion sont alors beaucoup plus lentes (la température étant plus basse). Ces composés peuvent donc servir de traceurs de la convection profonde. Enfin, les molécules oxygénées hors-équilibre  $\text{CO}_2$  et  $\text{H}_2\text{O}$  ont été détectées dans la stratosphère [Feuchtgruber et al., 1997], ce qui suggère l'existence d'un flux d'oxygène extérieur provenant soit des anneaux, soit des satellites de Saturne (en particulier Encelade) ou encore de poussières interplanétaires [Moses et al., 2000b; Ollivier et al., 2000b].

Nous allons maintenant aborder plus en détail la chimie, le bilan radiatif ainsi que la dynamique de la stratosphère.

## I.2 La stratosphère : composition et échanges énergétiques

### I.2.1 La photochimie du méthane

L'ammoniac et l'eau condensant dans la troposphère, la chimie de la stratosphère est largement dominée par la photochimie des hydrocarbures. Celle-ci est initiée par la photolyse du méthane à haute altitude (dans la région de l'homopause) par les UV solaires, principalement par les photons Lyman  $\alpha$  ( $\sim 121,6$  nm). En effet, la section efficace de photo-dissociation du méthane est maximale entre 75 et 160 nm et le rayonnement Lyman  $\alpha$  domine très nettement le flux solaire. Les radicaux libres  $\text{CH}_3$ ,  $\text{CH}_2$  et  $\text{CH}$ , très réactifs, sont produits en premier par les réactions de photo-dissociation suivantes :



Outre la photo-dissociation, d'autres types de réactions ont lieu entre les radicaux libres et/ou d'autres hydrocarbures et/ou l'hydrogène atomique :

- Des réactions à deux corps de type  $\text{A} + \text{B} \longrightarrow \text{C} + \text{D}$  ;
- Des réactions à trois corps,  $\text{A} + \text{B} + \text{M} \longrightarrow \text{AB} + \text{M}$  , où l'élément M permet de stabiliser la réaction en récupérant l'énergie de liaison du complexe AB formé.

La figure I.2 présente un schéma des principales réactions et des hydrocarbures produits. Il provient du modèle de photochimie de Moses et al. [2000a], qui considère 89 hydrocarbures et 244 réactions.

Parmi les espèces les plus stables produites, l'éthane ( $\text{C}_2\text{H}_6$ ) est la plus abondante, avec un rapport de mélange d'environ  $10^{-5}$  dans la moyenne stratosphère. Cette molécule est principalement produite par la réaction de recombinaison du méthyl :



Son temps de vie net dans l'atmosphère<sup>2</sup> est typiquement de quelques centaines d'années. Ce long temps de vie s'explique par le fait que les photons dont l'énergie correspond à la photo-

---

2. Le temps de vie net d'une espèce de concentration  $n$  est défini comme  $\frac{n}{dn/dt}$ , où  $dn/dt$  est égal à son taux de production moins son taux de destruction.

dissociation de  $C_2H_6$  participent à la photo-dissociation du méthane : la destruction de l'éthane par photolyse est donc en partie écrantée par le méthane.

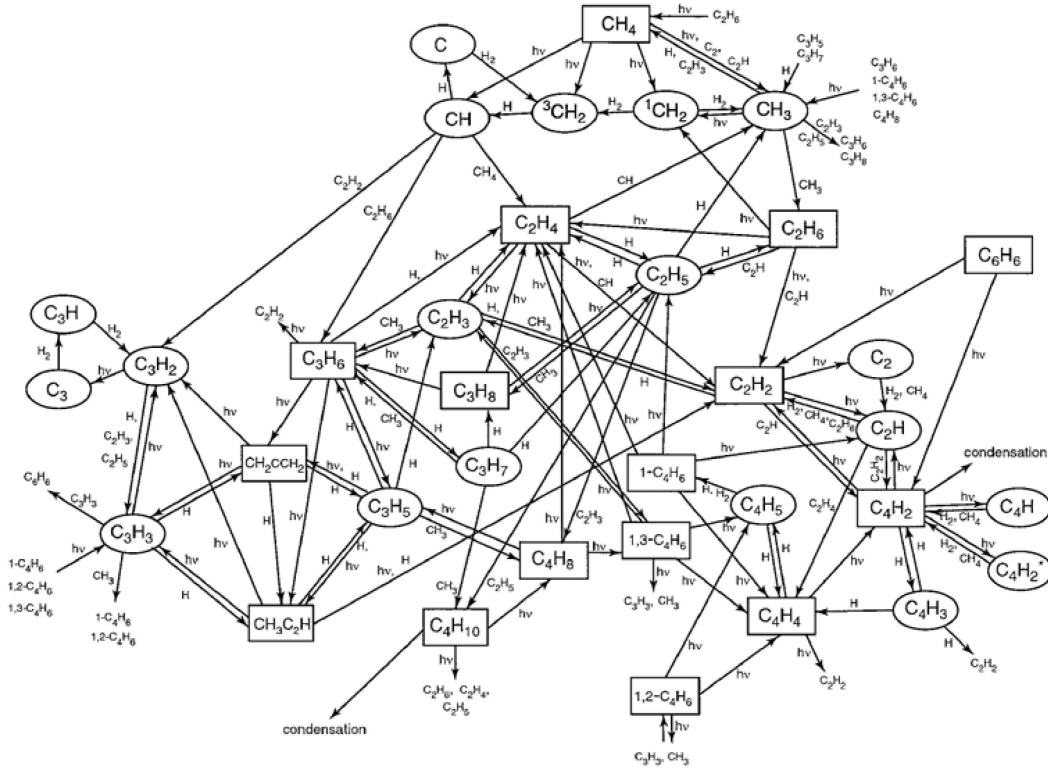
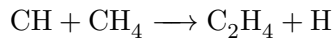


FIGURE I.2 – Schéma de réaction et de formation des principaux hydrocarbures (d'après Moses et al. [2000a]). Les espèces stables sont entourées d'un rectangle tandis que les radicaux sont encadrés. Les lettres  $h\nu$  au-dessus d'une flèche signifient une réaction par photolyse.

La seconde réaction la plus importante est celle de production de l'éthylène ( $C_2H_4$ ) par insertion de CH dans le méthane :



Ces deux réactions sont responsables de 85% de la production totale des hydrocarbures à deux carbones dans la stratosphère [Moses et al., 2000a]. Or, même si  $C_2H_4$  est le second hydrocarbure produit dans la stratosphère (après  $C_2H_6$ ), il n'est pas parmi les espèces les plus abondantes car il n'est pas efficacement protégé de la photo-dissociation. Le principal produit de la photolyse de  $C_2H_4$  est l'acétylène ( $C_2H_2$ ), qui est ainsi le deuxième hydrocarbure le plus abondant produit à partir du méthane, après l'éthane. Le rapport de mélange de  $C_2H_2$  est d'environ  $10^{-7}$  dans la moyenne stratosphère, à 1 mbar. Notons que  $C_2H_2$  joue un rôle important dans les chemins de réaction qui détruisent  $CH_4$  pour former le benzène ( $C_6H_6$ ) ainsi que dans la formation des polyènes ( $C_4H_2$  et  $C_6H_2$ ), potentielles sources d'aérosols dans la stratosphère.

Parmi les espèces traces produites par la photochimie du méthane, le propane ( $C_3H_8$ ), le méthylacétylène ( $CH_3C_2H$ ), l'éthylène, le diacétylène ( $C_4H_2$ ), le radical méthyl ( $CH_3$ ) et le benzène ont déjà été détectés par spectroscopie dans l'atmosphère de Saturne comme nous le verrons en section I.3.3. Alors que les mécanismes de création et de production de  $CH_3C_2H$

impliquent la présence de son isomère, l'allène ( $\text{CH}_2\text{CCH}_2$ ), celui-ci n'a pas été détecté à ce jour.

Les hydrocarbures, produits au niveau de l'homopause, sont ensuite transportés dans toute la stratosphère, principalement par la diffusion turbulente et moléculaire. La diffusion turbulente homogénéise la répartition du méthane dans l'atmosphère, qui a donc un rapport de mélange quasiment constant en latitude et longitude. Ce point sera important pour la détermination de la température stratosphérique.

De la fraction de méthane détruit par photo-dissociation ou d'autres réactions, le modèle de Moses et al. [2000a] estime que, dans la stratosphère, 42% est recyclé en méthane, 57% est converti en hydrocarbures à 2 carbones et 0.5% en hydrocarbures à 3 carbones. Transportés dans la troposphère profonde, à plus forte température et pression, ces hydrocarbures sont recyclés en méthane.

## I.2.2 Les échanges radiatifs

Les échanges radiatifs dominent le transport d'énergie dans la stratosphère. Le bilan radiatif de la stratosphère peut se séparer en deux composantes :

- Le **chauffage** de l'atmosphère par l'absorption des photons du Soleil, principalement par le méthane et les aérosols ;
- L'émission *thermique* de l'atmosphère vers l'espace, ainsi que les échanges radiatifs entre les différentes couches de l'atmosphère, principalement via l'émission et l'absorption de photons par les hydrocarbures et des paires d'hydrogène-hydrogène et hydrogène-hélium.

Le bilan global est un **refroidissement** de l'atmosphère.

Numériquement, il est possible de traiter séparément ces deux composantes car la température de la stratosphère (typiquement 120K) est très éloignée de la température de surface du Soleil (5800K). Ainsi, considérant les deux corps comme des corps noirs, le rayonnement thermique de l'atmosphère de Saturne se fait majoritairement dans l'infrarouge moyen ( $\lambda > 5\mu\text{m}$ ), tandis que le flux solaire contribue au chauffage de l'atmosphère dans le proche infrarouge, le visible et le proche UV ( $\lambda < 3\mu\text{m}$ ).

À partir de la connaissance des flux (solaire et infrarouge) émis et absorbés au sein de chaque couche atmosphérique, il est possible de calculer la température de chaque couche. La construction de tels modèles radiatifs et leurs résultats seront présentés en section I.3.2.

## I.2.3 La dynamique atmosphérique

Le rôle de la dynamique atmosphérique est primordial dans le transport de matière, de moment cinétique et d'énergie. On distingue généralement le transport suivant les trois directions : transport zonal, méridien et vertical.

De forts **vents zonaux** ont été observés dans la *troposphère* de Saturne, ayant une vitesse maximale dans la région équatoriale, typiquement de 100 à 400 m/s [Choi et al., 2009]. Ces mesures ont été obtenues grâce au suivi du mouvement des masses nuageuses, qui servent de traceur des vents. En revanche, dans la stratosphère, il est difficile de mesurer les vitesses du vent zonal par télédétection, faute de traceur adéquat. La détermination des vents zonaux dans cette région se fait alors de manière indirecte. En effet, il est possible de déterminer leur vitesse dans la stratosphère si l'on connaît leur vitesse au niveau de la tropopause (qui sert ici de condition aux limites) et les variations de température avec la latitude dans la stratosphère. Pour cela, on utilise l'équation dite du vent thermique, qui relie le gradient de température méridien au cisaillement vertical du vent zonal (détaillée en section VI.1).

Apporter des contraintes sur le **transport méridien** est plus délicat, car les vitesses caractéristiques sont faibles et difficilement mesurables par télédétection. Certaines molécules peuvent servir de traceur à condition que leur temps de destruction chimique soit assez long devant le temps caractéristique de transport. Ce type d'analyse a été effectué par [Moses and Greathouse \[2005\]](#), qui ont déduit des vitesses moyennes de vent méridien entre 0,4 et 3 cm/s.

Enfin, le **transport vertical** peut se déduire de certains changements de température et d'abondance des éléments. Par exemple, une descente d'air entraîne un chauffage par compression adiabatique tandis qu'une montée d'air se traduit par un refroidissement par détente adiabatique d'air. Globalement, les vents verticaux sont très faibles, de l'ordre du mm/s.

L'existence de **cellules de circulation** à l'échelle planétaire sur d'autres corps (la Terre, Mars, Vénus, Titan...) nous incite à penser que de telles cellules peuvent exister dans les atmosphères des planètes géantes. Ces cellules sont déclenchées par les écarts à l'équilibre entre le flux solaire absorbé et le flux infrarouge émis. En effet, même si globalement l'atmosphère est en équilibre radiatif, localement certaines régions reçoivent plus d'énergie qu'elles n'en émettent et réciproquement. Par exemple, sur Terre, l'hémisphère d'été reçoit plus d'énergie que l'hémisphère d'hiver et une cellule de circulation se crée, avec une montée d'air dans l'hémisphère d'été et une descente d'air dans l'hémisphère d'hiver. La dynamique a donc un rôle important de redistribution de l'énergie en latitude. Ce type de cellule n'a pas encore été identifié sur Saturne.

#### I.2.4 Couplages et bilan

Nous avons passé en revue individuellement les principaux phénomènes physiques et chimiques qui affectent l'état de la stratosphère. Or, une atmosphère est un système complexe et il existe de nombreux couplages entre température, chimie et dynamique :

- Les constantes de réactions chimiques dépendent de la température ;
- Le champ de température force en partie les vents ;
- Les vents verticaux peuvent induire un chauffage ou un refroidissement de l'atmosphère ;
- Les vents transportent les hydrocarbures ;
- La quantité d'hydrocarbures joue sur la température à travers le refroidissement radiatif ;
- Les variations de l'insolation (avec la latitude et les saisons) engendrent des variations de la température et des taux de production et de destruction des hydrocarbures ;

Ces couplages sont illustrés sur le schéma I.3. Le rôle des ondes et des vortex (eddies) est également important dans le transport de chaleur et de moment angulaire, mais leurs effets sont encore mal quantifiés.

Il est nécessaire d'avoir une connaissance détaillée de tous ces phénomènes pour pouvoir comprendre le système atmosphérique de Saturne dans son ensemble.

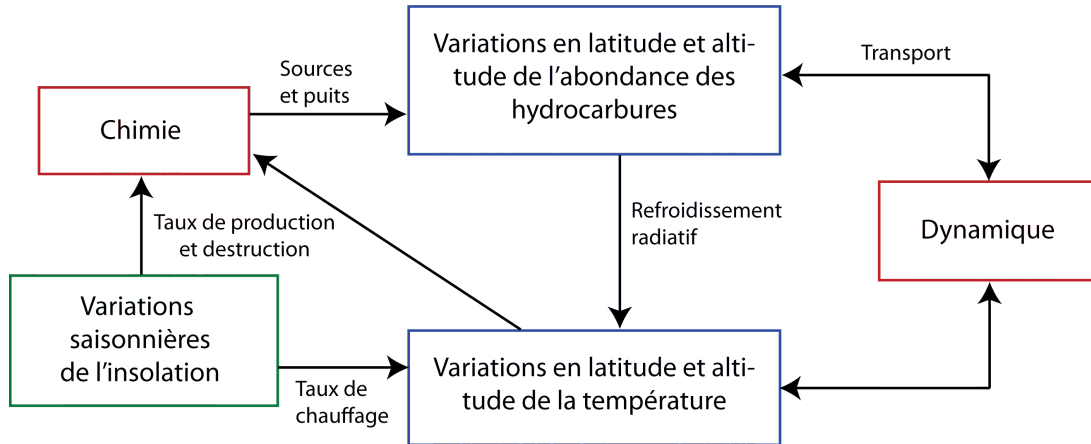


FIGURE I.3 – Vue schématique des couplages entre les différents mécanismes physiques et chimiques régissant l'état de l'atmosphère de Saturne.

## I.3 Études précédentes et questions ouvertes

### I.3.1 Cartographie de la température

La température stratosphérique de Saturne est le plus souvent déterminée en analysant l'émission thermique de l'atmosphère dans la bande du méthane, dont l'intensité dépend de la température mais aussi de l'abondance de  $\text{CH}_4$ . Or, il a été pendant longtemps difficile de séparer ces deux contributions. Cependant, puisque l'abondance du méthane est supposée homogène en latitude et longitude, les variations spatiales de cette émission peuvent être interprétées en terme de variations de température de la stratosphère. On dit parfois que le méthane sert de "thermomètre".

Les premiers scans de Saturne dans cette bande d'émission ont été réalisés en 1975 par Tokunaga et al. [1978], peu après le solstice d'été dans l'hémisphère sud. Ils en ont déduit une augmentation de la température de l'équateur vers le pôle d'été, cohérente avec la saison en cours. D'après des observations de 1989, peu après le solstice d'été dans l'hémisphère nord, Gezari et al. [1989] ont déterminé un gradient de température inverse, augmentant de l'équateur vers le pôle nord, avec notamment un point chaud au pôle nord. Néanmoins, ces mesures restaient qualitatives et non quantitatives.

En parallèle, des estimations de l'abondance du méthane ont été obtenues notamment par Courtin et al. [1984] qui ont analysé des données Voyager en deux étapes : les données de radio-occultation ont servi à la détermination de la température, puis les mesures de l'émission du méthane par le spectromètre IRIS ont permis de contraindre son rapport de mélange, estimé à  $4,5^{+2,4}_{-1,9} \times 10^{-3}$ . Cette abondance du méthane est en excellent accord avec les valeurs plus récentes de  $4,5 \pm 0,9 \times 10^{-3}$  [Flasar et al., 2005] et  $4,7 \pm 0,2 \times 10^{-3}$  [Fletcher et al., 2009] déterminées grâce aux données Cassini/CIRS. Ces derniers ont analysé l'émission des raies rotationnelles du méthane, qui sondent la troposphère, tandis que la température troposphérique était préalablement déterminée à partir de l'émission induite par collisions de  $\text{H}_2$  provenant des mêmes jeux de données. Ces déterminations de l'abondance du méthane permettent l'étude quantitative des champs de température.

Avec l'avènement des grands télescopes et de l'optique adaptative, les observations résolues du disque de Saturne depuis le sol se sont multipliées et le suivi régulier des variations saisonnières

de la température avec la latitude est en cours [Orton and Yanamandra-Fisher, 2005]. Depuis l'arrivée de Cassini, de nombreuses observations ont été effectuées avec une résolution spatiale inégalée atteignant  $0.1^\circ$  en latitude. Ces observations montrent de nouveau une augmentation de la température de l'hémisphère d'hiver à l'hémisphère d'été, avec le plus fort gradient observé dans la basse stratosphère. L'étude des données de Cassini de 2004 à 2009 montre déjà des variations saisonnières notables [Fletcher et al., 2010]. Par exemple, l'atmosphère aux hautes latitudes de l'hémisphère sud ( $60\text{--}90^\circ\text{S}$ ,  $0,5$  mbar) s'est refroidie de près de  $10\text{K}$  entre 2004 et 2009.

Malheureusement, bien qu'une bonne couverture et résolution spatiale en latitude et longitude soit obtenue aujourd'hui, l'information *verticale* reste très limitée. En effet, la plupart de ces observations au sol ou bien en géométrie nadir avec Cassini ne peuvent sonder que la basse stratosphère, à un niveau de pression autour de  $1$  à  $3$  mbar. Seules des observations à très haute résolution spectrale ont permis de déterminer la température à  $3$  niveaux de pression ( $3$ ,  $0,3$  et  $0,03$  mbar, Greathouse et al. [2005a]) et il s'agit du seul travail publié avant cette thèse présentant une information verticale aussi étendue dans la stratosphère.

En résumé, les variations **verticales** et **saisonniers** de la température restent mal documentées.

### I.3.2 Apport des modèles radiatifs saisonniers

Les premières observations de gradients méridiens de température ont déclenché l'intérêt de modéliser la réponse de l'atmosphère à des changements saisonniers de l'insolation. Des modèles d'équilibre radiatif saisonniers de la stratosphère ont été développés par Cess and Caldwell [1979], Bézard and Gautier [1985], Conrath et al. [1990] et Barnet et al. [1992]. Ces modèles calculent les flux infrarouges ( $F_{IR}$ ) émis par chacune des couches (ainsi que les flux infrarouges échangés entre les différentes couches pour les modèles les plus complets) et les flux solaires ( $F_\odot$ ) absorbés par ces couches. Le calcul du flux solaire avec la latitude tient compte des variations saisonnières de l'ensoleillement, et notamment de l'ombre des anneaux projetée sur la planète d'un hémisphère à l'autre suivant les saisons. À partir de ces données, il est alors possible de calculer l'évolution temporelle de la température atmosphérique à différentes latitudes et altitudes par la relation :

$$\frac{dT}{dt} = \frac{mg}{C_p} \frac{dF}{dp} \quad (\text{I.2})$$

où  $F = F_{IR} - F_\odot$  est le flux net dans la couche de pression  $p$ ,  $m$  est la masse moléculaire moyenne de l'atmosphère,  $g$  la gravité et  $C_p$  la chaleur massique à pression constante.

Ces quatre modèles reproduisent qualitativement les gradients de température précédemment observés. Ils prévoient également un déphasage dans la réponse thermique de l'atmosphère, avec par exemple, à  $5$  mbar, un gradient de température maximal de  $10\text{K}$  de l'équateur vers le pôle d'été  $\sim 5$  ans suivant le solstice [Bézard and Gautier, 1985]. En outre, ces modèles prédisent des gradients de température plus élevés à basse qu'à haute pression, en raison de l'inertie thermique croissante de l'atmosphère en profondeur. Néanmoins, des désaccords persistent :

- Le gradient de température prédit reste plus faible que ceux observés ; notamment le point chaud au pôle d'été n'apparaît pas dans les modèles.
- Le déphasage prédit ne correspond pas aux observations. Par exemple, les observations de Greathouse et al. [2005a], effectuées quelques mois avant le solstice d'été dans l'hémisphère sud, montrent déjà une augmentation de température de  $9\text{K}$  de l'équateur au pôle d'été à  $3$  mbar. Or, le modèle de Bézard and Gautier [1985] prédit qu'au moment de ces observations, l'équateur doit être légèrement plus chaud que le pôle sud.

Ces désaccords peuvent avoir plusieurs causes dont la principale est probablement la non prise en compte dans ces modèles de la circulation méridienne qui peut modifier le champ de température. D'autres sources d'erreur sont les paramètres spectroscopiques utilisés dans les modèles pour quantifier l'émission du méthane et les propriétés optiques des aérosols, qui regroupent à eux deux les termes dominants du chauffage atmosphérique. Enfin, ces modèles considèrent une distribution uniforme en latitude des hydrocarbures sur la planète alors que celle-ci peut varier et ainsi moduler le taux de refroidissement de l'atmosphère.

Récemment, Greathouse et al. [2008] ont entrepris la construction d'un nouveau modèle radiatif saisonnier utilisant des paramètres spectroscopiques plus récents et une distribution plus réaliste des hydrocarbures. Ces résultats préliminaires seront comparés à nos observations (en section IV.4).

### I.3.3 Détection et mesure des abondances d'hydrocarbures

La détection des hydrocarbures les plus abondants remonte aux années 70. L'éthane fut le premier à être détecté, de manière équivoque, par des observations au sol dans l'infrarouge moyen par Gillett and Forrest [1974]. Cette détection a été confirmée peu après par Tokunaga et al. [1975] en utilisant des données à plus haute résolution spectrale. La première détection de l'acétylène fut obtenue dans l'UV deux ans après par Moos and Clarke [1979] par analyse des données du télescope spatial International Ultraviolet Explorer (IUE). A la suite de ces détections, les premières estimations de l'abondance globale de ces deux molécules furent obtenues par Winkelstein et al. [1983], en utilisant les données de l'IUE.

Depuis, plusieurs déterminations de l'abondance de l'éthane et de l'acétylène, moyennées sur le disque de Saturne, ont été publiées, principalement dans l'infrarouge. La difficulté, comme pour le méthane, est de déterminer de manière indépendante la température et l'abondance des hydrocarbures dans la même région de l'atmosphère. Citons comme exemples l'analyse des données du Short-Wavelength Spectrometer à bord du satellite ISO (Infrared Space Observatory) par de Graauw et al. [1997] et Moses et al. [2000a] ou encore l'utilisation du spectromètre Celeste sur le télescope McMath-Pierce par Sada et al. [2005]. La sonde Voyager, par son survol de Saturne en 1981, a permis une mesure de  $C_2H_6$  et  $C_2H_2$  dans une bande de latitude centrée à  $36^\circ N$  [Courtin et al., 1984]. Des observations à plus haute résolution spatiale ont ensuite permis de faire une première **cartographie** de la distribution de ces molécules avec la latitude (Ollivier et al. [2000a]; Prangé et al. [2006]; Greathouse et al. [2005a]; Howett et al. [2007]; Hesman et al. [2009]).

Ces premières cartographies ont mis en évidence des variations méridiennes opposées pour  $C_2H_6$  et  $C_2H_2$ . En effet, dans la basse stratosphère (1 - 3 mbar), Greathouse et al. [2005a], Howett et al. [2007] et Hesman et al. [2009] ont déterminé un gradient négatif d'abondance de  $C_2H_2$  de l'équateur vers le pôle sud tandis qu'ils déterminaient un enrichissement plus ou moins important de  $C_2H_6$  de l'équateur vers le pôle sud (voir un exemple en figure I.4). Or, ces deux molécules ayant un temps de vie bien plus long qu'une année de Saturne ( $C_2H_6$  ayant un plus long temps de vie que  $C_2H_2$ ), on s'attend à ce que leur distribution en latitude soit similaire et suive le taux de production moyen annuel, proportionnel à l'insolation moyenne annuelle [Moses and Greathouse, 2005], c'est-à-dire décroisse de l'équateur vers les pôles. L'observation de distributions méridiennes différentes pour  $C_2H_6$  et  $C_2H_2$  peut s'expliquer si un transport méridien redistribue les hydrocarbures de l'équateur vers le pôle sud sur une durée intermédiaire entre les temps de vie de ces deux molécules. Ainsi,  $C_2H_6$  serait efficacement transporté tandis que  $C_2H_2$  serait plus rapidement détruit par la photochimie que transporté. Notons que ces observations étaient limitées à l'hémisphère sud et à la basse stratosphère (sauf pour  $C_2H_2$  qui

est déterminé jusque 0,12 mbar par Greathouse et al. [2005a]).

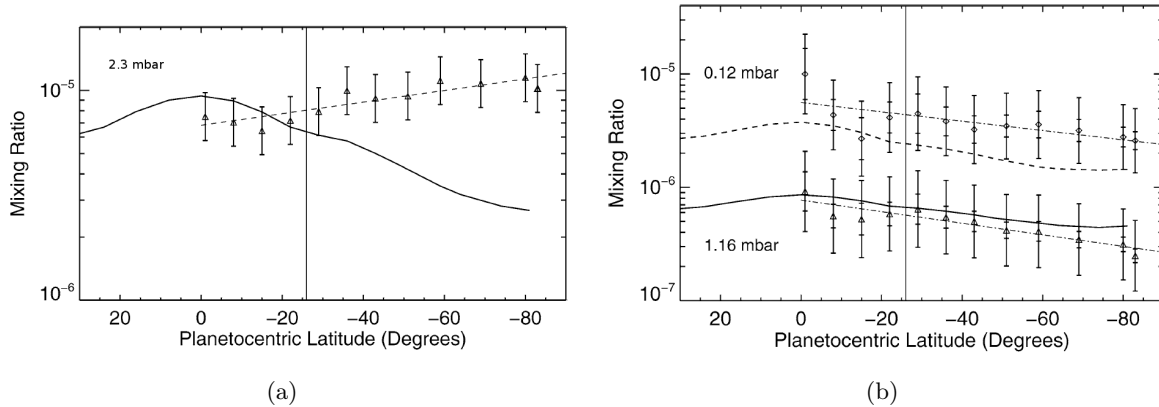


FIGURE I.4 – Variations méridiennes des abondances de C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (à gauche) et C<sub>2</sub>H<sub>2</sub> (à droite) mesurées par Greathouse et al. [2005a] (triangles) comparées avec les prédictions du modèle de photochimie de Moses et al. [2000a] (en traits pleins).

En ce qui concerne les hydrocarbures minoritaires, la détection du propane est plus récente et provient d'une analyse de données infrarouges au sol, à l'IRTF (Infrared Telescope Facility), par Greathouse et al. [2006] à 20°S et 80°S. Les auteurs ont déterminé une abondance similaire de C<sub>3</sub>H<sub>8</sub> à ces deux latitudes alors que le temps de vie du propane est estimé être intermédiaire entre ceux de l'éthane et de l'acétylène. Ils concluent donc à une redistribution méridienne du propane sous l'action du transport méridien.

Enfin, l'abondance moyennée sur le disque d'autres espèces traces a été mesurée à partir de spectres de SWS/ISO. Les abondances du méthylacétylène et du diacétylène ont été mesurées par de Graauw et al. [1997] puis ré-analysées par Moses et al. [2000a]; le méthyl par Bézard et al. [1998] et enfin le benzène par Bézard et al. [2001a]. Les données ISO ont également contraint une limite supérieure de l'abondance de l'éthylène, de l'allène et de C<sub>6</sub>H<sub>2</sub> [Moses et al., 2000a]. Par la suite, l'éthylène a été détecté par Bézard et al. [2001b] à partir de données de TEXES à l'IRTF.

Un résumé des rapports de mélange des principaux hydrocarbures obtenus par télédétection est présenté dans le tableau I.1. Il est à noter que comme pour la température, ces mesures se limitent à la basse stratosphère, à 1 ou 2 niveaux de pression autour de 1 mbar (exception faite du travail de Greathouse et al. [2005a]). En outre, ces abondances sont déterminées en supposant que les profils verticaux des hydrocarbures sont constants avec l'altitude ou bien sont des multiples de profils théoriques provenant des modèles de chimie. Il existe donc un fort manque de contraintes observationnelles au sujet de :

- La forme des profils verticaux des rapports de mélanges des hydrocarbures dans toute la stratosphère ;
- Leur variations méridiennes à différentes altitudes, principalement des espèces traces ;
- Les variations saisonnières de ces distributions spatiales.



Espèce	Rapport de mélange	Niveau sondé	Région (latitude)	Technique	Référence
C <sub>2</sub> H <sub>6</sub>	$(6\pm 1)\times 10^{-6}$	<20 mbar	Disque	IUE	Winkelstein et al. [1983]
	$(2,6\pm 1)\times 10^{-6}$	<20 mbar	28°–42°N	Voyager/IRIS	Courtin et al. [1984]
	$(1,3\pm 0,3)\times 10^{-5}$	0,5 mbar	Disque	SWS/ISO	Moses et al. [2000a]
	$(1,5^{+0,5}_{-0,3})\times 10^{-5}$	0,5 mbar	0°–83°S	IRTF	Greathouse et al. [2005a]
	$(1,45\pm 0,4)\times 10^{-5}$	2 mbar	5°S–55°S	Celeste/IRTF	Hesman et al. [2009]
	$(1,3\pm 0,3)\times 10^{-5}$	2 mbar	5°S–88°S	Cassini/CIRS (nadir)	Hesman et al. [2009]
	$(1,4\pm 0,2)\times 10^{-5}$	1 mbar	10°S–70°S	Cassini/CIRS (nadir)	Howett et al. [2007]
C <sub>2</sub> H <sub>2</sub>	$(9\pm 3)\times 10^{-8}$	< 20 mbar	Disque	IUE	Winkelstein et al. [1983]
	$(1,8\pm 1,2)\times 10^{-7}$	< 20 mbar	28°N–42°N	Voyager/IRIS	Courtin et al. [1984]
	$(1,4^{+1,0}_{-0,7})\times 10^{-6}$	0,3 mbar	Disque	SWS/ISO	Moses et al. [2000a]
	$(3,2^{+1,0}_{-0,9})\times 10^{-7}$	1,4 mbar	Disque	SWS/ISO	Moses et al. [2000a]
	$(3,4^{+1,5}_{-1,1})\times 10^{-7}$	1,6 mbar	Disque	Celeste/McMath- -Pierce	Sada et al. [2005]
	$(1,6\pm 0,2)\times 10^{-7}$	2 mbar	Disque	IRIS	Sada et al. [2005]
	$(2,0^{+1}_{-0,7})\times 10^{-6}$	0,3 mbar	0°–83°S	TEXES/IRTF	Greathouse et al. [2005a]
	$(4,1^{+2,9}_{-1,7})\times 10^{-7}$	1,4 mbar	0°–83°S	TEXES/IRTF	Greathouse et al. [2005a]
	$(1,1\pm 0,2)\times 10^{-7}$	2 mbar	5°S–55°S	Celeste/IRTF	Hesman et al. [2009]
	$(1,35\pm 0,2)\times 10^{-7}$	2 mbar	5°S–88°S	Cassini/CIRS (nadir)	Hesman et al. [2009]
	$(1,9\pm 0,2)\times 10^{-7}$	2 mbar	10°S–70°S	Cassini/CIRS (nadir)	Howett et al. [2007]
C <sub>3</sub> H <sub>8</sub>	$(2,6\pm 0,8)\times 10^{-8}$	5 mbar	20°S, 80°S	TEXES/IRTF	Greathouse et al. [2006]
CH <sub>3</sub> C <sub>2</sub> H	$(1,8\pm 0,5)\times 10^{-9}$	0,5 mbar	Disque	SWS/ISO	Moses et al. [2000a]
C <sub>4</sub> H <sub>2</sub>	$(2,1\pm 0,5)\times 10^{-10}$	0,5 mbar	Disque	SWS/ISO	Moses et al. [2000a]
C <sub>6</sub> H <sub>6</sub>	$(4^{+5}_{-3})\times 10^{-12}$	< 10 mbar	Disque	SWS/ISO	Bézard et al. [2001a]

TABLE I.1 – Récapitulatif des principales mesures des hydrocarbures dans la stratosphère de Saturne. Pour les mesures à différentes latitudes, nous indiquons la valeur moyenne. Pour les niveaux de pression sondés de la forme < 20 mbar, le rapport de mélange est déterminé en supposant un profil d’hydrocarbure uniforme au-dessus de ce niveau de pression.

### I.3.4 Apport des modèles de photochimie

Différents modèles de photochimie à une dimension (1D) ont été développés ces dernières années, qui visent à mieux comprendre les processus de formation et de destruction des principaux hydrocarbures et à calculer leur abondance dans la stratosphère [Moses et al., 2000a; Ollivier et al., 2000b]. Ce type de modèle résout l'équation de continuité suivante :

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla \Phi = P - L \quad (\text{I.3})$$

où  $n_i$  est la concentration de l'espèce  $i$ ,  $\Phi$  est le flux diffusif et d'advection (à une dimension,  $\nabla \Phi = \frac{\partial \Phi}{\partial z}$ ) et  $P$  et  $L$  sont, respectivement, les sources et les puits chimiques (taux de production et de destruction).

De manière générale, le taux de destruction associé à une réaction de photo-dissociation s'écrit  $\frac{dn_i}{dt} = -Jn_i$ , où  $J$  est le coefficient de photo-dissociation (en  $\text{sec}^{-1}$ ). Les taux de production sont donnés par  $\frac{dn_C}{dt} = \frac{dn_D}{dt} = kn_{A}n_{B}$  dans le cas d'une réaction à deux corps ou bien  $\frac{dn_{AB}}{dt} = kn_{A}n_{B}[M]$  dans le cas à trois corps, avec  $k$  la constante de réaction (respectivement en  $\text{cm}^3 \text{sec}^{-1}$  et en  $\text{cm}^6 \text{sec}^{-1}$ ).

Connaissant les taux de production et de destruction, les coefficients de diffusion turbulente ( $K$ ) et moléculaire ( $D$ ), il est possible de calculer les **profils verticaux** d'abondance des espèces. Dans l'homosphère, où la diffusion turbulente domine, un ordre de grandeur utile est donné par l'échelle de temps dynamique  $\tau_d = H^2/K$ . Lorsque ce temps caractéristique est très court devant l'échelle de temps de destruction d'une molécule, le profil vertical de cette espèce doit être dominé par le mélange vertical turbulent ; c'est le cas de  $\text{C}_2\text{H}_6$ . D'ailleurs, le profil de  $\text{C}_2\text{H}_6$  est parfois utilisé pour contraindre le coefficient de diffusion turbulente. En revanche, dans le cas contraire, les profils verticaux des hydrocarbures peuvent avoir des variations rapides avec l'altitude. Ces profils sont présentés pour  $\text{CH}_4$ ,  $\text{C}_2\text{H}_2$ ,  $\text{C}_2\text{H}_6$ ,  $\text{C}_3\text{H}_8$ ,  $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$  et  $\text{C}_4\text{H}_2$  en figure I.5, calculés à une latitude et une saison donnée ( $L_S=273^\circ$ ,  $36^\circ\text{S}$ , Moses et al. [2000a])<sup>3</sup>. Le méthane étant produit par réactions thermo-chimiques en profondeur, sa concentration est quasiment constante dans l'homosphère et montre une légère décroissance au-dessus du niveau 1 mbar due à sa photo-dissociation à haute altitude. En revanche, les profils verticaux des autres hydrocarbures présentent *généralement* un (ou deux) maximum à haute altitude, dans leur région de production, puis décroissent à plus basse altitude au fur et à mesure que ces espèces diffusent dans la stratosphère.

Les taux de production et de destruction des molécules variant avec le flux solaire incident, il est apparu nécessaire de développer des modèles de photochimie **saisonniers**. Le modèle de Moses and Greathouse [2005] a été développé en ce sens et inclut les variations saisonnières de l'insolation ainsi que l'effet de l'ombre des anneaux projetée sur la planète. Ces variations de l'insolation donnent lieu à des distributions en latitude et en altitude très complexes. Ce modèle calcule les profils d'abondance de 89 espèces (hydrocarbures mais aussi des espèces oxygénées) à 10 latitudes différentes par pas de  $10 L_S$ . Deux exemples de profils méridiens de  $\text{C}_2\text{H}_6$  et  $\text{C}_2\text{H}_2$  sont présentés sur la figure I.4.

Le transport méridien, très mal contraint à ce jour, n'est pas inclus dans les modèles cités ci-dessus. Pourtant, la distribution des hydrocarbures pourrait être modifiée par la dynamique atmosphérique (voir sous-section précédente). Quelques tests d'ajout de cellules de circulation ont été faits par Moses et al. [2007] mais restent non satisfaisants à ce jour, car ils ne reproduisent pas les distributions observées.

3. La longitude solaire, notée  $L_S$ , est la position de Saturne sur son orbite, en distance angulaire, avec pour référence  $L_S=0^\circ$  à l'équinoxe de printemps dans l'hémisphère nord.

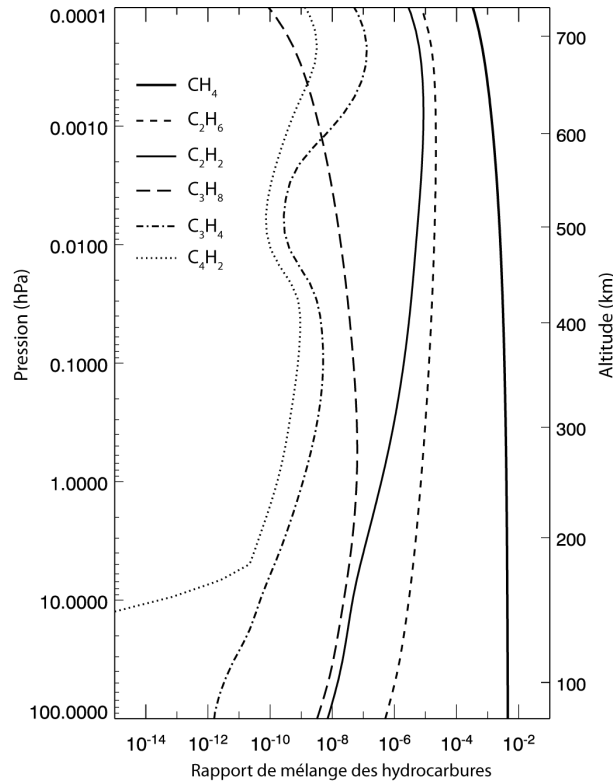


FIGURE I.5 – Profils verticaux de différents hydrocarbures :  $\text{CH}_4$ ,  $\text{C}_2\text{H}_6$ ,  $\text{C}_2\text{H}_2$ ,  $\text{C}_3\text{H}_8$ ,  $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$  et  $\text{C}_4\text{H}_2$  extraits du modèle de [Moses et al., 2000a].

Il est important de souligner que de nombreuses sources d'incertitude perdurent dans les modèles de photochimie. Par exemple, la connaissance du profil du coefficient de diffusion turbulente est un paramètre critique mais est peu contraint et fait toujours l'objet de recherches actuelles. Une autre limitation importante vient de la connaissance des constantes  $J$ ,  $k$  et des rapports de branchement<sup>4</sup> qui repose sur des mesures en laboratoire qui sont rarement effectuées aux conditions de pression et de basse température rencontrées dans les atmosphères des planètes géantes. Dans les modèles de photochimie, la dépendance en température de ces coefficients est soit ignorée, soit extrapolée de manière incertaine. L'incertitude sur ces différents coefficients induit des barres d'erreur très importantes sur les abondances calculées par ces modèles [Dobrijevic et al., 2003]. Des études sont en cours qui visent à identifier les réactions clés qui dominent le bilan d'erreur, afin de lister quelles sont les constantes de réaction à mesurer en priorité en laboratoire à basse température [Dobrijevic et al., 2010]. Notons que certains paramètres du modèle de photochimie de Moses et al. [2000a] et Moses and Greathouse [2005] sont ajustés afin de reproduire les abondances des hydrocarbures mesurées par ISO.

4. Pour une réaction chimique entre des mêmes réactifs ayant plusieurs produits possibles, le rapport de branchement est la probabilité relative de chacun des différents chemins de réaction. Exemple : la photolyse du méthane, qui a trois chemins possibles, menant à la formation de  $\text{CH}_3$ ,  $\text{CH}_2$  et  $\text{CH}$ .

### I.3.5 Modèles de dynamique

Dans la famille des modèles de dynamique, les plus aboutis sont les modèles dits de circulation générale (MCG, ou GCM en anglais). Ce type de modèle résout explicitement l'équation de Navier-Stokes et les équations de conservation de la masse et de l'énergie sur une grille temporelle et spatiale (en 2D : latitude et altitude ; en 3D : latitude, longitude et altitude). Des GCM ont été développés ces dernières années pour la Terre, Mars, Vénus et Titan, mais n'ont pas encore été adaptés à l'étude des planètes géantes. Les raisons à ce manque de développement sont doubles : d'une part, nos connaissances observationnelles de l'atmosphère des géantes ont longtemps été très limitées, ce qui ne motivait pas l'étude de leur dynamique atmosphérique ; d'autre part, ce type de modèle représente un *challenge* en terme de puissance de calcul, car le pas de grille doit être similaire à celui des planètes terrestre bien que le rayon des géantes gazeuses soit environ 10 fois plus important que la Terre (nous détaillerons ce point en section VII.1).

Les modèles existants de la dynamique stratosphérique de Saturne sont donc simplifiés et moins complets qu'un GCM. Les deux modèles de référence publiés à ce jour dans ce domaine sont ceux de [Conrath et al. \[1990\]](#) et [Barnet et al. \[1992\]](#), qui calculent la circulation atmosphérique engendrée par les écarts à l'équilibre radiatif entre l'énergie solaire absorbée et l'énergie thermique émise dans l'infrarouge. En particulier, le modèle de [Barnet et al. \[1992\]](#) utilise des équations simplifiées et linéarisées de la dynamique atmosphérique et les résout non pas sur une grille temporelle mais effectue une analyse spectral en série de Fourier, sur une période égale à la période orbitale de Saturne. Cela lui permet de ne garder que les termes dominants dans l'évolution temporelle de la température et des vents.

Un résultat intéressant de ce modèle est la prédiction de multiples cellules de circulation secondaires qui se développent dans l'hémisphère d'hiver (voir figure I.6). Ces cellules seraient très fortement liées à la présence de l'ombre des anneaux projetée sur la planète dans l'hémisphère d'hiver, qui fournit un forçage radiatif important.

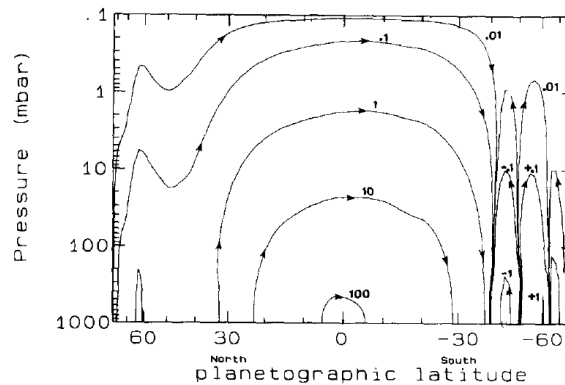


FIGURE I.6 – Fonction courant calculée par le modèle de [Barnet et al. \[1992\]](#) en fonction de la latitude et de la pression, pour l'été dans l'hémisphère nord. Pour un écoulement 2D  $(x, y)$ , le lien entre les vitesses  $v_x, v_y$  et la fonction courant  $\Psi$  est défini par :  $v_x = \partial\Psi/\partial y$  ;  $v_y = -\partial\Psi/\partial x$ .

La dynamique reste très mal contrainte dans la stratosphère de Saturne, mais des efforts de développement d'un GCM sont en cours par différentes équipes.

## I.4 Les enjeux et objectifs de cette étude

### I.4.1 Apport des données Cassini/CIRS

Comme nous l'avons vu, de nombreuses mesures de la température et de l'abondance des hydrocarbures ont été réalisées ces dernières années, mais elles sont limitées pour la plupart à la basse stratosphère et ont une couverture en latitude limitée.

A cours de cette thèse, nous nous proposons d'enrichir les résultats obtenus précédemment en exploitant les données du spectromètre infrarouge CIRS à bord de la sonde Cassini. Cet instrument couvre les régions d'émission thermique de la planète pertinentes à la mesure simultanée de la température et de l'abondance de plusieurs hydrocarbures. De plus, la situation idéale de Cassini, en orbite autour de Saturne, permet d'obtenir une résolution et une couverture spatiale inégalées. Enfin, les observations depuis l'orbite de Saturne permettent d'observer l'émission au limbe de la planète, tandis que depuis le sol ou l'orbite terrestre, il est uniquement possible d'observer au nadir.

L'avantage des données au limbe est double : ce type d'observation augmente le trajet optique dans l'atmosphère d'un facteur  $\sim 80$  par rapport au nadir, ce qui augmente grandement la sensibilité aux espèces traces ( $C_3H_8$ ,  $CH_3C_2H$ ,  $C_4H_2\dots$ ). Il est également possible de sonder des régions optiquement fines, à plus hautes altitudes que celles sondées en visée nadir.

La sensibilité verticale des différentes méthodes (au limbe ou au nadir) est illustrée sur la figure I.7. Tandis que les données au nadir (excepté celles à très haute résolution spectrale) permettent de sonder la température dans la troposphère et dans la basse stratosphère (5–0,5 mbar), les données au limbe fournissent une couverture verticale quasi-continue de 20 mbar à quelques  $\mu$ bar. De manière analogue, concernant les hydrocarbures, la sensibilité limitée à la région 5–0,5 mbar pour des données nadir s'étend à la région 5–0,005 mbar pour des données au limbe.

### I.4.2 Objectifs de cette thèse

Nous avons vu qu'un manque d'information existe en ce qui concerne la structure verticale de la température et de l'abondance des composés chimiques dans la moyenne et haute stratosphère. Ces informations sont pourtant primordiales pour mieux comprendre différents processus-clés, comme :

- La réponse thermique de l'atmosphère aux changements saisonniers, à travers l'étude des variations méridiennes et temporelles de la température à différentes altitudes. Cette réponse dépend de l'inertie thermique de l'atmosphère, qui varie avec l'altitude mais est mal quantifiée à ce jour.
- La photochimie des hydrocarbures, notamment en apportant des mesures fiables des profils verticaux des hydrocarbures, en particulier des espèces traces qui ont été peu étudiées.
- La dynamique atmosphérique, de manière indirecte en se servant des hydrocarbures comme traceurs. En effet, en étudiant la distribution spatiale en latitude et altitude de molécules ayant des temps de vie différents, il est possible de contraindre le transport méridien et/ou vertical, à différentes échelles spatiales et temporelles.

Notre travail se situe dans ce contexte scientifique. Afin d'améliorer notre connaissance des points cités ci-dessus, les objectifs de notre étude sont doubles :

- Réaliser une **cartographie** en deux dimensions, latitude et altitude, de la température et de l'abondance de différents hydrocarbures dans la stratosphère à partir des données au limbe de Cassini/CIRS. Ces données fourniront une **information verticale** inédite (de quelques mbar à quelques  $\mu$ bar) avec une couverture spatiale et temporelle inégalée.

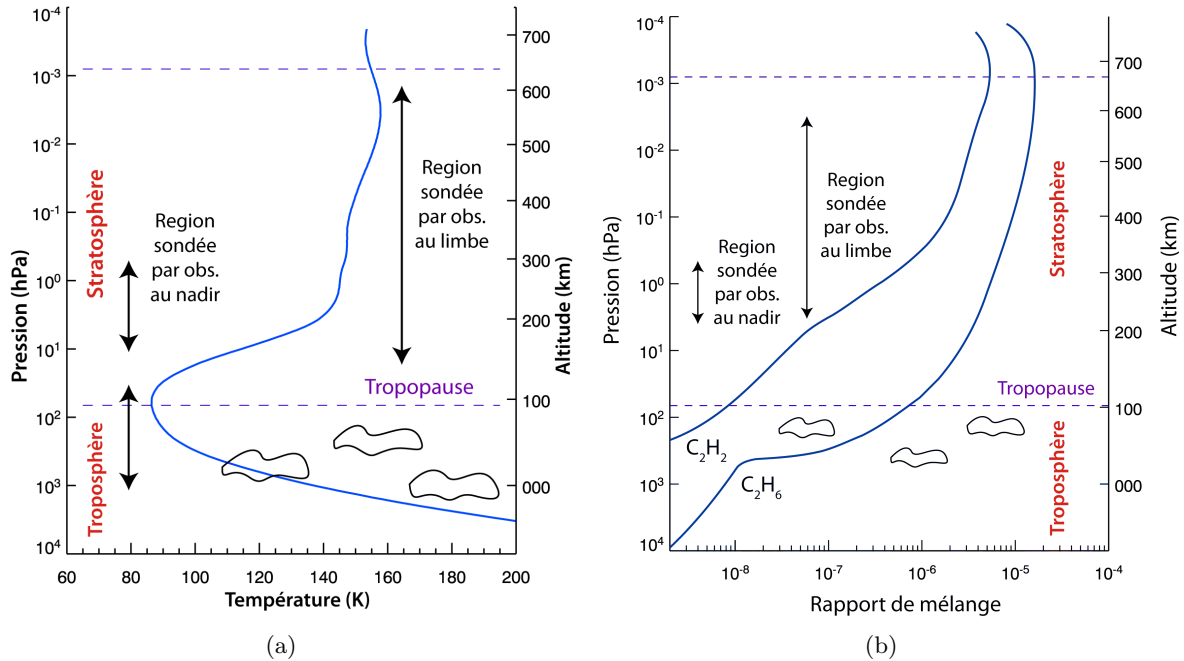


FIGURE I.7 – Illustration des différentes régions sondées selon les modes de visée (limbe et nadir) et les quantités que l'on cherche à déterminer : à gauche, un profil de température ; à droite, des profils d'abondance de C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> et C<sub>2</sub>H<sub>2</sub>.

Ces résultats seront comparés aux observations précédentes mais également aux modèles radiatifs et photochimiques saisonniers existants.

- Interpréter les désaccords avec les modèles en terme de chimie et de dynamique stratosphériques. Nous souhaitons également apporter les premières briques d'un modèle de circulation générale (GCM) de la stratosphère, qui permettra une meilleure analyse de ces résultats observationnels. Pour cela, nous développerons un code de transfert de rayonnement qui calcule les flux infrarouges montant et descendant dans chaque couche d'atmosphère. Le but est de réaliser un bon compromis entre un temps de calcul réduit et une grande précision des flux calculées.

La description de l'instrument et des données utilisées fait l'objet du chapitre suivant. Puis, nous aborderons la théorie du transfert de rayonnement et des méthodes inverses et détaillerons le code numérique que nous avons utilisé pour traiter ces données dans le chapitre III. Nous présenterons ensuite nos résultats sur la température (chapitre IV) et l'abondance des éléments chimiques (chapitre V) dont certains points particuliers seront discutés en chapitre VI. Enfin, nous présenterons quelques résultats préliminaires concernant le développement d'un code de transfert radiatif efficace en vue d'un futur GCM de Saturne en chapitre VII avant de faire le bilan de cette étude.



## Chapitre II

# Cassini et les données de l'instrument CIRS

Dans ce chapitre, nous présentons brièvement la mission Cassini-Huygens et les caractéristiques techniques de l'instrument CIRS. Nous présentons les différents types de données utilisées pour notre étude et le détail de leurs caractéristiques. Enfin, nous montrons des exemples de spectres pris par cet instrument et décrivons les signatures spectrales observées.

### Sommaire

---

<b>II.1 La mission Cassini-Huygens et l'instrument CIRS</b> . . . . .	<b>24</b>
II.1.1 Présentation générale et objectifs de la mission . . . . .	24
II.1.2 L'instrument CIRS : caractéristiques techniques . . . . .	24
II.1.3 Étalonnage des données . . . . .	25
II.1.4 Différents types d'observation . . . . .	26
<b>II.2 Caractéristiques des données utilisées</b> . . . . .	<b>28</b>
II.2.1 Données au limbe . . . . .	28
II.2.2 Sélection de données nadir . . . . .	29
<b>II.3 Exemples de spectres acquis par CIRS</b> . . . . .	<b>31</b>
II.3.1 Spectres au limbe à moyenne résolution spectrale . . . . .	31
II.3.2 Spectres au limbe à basse résolution spectrale . . . . .	32
II.3.3 Spectres au nadir . . . . .	33

---



## II.1 La mission Cassini-Huygens et l'instrument CIRS

### II.1.1 Présentation générale et objectifs de la mission

Issue d'une collaboration entre la NASA (National Aeronautics and Space Administration), l'ESA (European Space Agency) et l'ASI (Agenzia Spaziale Italiana), la mission Cassini-Huygens est la première sonde spatiale entièrement dédiée à l'exploration de Saturne et de son système. Elle comprend deux sondes distinctes : l'orbiteur Cassini, avec douze instruments embarqués, et le module de descente Huygens, comprenant six instruments. Lancée en 1997, la sonde atteint le système de Saturne et s'y mit en orbite en juillet 2004, avant de larguer le module Huygens dans l'atmosphère de Titan le 14 janvier 2005. À ce jour, après avoir achevé sa mission nominale (2004-2008), Cassini bénéficie d'une première extension de mission (appelée "Equinox Mission") jusqu'en juillet 2010. Une extension jusqu'en 2017 a été acceptée ("Solstice Mission"), ce qui étendra l'étude de Saturne jusqu'à son prochain solstice : Cassini aura alors récolté des données sur près d'une demi-année kronienne.

Parmi les objectifs scientifiques de la mission, l'étude de l'atmosphère de Saturne occupe une place importante. En particulier, il s'agit de contraindre avec précision :

- La température de l'atmosphère, de la troposphère à la stratosphère ;
- La composition chimique de l'atmosphère, notamment l'abondance des isotopes (indice des conditions de formation de la planète), celle des hydrocarbures dans la stratosphère (principaux radiateurs dans l'infrarouge et traceurs de la dynamique stratosphérique) et celle de  $\text{PH}_3$  et  $\text{NH}_3$  dans la troposphère (traceurs de la dynamique troposphérique) ;
- La météorologie, via le suivi des structures nuageuses, la détermination de la vitesse des vents, l'étude des aérosols, la caractérisation des ondes et l'étude des vortex polaires.

De manière générale, l'objectif est également d'étudier les **variations spatiales et temporelles** (saisonnnières) de ces grandeurs atmosphériques, afin de mieux comprendre le système atmosphérique de Saturne et sa réponse aux changements saisonniers.

Quatre instruments à bord de Cassini réalisent ces objectifs via l'imagerie et la spectrométrie, de l'infrarouge à l'ultraviolet. Ce sont les instruments CIRS (Composite InfraRed Spectrometer), ISS (Imaging Science Subsystem), UVIS (Ultraviolet Imaging Spectrograph) et VIMS (Visible and Infrared Mapping Spectrometer). Le travail de cette thèse se concentre sur l'analyse de spectres infrarouges enregistrés par CIRS.

### II.1.2 L'instrument CIRS : caractéristiques techniques

L'instrument CIRS est un spectromètre à transformée de Fourier conçu pour analyser le rayonnement infrarouge thermique émis par les atmosphères de Saturne et de Titan ainsi que l'émission thermique des surfaces des anneaux et satellites de Saturne. Il est constitué de deux interféromètres partageant un télescope Cassegrain et un mécanisme de balayage commun. Le premier est un interféromètre à polarisation pourvu de deux détecteurs thermopiles sensibles dans l'infrarouge lointain de  $10$  à  $600\text{ cm}^{-1}$  ( $17\mu\text{m} - 1\text{ mm}^1$ ). Son plan focal, nommé FP1, est muni d'un champ de vue circulaire de  $4\text{ mrad}$  de diamètre. Le second est un interféromètre de Michelson possédant deux plans focaux, FP3 et FP4, couvrant le domaine de l'infrarouge moyen respectivement de  $600$  à  $1100\text{ cm}^{-1}$  ( $9 - 17\mu\text{m}$ ) et de  $1100$  à  $1400\text{ cm}^{-1}$  ( $7 - 9\mu\text{m}$ ). Chacun de ces deux plans focaux est constitué d'une barrette linéaire de  $1 \times 10$  détecteurs HgCdTe, ayant un champ de vue individuel carré de  $0.273\text{ mrad}$  de côté. Les détecteurs de FP3 sont photoconducteurs et ceux de FP4 sont photo-voltaïques, ce qui assure une plus grande sensibilité dans

---

1. Dans ce manuscrit, on utilisera préférentiellement l'unité *nombre d'onde*,  $\sigma$ , plutôt que la longueur d'onde  $\lambda$ . Les deux sont reliés par  $\lambda(\text{cm}) = 1/\sigma(\text{cm}^{-1})$ .

le FP4 que dans le FP3. Cela est nécessaire car aux températures rencontrées dans le système de Saturne (et dans sa stratosphère en particulier), le rayonnement du corps noir est plus faible dans la gamme de nombre d'onde de FP4 que de FP3, on s'attend donc à un signal plus faible dans le FP4.

Un schéma des champs de vue des plans focaux est donné Fig II.1. L'optique et les détecteurs de FP1 sont refroidis passivement à 170K tandis que les deux barrettes de FP3 et FP4 sont refroidies à une température ajustable de 75 à 85K.

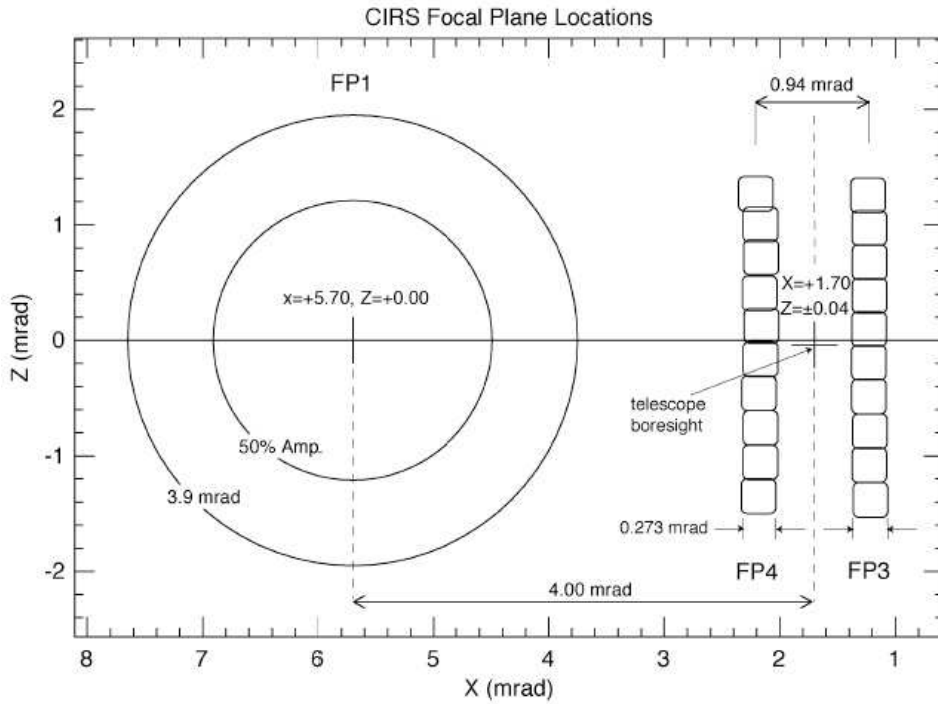


FIGURE II.1 – Représentation des plans focaux de l'instrument CIRS : à gauche, le champ de vue circulaire de FP1, à droite les deux barrettes de détecteurs de FP3 et FP4.

La résolution spectrale est variable et peut être réglée de 0,5 à 15,5  $\text{cm}^{-1}$  dans le cas de spectres *apodisés*, ce qui correspond à une résolution de 0,25 à 7,5  $\text{cm}^{-1}$  pour les spectres *non apodisés* (voir section suivante). Pour une description plus complète de l'instrument, se référer aux articles de revue de Kunde et al. [1996] et Flasar et al. [2004]. Dans toute la suite, la résolution citée sera celle des spectres non apodisés.

### II.1.3 Étalonnage des données

Les données de FP3 et FP4 sont étalonnées avec deux types de spectres de référence appelés Deep Space Spectra et Shutter Closed Spectra. Comme leur nom l'indique, les premiers sont acquis sur le ciel profond ( $T \sim 2,7\text{K}$ ) et les seconds lorsque que les “volets” de l'instrument sont fermés ( $T \sim 170\text{K}$ , la température de l'optique). L'équation d'étalonnage pour un spectre individuel  $S_\sigma$  s'écrit :

$$S_\sigma = \frac{FFT(I_{Cible} - I_{espace})_\sigma}{R_\sigma} \quad (\text{II.1})$$

où la réponse de l'instrument,  $R_\sigma$ , est donnée par :

$$R_\sigma = \frac{FFT(I_{shutter} - I_{espace})_\sigma}{B_\sigma(T_{shutter}) - B_\sigma(T_{espace})} \quad (\text{II.2})$$

Dans ces équations, FFT se réfère à un algorithme de transformée de Fourier (Fast Fourier Transform),  $I_{cible}$ ,  $I_{espace}$  et  $I_{shutter}$  sont les interférogrammes de la cible, du ciel profond et de l'instrument et  $B_\sigma(T_{...})$  est la fonction de Planck à la température correspondante. L'indice  $\sigma$  se réfère au nombre d'onde.

Il est à noter que la température de l'instrument varie avec le temps. Un critère important pour la qualité de l'étalonnage est que les spectres de la cible et les spectres de référence utilisés pour leur étalonnage soient acquis à une température de l'instrument similaire et de préférence au cours de la même séquence d'observation.

Cet étalonnage est opérée par une partie de l'équipe CIRS au Goddard Space Flight Center (GSFC) de la NASA, et nous récupérons directement les spectres individuels étalonnés. Les spectres sont disponibles en deux versions : *apodisés* et *non apodisés*. Dans le cas de spectres non apodisés, l'interférogramme est multiplié par une fonction porte, qui est déterminée par la différence de marche maximale,  $\delta_{max}$ . Cela revient à convoluer le spectre par la transformée de Fourier (TF) de la fonction porte, qui est une fonction sinus cardinal de la forme  $\sin(2\pi\nu\delta_{max})/2\pi\nu\delta_{max}$ . Le lobe principal de la fonction sinus cardinal est étroit, mais elle possède des lobes secondaires importants, ce qui introduit des artefacts dans les spectres. L'apodisation consiste à multiplier l'interférogramme par une fonction d'apodisation (ici, une fonction de Hamming) dont la TF a des lobes secondaires plus faibles mais un lobe principal bien plus large, ce qui a pour coût de diminuer la résolution spectrale par 2.

Enfin, certains défauts sont présents dans les spectres, comme des spikes dus à des interférences électroniques. Le plus important est une interférence à 8 Hz présente à des multiples de  $191,3 \text{ cm}^{-1}$  dans les spectres de FP1 et FP3 (pour ce travail, le plus gênant est situé à  $765 \text{ cm}^{-1}$ ). Il existe aussi une interférence de plus faible amplitude à 0,5 Hz donnant lieu à des spikes tous les  $12 \text{ cm}^{-1}$ . Nous avons également mis en évidence un problème de résolution spectrale, qui est notablement différente pour deux des détecteurs de FP3. Ce problème n'avait pas été identifié jusqu'à présent. Ce point sera illustré sur des spectres observés de l'acétylène en section V.2.

#### II.1.4 Différents types d'observation

Plusieurs géométries de pointage sont possibles : au nadir (avec un angle par rapport à la verticale plus ou moins important), au limbe ou par occultation solaire/stellaire. Ces différentes géométries sont illustrées sur le schéma II.2(a).

Au limbe (ou lors d'occultations), le long chemin optique assure une meilleure sensibilité aux espèces traces et permet de sonder des altitudes plus élevées qu'au nadir. En outre, la géométrie des plans focaux FP3 et FP4 permet de sonder *simultanément* plusieurs altitudes (voir schéma II.2(b)), ce qui assure une très bonne couverture et résolution verticale.

La planification des observations selon l'orbite de Cassini et l'orientation des différents instruments est délicate. Dans notre cas, nous avons axé notre étude sur les **données au limbe**. Pour optimiser l'atout de ces données, en particulier la résolution verticale, il faut que la taille d'un détecteur de FP3 ou FP4 projeté sur la planète soit de 1 à 2 échelles de hauteur de l'atmosphère au maximum, soit environ 50–100 km. Cela nécessite des acquisitions lorsque Cassini est proche du périastre de son orbite, typiquement vers 3–6 rayons de Saturne ( $R_s$ ). Comme la vitesse de la sonde est la plus élevée à son périastre, cela limite également le temps d'intégration disponible pour les limbes de 5 à 8 h d'observation.

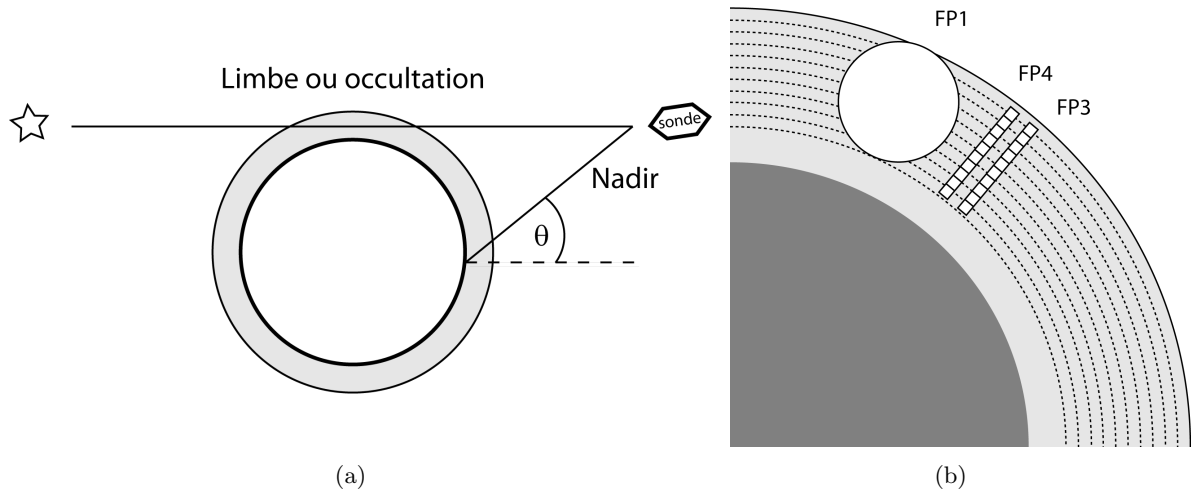


FIGURE II.2 – À gauche : Géométries de pointage de la sonde : au nadir avec un angle de  $\theta$  par rapport à la verticale, au limbe et par occultation. À droite : détail du champ de vue des différents plans focaux projetés sur la planète lors d'une visée au limbe. Chaque détecteur de FP3 et FP4 peut alors sonder une altitude différente. La taille des détecteurs par rapport à la planète est exagérée sur ce schéma pour des raisons de lisibilité.

À temps d'intégration donné, deux choix sont alors possibles menant à un rapport signal à bruit similaire :

- Favoriser la couverture spatiale et échantillonner un maximum de latitudes différentes au détriment de la résolution spectrale, fixée à  $7,5 \text{ cm}^{-1}$  ;
- Favoriser la haute résolution spectrale ( $0,25$  à  $1,5 \text{ cm}^{-1}$ ) mais ne pointer qu'une latitude pendant toute la durée de la séquence.

Le premier type d'observation s'appelle LIMBMAP, car le but est de **cartographier** la température et l'abondance des éléments les plus facilement détectables (l'éthane et l'acétylène), tandis que le second type est nommé LIMBINT en référence au long temps d'intégration. L'objectif principal de ce type de données est de mesurer l'abondance d'**espèces traces** dont les bandes d'émission ne sont pas résolues à plus basse résolution spectrale.

La durée typique d'une acquisition à  $7,5 \text{ cm}^{-1}$  à une latitude donnée est de 40 minutes et est découpée comme suit : on effectue une première série de  $\sim 60$  spectres ayant un temps d'intégration individuel d'environ 10 secondes, puis une seconde série similaire est faite pour laquelle les barrettes de détecteurs sont décalées suivant la verticale de deux tiers de leur longueur. Cela permet de maximiser les chances d'avoir une bonne couverture verticale et d'être à l'abri d'erreurs de pointage. Le reste du temps est utilisé pour effectuer les différents pointages. Au final, une séquence LIMBMAP de 6-7 heures permet de sonder de 8 à 10 latitudes.

Enfin, il ne faut pas oublier qu'il existe une forte compétition entre les différents instruments et les différentes cibles à observer, particulièrement forte au moment du périastre de Cassini. En effet, l'imagerie et la spectroscopie des satellites internes avec une bonne résolution spatiale requièrent d'observer également au périastre de Cassini. Cela limite fortement le nombre d'observations au limbe de Saturne disponibles.

## II.2 Caractéristiques des données utilisées

### II.2.1 Données au limbe

Notre objectif premier étant de cartographier la température et l'abondance des hydrocarbures avec la latitude, nous avons analysé en priorité les observations LIMBMAP prises entre mars 2005 et février 2010 à basse résolution spectrale. Cela représente 43 acquisitions prises à 22 latitudes différentes, entre 45°N et 45°S. Certaines latitudes ont donc été observées plusieurs fois à quelques mois d'intervalle. Toutes les latitudes employées par la suite sont des latitudes *planétographiques* et non *planétocentriques* (voir figure II.3).

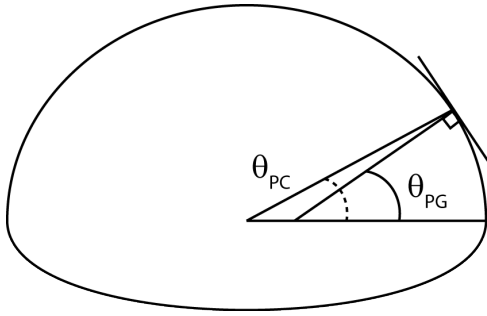


FIGURE II.3 – Schéma illustrant la différence entre latitude planétocentrique ( $\theta_{PC}$ ) et latitude planétographique ( $\theta_{PG}$ ), que nous utilisons dans ce manuscrit. La relation entre les deux est  $\tan(\theta_{PC}) = \tan(\theta_{PG}/e^2)$ , avec  $e$  l'aplatissement de la planète,  $e = R_{eq.}/R_{pol.}$ . Pour une planète sphérique, les deux latitudes sont confondues.

Afin de gagner en résolution spectrale, nous utilisons les spectres non apodisés ( $7,5 \text{ cm}^{-1}$  au lieu de  $15,5 \text{ cm}^{-1}$  de résolution). Pour chaque acquisition, nous co-additionnons les  $n$  spectres individuels pris par chaque détecteur afin d'augmenter le rapport signal à bruit d'un facteur  $\sqrt{n}$ .

Les autres données au limbe que nous avons analysées ont été acquises “au coup par coup”, entre juillet 2005 et janvier 2008, le plus souvent à résolution spectrale plus élevée ( $0,25 - 1,5 \text{ cm}^{-1}$  en version non apodisée) et à plus hautes latitudes (62°S, 70°S, 80°S et 70°N). Nous présentons en figure II.4 la couverture en latitude et en temps des données au limbe analysées au cours de cette étude.

Les caractéristiques des données au limbe (nom, date, latitude, résolution spectrale et éloignement de la sonde à Saturne) sont présentées dans le tableau II.1. Ces données ont été prises à un éloignement moyen de Saturne d'environ  $4,77 R_s$ , ce qui représente un champ de vue individuel moyen des détecteurs de FP3 et FP4 de 78 km projeté sur la planète, en accord avec nos objectifs scientifiques. Ces données sondent des longitudes différentes, mais nous faisons l'hypothèse que les variations zonales de température et d'abondance des hydrocarbures sont négligeables devant leur variations méridiennes. Deux raisons à cela : d'une part, la variabilité de ces paramètres provient majoritairement des variations de l'insolation avec la latitude et d'autre part, les forts vents zonaux homogénéisent l'atmosphère en longitude. Néanmoins, la présence d'ondes atmosphériques pourrait induire des variations zonales de température, comme cela a été détecté à l'équateur par Li et al. [2008].

Certaines données (non présentées dans ce tableau) furent perdues à cause notamment d'erreurs de pointage trop importantes, favorisées lorsque la sonde Cassini effectue des orbites très inclinées par rapport au plan équatorial de Saturne. Enfin, ces données ont des rapports signal à bruit (S/N) variables. À résolution spectrale et temps d'intégration donnés, le rapport S/N est d'autant plus fort que la température est élevée (car le signal des bandes d'émission est plus élevé). Par exemple, le jeu de données à 70°N est le plus bruité, car il a été acquis à la meilleure résolution spectrale dans une des régions les plus froides de l'atmosphère. En conséquence, l'information verticale que nous pourrions en déduire sera la plus limitée. En revanche, le jeu de données à 80°S (région chaude) et  $1,5 \text{ cm}^{-1}$  possède le meilleur rapport S/N et fournira l'information verticale la plus étendue.

Nom	Date (UT)	Couverture en latitude	Résolution spectrale	Éloignement (Rs)
LMBFRNG002PRIME	30/03/2005	5°S à 35°S tous les 5°	7,5 cm <sup>-1</sup>	3,52
LIMBMAPA005PRIME	24/12/2005	10, 20, 30, 40°N	7,5 cm <sup>-1</sup>	4,82
LIMBMAPB005PRIME	24/12/2005	2°N, 10°S	7,5 cm <sup>-1</sup>	4,68
LIMBMAPC005PRIME	25/12/2005	20°S, 30°S	7,5 cm <sup>-1</sup>	5,24
LIMBMAPA006PRIME	25/02/2006	45°S, 35°S, 25°S	7,5 cm <sup>-1</sup>	6,07
LIMBMAPB006PRIME	25/02/2006	15°S à 45°N tous les 10°	7,5 cm <sup>-1</sup>	5,58
LIMBMAP003PRIME	16/08/2006	45°S à 25°S tous les 5° 25°N à 40°N tous les 5°	7,5 cm <sup>-1</sup>	4,24
OCCLIMB008VIMS	15/07/2005	4°S	1,5 cm <sup>-1</sup>	4,55
OCCLIMB009VIMS	02/08/2005	7°N	1,5 cm <sup>-1</sup>	4,76
OCCLIMB001PRIME	10/05/2007	70°S	7,5 cm <sup>-1</sup>	4,46
OCCLIMB004PRIME	19/12/2007	62°S	1,5 cm <sup>-1</sup>	3,02
FTRACK009PRIME	12/06/2007	80°S	1,5 cm <sup>-1</sup>	4,28
LIMBINT004PRIME	18/12/2007	70°N	0,25 cm <sup>-1</sup>	7,12
LIMBINT007PRIME	03/01/2008	0° 45°N	0,5 cm <sup>-1</sup> 1,5 cm <sup>-1</sup>	4,44
LIMBINT001PRIME	13/02/2010	20, 15°N	7,5 cm <sup>-1</sup>	5,90
LIMBINTB001PRIME	13/02/2010	10, 5°N	7,5 cm <sup>-1</sup>	4,39
LIMBINTC001PRIME	13/02/2010	1, 5, 10, 15, 20°S	7,5 cm <sup>-1</sup>	4,31

TABLE II.1 – Liste et caractéristiques (nom, date, latitude, résolution spectrale et éloignement de la sonde en unité du rayon de Saturne) des données au limbe analysées au cours de cette étude. La résolution spectrale est celle des données non apodisées.

## II.2.2 Sélection de données nadir

Nous avons complété notre étude par une analyse de données au nadir dans l'objectif de confirmer nos résultats sur la température et l'abondance des hydrocarbures obtenus à partir des données au limbe. En outre, nous souhaitons compléter la couverture en latitude des données au limbe, qui est particulièrement faible aux latitudes supérieures à 45°. Au contraire, des centaines de milliers de spectres en géométrie nadir ont été acquis depuis 2004, couvrant toute la planète en latitude.

Cependant, les données nadir ont une très faible sensibilité aux espèces minoritaires telles que CH<sub>3</sub>C<sub>2</sub>H et C<sub>4</sub>H<sub>2</sub>. La détection de ces molécules nécessite de co-additionner des centaines voir des milliers de spectres. Nous avons donc procédé à une sélection minutieuse des données nadir à co-additionner, afin d'obtenir un rapport signal à bruit optimal, en nous focalisant sur la détection de C<sub>4</sub>H<sub>2</sub>. Nos critères sont les suivants :

- Notre sélection est restreinte aux spectres apodisés acquis à une résolution de 0,5 cm<sup>-1</sup>, qui permettent la détection de la bande étroite de C<sub>4</sub>H<sub>2</sub> ;
- Nous sélectionnons des spectres pris à un angle de visée  $\geq 45^\circ$  afin d'augmenter le chemin optique et donc la sensibilité aux espèces minoritaires ;
- Nous retenons les spectres étalonnés avec un maximum de Deep Space (au moins 10) ;
- Nous traitons séparément les données de 2004, 2006 et 2008-2009 afin de ne pas mélanger l'information temporelle.

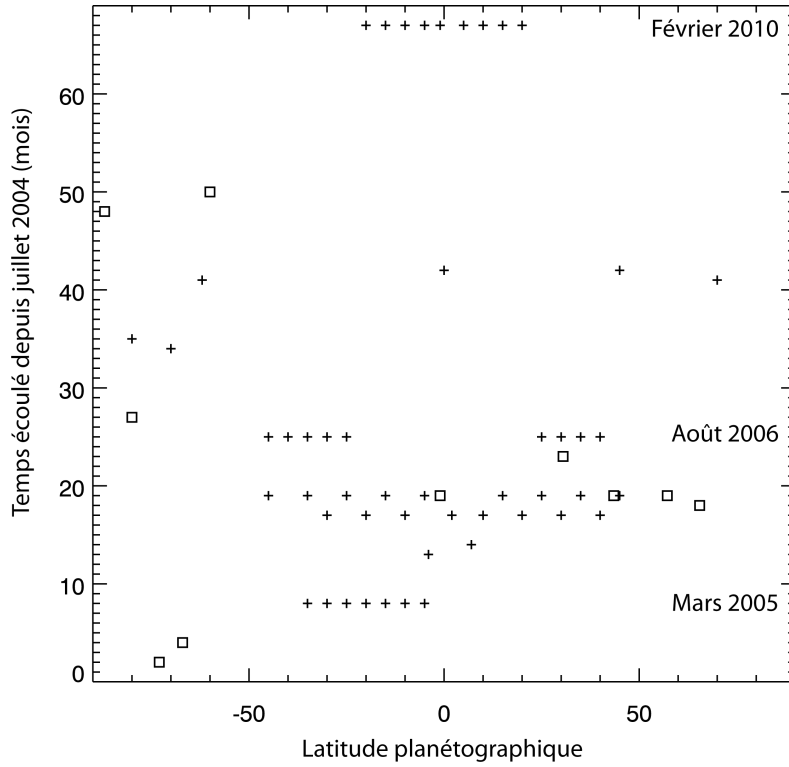


FIGURE II.4 – Couverture en latitude des différents jeux de données analysés au cours de cette étude, en fonction de leur date d’acquisition. Les croix représentent les données au limbe, les carrés les données au nadir.

Lorsque l’ensemble de ces critères est réuni, nous effectuons des histogrammes en latitude et en angle d’émission de ces jeux de données afin de déterminer les zones où le nombre de spectres à co-additionner est maximal dans des intervalles où la dispersion en latitude et en angle d’émission est minimale. Nous aboutissons à la détection de  $C_4H_2$  au sein de 10 intervalles de  $5^\circ$  de large en latitude et angle d’émission. Les caractéristiques de ces données nadir sont présentées dans le tableau II.2. Leur couverture en latitude et avec le temps est superposée à celle des données au limbe sur la figure II.4. Même avec cette sélection optimale, la bande d’émission de  $C_4H_2$  est rarement détectée au-dessus du niveau  $3\text{-}\sigma$  (3 fois au-dessus du niveau  $1\text{-}\sigma$  du bruit de mesure).

Latitude moyenne	Date	Angle d'émission	Nombre de spectres co-additionnés	Niveau de la detection de C <sub>4</sub> H <sub>2</sub>
-87,8°	07/2008	73°	2085	7- $\sigma$
-80,1°	10/2006	57°	1491	3,6- $\sigma$
-73°	09/2004	63°	315	2,5- $\sigma$
-67°	11/2004	62°	5279	4- $\sigma$
-59,5°	04/2008 + 02/2009	72,5°	6253	3- $\sigma$
-1°	02/2006	69°	2190	3,9- $\sigma$
30,5°	06/2006	63°	5659	4,7- $\sigma$
43,5°	02/2006	47°	3832	4- $\sigma$
57,2°	02/2006	60°	3872	2,8- $\sigma$
65,5°	01/2006	67°	2462	2,6- $\sigma$

TABLE II.2 – Caractéristiques des séries de spectres co-additionnés acquis en géométrie nadir analysées au cours de cette étude : latitude moyenne, date, angle d'émission moyen, nombre de spectres co-additionnés et sigma du niveau de détection de C<sub>4</sub>H<sub>2</sub> au-dessus du continuum.

## II.3 Exemples de spectres acquis par CIRS

### II.3.1 Spectres au limbe à moyenne résolution spectrale

Des exemples de spectres pris au limbe à une résolution spectrale de 1,5 cm<sup>-1</sup> et à une latitude de 80°S sont présentés en figure II.5. Ces spectres montrent des raies d'émission centrées à des nombres d'onde propres à chaque composé atmosphérique, dont la forme et l'intensité sont fonction des conditions atmosphériques locales (voir section III.2).

Dans le domaine spectral correspondant à FP4 (1100-1400 cm<sup>-1</sup>), le spectre est dominé par l'émission de la bande du méthane, centrée à 1304 cm<sup>-1</sup>. On devine également l'émission de son isotopologue CH<sub>3</sub>D, centrée à 1150 cm<sup>-1</sup>. Dans le domaine correspondant à FP3 (600-900 cm<sup>-1</sup>), les signatures spectrales sont beaucoup plus nombreuses : on identifie la bande de l'éthane à 822 cm<sup>-1</sup>, celle de l'acétylène à 730 cm<sup>-1</sup>, du propane à 748 cm<sup>-1</sup>, du diacétylène à 628 cm<sup>-1</sup>, du méthylacétylène à 633 cm<sup>-1</sup> et enfin les signatures plus faibles du dioxyde de carbone (667 cm<sup>-1</sup>) et du benzène (673 cm<sup>-1</sup>). Une émission continue est également visible entre 600 et 660 cm<sup>-1</sup>. Cette émission provient de collisions entre H<sub>2</sub> et lui-même, l'hélium et le méthane. Ce continuum disparaît sur les spectres pris à une pression tangente inférieure à  $\sim 0,5$  mbar, car l'opacité induite par collisions diminue avec le carré de la densité atmosphérique. Centrée à 700 cm<sup>-1</sup>, une signature spectrale non identifiée, large de 20 cm<sup>-1</sup>, est visible sur ce spectre et n'a pas été vue à d'autres latitudes. Notons également la présence d'un "spike" particulièrement bien marqué à 765 cm<sup>-1</sup> sur ce spectre.

Nous remarquons que le signal de la bande du méthane est bien plus faible que les émissions des autres hydrocarbures, pourtant moins abondants que le méthane : le choix de détecteurs plus sensibles dans le FP4 que dans le FP3 est donc justifié.



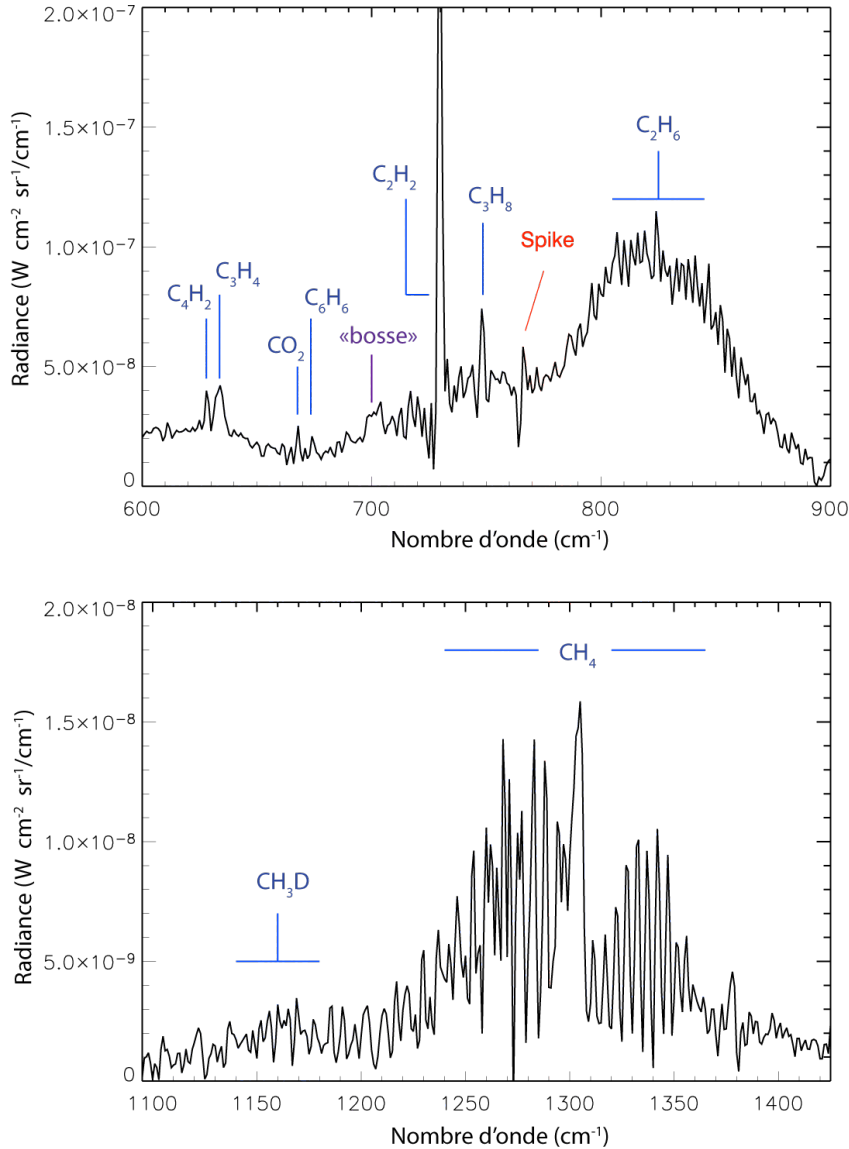


FIGURE II.5 – Exemples de spectres à 80°S à une résolution spectrale de 1,5 cm<sup>-1</sup>, dans l'intervalle spectral de FP3 (en haut) et de FP4 (en bas).

### II.3.2 Spectres au limbe à basse résolution spectrale

D'autres exemples de spectres pris au limbe à 7,5 cm<sup>-1</sup> de résolution (plus représentatifs de notre jeu de données) sont montrés sur les figures II.6 et II.7. À cette plus faible résolution spectrale, les bandes d'émission du CO<sub>2</sub> et du benzène ne sont plus détectées. En outre, les émissions du CH<sub>3</sub>C<sub>2</sub>H et du C<sub>4</sub>H<sub>2</sub> sont confondues en une seule bande d'émission et l'émission du propane est confondue avec celle de la branche R de la bande de C<sub>2</sub>H<sub>2</sub>. L'inversion de leur abondance promet donc d'être plus délicate. Les signatures des autres hydrocarbures restent bien détectées.

Enfin, ces figures montrent également la diminution de la radiance mesurée lorsque l'altitude tangente augmente. Ceci est dû à la baisse de la densité atmosphérique avec l'altitude.

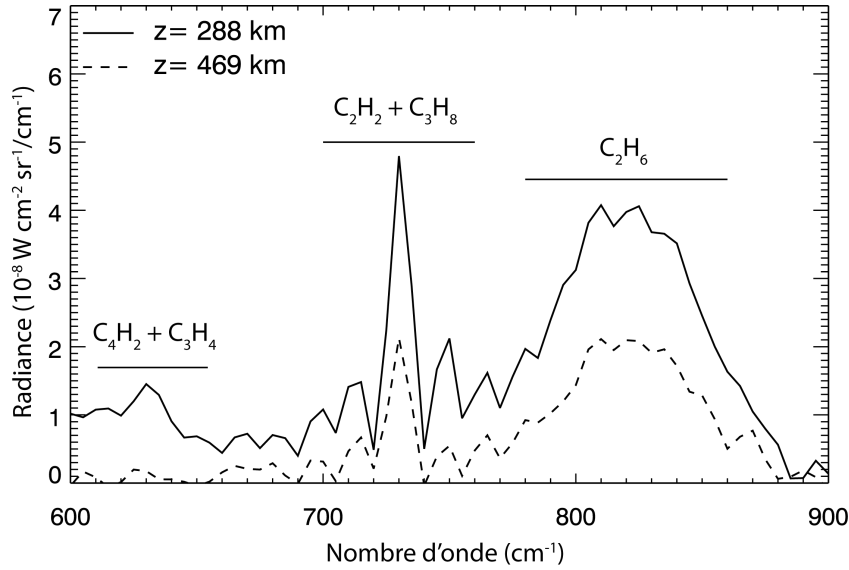


FIGURE II.6 – Exemple de deux spectres à 30°N pris par deux détecteurs de FP3, à deux altitudes tangentes différentes, à une résolution spectrale de 7,5 cm<sup>-1</sup>. L'émission de C<sub>2</sub>H<sub>2</sub> et C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> domine dans cette gamme de nombre d'onde, mais les signatures d'autres hydrocarbures sont visibles.

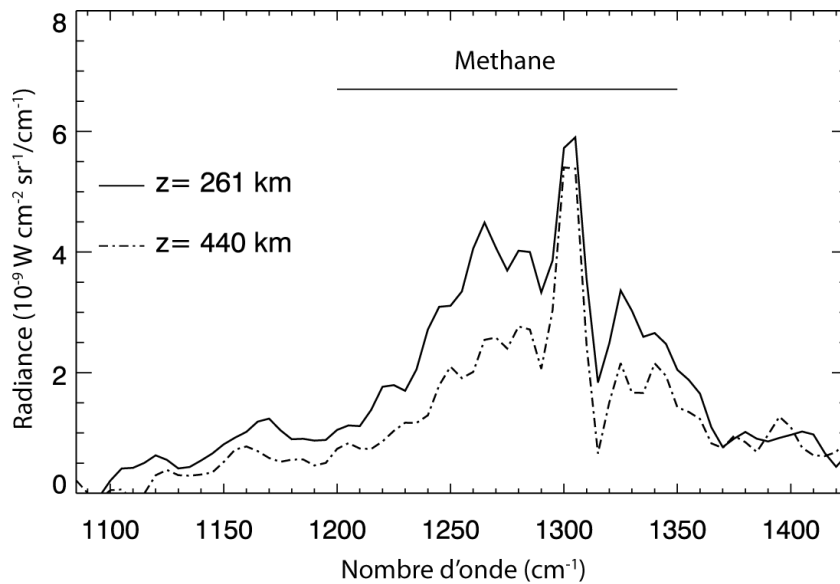


FIGURE II.7 – Exemple de deux spectres à 30°N pris par deux détecteurs de FP4, à deux altitudes tangentes différentes, à une résolution spectrale de 7,5 cm<sup>-1</sup>. L'émission du méthane domine dans cette gamme de nombre d'onde.

### II.3.3 Spectres au nadir

Des spectres au nadir à 0,5 cm<sup>-1</sup> de résolution, correspondant à la sélection autour de 80°S, sont tracés en figures II.8 pour FP3 et II.9 pour FP4. Les bandes d'émission du méthane, de C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> et de C<sub>2</sub>H<sub>2</sub> sont évidentes, mais les bandes d'émission des espèces traces sont très faibles.

La bande du  $C_4H_2$  est visible à  $628\text{ cm}^{-1}$ , avec une détection à  $3,6\sigma$  dans cet exemple.

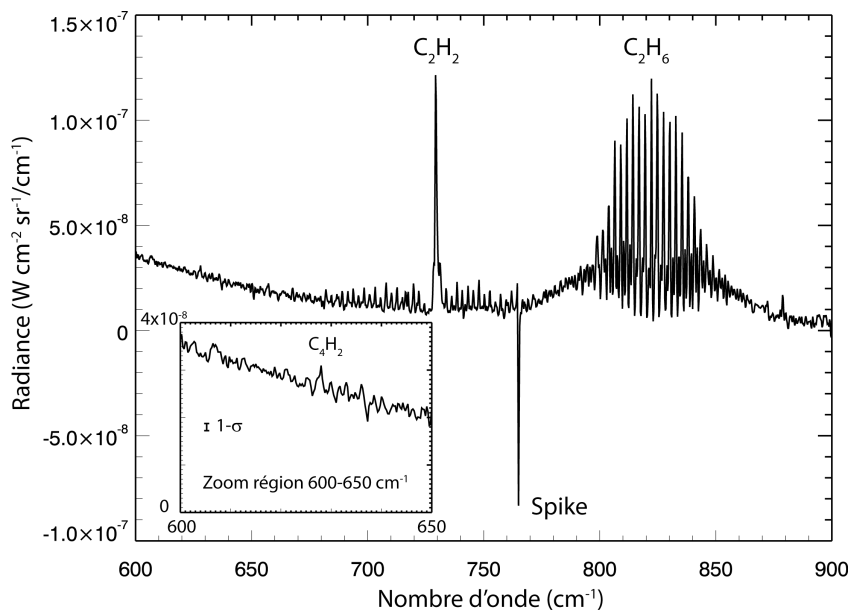


FIGURE II.8 – Exemple d'un spectre acquis au nadir par un détecteur de FP3, résultant de la sélection de nombreux spectres acquis autour de  $80^{\circ}\text{S}$ . L'encadré montre un zoom du spectre entre  $600$  et  $650\text{ cm}^{-1}$ , où  $C_4H_2$  est détecté.

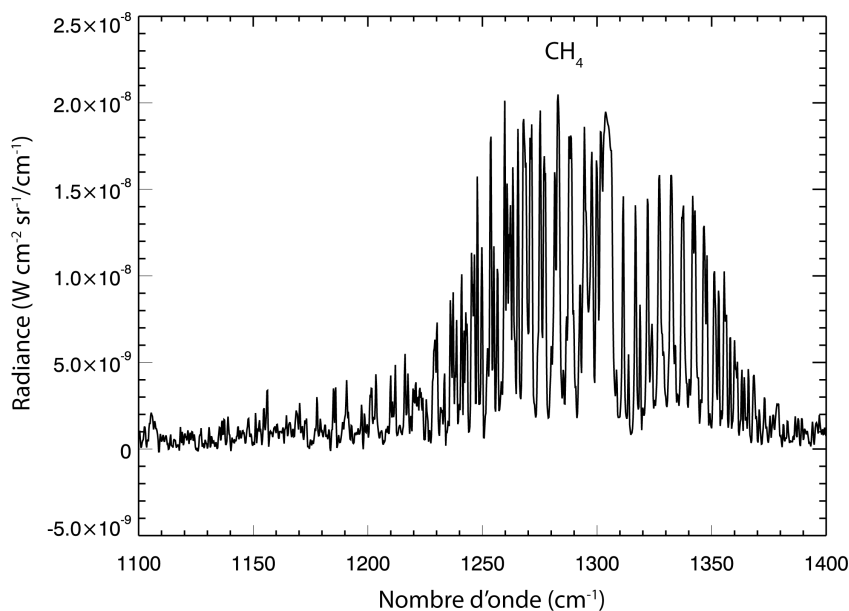


FIGURE II.9 – Exemple d'un spectre acquis au nadir par un détecteur de FP4, résultant de la sélection de nombreux spectres acquis autour de  $80^{\circ}\text{S}$ .

## Chapitre III

# Transfert de rayonnement et spectroscopie

Nous abordons à présent les théories du transfert de rayonnement et de la spectroscopie moléculaire nécessaires à la compréhension et à la modélisation directe des spectres dans l'infrarouge thermique. Nous présentons le code de transfert de rayonnement que nous avons utilisé dans le but de simuler des spectres synthétiques acquis par CIRS. Après un bref rappel de la formulation des problèmes inverses, nous détaillerons la solution retenue pour l'inversion des profils verticaux de température et d'abondance à partir des spectres observés.

### Sommaire

---

<b>III.1 Équation du transfert de rayonnement</b> . . . . .	<b>36</b>
III.1.1 Définitions et formalisme . . . . .	36
III.1.2 Visée au nadir et approximation plan parallèle . . . . .	37
III.1.3 Visée au limbe et géométrie sphérique . . . . .	40
<b>III.2 Spectroscopie infrarouge</b> . . . . .	<b>41</b>
III.2.1 Position des raies . . . . .	42
III.2.2 Intensité des raies . . . . .	46
III.2.3 Forme des raies . . . . .	46
III.2.4 Retour au calcul de l'opacité . . . . .	47
III.2.5 Bases de données . . . . .	48
<b>III.3 Modélisation directe et inverse</b> . . . . .	<b>48</b>
III.3.1 Présentation du code de transfert radiatif . . . . .	48
III.3.2 Formulation du problème inverse - généralités . . . . .	49
III.3.3 Méthode de résolution retenue . . . . .	50
III.3.4 Implémentation . . . . .	52

---

## III.1 Équation du transfert de rayonnement

L'atmosphère est un milieu stratifié, que nous pouvons modéliser en couches de différentes densités, compositions et températures. Afin de calculer des spectres synthétiques de l'émission thermique sortante mesurée avec une géométrie de visée quelconque (limbe ou nadir), il est nécessaire de modéliser le transfert de rayonnement à travers les différentes couches de l'atmosphère.

### III.1.1 Définitions et formalisme

La grandeur fondamentale du transfert radiatif est la radiance (ou l'intensité spécifique),  $I$ , qui est par définition la quantité d'énergie traversant une surface  $dS$  à travers un angle solide  $d\Omega$  en un temps  $dt$ . On utilise plus fréquemment la radiance monochromatique à un nombre d'onde donné,  $I_\sigma$ , définie comme  $I_\sigma = \frac{dI}{d\sigma}$ . L'équation du transfert de rayonnement doit traduire les échanges matière-rayonnement au niveau *macroscopique*, c'est à dire les phénomènes d'absorption, d'émission et de diffusion de photons par les couches d'atmosphère. Dans le domaine thermique, la taille des molécules étant bien plus petite que la longueur d'onde du rayonnement incident, la diffusion moléculaire est négligeable. La taille des particules (aérosols) dans la stratosphère est également très petite : elle a été estimée à  $0,1 \mu\text{m}$  par West [1983] et  $0,15 \mu\text{m}$  par Karkoschka and Tomasko [1993] et Ortiz et al. [1996]. Par la suite, nous considérons donc le cas *sans diffusion*.

#### Absorption

L'atmosphère est un milieu absorbant. La fraction de rayonnement absorbée au point  $s$  le long d'un chemin optique élémentaire  $ds$  est proportionnelle à l'intensité entrante et s'exprime :

$$dI_\sigma(s) = -\kappa_\sigma(s)\rho(s)I_\sigma(s)ds \quad (\text{III.1})$$

Dans cette équation,  $\rho$  est la masse volumique du milieu traversé, en  $\text{kg.m}^{-3}$ , et  $\kappa_\sigma$  est le coefficient d'absorption massique de l'atmosphère, en  $\text{m}^2.\text{kg}^{-1}$ . Ce coefficient rend compte de l'absorption propre aux différentes molécules et particules présentes. Son calcul fait appel à la spectroscopie moléculaire et est détaillé section III.2. On peut également caractériser l'absorption par une section efficace  $\sigma_{abs}$  exprimée en  $\text{m}^2.\text{molécule}^{-1}$ . On a alors  $\kappa\rho = \sigma_{abs}n$  où  $n$  est la densité particulaire en  $\text{molécules.m}^{-3}$ . Par la suite, nous ne noterons plus explicitement la dépendance en nombre d'onde  $\sigma$  (sauf pour la définition des nouvelles quantités) et la localisation en  $s$  afin d'alléger l'écriture.

On définit l'épaisseur optique (ou profondeur optique) élémentaire le long de  $ds$  par la relation  $d\tau_{s,\sigma} = \rho\kappa_\sigma ds$ . L'épaisseur optique intégrée d'un niveau  $s$  jusqu'en haut de l'atmosphère s'exprime  $\tau_s = \int_s^\infty \rho\kappa ds$ . Cette relation permet de ré-écrire l'équation III.1 sous la forme simplifiée :  $dI(\tau_s) = -I(\tau_s)d\tau_s$ .

#### Émission

Les différentes couches atmosphériques émettent également un rayonnement qui dépend de leur température et de leur opacité. Le rayonnement émis le long d'un chemin optique  $ds$  s'exprime :

$$dI_\sigma = \epsilon_\sigma\rho ds \quad (\text{III.2})$$

où  $\epsilon_\sigma$  est l'émissivité spectrale. On définit la fonction source,  $S_\sigma$  par  $S_\sigma = \frac{\epsilon_\sigma}{\kappa_\sigma}$ . Dans notre cas, à l'ETL et sans diffusion, on considère que les couches d'atmosphère émettent comme des

corps noirs et la fonction source est assimilée à la fonction de Planck définie par  $B_\sigma(T) = \frac{2h\sigma^3 c^2}{\exp(-\frac{hc\sigma}{kT}) - 1}$ .

L'équation III.2 se ré-écrit sous la forme  $dI(\tau_s) = B[T(\tau_s)]d\tau_s$ , où  $T(\tau_s)$  est la température de la couche au niveau  $\tau_s$ .

#### Bilan

Pour une couche située à un niveau  $\tau_s$ , le bilan du transfert de rayonnement entre absorption du rayonnement incident et émission propre le long de  $ds$  s'écrit donc :

$$\frac{dI(\tau_s)}{d\tau_s} = -I(\tau_s) + B[T(\tau_s)] \quad (\text{III.3})$$

Cette équation correspond à un cas très général et n'est pas spécifique à la physique atmosphérique. La solution formelle de cette équation, intégrée entre deux niveaux  $\tau_1$  et  $\tau_2$ , s'écrit :

$$I(\tau_2) = I(\tau_1)e^{-(\tau_2-\tau_1)} + \int_{\tau_1}^{\tau_2} B[T(\tau')]e^{-(\tau_2-\tau')}d\tau' \quad (\text{III.4})$$

### III.1.2 Visée au nadir et approximation plan parallèle

#### Solution de l'équation de transfert de rayonnement

Nous cherchons à ré-exprimer l'équation III.3 dans le cas du rayonnement sortant de l'atmosphère mesuré avec un angle de visée  $\theta$  par rapport à la verticale (cas des données au nadir). Si cet angle est faible, il n'est pas nécessaire de prendre en compte la géométrie sphérique du problème. On fait alors l'approximation que les couches d'atmosphère sont planes et parallèles entre elles (voir schéma III.1). Dans le cas de Saturne, cette approximation est valable pour  $\theta \lesssim 70$ . Pour des angles plus importants, il est nécessaire de prendre en compte la géométrie sphérique.

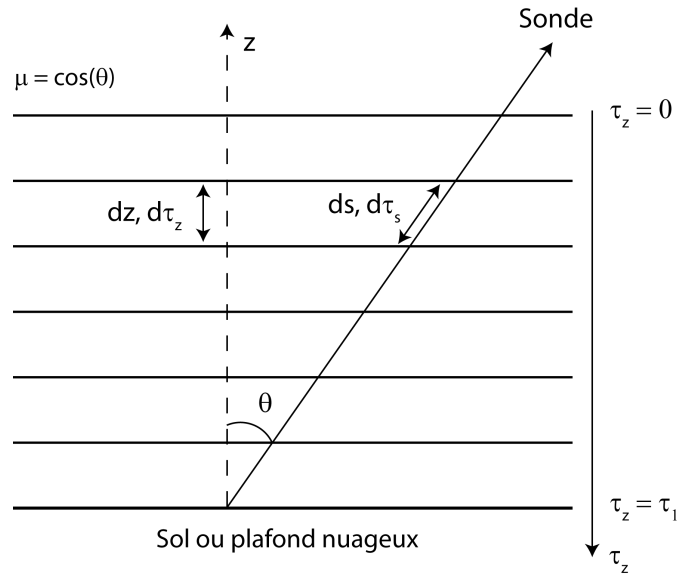


FIGURE III.1 – Schéma du transfert de rayonnement dans l'approximation plan-parallèle. Le trajet optique correspond au cas d'une visée au nadir avec un angle de visée  $\theta$  par rapport à la verticale.

Sous cette approximation, le trajet optique élémentaire  $ds$  s'exprime  $ds = dz / \cos \theta = dz / \mu$ , où  $dz$  est l'épaisseur verticale d'une couche. L'épaisseur optique augmente lorsque l'altitude diminue, à travers l'augmentation de la densité atmosphérique, de sorte que  $d\tau_z$  **est de signe opposé à  $dz$** . Utilisant cette convention propre aux atmosphères, l'épaisseur optique le long de  $ds$  se ré-écrit :  $d\tau_s = -\kappa \rho dz / \mu = -d\tau_z / \mu$  où  $\tau_z$  est l'épaisseur optique le long de  $dz$ . Sous cette nouvelle formulation, l'équation III.3 devient donc :

$$\mu \frac{dI(\tau_z)}{d\tau_z} = I(\tau_z) - B[T(\tau_z)] \quad (\text{III.5})$$

C'est cette équation que nous allons résoudre numériquement. Dans le cas du rayonnement sortant mesuré hors de l'atmosphère ( $\mu > 0$ ,  $\tau = 0$ ), la solution de cette équation s'obtient en multipliant les deux membres par  $e^{-\tau_z/\mu}$ . En intégrant du bas ( $\tau = \tau_1$ ) au haut ( $\tau = 0$ ) de l'atmosphère, on trouve l'expression de l'intensité sortante suivante :

$$I(\tau = 0, \mu > 0) = I(\tau_1)e^{-\tau_1/\mu} + \frac{1}{\mu} \int_0^{\tau_1} B[T(\tau_z)]e^{-\tau_z/\mu} d\tau_z \quad (\text{III.6})$$

Cette équation peut se traduire ainsi : le rayonnement sortant est égal à la somme du rayonnement émis par le sol ou le plafond nuageux (situé au niveau  $\tau_1$ ) atténué par l'extinction due à la totalité de l'atmosphère située le long de la ligne de visée, plus la somme des contributions individuelles de toutes les couches intermédiaires dont l'émission thermique est atténuée par la partie d'atmosphère située entre celles-ci et le sommet de l'atmosphère le long de la ligne de visée. Dans notre cas, le plafond nuageux est situé à une profondeur optique telle que sa contribution au rayonnement sortant est quasi-nulle. On se ramène à un cas dit d'une atmosphère semi-infinie où  $\tau_1 \rightarrow \infty$  :  $I(\tau = 0, \mu > 0) = \frac{1}{\mu} \int_0^{\infty} B[T(\tau_z)]e^{-\tau_z/\mu} d\tau_z$ . Notons que plus l'angle de visée augmente, plus l'épaisseur d'atmosphère traversée est grande et plus l'opacité et l'absorption le long de la ligne de visée sont importantes. Nous allons voir que ceci a une conséquence forte sur les niveaux d'altitude sondés.

#### *Fonction poids et fonction de contribution*

L'émission sortante mesurée est donc une combinaison de contributions individuelles de l'ensemble des couches d'atmosphère. Pourtant, ces couches ne contribuent pas de manière égale au rayonnement sortant. En effet, bien que les basses couches d'atmosphère, très denses, émettent un rayonnement intense, celui-ci est en grande partie absorbé avant d'atteindre le sommet de l'atmosphère. À l'inverse, le rayonnement émis par les hautes couches d'atmosphère est peu absorbé mais est peu intense par nature en raison de la faible opacité de ces couches. Ce sont donc des couches d'altitudes intermédiaires qui vont le plus contribuer à l'émission sortante.

Afin de quantifier ce phénomène et de déterminer l'altitude des couches où la contribution est maximale, nous introduisons deux nouvelles fonctions : la fonction poids et la fonction de contribution. La **fonction poids**, notée  $WF_\sigma$  (pour "weighting function"), est définie comme la variation de la transmission ( $T_\sigma = e^{-\tau_\sigma/\mu}$ ) en fonction de l'altitude (donc du logarithme de la pression  $p$ ) :

$$WF(p) = -\frac{dT}{d \ln(p)} = \frac{1}{\mu} e^{-\tau/\mu} \frac{d\tau}{d \ln(p)} \quad (\text{III.7})$$

Avec ces notations, l'équation du transfert de rayonnement pour une atmosphère semi-infinie se ré-écrit :

$$I(\tau = 0, \mu > 0) = \int_0^{\infty} B[T(p)]WF(p)d \ln(p) = \int_0^{\infty} CF(p)d \ln(p) \quad (\text{III.8})$$

où la fonction  $CF(p) = B[T(p)]WF(p)$  est appelée **fonction de contribution**. Sous cette forme, nous voyons que l'expression de l'émission sortante correspond à la somme de la contribution de chaque couche multipliée par l'épaisseur de la couche.

La position du maximum de  $CF(p)$  nous donne donc le niveau de pression de la couche qui contribue le plus au rayonnement sortant. Si les variations de  $B(T(p))$  avec la pression sont assez faibles, le maximum de la fonction poids (plus facile à estimer que celui de la fonction de contribution) nous donne également accès à l'altitude des couches de contribution maximale. En utilisant la loi d'équilibre hydrostatique, on a  $d\tau = -\kappa\rho dz = \frac{\kappa}{g}dp$  d'où  $\frac{d\tau}{d\ln(p)} = p\frac{d\tau}{dp} = p\frac{\kappa}{g} = \tau$ , si  $\kappa$  ne varie pas avec  $p$ . On obtient donc une expression très simple de la fonction poids :

$$WF(p) = \frac{\tau_z}{\mu} e^{-\tau_z/\mu} \quad (\text{III.9})$$

Cette fonction, du type  $xe^{-x}$ , est appelée fonction de Chapman. Elle présente une courbe en cloche avec un maximum pour  $x = 1$ , soit  $\tau_z = \mu$ , et une largeur de  $\Delta \ln(p) \sim 1$ , soit  $\Delta z \sim H$  (voir figure III.2). En réalité, l'atmosphère n'est pas isotherme et  $B[T(p)]$  peut varier assez rapidement avec la pression. La fonction de contribution réelle est donc différente de la fonction de Chapman mais garde une forme en cloche avec un maximum autour de  $\tau_z = \mu$ .

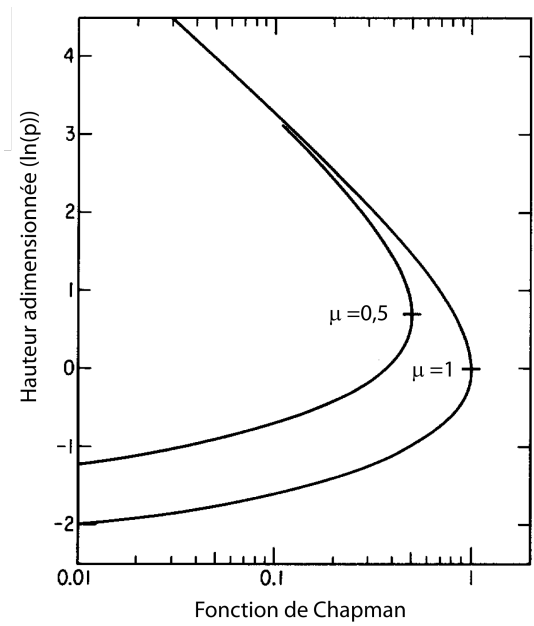


FIGURE III.2 – Fonction de Chapman, de forme similaire à la fonction poids, qui présente un maximum en  $\tau = \mu$  et une largeur d'une échelle de hauteur. Plus l'angle de visée augmente, plus  $\mu$  diminue et plus ce maximum est situé à des altitudes élevées car l'opacité diminue avec l'altitude.

Le rayonnement sortant à un nombre d'onde  $\sigma$  provient donc majoritairement de la couche d'atmosphère où  $\tau_{\sigma,z} = \mu$ . L'altitude de cette couche dépend de **l'angle de visée** et du **nombre d'onde**. En effet, à angle de visée constant, observer à des nombres d'onde correspondant à des opacités bien différentes permet de sonder différents niveaux : plus l'opacité est forte le long de la ligne de visée et plus le rayonnement provient de couches élevées en altitude (l'émission des basses couches est très absorbée et ne contribue plus à l'émission sortante). À l'inverse, mesurer le rayonnement dans une région du spectre où l'opacité est faible permet de sonder des couches atmosphériques plus profondes.



En revanche, à nombre d'onde constant, plus l'angle de visée est élevé, plus  $\mu$  diminue et plus on sonde des niveaux d'altitude élevés. En effet, en visée nadir verticale,  $\theta = 0$ ,  $\mu = 1$  et l'on sonde le niveau  $\tau_z = 1$ . En visée avec un angle  $\theta > 0$ ,  $\mu < 1$ , on sondera le niveau  $\tau_s = 1$  qui est atteint en  $\tau_z = \mu < 1$  situé plus haut en altitude.

Varié les mesures à des angles d'émission et/ou nombres d'onde différents permet donc de sonder différentes altitudes. Néanmoins, au nadir et à la résolution spectrale assez faible de CIRS, l'étendue verticale des niveaux sondés dans la stratosphère reste limitée. En effet, l'approximation plan-parallèle restreint l'analyse des observations nadir à des angles de visée inférieurs à  $70^\circ$ , ce qui situe le niveau le plus haut sondé au niveau  $\tau_z = \cos(70) = 0,34$ . Le niveau plus bas sondé étant en  $\tau_z = 1$ , cela représente une faible gamme d'épaisseurs optiques. L'altitude de ces niveaux varie selon le nombre d'onde mais globalement la gamme de pressions sondées s'étale entre 50 et 0,5 mbar.

En résumé, au nadir avec Cassini/CIRS, l'information verticale est limitée et on ne peut sonder plus haut que le niveau 0,5 mbar dans la stratosphère de Saturne.

### III.1.3 Visée au limbe et géométrie sphérique

Pour calculer des spectres synthétiques acquis au limbe, la géométrie en plan parallèle n'est plus réaliste (avec  $\theta = 90^\circ$  la masse d'air  $1/\mu$  serait infinie) et il est indispensable de prendre en compte la géométrie sphérique de la planète (voir schéma III.3).

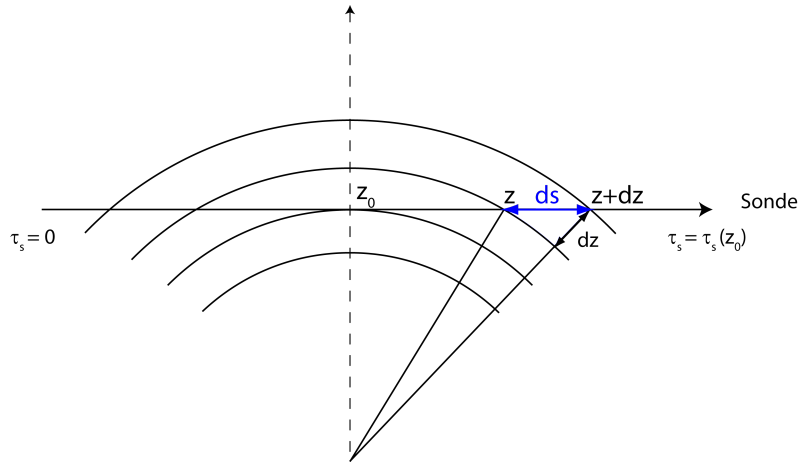


FIGURE III.3 – Schéma du transfert de rayonnement en géométrie sphérique. Le trajet optique correspond au cas de visée au limbe. On remarque bien que l'épaisseur d'atmosphère traversée est bien plus importante que dans le cas de visée au nadir.

La forme de la solution de l'équation du transfert de rayonnement est similaire au cas précédent, excepté qu'à présent le trajet optique traverse toute l'atmosphère de part et d'autre du point tangent. En intégrant entre  $\tau_s = 0$  et  $\tau_s = \tau_s(z_0)$ , l'opacité intégrée totale à une altitude tangente de  $z_0$ , on obtient l'expression du rayonnement sortant :  $I = \int_0^{\tau_s(z_0)} B(\tau_s) e^{-\tau_s} d\tau_s$ . Dans cette géométrie, le calcul de  $ds$  (et de  $d\tau_s$ ) est différent pour chaque couche. D'après le schéma III.3, on a

$$ds = \sqrt{(z + dz)^2 - z_0^2} - \sqrt{z^2 - z_0^2} = d(\sqrt{z^2 - z_0^2}) \quad (\text{III.10})$$

où  $z_0$  est l'altitude tangente de la ligne de visée. Dans cette géométrie, les expressions de l'épaisseur optique intégrée le long de la ligne de visée et de la fonction poids sont données

par :

$$\tau_s = 2 \int_{z_0}^{\infty} \kappa \rho \frac{z}{\sqrt{z^2 - z_0^2}} dz \quad (\text{III.11})$$

$$WF(p) = e^{-\tau_s} \frac{d\tau_s}{d \ln(p)} = -H e^{-\tau_s} \frac{d\tau_s}{dz} = H e^{-\tau_s} 2\kappa \rho \frac{z}{\sqrt{z^2 - z_0^2}} \quad (\text{III.12})$$

La fonction poids est donc maximale en  $z = z_0$ . Cela signifie que l'émission sortante provient majoritairement de la couche située autour de l'altitude tangente, *tant que l'atmosphère est optiquement mince* ( $\tau_s < 1$ ). Cette couche de forte contribution est légèrement plus piquée que dans le cas au nadir, ce qui fournit une meilleure résolution verticale (typiquement de 0,7 échelle de hauteur contre une échelle de hauteur dans le cas nadir).

On peut également calculer le facteur d'augmentation de l'opacité totale le long de la ligne de visée entre une visée au limbe et verticale. Pour Saturne, on trouve de l'ordre de  $\sqrt{\frac{2\pi R}{H}} \sim 80$ . Grâce à cette forte augmentation de l'épaisseur optique intégrée au limbe, on obtient un bon rapport signal à bruit même à des altitudes tangentes assez élevées, jusqu'au niveau 1  $\mu\text{bar}$ , alors qu'au nadir on ne peut sonder plus haut que le niveau 0,5 mbar.

Le niveau le plus bas que l'on peut sonder est également contraint par l'épaisseur optique intégrée. Lorsque l'altitude tangente diminue,  $\tau_s$  augmente et on sonde des niveaux de plus en plus profonds. Or lorsque  $\tau_s$  devient supérieur à 1, le rayonnement émis par la couche à  $z_0$  est en grande partie absorbé avant d'atteindre le haut de l'atmosphère. La couche qui contribue le plus au rayonnement sortant provient alors d'un niveau d'altitude plus élevée que  $z_0$  ; on dit qu'il y a **saturation**. De la même manière qu'en visée nadir, ce niveau de saturation dépend du nombre d'onde à travers le coefficient d'absorption : plus ce coefficient est élevé, plus la saturation se produit à une altitude tangente élevée. De manière générale, dans notre cas, cette saturation se produit entre 1 et 10 mbar.

En résumé, pour une visée au limbe à une altitude tangente donnée située au-dessus du niveau de saturation ( $\sim 10$  mbar), l'émission sortante provient majoritairement de la couche d'atmosphère située à l'altitude tangente. Les régions les plus élevées sondées peuvent atteindre le niveau à 1  $\mu\text{bar}$  si le rapport signal à bruit est bon. En combinant des observations à différentes altitudes tangentes, il est donc possible de sonder la quasi-totalité de la stratosphère de Saturne grâce aux données au limbe.

Nous allons voir dans la section suivante comment est déterminé le coefficient d'absorption  $\kappa_\sigma$ , qui joue un rôle primordial dans le calcul des opacités, et quelle est sa dépendance exacte en nombre d'onde.

## III.2 Spectroscopie infrarouge

Le calcul de l'opacité occupe une place importante et gourmande en temps de calcul. Cette opacité résulte de la capacité qu'ont les atomes et molécules à interagir avec le rayonnement via l'absorption ou l'émission de photons. Dans cette section, nous nous plaçons au niveau moléculaire (nous mettons de côté le cas des atomes), ce qui nécessite l'appel à la physique quantique. Nous ne détaillerons pas ces calculs mais l'objectif est plutôt de comprendre les grandes lignes du calcul des sections efficaces d'absorption  $\sigma_{abs}$  et la détermination de trois paramètres-clés qui gouvernent la forme d'un spectre : position, intensité et forme des raies observées.

### III.2.1 Position des raies

Une molécule à  $N$  atomes possède au total  $3N$  degrés de liberté, correspondant à ses mouvements de translation (3 degrés de liberté, suivant les 3 directions de l'espace) et ses mouvements internes de rotation et de vibration possibles. Une molécule linéaire ne possède que deux degrés de liberté de rotation, puisqu'il est impossible de distinguer la rotation autour de son axe principal, tandis qu'une molécule non-linéaire en possède trois. Le nombre de degrés de liberté de vibration restant est donc  $3N - 5$  pour les molécules linéaires et  $3N - 6$  pour les autres molécules. À chaque mode de rotation et de vibration peut être associée une énergie. Ces niveaux d'énergie sont quantifiés. Une molécule peut changer d'état vibrationnel et/ou rotationnel en absorbant ou en émettant un photon à un nombre d'onde  $\sigma$  d'énergie égale à la différence d'énergie entre son état final ( $E_f$ ) et initial ( $E_i$ ) :  $\sigma = \Delta E/hc = (E_f - E_i)/hc$ . On observe donc des raies d'émission ou d'absorption à des nombres d'onde bien précis. Ces changements d'états sont appelés des transitions et sont régis par des règles de sélection très strictes.

#### Énergie des modes vibrationnels d'une molécule

L'exemple le plus simple à traiter est celui d'une molécule diatomique qui ne possède qu'un degré de liberté, celui associé à la vibration le long de son unique liaison. Il n'y a donc qu'un mode de vibration. Les énergies possibles de ce mode sont déterminées au premier ordre en assimilant le système à un oscillateur harmonique classique<sup>1</sup>. Les énergies des différents niveaux sont donnés par :  $E_n = h\nu_{vib}(n + \frac{1}{2})$ , où  $\nu_{vib}$  est la fréquence de vibration du mode fondamental. La différence avec le cas classique est l'introduction d'un nombre quantique,  $n$ , qui prend des valeurs entières et quantifie les énergies possibles du système. L'espacement entre deux niveaux d'énergie successifs est constant et vaut  $E_{n+1} - E_n = h\nu_{vib}$ . En réalité, la liaison s'étire lorsque la molécule vibre et il faut ajouter des termes anharmoniques. L'énergie totale d'un niveau de vibration s'écrit alors :

$$E_n = h\nu_{vib} \left[ \left( n + \frac{1}{2} \right) - a \left( n + \frac{1}{2} \right)^2 + \dots \right] \quad (\text{III.13})$$

Cet écart à l'harmonicité fait que les niveaux d'énergie ne sont plus également espacés.

Dans le cas d'une molécule polyatomique, les modes de vibration possibles sont bien plus nombreux et sont décomposés en modes normaux élémentaires numérotés  $\nu_1, \nu_2, \dots$ . On retrouve des modes d'élongation le long de l'axe des liaisons, comme pour le cas diatomique, mais également des modes de pliage des liaisons. Si la molécule est plane, on distingue les pliages dans le plan (on parle de mode parallèle) des pliages hors plan (mode perpendiculaire). L'énergie vibrationnelle totale est alors la somme des énergies des différents modes de vibration :  $E_{vib} = \sum_k h\nu_k(n_k + \frac{1}{2})$ . Il est à noter que selon la symétrie de la molécule, certains modes sont *dégénérés*, c'est-à-dire qu'ils ont la même énergie. Par exemple, le méthane, constitué de  $N = 5$  atomes, possède  $3 \times 5 - 6 = 9$  modes normaux mais seulement 4 sont indépendants.

#### Énergie des modes rotationnels d'une molécule

En reprenant le cas diatomique, les énergies de rotation d'une molécule sont données en considérant le système en première approximation comme un rotateur rigide. Le calcul classique

---

1. Dans le traitement quantique complet du problème, ces niveaux d'énergie sont déterminés par la résolution de l'équation aux valeurs propres de Schrödinger,  $H\Psi = E\Psi$  où  $H$  est l'hamiltonien du système,  $\Psi$  la fonction d'onde décrivant l'état du système et  $E$  l'énergie correspondante.

donne :  $E_{rot} = \frac{1}{2}I\omega^2 = \frac{(L\omega)^2}{2I} = \frac{L^2}{2I}$ , où  $\omega$  est la vitesse angulaire de rotation et  $I$  est le moment d'inertie. La quantité la plus pertinente à considérer ici est le moment angulaire total,  $L$ .

Le passage à la mécanique quantique donne les énergies des états de rotation suivants :  $E_{rot} = \frac{\hbar^2}{2I}J(J+1) = hcBJ(J+1)$ , où  $J$  est un nouveau nombre quantique lié au moment angulaire total de la molécule ( $J = 0, 1, 2, \dots$ ) et  $B$  est appelée constante rotationnelle ( $B = \hbar^2/2hcI$ , en  $\text{cm}^{-1}$ ). L'écart entre deux niveaux d'énergie successifs dépend ici de  $J$  et vaut  $E_{J+1} - E_J = 2hcB(J+1)$ .

Enfin, le modèle de rotateur rigide n'étant qu'une approximation, il faut ajouter des termes correctifs rendant compte de la distorsion centrifuge de la liaison. L'énergie d'un niveau rotationnel s'écrit alors :

$$E_{rot} = hcBJ(J+1) - hcDJ^2(J+1)^2 + \dots \quad (\text{III.14})$$

Le second terme de cette équation est très souvent négligeable malgré le facteur  $J^2$  car les valeurs de  $D$  sont environ  $10^6$  fois plus faibles que celles de  $B$ .

Le cas des molécules polyatomiques est beaucoup plus complexe. Le moment angulaire est dans ce cas décomposé en trois composantes selon les axes principaux de la molécule,  $I_a$ ,  $I_b$  et  $I_c$ , tel que  $I_a \leq I_b \leq I_c$ . Les différents cas à traiter séparément sont les molécules linéaires ( $I_a = 0$ ,  $I_b = I_c$ ), les toupies sphériques ( $I_a = I_b = I_c$ , cas de  $\text{CH}_4$ ), les toupies symétrique prolates ( $I_a < I_b = I_c$ ) et oblates ( $I_a = I_b < I_c$ ) et enfin les toupies asymétriques ( $I_a < I_b < I_c$ ). Le cas des molécules linéaires et des toupies sphériques se rapporte au cas de la molécule diatomique.

Nous n'allons pas traiter en détail le cas des toupies symétriques, mais l'important est de savoir que l'énergie de leurs niveaux s'écrit désormais en fonction de deux nombres quantiques,  $J$  et  $K$ . Ce dernier est lié à la projection du moment angulaire sur un des axes principaux. Il prend des valeurs tel que  $-J \leq K \leq J$ . Par exemple, les niveaux d'énergie d'une toupie prolate (dans le cas du rotateur rigide) sont donnés par :

$$E_{rot} = hcBJ(J+1) + hc(A-B)K^2 \quad \text{avec} \quad A = \frac{\hbar^2}{2hcI_a} \quad ; \quad B = \frac{\hbar^2}{2hcI_b} \quad (\text{III.15})$$

Notons que dans le cas des toupies sphériques, puisqu'il n'y a pas de dépendance explicite de leurs niveaux d'énergie en  $K$ , ces niveaux sont dégénérés avec un degré de dégénérescence de  $2J+1$  (nombre de valeurs possible de  $K$  à  $J$  fixé). En d'autres termes, on ne sait pas autour de quel axe tourne la molécule. Si la molécule vibre, il peut y avoir levée de cette dégénérescence.

Les énergies typiques des niveaux vibrationnels exprimées en  $\text{cm}^{-1}$  ( $= E/hc$ ) sont de l'ordre de 200 à 4000  $\text{cm}^{-1}$ , tandis que les énergies rotationnelles des molécules sont bien plus faibles, de l'ordre de 1 à 100  $\text{cm}^{-1}$ .

### Transitions autorisées

Une molécule ne peut pas passer d'un niveau d'énergie quelconque à un autre : les transitions possibles entre différents niveaux d'énergie sont données par des règles de sélection très strictes. Au premier ordre, les transitions les plus probables sont de type **dipolaire électrique**, c'est-à-dire qui résultent d'une interaction entre le champ électrique de la lumière et le moment dipolaire de la molécule. Dans ce cas, la règle générale est qu'une transition est possible entre deux niveaux d'énergie s'il y a changement de moment dipolaire entre l'état initial et l'état final de la molécule<sup>2</sup>.

2. Notons qu'il peut y avoir dérogation à cette règle : si il y a un changement de symétrie de la molécule entre l'état final et initial, il peut y avoir une transition même sans changement de moment dipolaire.

Les différentes règles de sélection des transitions dipolaires électriques dépendent donc la nature de la molécule et des types de transitions envisagées. Nous listons différents cas possibles :

Une molécule **diatomique homonucléaire** ( $H_2, N_2, \dots$ ) ne possède pas de moment dipolaire permanent. Pour ces molécules, les transitions dipolaires électriques ne sont pas permises.

Pour une molécule **diatomique hétéronucléaire** ( $CO, NO, \dots$ ), son mode de vibration ne fait pas varier son moment dipolaire. Les transitions vibrationnelles “pures” sont donc interdites. En revanche, les transitions rotationnelles sont autorisées, avec la règle de sélection suivante :  $\Delta J = \pm 1$ . Ces transitions peuvent se faire avec ou sans changement d’état vibrationnel :

- Dans le cas rotationnel pur ( $\Delta \nu = 0$ ), la variation d’énergie entre l’état initial et final est  $\Delta E = 2hcB(J + 1)$ , et la transition se traduit par l’émission ou l’absorption d’un photon à un nombre d’onde de  $\sigma = \Delta E/hc = 2B(J + 1)$ . Les différentes transitions correspondant à des valeurs initiales de  $J$  différentes forment un ensemble de raies rotationnelles, régulièrement espacées de  $2B$ .
- Dans le cas où il y a simultanément changement d’état rotationnel et vibrationnel, la règle de sélection est  $\Delta \nu = \pm 1$  **et**  $\Delta J = \pm 1$ . Ces transitions sont appelées **ro-vibrationnelles**. Elles correspondent à l’émission/absorption de photons de nombre d’onde  $\sigma = \Delta E/hc = \sigma_{vib} \pm 2B(J + 1)$ , où  $\sigma_{vib} = \nu_{vib}/hc$ . Il y a donc deux familles de raies : celles qui correspondent à la perte d’un quantum d’énergie rotationnel ( $\Delta J = -1$ ) et celles qui vont vers un niveau rotationnel plus élevé ( $\Delta J = 1$ ). On appelle la première famille la “branche P” et la seconde la “branche R”. On annote chaque raie par le nom de la branche suivi de la valeur de  $J$  de l’état initial entre parenthèses (exemple : raie R(0), P(1)...).

Un spectre de raies ro-vibrationnelles d’une molécule diatomique (CO) est présenté en figure III.4. Nous illustrons également sur cette figure les transitions correspondantes entre les niveaux d’énergie.

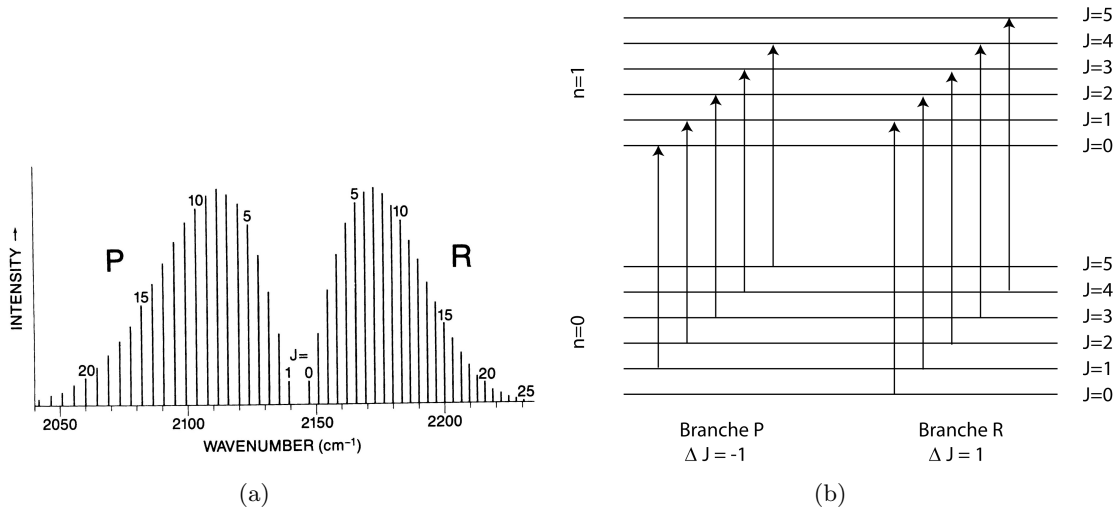


FIGURE III.4 – À gauche : Structure ro-vibrationnelle d’un spectre de raies de la molécule CO, présentant des branches P et R centrées autour de la fréquence de vibration de la molécule. À droite : Schéma des transitions correspondantes. La molécule passe du niveau vibrationnel  $\nu = 0$  à  $\nu = 1$  en changeant d’état rotationnel par pas de  $\Delta J = \pm 1$ .

Enfin, pour les **molécules polyatomiques**, différents cas de figure peuvent se présenter :

- Le changement d’état vibrationnel d’un mode ne change pas le moment dipolaire de la

molécule : on se ramène au cas précédent, où les transitions possibles sont les transitions rotationnelles et ro-vibrationnelles. La différence est que comme il existe plusieurs modes de vibration, les combinaisons de transitions possibles sont plus nombreuses et le spectre est beaucoup plus riche.

- Si le mode de vibration fait varier le moment dipolaire de la molécule, alors la transition vibrationnelle “pure” est permise sans changement d’état rotationnel. Elle correspond à une règle de sélection :  $\Delta J = 0$  et  $\Delta \nu = \pm 1$ . Sur le spectre de raies, une nouvelle branche apparaît : la branche Q, centrée entre les branches P et R au nombre d’onde  $\sigma_{vib}$ . Cette structure en branche P, Q et R est caractéristique de la plupart des bandes d’émission observées dans les spectres de FP3 et FP4 acquis par CIRS. Une exception notable est le spectre de la bande  $\nu_9$  de l’éthane. Cette bande perpendiculaire présente une succession de branches P, Q, R régulièrement espacées correspondant à des transitions à différentes valeurs de  $K$ . Les règles de sélection sur  $K$  sont  $\Delta K = 0$  (bandes parallèles) et  $\Delta K = \pm 1$  (bandes perpendiculaires).

En réalité, les règles de sélection sont plus variées. Par exemple, l’écart à l’harmonicité rend possible les transitions vibrationnelles d’ordre supérieur (par exemple  $\Delta n = \pm 2$  pour la première harmonique), mais elles sont moins fréquentes que les modes fondamentaux. En outre, des résonances anharmoniques entre différents niveaux d’énergie peuvent modifier les énergies de transitions.

Les autres transitions possibles, de type dipolaire magnétique et quadrupolaire électrique, ont une très faible probabilité. Ces transitions dites *interdites* ont des intensités respectivement environ  $10^5$  et  $10^8$  fois plus faibles que celles des transitions dipolaires électriques. Toutefois, dans le spectre des planètes géantes dans l’infrarouge lointain, on observe des transitions quadrupolaires de la molécule d’hydrogène. Elles correspondent à des raies de rotation dont la règle de sélection est  $\Delta J = \pm 2$ . Ces raies ont la notation  $S$ , et on observe les raies  $S(0)$  de l’hydrogène à  $28.8 \mu\text{m}$  et  $S(1)$  à  $17 \mu\text{m}$ . Un autre exemple est l’observation dans l’infrarouge lointain des raies quadrupolaires du méthane sur Titan et les planètes géantes (branches P et R).

### Cas de l’émission induite par collisions

Les molécules diatomiques symétriques (comme  $\text{H}_2$ ) ne possèdent pas de moment dipolaire permanent. Ces molécules n’ont donc pas de spectres de rotation et de vibration associés à des transitions dipolaires. Or, si les collisions entre ces molécules sont assez nombreuses, il peut y avoir brisure de la symétrie et formation *momentanée* d’un moment dipolaire, qui ne dure que le bref instant de la collision entre deux molécules. On parle de moment dipolaire *induit* par collisions. Une interaction avec le rayonnement de type dipolaire électrique est alors possible. D’après le principe d’incertitude d’Heisenberg<sup>3</sup>, l’incertitude sur l’énergie est inversement proportionnelle à la durée du phénomène. L’interaction étant de très courte durée, le profil de la transition est très étalé et ne correspond pas à une fréquence unique mais donne lieu à une émission beaucoup plus large. On parle aussi de *continuum* induit par collisions.

Dans le cas des planètes géantes, l’émission induite provient de collisions entre les molécules  $\text{H}_2\text{-H}_2$ ,  $\text{H}_2\text{-He}$  et  $\text{H}_2\text{-CH}_4$ .

3. Le principe d’incertitude d’Heisenberg stipule que l’on ne peut pas connaître la vitesse et la position d’une particule avec une précision meilleure que  $\Delta x \Delta v \gtrsim \hbar/2$ . Cela se traduit de manière équivalente par la relation  $\Delta E \Delta t \gtrsim \hbar/2$ , où  $\Delta E$  est l’incertitude sur l’énergie d’un phénomène et  $\Delta t$  l’incertitude sur sa durée.

### III.2.2 Intensité des raies

L'intensité des raies est proportionnelle à leur probabilité de transition, et plus précisément au carré de leur moment dipolaire associé. Elle dépend également du nombre de molécules qui sont dans l'état initial considéré : plus cette population est élevée, plus l'intensité de la raie sera élevée. À l'ETL, la population des états est donnée par la loi de Boltzmann, qui donne le nombre  $N_i$  de molécules dans l'état d'énergie  $E_i$  en fonction du nombre total de molécules,  $N$  :

$$\frac{N_i}{N} = \frac{g_i \exp(-\frac{E_i}{kT})}{Q(T)} \quad (\text{III.16})$$

où  $g_i$  est le degré de dégénérescence du niveau d'énergie considéré et  $Q(T)$  est la fonction de partition des états d'énergie définie par  $Q(t) = \sum_i g_i e^{-E_i/kT}$ , où l'on effectue la somme sur tous les états d'énergie  $E_i$ . On calcule généralement séparément les composantes vibrationnelle et rotationnelle de la fonction de partition.

Une application de cette formule consiste à calculer l'intensité  $I$  d'une raie à n'importe quelle température à partir de son intensité à 296 K. En effet, on a la relation  $\frac{I(T)}{I(296K)} = \frac{N_i(T)}{N_i(296K)}$ . En combinant cette équation à la précédente, on obtient :

$$I(T) = \frac{Q_{rot}(296K)Q_{vib}(296K)}{Q_{rot}(T)Q_{vib}(T)} \exp\left[-\frac{E}{k}\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{296}\right)\right] I(296K) \quad (\text{III.17})$$

Notons que dans le cas de l'émission induite par collisions, l'intensité des bandes est proportionnelle à la concentration au carré de l'espèce considérée, soit à la pression au carré du milieu.

### III.2.3 Forme des raies

Dans la réalité, les raies observées ne sont pas monochromatiques mais ont une certaine largeur. Cet élargissement a plusieurs sources :

- Un élargissement naturel qui provient du fait que les états excités ont un temps de vie fini ;
- Un élargissement par pression dû aux collisions entre molécules ;
- Un élargissement Doppler dû à la vitesse d'agitation thermique des molécules.

#### *Élargissement naturel*

Une molécule excitée retombe spontanément vers un état de plus basse énergie en émettant un photon. Chaque état (excepté le fondamental) possède un temps de vie fini et par conséquent, selon le principe d'incertitude d'Heisenberg, possède une gamme étroite d'énergie et non une énergie unique. Les fréquences de transition ont donc également une gamme étroite de valeurs et cela se traduit par un élargissement des raies, qui ont alors un profil Lorentzien. Dans la pratique, cet élargissement est très faible et les deux autres types d'élargissement dominant.

#### *Élargissement par pression*

Les collisions entre molécules vont avoir pour effet de diminuer le temps de vie des états excités. Qualitativement, la nature de l'élargissement est donc similaire à l'élargissement naturel et la forme de la raie est donnée par un profil Lorentzien :

$$f_L(\nu - \nu_0) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Delta\nu_L}{(\nu - \nu_0)^2 + (\Delta\nu_L)^2/4} \quad (\text{III.18})$$

où  $\Delta\nu_L$  est la largeur à mi-hauteur de la raie. Cet élargissement est d'autant plus fort que la pression est élevée et que la température est basse. Cette dépendance en  $p$  et  $T$  est donnée par la relation :

$$\Delta\nu_L(p, T) = \Delta\nu_L(p_0, T_0) \frac{p}{p_0} \left( \frac{T}{T_0} \right)^n \quad (\text{III.19})$$

où  $n$  est le coefficient de dépendance de température ( $n < 0$ ), et  $p_0$  et  $T_0$  sont des pression et température de référence pour lesquelles la largeur à mi-hauteur est connue.

#### Élargissement Doppler

La distribution de vitesse des molécules dans la direction de l'observateur (suivant  $z$ ) est décrite par la loi de Maxwell, qui est une gaussienne. La probabilité qu'une molécule de masse  $m$  ait une vitesse comprise entre  $v_z$  et  $v_z + dv_z$  est donnée par :  $P(v_z) = \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}} \exp(-\frac{mv_z^2}{2kT})$ .

La fréquence  $\nu$  d'une transition mesurée par un observateur est donc étalée autour de la fréquence centrale  $\nu_0$  par effet Doppler suivant la relation :  $\nu = \nu_0(1 + \frac{v_z}{c})$ . Le profil de raie qui en résulte est également Gaussien :

$$f_D(\nu - \nu_0) = \frac{1}{\alpha_D \sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{(\nu - \nu_0)^2}{\alpha_D^2}\right) \quad (\text{III.20})$$

où la largeur est donnée par  $\alpha_D = \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m}}$ . Cet élargissement est d'autant plus important que la température est élevée.

#### Bilan

La combinaison de ces différents effets donne un profil de raie complexe donné par la convolution des profils Gaussien et Lorentzien, appelé profil de Voigt :  $f_V(\nu - \nu_0) = f_D(\nu) * f_L(\nu - \nu_0)$ . La largeur de ce profil est approximativement  $\alpha_V \approx \sqrt{(\alpha_D^2 + \alpha_L^2)}$ .

Il n'existe pas de solution analytique pour l'intégration de ce profil. Il faut donc utiliser un algorithme de résolution numérique. Dans notre étude, nous utiliserons celui décrit par [Humlíček \[1982\]](#).

Typiquement, dans le cas de Saturne, les largeurs Doppler et Lorentzienne des raies sont équivalentes vers le niveau de pression à 1 mbar. À des pressions supérieures, le profil Lorentzien domine.

### III.2.4 Retour au calcul de l'opacité

Nous avons ci-dessus décrit tous les ingrédients nécessaires au calcul de l'opacité. L'opacité totale dans un intervalle de fréquence donné doit rendre compte de l'absorption via les différentes transitions qui ont lieu dans cette gamme de fréquence, qui peuvent être dues à différentes molécules. Il faut donc faire le bilan (la somme) de l'absorption par les différentes molécules et les différentes transitions, modulées par la forme des raies. L'opacité est calculée avec la méthode de calcul dite "raie-par-raie", c'est-à-dire que nous sommions l'intensité de chaque raie. L'opacité est donnée par l'équation suivante :

$$\tau_\nu = \int \sigma_\nu n_i(z) dz = \sum_i \sum_j I_{i,j} f_i(\nu - \nu_{0,i,j}) q_i \quad (\text{III.21})$$

où  $q_i = \int n_i(z) dz$  est la colonne-densité de l'espèce  $i$ .



Nous avons vu que l'intensité à une température donnée peut être reliée à l'intensité à n'importe quelle température, à condition de connaître les fonctions de partition du système, qui dépendent des énergies des différents états vibrationnels et rotationnels. Dans la pratique, nous avons donc besoin de connaître différents paramètres tels que les énergies et intensités (à une température) des différentes transitions en jeu, ainsi que les paramètres nécessaires au calcul des profils de raie.

### III.2.5 Bases de données

Afin de répondre à ce besoin des sciences utilisatrices de la spectroscopie (astrophysique mais aussi sciences de l'atmosphère), différentes bases de données ont été développées depuis plusieurs années. Elles centralisent les résultats d'études expérimentales ou théoriques menées par différentes équipes. Pour chaque transition, ces bases de données fournissent les positions des raies (en  $\text{cm}^{-1}$ ), leurs intensités à 296K (en  $\text{cm.molecule}^{-1}$ ), l'énergie du niveau bas de la transition considérée (en  $\text{cm}^{-1}$ ), le nom de la transition ("P 5", "R 12"... ) mais aussi d'autres coefficients utiles tels que les coefficients d'élargissement par pression ( $\text{cm}^{-1} \text{atm}^{-1}$ ) et leur dépendance en température. Les bases de données les plus importantes sont :

- GEISA, acronyme de "Gestion et Etude des Informations Spectroscopiques Atmosphériques", est une banque de données maintenue par des équipes françaises qui contient près de 4 millions de transitions pour 50 molécules [Jacquinet-Husson et al., 2005, 2008].
- HITRAN, acronyme de "High-resolution TRANsmission molecular absorption database", est une banque de données similaire développée par des équipes américaines. Elle contient près de 3 millions de transitions pour 39 molécules [Rothman et al., 2009].
- HITEMP est un analogue d'HITRAN mais est adaptée aux conditions de haute température. Cette base est très utilisée pour le calcul de spectres de l'atmosphère de Vénus [Rothman et al., 1995].

Le tableau III.1 fournit les références des données spectroscopiques que nous avons utilisées afin de modéliser les spectres d'émission des différents hydrocarbures au cours de cette étude. Nous avons principalement utilisé la base de données GEISA 2003 [Jacquinet-Husson et al., 2005]. Notons que lorsque nous avons utilisé d'autres travaux que ceux de GEISA 2003, ceux-ci sont en réalité désormais inclus dans la plus récente base de donnée GEISA 2009 [Jacquinet-Husson et al., 2008]. Nous effectuons les calculs de l'opacité avec une résolution spectrale de  $10^{-3} \text{cm}^{-1}$ .

Pour le calcul de l'opacité induite par collisions nous adoptons la formulation *ab initio* de Borysow et al. [1985]; Borysow and Frommhold [1986]; Borysow et al. [1988].

## III.3 Modélisation directe et inverse

### III.3.1 Présentation du code de transfert radiatif

Notre code doit résoudre l'équation III.3 avec une bonne précision en terme de résolution spectrale mais aussi verticale . Le champ de vue d'un détecteur projeté sur la planète mesurant 50 à 100 km de côté (voir section II.1), il nous faut un pas de grille vertical plus petit. En outre, les variations de la transmission étant fonction de  $e^{-\tau}$ , il est nécessaire de calculer  $\tau$  sur une grille verticale assez fine pour aboutir à une bonne précision sur les radiances calculées. Le meilleur compromis entre une grande précision et un temps de calcul raisonnable est de travailler sur une grille de pression de 360 couches (= 361 niveaux), espacées régulièrement en terme de  $\log(p)$ , de  $P=10$  bars à  $P= 10^{-8}$  bars.

Molécule	Mode de vibration	Centre de la bande	Données spectro.
CH <sub>4</sub>	$\nu_4$	1311 cm <sup>-1</sup>	GEISA 2003
CH <sub>3</sub> D	$\nu_6$	1156 cm <sup>-1</sup>	GEISA 2003
C <sub>2</sub> H <sub>6</sub>	$\nu_9$	822 cm <sup>-1</sup>	Vander Auwera et al. [2007]
C <sub>2</sub> H <sub>2</sub>	$\nu_5$	729 cm <sup>-1</sup>	GEISA 2003
C <sub>3</sub> H <sub>8</sub>	$\nu_{26}$	748 cm <sup>-1</sup>	GEISA 2003 + correction
C <sub>4</sub> H <sub>2</sub>	$\nu_8$	628 cm <sup>-1</sup>	Jolly et al. [2010]
CH <sub>3</sub> C <sub>2</sub> H	$\nu_9$	633 cm <sup>-1</sup>	Pekkala et al. [1991]; Blanquet [1992]

TABLE III.1 – Liste des références des données spectroscopiques utilisées au cours de cette étude. Nous donnons également les noms des bandes de vibrations correspondant aux émissions des hydrocarbures identifiées dans les spectres de Saturne acquis par CIRS.

À chaque couche, nous associons une altitude et une valeur de  $g$ , la gravité. Par convention, puisque Saturne ne possède pas de sol, l'altitude  $z = 0$  est située arbitrairement au niveau de pression  $P = 1$  bar. La valeur de la gravité à chaque couche est calculée à chaque latitude en prenant en compte l'altitude de la couche, l'aplatissement de Saturne et sa rotation rapide. Nous négligeons l'effet des vents zonaux sur le champ de gravité car les mesures de vents disponibles dans la littérature se limitent à la troposphère. Puis, la grille d'altitude est calculée en résolvant l'équation d'équilibre hydrostatique.

L'opacité est calculée en utilisant l'équation III.21 pour chaque couche suivant  $dz$  puis suivant  $ds$ , en fonction du mode de visée. Puis nous calculons la radiance intégrée sur la ligne de visée.

Une particularité des données au limbe est que la forte variabilité des paramètres atmosphériques avec l'altitude produit des variations spatiales non linéaires du rayonnement reçu au sein même du champ de vue d'un détecteur. L'émission moyenne reçue sur le détecteur n'est donc pas égale à l'émission reçue au milieu du détecteur. Afin de rendre compte de ce phénomène, nous calculons pour chaque détecteur l'émission non pas sur la ligne de visée moyenne mais sur un ensemble de 9 lignes de visées, espacées régulièrement en altitude. Puis, nous moyennons ces 9 radiances, convoluons le résultat à la fonction d'appareil de l'instrument et obtenons les spectres synthétiques finaux.

La radiance des spectres dépend à la fois du profil vertical de la température et du profil d'abondance des éléments. Nous avons mis en place un modèle direct qui calcule des spectres synthétiques à partir de ces paramètres (température et abondance des hydrocarbures dans chaque couche). La problématique est désormais de résoudre le problème *inverse*, qui consiste à déterminer ces paramètres atmosphériques à partir des informations contenues dans les spectres enregistrés par Cassini/CIRS.

### III.3.2 Formulation du problème inverse - généralités

Nous cherchons à déterminer  $n$  paramètres  $x_1, x_2, \dots, x_n$  formant le vecteur d'état  $\mathbf{x}$  à partir de  $m$  mesures de la radiance  $I_1, I_2, \dots, I_m$  formant le vecteur de mesure  $\mathbf{I}$ . Nous disposons d'un modèle direct  $\mathbf{F}$  qui traduit l'équation du transfert de rayonnement mais aussi la fonction d'appareil de l'instrument et calcule des spectres synthétiques  $\hat{\mathbf{I}}$ .

Le problème est donc formalisé comme suit :

$$\mathbf{I} = \hat{\mathbf{I}} + \mathbf{e} = \mathbf{F}(\mathbf{x}) + \mathbf{e} \quad (\text{III.22})$$

où  $\mathbf{e}$  est un vecteur contenant le bruit de mesure.

Nous cherchons une estimation des paramètres  $\mathbf{x}$ , notée  $\hat{\mathbf{x}}$ , qui minimise l'écart entre les mesures et les spectres synthétiques. Les différents cas rencontrés dans notre étude sont les suivants :

- Inversion d'un profil de température ;
- Inversion simultanée d'un profil de température et d'une correction sur l'altitude tangente ;
- Inversion d'un profil d'abondance ;
- Inversion simultanée de deux profils d'abondance.

Nous cherchons donc à inverser un ou plusieurs profils verticaux sur notre grille de pression, soit un nombre de paramètres  $n$  à inverser d'au moins 361. Ce nombre est en général plus important que notre nombre d'observables ( $m = \text{nombre de points par spectre} \times \text{nombre de spectres}$ ). De plus, le nombre de points de mesure *indépendants* est en réalité bien plus petit que  $m$ . Nous sommes alors dans le cas d'un problème dit **sous-contraint**, où  $m < n$ , qui n'a pas de solution unique. Ce problème est également **mal posé**, car des profils verticaux très différents peuvent correspondre à des spectres assez similaires. Cela a pour conséquence que de petites variations de la mesure, dues au bruit par exemple, peuvent être grandement amplifiées par le processus d'inversion et mener à des solutions très éloignées de la réalité. Il faut donc trouver un moyen pour que l'algorithme converge néanmoins vers une solution stable.

### III.3.3 Méthode de résolution retenue

Le type de méthode retenue est l'inversion **régularisée et optimisée** décrite dans [Rodgers \[2000\]](#). Afin de déterminer une solution unique, le problème est contraint par l'ajout d'informations *a priori* sur l'état de l'atmosphère. Sans cet apport de contrainte, le problème resterait dominé par le bruit de mesure. Dans le cas de la Terre ou de Mars, l'information *a priori* consiste en des moyennes d'observations précédentes, qui sont nombreuses et robustes pour ces planètes. En revanche, dans le cas de Saturne, les profils verticaux de la température ou de l'abondance des hydrocarbures sont mal connus, et l'on ne dispose pas d'observations précédentes sur la gamme de pression qui nous intéresse (voir section VII.4(c)). L'information *a priori* sur l'état physique de la stratosphère de Saturne est donc plus limitée et nous imposons de plus une régularisation des profils inversés sous la forme d'un lissage qui supprime les oscillations de haute fréquence. En effet, des profils présentant des oscillations sur une échelle verticale plus petite que le champ de vue d'un détecteur sur la planète ne seraient pas réels. La régularisation se fait sous forme de pondération entre l'information contenue dans les mesures et cette information *a priori*. En outre, puisque le problème est mal posé, le modèle d'inversion pourrait faire varier les profils à des endroits où l'on a pas d'information, ce qui ne représenterait pas des variations réelles. Afin d'éviter ceci, nous forçons les profils à revenir vers l'*a priori* dans les régions où les mesures ne sont pas sensibles aux paramètres à inverser.

Notre algorithme d'inversion est adapté de [Conrath et al. \[1998\]](#). Prenons un cas général où nous cherchons à inverser simultanément le profil de deux quantités  $\mathbf{x}_1$  et  $\mathbf{x}_2$ . La première étape consiste à linéariser le modèle autour d'un état de référence ou état *a priori*,  $\mathbf{x}_1^0$ ,  $\mathbf{x}_2^0$  :

$$\Delta I_i = \sum_{j=1}^n \frac{\partial I_i}{\partial x_{1,j}} \Delta x_{1,j} + \sum_{j=1}^n \frac{\partial I_i}{\partial x_{2,j}} \Delta x_{2,j} \quad (\text{III.23})$$

où  $\Delta I_i = I_{\sigma_i} - I_{\sigma_i}^0$  est la différence de radiance entre la mesure et le spectre synthétique calculé avec le profil *a priori*, et  $\Delta x_{n,j} = x_{n,p_j} - x_{n,p_j}^0$  est la différence entre le profil solution (à déterminer) et le profil *a priori*. L'indice  $i$  se réfère au nombre d'onde, et l'indice  $j$  au niveau de pression. Les matrices  $K = d \frac{\partial \mathbf{I}}{\partial \mathbf{x}_1}$  et  $M = d \frac{\partial \mathbf{I}}{\partial \mathbf{x}_2}$  sont appelées matrices de fonction poids,

Jacobien ou encore kernel. Ces matrices de dimension  $m \times n$  traduisent la sensibilité du modèle aux paramètres  $\mathbf{x}_1$  et  $\mathbf{x}_2$  que l'on cherche à inverser.

Sous forme vectorielle, l'équation III.23 se ré-écrit  $\Delta \mathbf{I} = K \Delta \mathbf{x}_1 + M \Delta \mathbf{x}_2$ . La solution de cette équation est déterminée via la minimisation d'une fonction coût,  $Q$  :

$$Q = (\Delta \mathbf{I} - K \Delta \mathbf{x}_1 - M \Delta \mathbf{x}_2)^T E^{-1} (\Delta \mathbf{I} - K \Delta \mathbf{x}_1 - M \Delta \mathbf{x}_2) + \frac{1}{\alpha} \mathbf{a}^T \mathbf{a} + \frac{1}{\beta} \mathbf{b}^T \mathbf{b} \quad (\text{III.24})$$

où la matrice  $E$  est diagonale et contient le bruit de mesure. Dans cette équation, les deux derniers termes imposent la contrainte que les profils solutions ne s'éloignent pas trop des *a priori*, à travers les facteurs de régularisation  $\alpha$  et  $\beta$ . Les vecteurs  $\mathbf{a}$  et  $\mathbf{b}$  constituent une base de l'espace des paramètres et déterminent le lissage sur l'estimation. Pour plus de détails sur les vecteurs  $\mathbf{a}$  et  $\mathbf{b}$  et les étapes de calcul de la minimisation de  $Q$ , se référer à [Conrath et al. \[1998\]](#). Après calculs, on aboutit à l'expression de la solution de l'équation III.23 donnant  $\Delta \mathbf{x}_1$  et  $\Delta \mathbf{x}_2$  en fonction de  $\Delta \mathbf{I}$  :

$$\begin{aligned} \Delta \mathbf{x}_1 &= U \Delta \mathbf{I} & \text{où } U &= \alpha S K^T (\alpha K S K^T + \beta M S M^T + E^2)^{-1} \\ \Delta \mathbf{x}_2 &= V \Delta \mathbf{I} & \text{où } V &= \beta S M^T (\alpha K S K^T + \beta M S M^T + E^2)^{-1} \end{aligned} \quad (\text{III.25})$$

Dans cette équation,  $S$  est une matrice de lissage, qui lisse les profils verticaux sur une longueur de corrélation  $L$  exprimée en échelles de hauteur. Les éléments de matrice sont donnés par :  $S_{ij} = \exp\left(-\frac{\ln(p_i/p_j)^2}{2L^2}\right)$ . C'est elle qui contient l'information *a priori*. Les facteurs  $\alpha$  et  $\beta$  assignent un poids relatif aux données par rapport aux informations *a priori*. Plus ces paramètres sont petits, moins il y a de poids sur les données, et moins les profils sont autorisés à s'éloigner des *a priori*. Il est à noter qu'il apparaît indispensable d'avoir une estimation fiable du bruit de mesure, car c'est lui qui quantifie le niveau d'information contenue dans les données. Par exemple, si le bruit est surestimé, le poids sur les données sera plus faible, la solution s'écartera peu de l'*a priori* et les spectres correspondants seront des ajustements non satisfaisants aux données par rapport au niveau de bruit réel.

Un autre indicateur du contenu en information est le nombre de degrés de liberté contenu dans le signal ("Degree of Freedom of Signal", *DFS*). Il est égal au nombre de points de mesure *indépendants* qui fournissent des informations sur les paramètres à inverser. En effet, il existe un très large recouvrement dans l'information contenue dans les mesures. L'expression de cet indicateur est donné par [Rodgers \[2000, chap. 2\]](#). Dans notre exemple d'inversion de deux paramètres, cela donne :

$$\begin{aligned} DFS(x_1) &= \text{tr}(\alpha S K^T [\alpha K S K^T + \beta M S M^T + E^2]^{-1} K) = \text{tr}(A) \\ DFS(x_2) &= \text{tr}(\beta S M^T [\alpha K S K^T + \beta M S M^T + E^2]^{-1} M) = \text{tr}(A') \end{aligned}$$

où les matrices  $A$  et  $A'$  sont appelées matrices de kernels moyens. Nous verrons par la suite, lors d'exemples concrets, que ce nombre de degrés de liberté est en général très inférieur au nombre de points de mesure.

Les paramètres  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $S$  sont quelque peu arbitraires et nous effectuerons des inversions pour différentes valeurs de ces paramètres. Augmenter  $\alpha$  et  $\beta$  augmente dans un premier temps le nombre de degrés de liberté du signal, jusqu'à ce que ce dernier atteigne une valeur limite et ne dépende plus des paramètres  $\alpha$  et  $\beta$ .

### III.3.4 Implémentation

Cet algorithme est itératif : nous partons d'un profil *a priori* basé sur notre connaissance de l'atmosphère (observations précédentes ou prédictions de modèles) pour calculer un premier spectre synthétique (ou un jeu de spectres à différentes altitudes tangentes dans le cas des limbes). La différence de radiance entre ces spectres et ceux mesurés par CIRS est traduite en terme de modifications à effectuer sur l'*a priori*, données par l'équation III.25. Ce profil modifié sert d'*a priori* pour l'itération suivante. À chaque pas, la grille de pression-gravité-altitude est recalculée en prenant en compte les nouveaux profils de température et/ou de densité. À chaque itération, nous calculons également le  $\chi^2$  défini par  $\chi^2 = \sum_i (\frac{\Delta I_i}{E_i})^2$ . Cette grandeur caractérise la qualité de l'ajustement des spectres. L'ajustement est le plus satisfaisant quand l'écart entre spectres mesurés et synthétiques est de l'ordre du bruit de mesure, soit lorsque  $\frac{\chi^2}{m} \sim 1$ . Le critère de convergence choisi pour interrompre l'algorithme est que le changement de  $\chi^2$  d'une itération à la suivante est inférieur à 1% de sa valeur. Nous récupérons alors les profils solutions, les spectres synthétiques correspondants ainsi que les kernels afin de visualiser et de juger de la qualité des résultats. Le schéma III.5 synthétise les différentes étapes de cet algorithme.

Nous effectuons systématiquement des inversions pour différents couples de paramètres  $L$ ,  $\alpha$  et  $\beta$ . Ces deux derniers sont définis par  $\alpha = f \times KSK^T/E^2$  et  $\beta = f \times MSM^T/E^2$ . Typiquement,  $L$  prend des valeurs de 1 à 3 échelles de hauteur et  $f$  de 0,3 à 3. À qualité d'ajustement similaire, nous retenons la solution obtenue avec la plus grande longueur de corrélation.

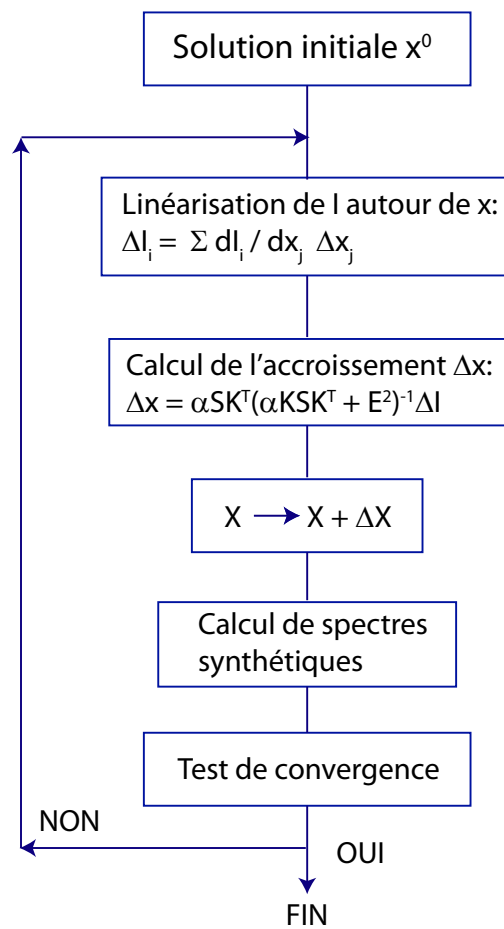


FIGURE III.5 – Diagramme des principales étapes de l'algorithme d'inversion utilisé, dans le cas de l'inversion d'un paramètre  $x$ .



# Chapitre IV

## Mesure de la température

Nous appliquons maintenant notre méthode d'inversion aux spectres enregistrés au limbe par CIRS. Dans ce chapitre, nous présentons des exemples d'inversion de profils de température, d'ajustement aux données et montrons qu'il est nécessaire de déterminer un décalage en altitude des données au limbe. Nous analysons la fiabilité de notre modèle, ses limites ainsi que le contenu en information des données. Nous montrons également un exemple d'inversion de la température sur les données nadir.

Nous présentons ensuite les cartes de température obtenues en fonction de l'altitude et de la latitude, puis nous décrivons les gradients méridiens observés, la structure de l'oscillation équatoriale ainsi que les variations temporelles entre 2005 et 2010. Enfin, nous comparons ces résultats aux observations précédentes et aux prédictions d'un modèle radiatif saisonnier.

### Sommaire

---

<b>IV.1 Inversion des profils de température</b> . . . . .	<b>56</b>
IV.1.1 Principe . . . . .	56
IV.1.2 Exemples et problème rencontré . . . . .	56
<b>IV.2 Inversion simultanée de l'altitude et des profils de température</b> . .	<b>57</b>
IV.2.1 Principe et tests . . . . .	57
IV.2.2 Retour aux données . . . . .	60
IV.2.3 Contenu en information . . . . .	61
IV.2.4 Bilan d'erreur . . . . .	63
<b>IV.3 Analyse des données nadir</b> . . . . .	<b>64</b>
<b>IV.4 Présentation des résultats</b> . . . . .	<b>66</b>
IV.4.1 Cartes de température . . . . .	66
IV.4.2 Comparaison avec les observations précédentes . . . . .	70
IV.4.3 Comparaison avec un modèle radiatif saisonnier . . . . .	72

---



## IV.1 Inversion des profils de température

### IV.1.1 Principe

Afin de déterminer les profils verticaux de la température, nous exploitons l'information contenue dans deux régions spectrales :

- Connaissant le rapport de mélange du méthane dans l'atmosphère ( $(4,5 \pm 0,9) \times 10^{-3}$ , [Flasar et al. \[2005\]](#)) et supposant qu'il est réparti de manière homogène sur la planète (en latitude et longitude), nous pouvons déduire la température stratosphérique de l'analyse de sa bande d'émission entre 1200 et 1350  $\text{cm}^{-1}$ . Nous adoptons le profil vertical du méthane du modèle de [Moses et al. \[2000a\]](#). Le calcul de spectres synthétiques dans cette région spectrale fait également intervenir l'opacité due à l'émission de la bande  $\nu_4 + \nu_5$  de  $\text{C}_2\text{H}_2$  ainsi que l'émission de  $\text{CH}_3\text{D}$ . Nous adoptons un rapport D/H dans le méthane de  $1,7 \times 10^{-5}$  [[Lellouch et al., 2001](#)].
- Nous analysons également l'émission induite par collisions entre 600 et 660  $\text{cm}^{-1}$  (excepté entre 620 et 640  $\text{cm}^{-1}$ , région d'émission de  $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$  et  $\text{C}_4\text{H}_2$ ) car son intensité est très sensible à la température dans la basse stratosphère. Nous adoptons une fraction molaire de l'hélium de 0,1355, déterminée par [Conrath and Gautier \[2000\]](#). Pour le calcul des radiances synthétiques nous incluons les opacités de  $\text{C}_2\text{H}_2$ ,  $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$  et  $\text{C}_4\text{H}_2$  dont les ailes contribuent faiblement à l'émission dans cette région spectrale. Les profils verticaux des hydrocarbures sont ceux du modèle de [Moses and Greathouse \[2005\]](#).

En premier lieu, nous supposons que la radiance de ces spectres **ne dépend que du profil de température**. En effet, les autres facteurs influant sur l'intensité des spectres tels que les rapports  $[\text{CH}_4]/[\text{H}_2]$ ,  $[\text{He}]/[\text{H}_2]$  et les altitudes tangentes des spectres sont fixés. Suivant l'exemple traité dans la section [III.3.3](#), la linéarisation de la radiance s'écrit  $\Delta \mathbf{I} = K \Delta \mathbf{T}$ , avec  $K = \frac{\partial \mathbf{I}}{\partial \mathbf{T}}$ . La solution de ce problème inverse s'exprime :

$$\Delta \mathbf{T} = U \Delta \mathbf{I} \quad \text{où} \quad U = \alpha S K^T (\alpha K S K^T + E^2)^{-1} \quad (\text{IV.1})$$

Pour chaque jeu de données au limbe, nous effectuons une sélection préalable des spectres de FP3 et FP4. Nous éliminons les spectres aux altitudes tangentes les plus élevées dont le flux est quasi nul ainsi que les spectres les plus bas, situés bien en dessous du niveau de saturation. Puis, nous appliquons notre algorithme résolvant l'équation [IV.1](#) simultanément sur cet ensemble de spectres. Nous effectuons des inversions pour différents couples de paramètres  $L$  et  $f$  et en partant de deux profils *a priori* de température, un "chaud" et un "froid"<sup>1</sup>, qui seront montrés en figure [IV.4](#). Nous retenons le profil solution qui correspond à un bon ajustement des spectres. Si différents profils correspondent à un  $\chi^2$  similaire, nous choisissons le profil présentant le moins d'oscillations, car c'est la solution physiquement la plus réaliste.

### IV.1.2 Exemples et problème rencontré

Des exemples d'ajustement aux spectres de FP3 et FP4 pour des données au limbe à 35°S sont montrés sur la figure [IV.1](#). Ces ajustements ne sont clairement pas satisfaisants. L'origine de ce désaccord apparaît sur la figure [IV.2](#), où sont tracées les intensités intégrées des spectres observés et synthétiques en fonction de leur altitude tangente. Sur cette figure, les spectres observés présentent une **saturation** autour de 160 km pour les spectres de FP4 et 85 km pour

1. Le premier profil *a priori* est adapté de celui de [Lindal et al. \[1985\]](#), déterminé à partir de données de radio-occultation. Ce profil est quasiment constant au-dessus de 1 mbar, avec une température d'environ 140K. À partir de ce profil, nous construisons un second profil *a priori* plus chaud avec une température atteignant 170K au-dessus de 0,1 mbar.

ceux de FP3, alors que les spectres synthétiques présentent un niveau de saturation environ 60 km plus haut. Ce décalage suggère que l'altitude tangente des spectres telle que calculée par l'équipe de navigation de CIRS est fortement erronée. Les erreurs de pointage étant faibles ( $< 0,1$  mrad, soit  $\sim 20$  km), l'origine de cette erreur provient principalement d'une mauvaise estimation du rayon de l'ellipsoïde qui représente la surface au niveau 1-bar de Saturne. Comme ce niveau de pression sert de référence au calcul de la grille de pression–altitude par l'équipe de navigation, cette erreur se propage au calcul des altitudes tangentes des spectres. Une autre source d'erreur provient du calcul de l'altitude à une pression donnée, qui dépend de la connaissance du profil de température entre 1 bar et 20 mbar (via l'intégration de l'équation de l'équilibre hydrostatique intégrée depuis le niveau 1 bar), et qui n'est pas contraint par nos observations.

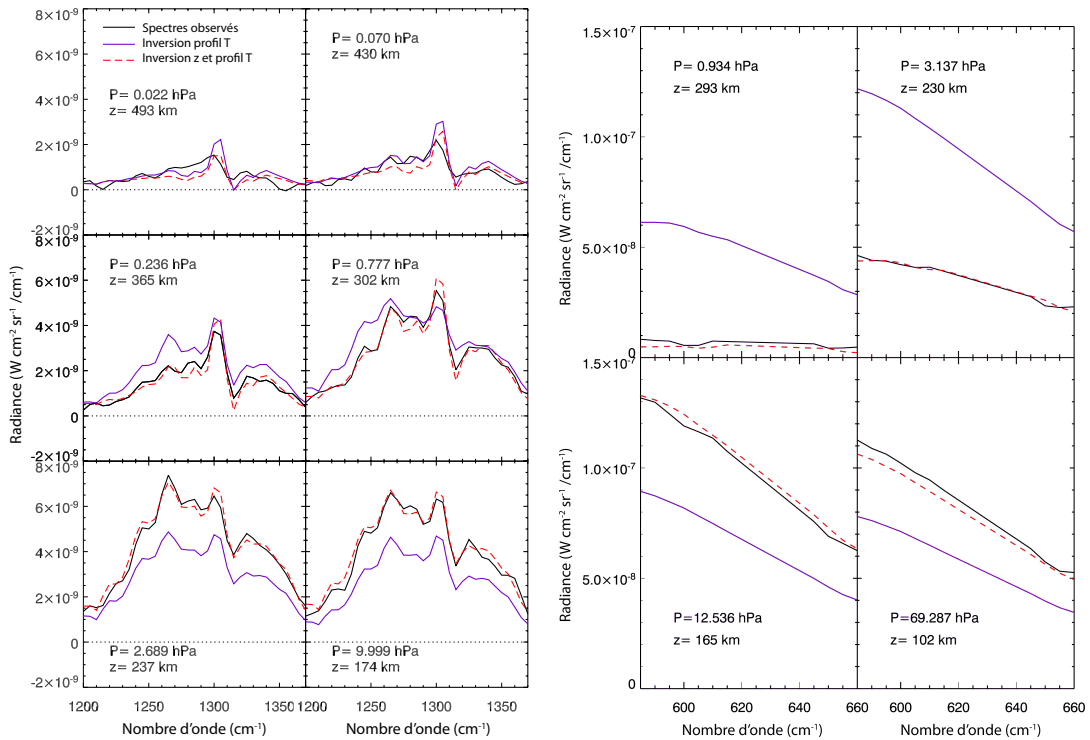


FIGURE IV.1 – À gauche : Comparaison d'une série de spectres du méthane acquis à 35°S à différentes altitudes tangentes (en noir) aux spectres synthétiques obtenus après inversion de la température (en violet). Les spectres en tirets rouges correspondent à l'inversion simultanée de la température et du décalage en altitude (voir section IV.2). Les altitudes tangentes corrigées et les niveaux de pression correspondants sont indiqués pour chaque spectre. À droite : Idem pour le continu H<sub>2</sub>-He.

## IV.2 Inversion simultanée de l'altitude et des profils de température

### IV.2.1 Principe et tests

Pour remédier à ce problème, nous modifions notre méthodologie en inversant **simultanément le profil de température et l'altitude tangente** correcte des spectres observés. Cela est possible car les spectres acquis autour du niveau de saturation contiennent intrinsèquement de l'information sur leur altitude tangente. En effet, cette saturation se produit

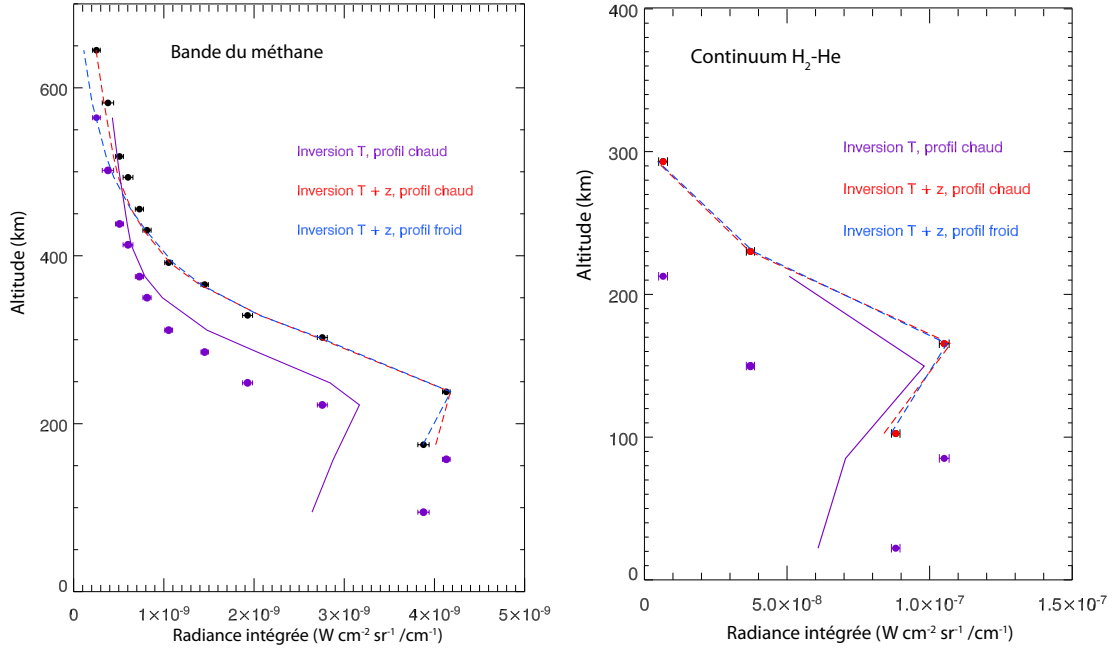


FIGURE IV.2 – À gauche : Radiance intégrée des spectres du méthane acquis à 35°S en fonction de leur altitude tangente *présumée* (cercles violets) comparée à celle des spectres synthétiques obtenue après inversion de la température (trait violet). On remarque que les niveaux de saturation des spectres observés et synthétiques ne coïncident pas. Après l’inversion simultanée de la température et d’un décalage en altitude, les radiances observées sont décalées de 80 km vers le haut (cercles noirs). Les radiances des spectres synthétiques correspondant à cette nouvelle inversion sont tracées en pointillés rouges et bleus, obtenues respectivement à partir du profil *a priori* chaud et froid. On remarque que les radiances obtenues à partir du profil chaud ajustent le mieux les radiances observées à haute altitude. À droite : Idem pour le continu H<sub>2</sub>-He.

lorsque  $\tau_s > 1$  sur la ligne de visée, ce qui dépend de la longueur du chemin optique, donc de l’altitude tangente.

On suppose maintenant que la radiance mesurée dépend du profil de température et de l’altitude tangente des spectres. La linéarisation s’exprime  $\Delta \mathbf{I} = K \Delta \mathbf{T} + K' \Delta z$ . Dans cette équation,  $\Delta z$  est un scalaire et représente un décalage en altitude uniforme de l’ensemble des détecteurs. La solution de ce nouveau problème inverse s’exprime :

$$\begin{cases} \Delta \mathbf{T} = U \Delta \mathbf{I} & \text{où } U = \alpha S K^T (\alpha K S K^T + \beta K' K'^T + E^2)^{-1} \\ \Delta z = V \cdot \Delta \mathbf{I} & \text{où } V = \beta K'^T (\alpha K S K^T + \beta K' K'^T + E^2)^{-1} \end{cases} \quad (\text{IV.2})$$

Cet algorithme est testé sur des *inversions synthétiques*. Pour cela, nous procédons en plusieurs étapes :

- A partir d’un profil de température arbitraire (profil “vrai”), nous calculons des spectres synthétiques de l’émission du méthane et du continuum H<sub>2</sub>-He à différentes altitudes tangentes ;
- Nous ajoutons un bruit aléatoire à ces spectres, du même ordre de grandeur que le bruit de mesure des données réelles, et nous décalons de  $\pm 50$  km leurs altitudes tangentes ;
- Nous inversons simultanément le profil de température et le décalage en altitude en résolvant l’équation IV.2 et en partant des deux profils de température *a priori* chaud

et froid.

La figure IV.3 montre les ajustements à une sélection de quatre de nos spectres synthétiques dans le FP3 et le FP4 correspondant au décalage artificiel de -50 km. Durant la procédure d'inversion, les spectres sont progressivement décalés en altitude ce qui permet de ramener les deux jeux de spectres synthétiques à un même niveau de saturation. L'ajustement des spectres est très bon et le décalage en altitude déterminé est de 48 km, très proche du décalage artificiel des spectres que nous avons effectué.

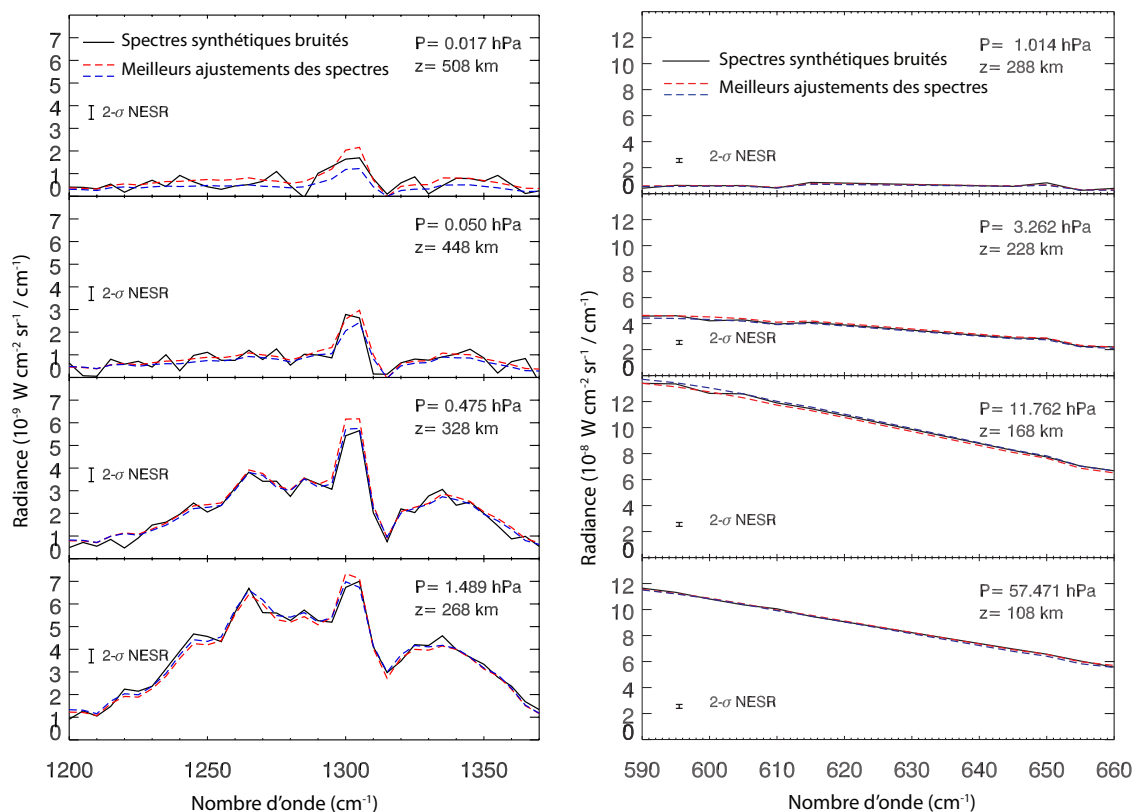


FIGURE IV.3 – À gauche : spectres du méthane calculés à partir d'un profil "artificiel" à différentes altitudes tangentes (en traits pleins) comparés à des spectres synthétiques (en tirets) obtenus après inversion simultanée de la température et du décalage en altitude. Les spectres en tirets bleus correspondent au profil *a priori* le plus froid, tandis que les spectres en tirets rouges correspondent à l'*a priori* le plus chaud. À droite : idem pour le continu H<sub>2</sub>-He.

Les profils de température inversés à partir des deux *a priori* différents sont montrés en figure IV.4(a). Ces profils sont très proches du profil "vrai" dans la zone où le contenu en information est maximal (voir section IV.2.3). En dehors de cette zone, lorsque l'information contenue dans les données est faible, ces profils retournent vers l'*a priori*. Dans cet exemple, nous retenons le profil inversé à partir de l'*a priori* le plus chaud, puisqu'il mène au meilleur ajustement des spectres. Toutefois, ces inversions synthétiques pointent une faiblesse de notre modèle, qui est que le profil de température s'éloigne difficilement de l'*a priori* à haute altitude ( $p < 0,01$  mbar), malgré l'information contenue dans les spectres du méthane jusqu'à une altitude tangente de  $\sim 1 \mu\text{bar}$ . Cela signifie que la température inversée à haute altitude dépend du choix de l'*a priori*. Nous procéderons donc systématiquement à des inversions partant d'*a priori* différents afin de

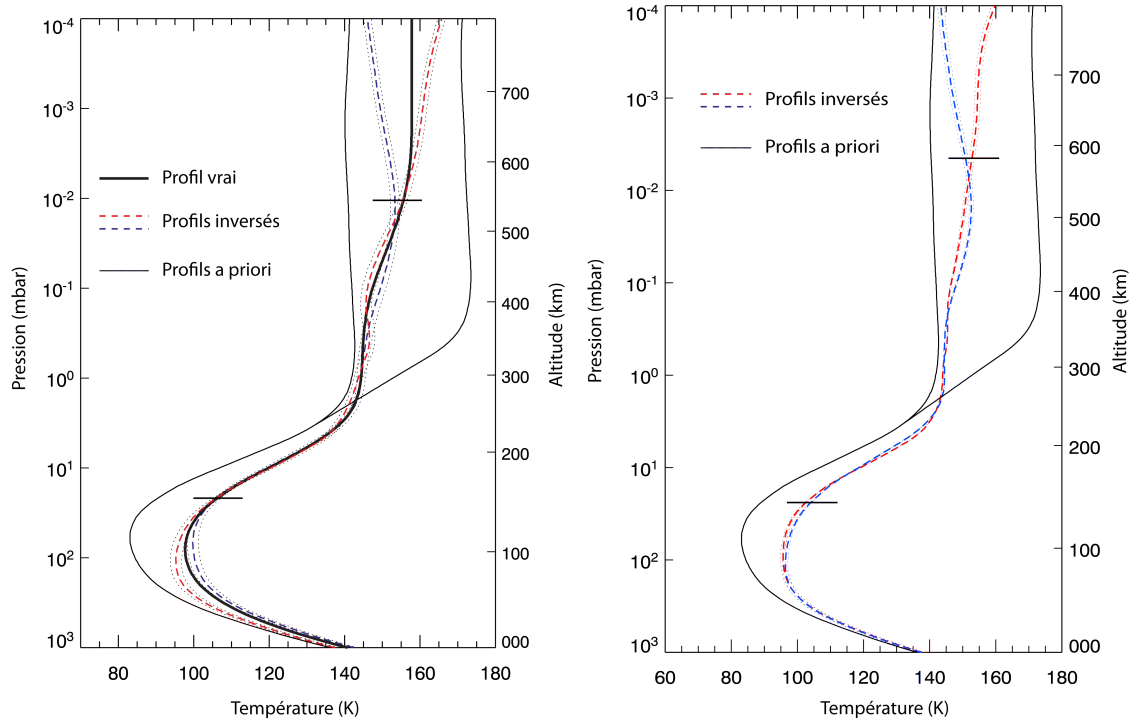


FIGURE IV.4 – À gauche : Profil “vrai” de température, en trait épais, comparé aux profils inversés (en tirets) à partir de deux *a priori* différents. À droite : Deux profils de température inversés à partir de données à 35°S (en tirets rouges et bleus). Les traits pointillés délimitent l’enveloppe de l’erreur sur la température due au bruit de mesure. Les profils *a priori* sont tracés en traits continus noir. Les traits horizontaux délimitent la gamme d’altitude où le contenu en information est maximal.

ne pas être biaisé par ce choix.

## IV.2.2 Retour aux données

Les inversion synthétiques donnant des résultats satisfaisants, nous appliquons cette méthodologie à l’analyse des données CIRS. La seule contrainte de cette méthode est que la saturation doit être visible dans les jeux de données. Le cas le plus couramment rencontré est le suivant :

- La saturation n’est visible que sur les spectres acquis à une des deux positions de la barrette de détecteur ;
- Il existe un recouvrement en altitude dans les régions sondées par chacune des deux positions.

Nous traitons en premier lieu individuellement le jeu de données correspondant à la position où la saturation est visible afin de contraindre l’altitude tangente de ces spectres. Puis, nous cherchons à déterminer si une erreur existe dans le décalage en altitude donné *entre les 2 positions*. Pour cela, nous traçons les radiances intégrées des spectres des deux positions en fonction de leur altitude tangente dans la région de recouvrement et décalons (si besoin) les spectres d’une des positions afin que les radiances mesurées au cours des deux positions coïncident. Typiquement, un décalage de 0 à 20 km est déduit, ce qui est de l’ordre de grandeur des erreurs de pointage. Nous pouvons alors effectuer des inversions de température à partir des spectres acquis durant

l'ensemble de la séquence.

Des exemples de spectres montrant le meilleur ajustement aux données à 35°S sont montrés sur la figure IV.1. Les radiances intégrées en fonction de l'altitude sont superposées en figure IV.2 pour deux inversions partant de deux profils *a priori* différents. Le décalage déterminé ici est de +80 km, ce qui permet de bien reproduire le niveau de saturation et d'améliorer grandement l'ajustement global des spectres par rapport au cas précédent. Lors d'un test supplémentaire, nous avons aussi procédé d'une manière moins automatique en décalant arbitrairement l'altitude des spectres par pas de 10 km et en inversant la température pour chaque valeur de ce décalage. Nous avons montré que le  $\chi^2$  minimum est atteint pour un décalage de 80 km. Cet accord des deux méthodes fournit donc une validation supplémentaire de notre méthode d'inversion simultanée. Enfin, deux des profils solutions sont montrés en figure IV.4(b). Ces deux profils sont très proches l'un de l'autre entre 10 et 0,1 mbar, puis retournent vers l'*a priori* en dehors de cette région. Dans cet exemple, le profil retenu est celui partant de l'*a priori* chaud car il mène au meilleur ajustement des spectres (voir figure IV.2).

Il est intéressant de noter que sur l'ensemble de nos jeux de données, nous avons déterminé des décalages en altitude en général de plus en plus élevés de l'équateur vers les moyennes latitudes (typiquement de 0 à 100 km). Ceci est cohérent avec l'origine de cette erreur en altitude, car l'incertitude sur l'ellipsoïde de référence au niveau 1-bar est maximale aux moyennes latitudes et minimale aux pôles et à l'équateur.

### IV.2.3 Contenu en information

Le contenu en information des données peut se visualiser via le calcul des kernels. Dans notre cas, chacun des éléments de matrice  $K_{ij}$  représente la sensibilité de la radiance à un nombre d'onde  $\sigma_i$  à la température au niveau de pression  $p_j$ . Nous montrons en figure IV.5(a) les kernels tracés à un nombre d'onde donné en fonction de la pression pour différents spectres, donc différentes altitudes tangentes. Pour les spectres de FP4, nous avons tracé les kernels à  $\sigma_i=1305 \text{ cm}^{-1}$  (au coeur de la bande  $\nu_4$  du méthane, région de plus forte opacité) et à  $\sigma_i=1250 \text{ cm}^{-1}$  (dans la branche P, région de plus faible opacité) tandis que pour les spectres de FP3 nous avons choisi  $\sigma_i=605 \text{ cm}^{-1}$ .

Cette figure montre que la radiance autour de  $605 \text{ cm}^{-1}$  est très sensible à la température entre 20 mbar et 1 mbar. Au dessus du niveau 1 mbar, l'information sur la température est donnée par les bandes du méthane. Comme prévu, le coeur de la raie permet de sonder la stratosphère jusque quelques  $\mu\text{bar}$ , tandis que la radiance dans les branches P et R sonde des altitudes à peine plus basses. On remarque que les maxima des kernels sont proches des altitudes tangentes des spectres.

Ces kernels ne sont pas lisses mais présentent une structure fine. Cela est dû au fait que, pour chaque détecteur, nous calculons non pas un mais neuf kernels correspondant aux neuf lignes de visées par détecteur espacées régulièrement en altitude (comme dans le cas du calcul de la radiance, voir section III.3). Un kernel final est la moyenne de ces 9 kernels.

Nous traçons également en figure IV.5(b) les kernels de sensibilité à l'altitude tangente en fonction du nombre d'onde pour des spectres du méthane à différentes altitudes tangentes. Cette figure montre que les spectres au-dessus du niveau de saturation ne contiennent pas intrinsèquement d'information sur leur altitude tangente (les kernels sont négatifs), tandis que les spectres acquis proche du niveau de saturation sont très sensibles à l'altitude tangente.

Nous pouvons également calculer le nombre de degrés de liberté contenus dans le signal afin d'évaluer d'une autre manière le contenu en information sur la température et l'altitude. Les expressions de ces quantités,  $DFS_T$  et  $DFS_z$ , sont données par (voir section III.3.3) :

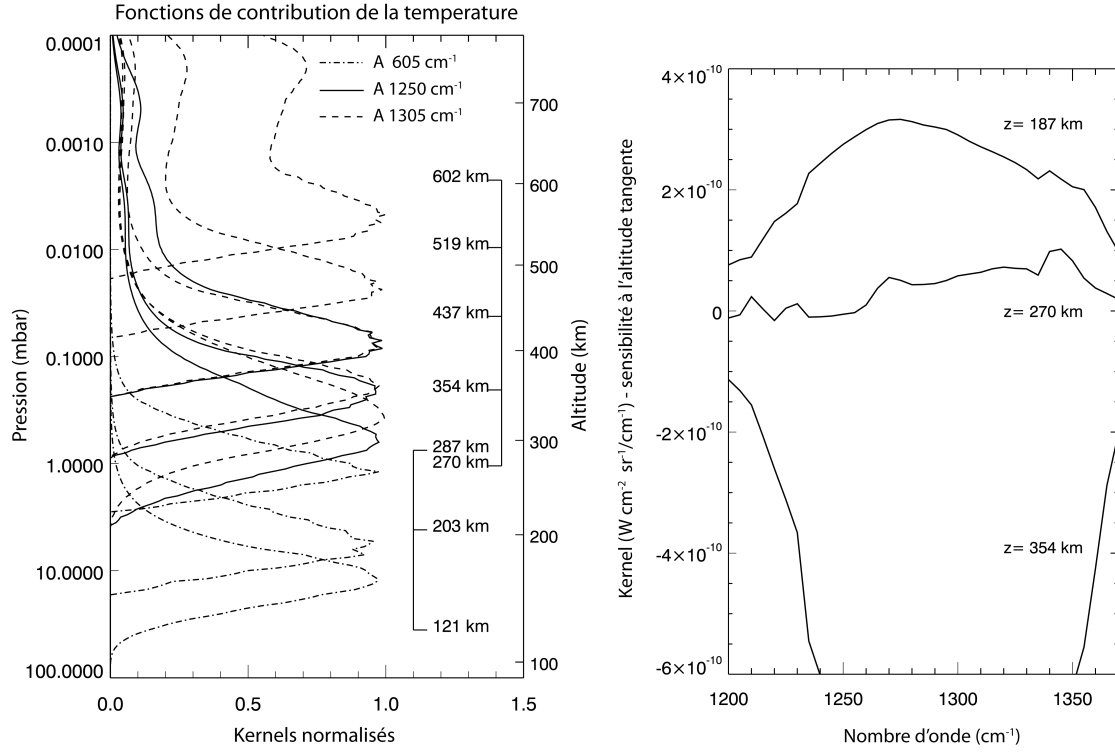


FIGURE IV.5 – À gauche : Kernels de sensibilité à la température tracés à un nombre d'onde donné en fonction de la pression pour différents spectres de FP3 et FP4. Les altitudes tangentes correspondantes sont indiquées à droite. À droite : Kernels de la sensibilité à l'altitude tangente tracée en fonction du nombre d'onde, pour trois spectres du méthane à différentes altitudes tangentes.

$$DFS_T = \text{tr}(\alpha SK^T[\alpha KSK^T + \beta K'K'^T + E^2]^{-1}K) = \text{tr}(A)$$

$$DFS_Z = \text{tr}(\beta K'^T[\alpha KSK^T + \beta K'K'^T + E^2]^{-1}K') = \text{tr}(A')$$

L'application de ces formules donne de l'ordre de 4 à 6 degrés de liberté pour l'inversion de la température. Ce chiffre paraît faible mais est néanmoins satisfaisant. En effet, deux points de mesure indépendants doivent être séparés d'au moins la distance entre deux détecteurs, qui varie de 1 à 2 échelles de hauteur ( $H$ ) (ce n'est pas la largeur d'une fonction de contribution qui régit cet écart, car elle est plus faible et vaut environ une échelle de hauteur). Les  $\sim 5$  points de mesure indépendants couvrent donc en moyenne  $5 \times 1,5 H$  soit environ 7 échelles de hauteur. On peut donc bien déterminer le profil de température sur une couverture verticale de  $\sim 20$  mbar à  $10 \mu\text{bar}$ . Concernant l'altitude, on trouve une valeur de 1 degré de liberté pour le  $DFS_Z$ , ce qui signifie que l'on peut remonter entièrement à l'altitude tangente.

Plus on augmente les paramètres  $\alpha$  et  $\beta$ , plus on augmente le poids sur les données et donc le nombre de degrés de liberté jusqu'à tendre à une valeur limite. Par exemple, pour  $L=1$ , le  $DFS$  n'augmente plus de manière significative au delà de  $f=10$ .

#### IV.2.4 Bilan d'erreur

Le bilan d'erreur est une étape importante avant l'interprétation des résultats. Plusieurs sources d'erreur affectent nos inversions effectuées à partir des données au limbe :

- L'erreur due au bruit de mesure ;
- Une erreur dite de lissage ;
- Les erreurs dues aux incertitudes sur les paramètres fixés dans le modèle (par exemple l'abondance du méthane, de l'hélium...);
- Les erreurs sur la physique en elle-même (du transfert de rayonnement, de la spectroscopie...).

Le calcul de l'erreur due au bruit de mesure ainsi que de l'erreur de lissage est effectué durant le processus de l'inversion. L'erreur due au bruit de mesure est d'autant plus forte que le nombre de spectres de Saturne et de spectres du ciel profond sont faibles. L'erreur de lissage provient du fait que nos observations et les fonctions de contribution ne sont pas ponctuelles mais ont une résolution spatiale limitée par la taille d'un détecteur. Cette erreur retranscrit le fait que l'on cherche à déterminer un profil vertical sur une grille d'altitude très fine (avec un intervalle de quelques km), tandis que l'information reçue par un détecteur est une moyenne de l'état atmosphérique sur 1 à 2 échelles de hauteur. La combinaison de ces deux erreurs s'exprime :

$$\sigma_T = (I - \alpha K^T [\alpha K S K^T + \beta K' K'^T + E^2]^{-1} K) S = (I - A) S$$

L'erreur déterminée est faible autour de 1 mbar ( $\sim 0,5$  K), où le rapport signal à bruit est le meilleur, et plus grande à haute altitude ( $\sim 1$  K à 0,01 mbar), car l'émission du méthane (et donc le rapport signal à bruit) est plus faible.

Nous évaluons ensuite l'erreur en température due à l'incertitude de  $\pm 20\%$  sur l'abondance du méthane. Nous effectuons des inversions de température pour des profils d'abondance du méthane égaux à celui de [Moses et al. \[2000a\]](#)  $\pm 20\%$ . Les différences entre ces deux profils de température inversés et le profil solution (déterminé avec l'abondance du méthane de  $4,5 \times 10^{-3}$ ) nous donnent un ordre de grandeur des barres d'erreur liées à cette incertitude. Cette erreur est très faible en dessous du niveau à 2 mbar, où la température est majoritairement contrainte par le continu H<sub>2</sub>-He, et vaut environ 0,7 K au-dessus.

Une autre source d'incertitude est l'altitude de l'homopause du méthane. En effet, de récentes études ont montré que le niveau de l'homopause peut varier selon la latitude et/ou avec le temps [[Moses and Vervack, 2006](#)]. Comme l'abondance du méthane décroît drastiquement au-dessus de l'homopause, une mauvaise estimation de ce niveau peut fausser la détermination des profils de température. Afin d'évaluer cette erreur, nous effectuons des inversions de température avec des profils de méthane dont l'homopause est décalée d'une décade de pression vers le bas ou vers le haut. La différence de température obtenue atteint  $\sim 1$  K autour de 0,1 et 0,01 mbar.

Nous analysons également l'influence de l'incertitude sur la fraction molaire de l'hélium. Cette incertitude est assez importante : [Conrath et al. \[1990\]](#) ont contraint une valeur entre 0,11 et 0,16, et [Flasar et al. \[2008\]](#) ont montré qu'une valeur aussi basse que 0,08 était cohérente avec l'interprétation des données de radio-occultation. En fixant l'abondance de l'hélium à ces valeurs extrêmes, nous aboutissons à une différence de température par rapport au profil solution atteignant 1 K autour de 5 mbar. L'influence de l'abondance de l'hélium devient négligeable au dessus de 0,1 mbar.

L'erreur sur les altitudes tangentes corrigées est de l'ordre de 5 à 7 km. La propagation de cette incertitude sur les profils de température est estimée en décalant les spectres de  $\pm 7$  km par rapport à leurs altitudes corrigées et en n'inversant que la température. Les écarts de température au profil solution ne sont significatifs qu'entre 20 et 1 mbar, où ils restent inférieurs



à 1 K. Cela est cohérent car c'est dans cette région que se produit la saturation des spectres. Au-dessus de  $\sim 1$  mbar, l'atmosphère est proche d'être isotherme et les spectres ne sont plus sensibles à de petites variations de leur altitude tangente.

Enfin, les erreurs sur la physique de notre modèle sont plus difficiles à contraindre. Nous avons évalué l'effet de l'omission des vents zonaux dans notre modèle. Ces vents modifient la gravité locale et peuvent causer des erreurs sur l'altitude tangente des spectres et la température inversée via l'intégration de l'équation de l'équilibre hydrostatique. Nous avons calculé des grilles de pression-gravité-altitude en incluant un terme supplémentaire dans l'accélération centrifuge (en  $\Omega^2 r$ ) pour différentes vitesses de vent zonal : 50, 100 et 150 m/s (valeurs typiques mesurées dans la troposphère aux moyennes latitudes, Choi et al. [2009]). Les résultats montrent que la gravité ne varie que de 0,5% entre le cas sans vent et le cas avec vent à 150 m/s, ce qui est négligeable. L'altitude au niveau 0,01 mbar ne varie que de 2 km dans le cas avec vent à 150 m/s par rapport au cas sans vent, ce qui est plus faible que notre erreur sur l'altitude tangente des spectres. Nous concluons donc que négliger les vents zonaux ne peut avoir qu'un impact mineur dans l'inversion des profils de température. Il est à noter que les paramètres spectroscopiques jouent un rôle très important. Pour le méthane, nous avons utilisé des données récentes provenant de GEISA 2003, mais ces bases de données sont en constante évolution. Un exemple sera donné en section V.1 dans le cas de l'inversion de l'éthane en comparant les profils d'abondance déterminés à partir de deux listes de raies d'absorption différentes.

La somme quadratique de ces erreurs individuelles reste assez faible et varie de  $\pm 1$  K à  $\pm 1,5$  K. Le bilan de l'erreur sur la température est présenté dans le tableau IV.1. Les erreurs dues aux incertitudes sur les fractions molaires de l'hélium et du méthane peuvent être considérées comme des erreurs systématiques, affectant l'exactitude de nos mesures, car ces deux composés sont supposés répartis de manière homogène sur la planète.

Niveau de pression	Bruit et lissage	Altitude	$[\text{CH}_4]/[\text{H}_2]$	Niveau de l'homopause	$[\text{He}]/[\text{H}_2]$	Somme (1)	Somme (2)
5 mbar	$\pm 0,3$	+ 0,9 - 0,3	$\leq 0,1$	$\leq 0,1$	+ 0,5 - 1,1	+ 1,1 - 1,15	+0,9 -0,4
1 mbar	$\pm 0,5$	+ 0,2 - 0,9	+ 0,8 - 0,6	$\pm 0,5$	+ 0,2 - 0,35	+ 1,1 - 1,35	+0,7 -1,1
0,1 mbar	$\pm 0,8$	$\pm 0,15$	+ 0,9 - 0,75	+ 0,8 - 1,1	$\leq 0,1$	+ 1,4 - 1,55	+1,1 -1,35
0,01 mbar	$\pm 0,95$	$\leq 0,1$	$\pm 0,45$	$\pm 0,6$	$\leq 0,1$	$\pm 1,2$	$\pm 1,1$

TABLE IV.1 – Estimation de l'erreur sur la température (en Kelvin) à différents niveaux de pression selon les différences sources d'incertitude. Ces erreurs ont été déterminées à partir d'une analyse sur des données à une résolution de  $7,5 \text{ cm}^{-1}$ . La première somme est une somme quadratique de l'ensemble des sources d'erreur, tandis que la seconde somme ne tient pas compte des erreurs systématiques.

### IV.3 Analyse des données nadir

Les données nadir sont beaucoup plus directes à analyser que les données au limbe, car il n'y a qu'un spectre à considérer par latitude plutôt qu'un ensemble de 6 à 12 spectres à différentes

altitudes tangentes. Il n'y a donc pas non plus de problème d'altitude tangente. Nous rappelons que pour le calcul de spectres synthétiques au nadir, notre code de transfert de rayonnement adopte l'approximation plan parallèle (au lieu du modèle en géométrie sphérique utilisé pour les limbes), mais nous utilisons le même algorithme d'inversion de la température que celui employé pour l'analyse des données au limbe en section IV.1.

Nous présentons sur la figure IV.6(a) les kernels de la sensibilité à la température tracés à trois nombres d'onde : dans la branche P et Q du méthane et dans le continu hydrogène hélium. Cela montre que les données nadir sont sensibles à la température dans la basse stratosphère, autour de 0,5 et 2 mbar, et dans la troposphère, autour de 100 mbar, avec une résolution verticale de 1,5 échelles de hauteur environ.

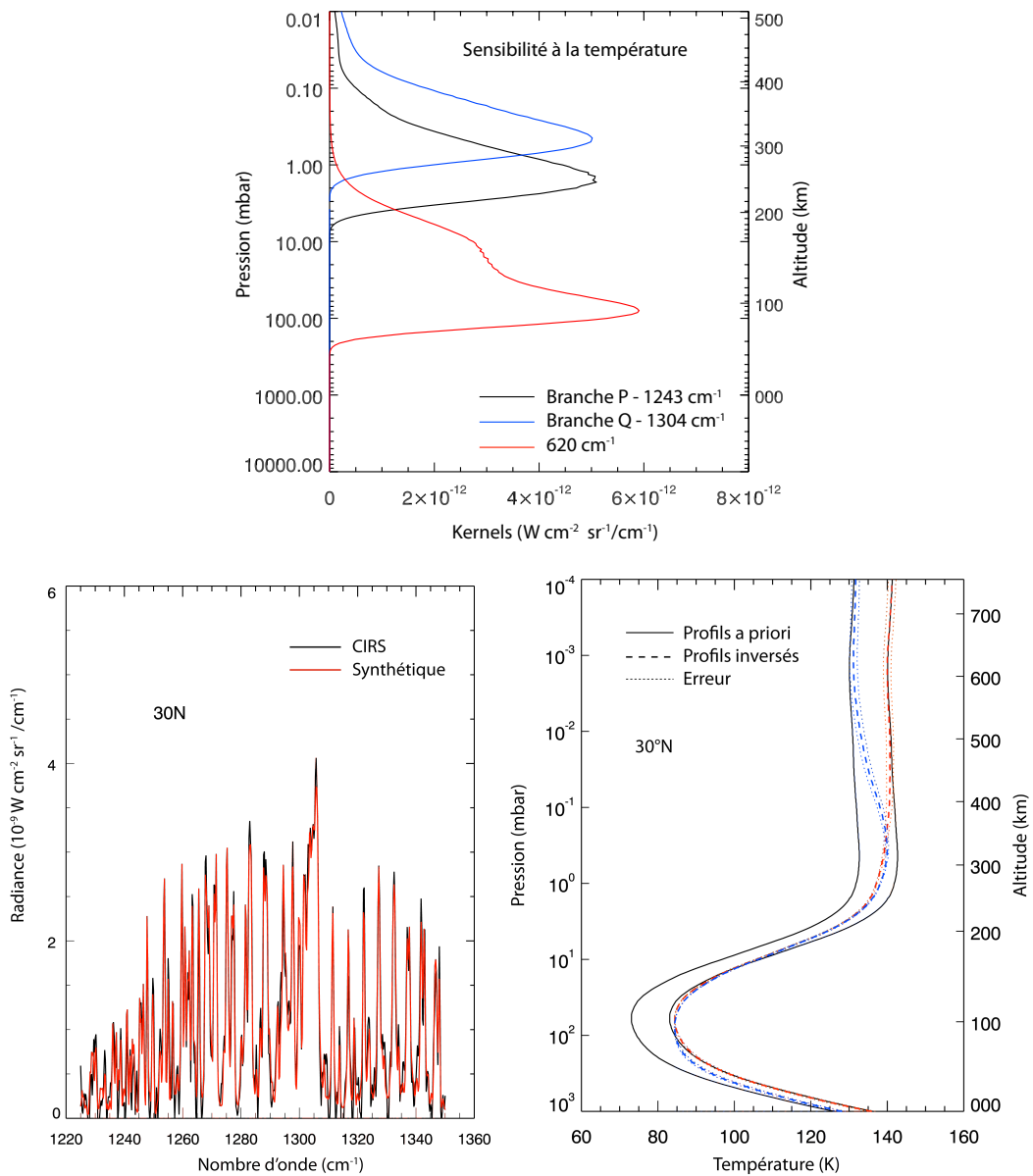


FIGURE IV.6 – En haut : Kernels de la température correspondant à une sélection de données nadir à 30°N, tracés à trois nombres d'onde. En bas : Ajustement d'un spectre du méthane acquis au nadir à 30°N, et profils de température inversés à partir de deux *a priori* différents.

Nous montrons un exemple d'ajustement à un spectre du méthane et un profil inversé en figure IV.6(b). Comme dans le cas des limbes, nous procédons à des inversions en partant de différents profils *a priori* et différents couples de paramètres  $L$  et  $f$ . Nous voyons que l'ajustement aux données est bon, et que les profils inversés à partir des deux *a priori* s'accordent dans la région 100–0,5 mbar.

Le bilan d'erreur est analogue à celui des données au limbe, excepté que l'erreur sur le niveau de l'homopause du méthane joue très peu et que l'erreur sur les altitudes tangentes ne s'applique pas. Nous aboutissons à une erreur typique de 1 K sur la température à 2 mbar.

## IV.4 Présentation des résultats

### IV.4.1 Cartes de température

En combinant les différents profils verticaux obtenus aux latitudes de 80°S à 45°N entre mars 2005 et décembre 2007 à partir des données au limbe, nous obtenons la carte de température présentée en figure IV.7. Nous n'avons pas inclus sur cette carte le profil à 70°N car l'information verticale s'arrêtait à 0,1 mbar et les spectres correspondant étaient assez bruités, en raison de la faible température hivernale. Nous présentons séparément une seconde carte de température obtenue à partir des données acquises entre 20°S et 20°N en février 2010, afin de ne pas mélanger l'information temporelle mais au contraire suivre l'évolution du champ de température. Cette seconde carte est montrée en figure IV.8(a) et la différence de température dans la région 20°S–20°N entre 2010 et 2005/2006 est présentée en figure IV.8(b). Enfin, des coupes des variations méridiennes de la température à quatre niveaux de pression (10, 1,  $10^{-1}$  et  $10^{-2}$  mbar) sont montrées en figure IV.9, pour l'ensemble des données (limbe et nadir).

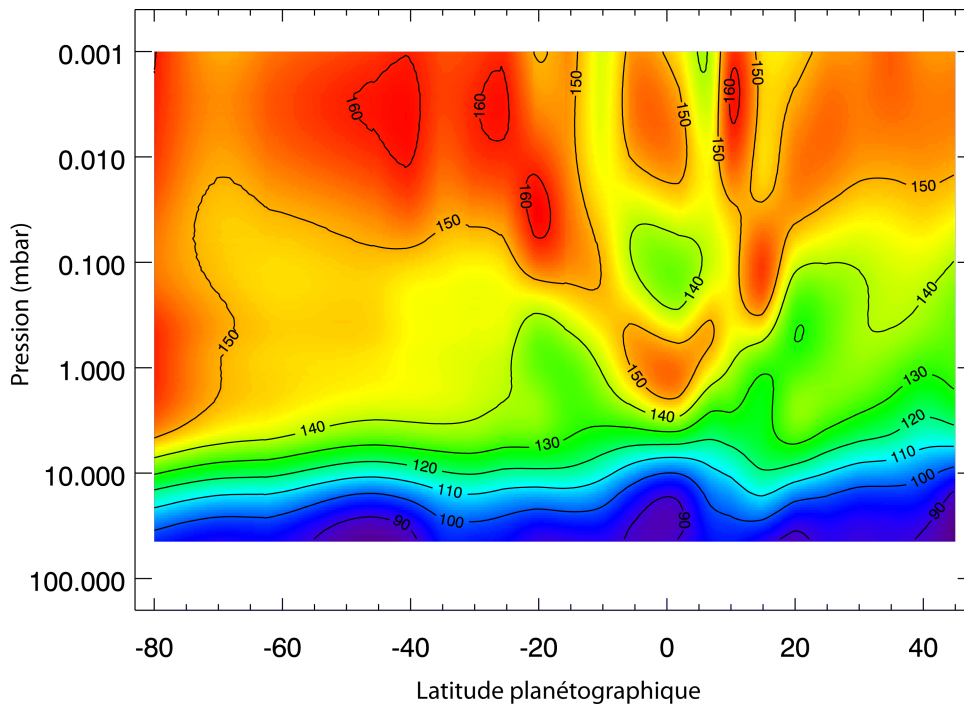


FIGURE IV.7 – Carte de température obtenue à partir des données au limbe majoritairement prises entre mi 2005 et mi 2006, ce qui correspond à l'été dans l'hémisphère sud.

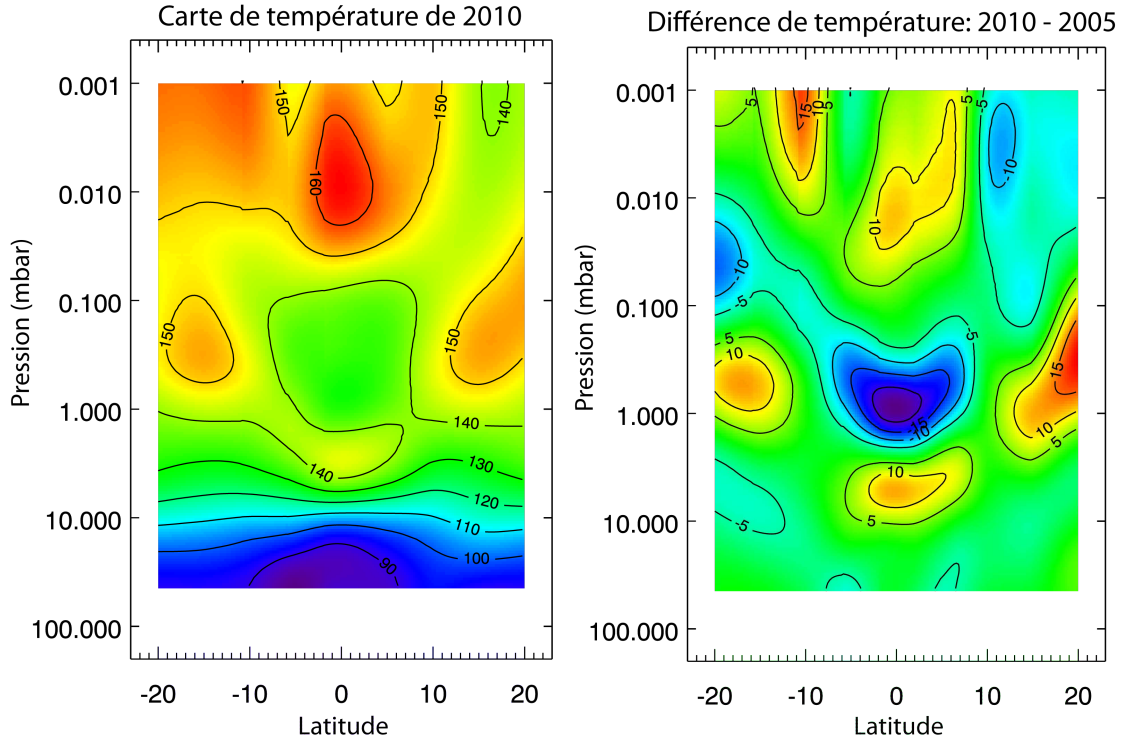


FIGURE IV.8 – À gauche : Carte de température obtenue à partir des données au limbe de février 2010, peu après l'équinoxe. À droite : Différence de température entre 2010 et 2005–2006.

### Gradients méridiens globaux

La première carte de température permet de quantifier les gradients méridiens de température à différents niveaux de pression, qui traduisent la réponse de l'atmosphère aux variations saisonnières de l'insolation. Dans la basse et moyenne stratosphère (de 10 à 0,1 mbar), la tendance globale observée est un hémisphère sud bien plus chaud que l'hémisphère nord, ce qui est cohérent avec la date de ces observations (2005–2007, soit 3 à 5 ans suivant le solstice d'été dans l'hémisphère sud). C'est dans la basse stratosphère, à 10 mbar, que l'on trouve le gradient de température le plus élevé : il est de 34K entre 45°N et 80°S. Ce gradient diminue avec la pression : à 1 mbar, il est de 28K puis baisse à 14K à 0,1 mbar. Enfin, à 0,01 mbar, le gradient entre 45°N et 80°S est beaucoup moins marqué : l'hémisphère sud est globalement plus chaud de 5K que l'hémisphère nord. Ces résultats sont surprenants, car on s'attend à ce que les plus forts gradients méridiens soient observés à basse pression, là où l'inertie thermique est plus faible. C'est ce qu'avaient déduit [Bézar and Gautier \[1985\]](#) de leur modèle radiatif, qui avait donné des gradients de température légèrement plus élevés à 1 qu'à 10 mbar. Néanmoins, ce modèle s'arrêtait à  $10^{-1}$  mbar et nous ne disposons pas de prévisions détaillées concernant les gradients méridiens de température attendus dans la haute stratosphère.

On note également l'absence d'une mésosphère dans cette région car la température continue d'augmenter avec l'altitude jusqu'au  $\mu$ bar (excepté dans la région équatoriale, voir section suivante). Des signes d'une mésosphère avaient pourtant été observés par [Greathouse et al. \[2005b\]](#) à partir de données au sol.

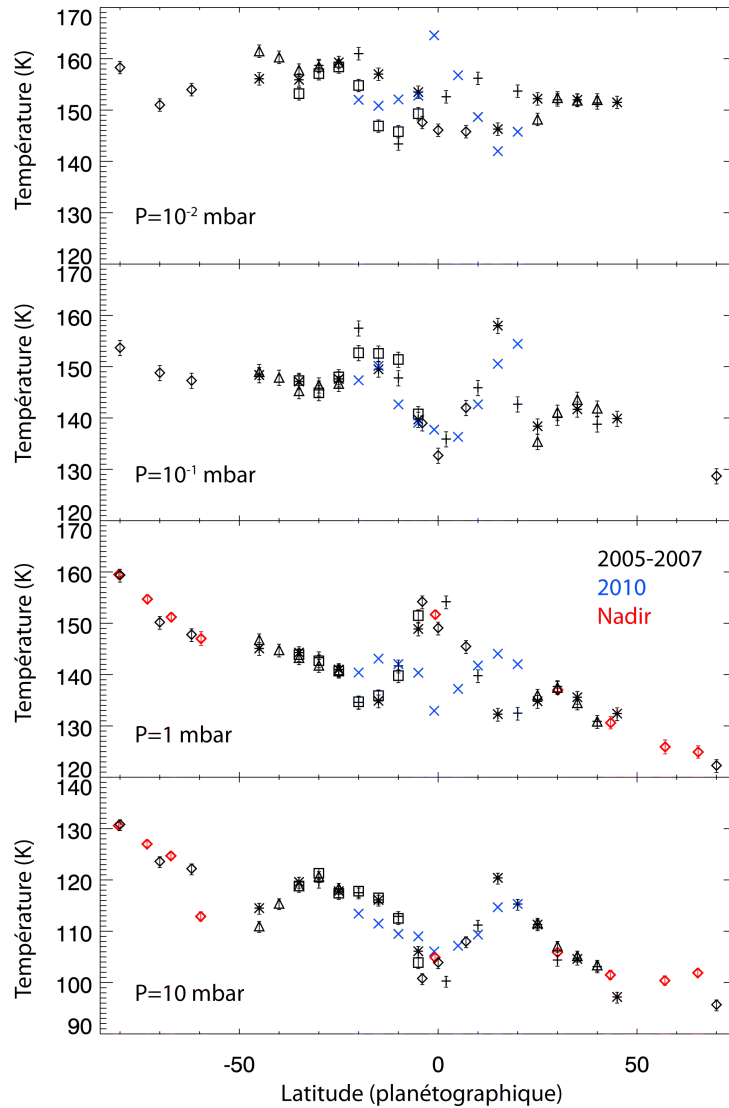


FIGURE IV.9 – Variations de la température avec la latitude à 4 niveaux de pression. Les différents symboles représentent différentes dates d’acquisition des données LIMBMAP : mars 2005 (carrés), décembre 2005 (croix), février 2006 (étoiles), août 2006 (triangles) et février 2010 (croix diagonales bleues). Les diamants noirs représentent les données LIMBINT ou LIMBOCC acquises à différentes dates entre 2005 et 2008 (voir tableau I.1). Les diamants rouges correspondent aux données nadir.

### Région équatoriale

La région équatoriale, entre 20°S et 20°N, s’écarte de cette tendance globale et montre des variations plus contrastées. Le profil vertical à l’équateur déterminé à partir des données de décembre 2005 est montré en figure IV.10(a). Il présente une alternance d’extrema marqués de température, avec deux minima à 10 et 10<sup>-1</sup> mbar et un maximum local vers 1 mbar. En outre, les minima à l’équateur sont associés à des maxima aux tropiques (vers 15-20°, 10 et 10<sup>-1</sup> mbar) et réciproquement le maximum équatorial à 1 mbar est entouré de deux minima de température aux latitudes environnantes (voir sur la carte en figure IV.7). Ces extrema sont inattendus, car la température devrait augmenter de façon monotone avec l’altitude dans la stratosphère,

où le méthane absorbe le rayonnement solaire, au lieu de présenter des oscillations verticales. Cela suggère que ces oscillations sont dues à un(des) processus non radiatif(s), gouvernés par la dynamique atmosphérique (voir section VI.1).

Pour nous convaincre de la réalité de ces oscillations et montrer qu'elles ne sont pas issues d'un artefact numérique, nous avons calculé des spectres synthétiques correspondant à un profil de température beaucoup plus lisse, dont la température au-dessus du niveau 0.3 mbar est égale à la température moyenne dans cette région du profil inversé à 2°N. Ce profil est montré en figure IV.10(a) et les spectres synthétiques du méthane correspondant sont comparés aux observations en figure IV.10(b). Nous voyons bien que le profil lissé mène à un mauvais ajustement des spectres et que l'oscillation de température est nécessaire au bon ajustement des données.

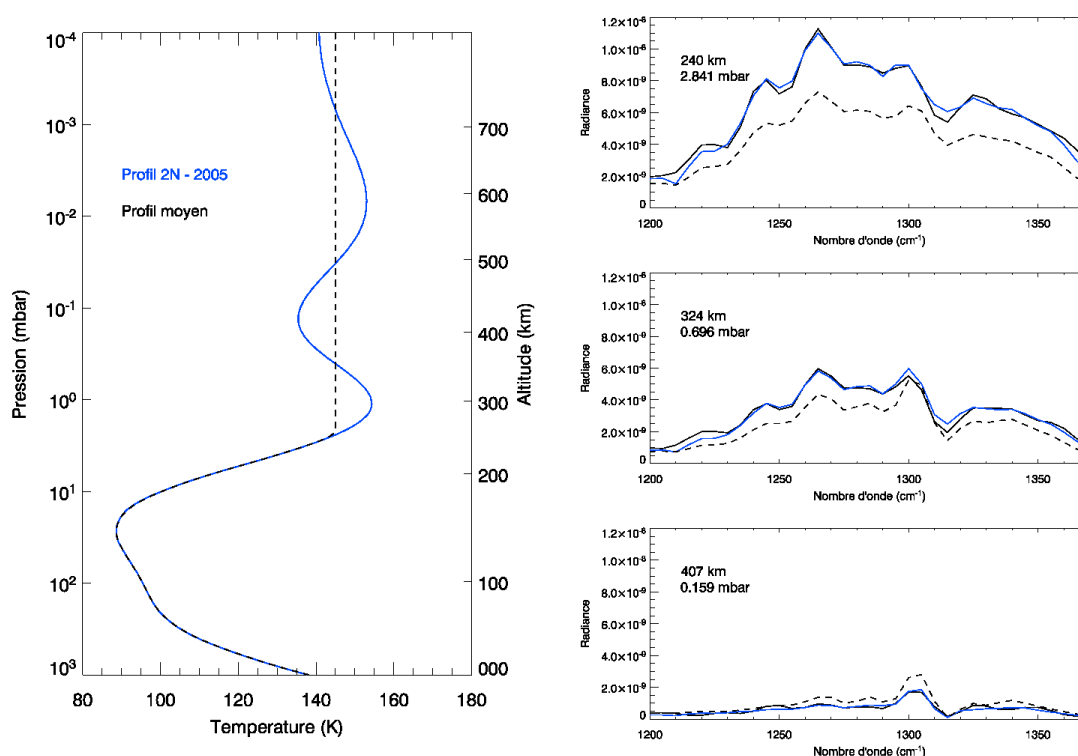


FIGURE IV.10 – À gauche : Profil de température inversé pour les données de décembre 2005 à 2°N (en bleu) et profil “moyen” calculé à partir de ce dernier, sans oscillations (tirets noirs). À droite : Spectres du méthane à 2°N enregistrés par CIRS (traits continus noirs) comparés à notre meilleur ajustement (en bleu) et aux spectres synthétiques correspondant au profil moyen tracé à gauche (tirets noirs).

Notons que cette structure équatoriale évolue notablement sur une durée courte (4 ans) à l'échelle d'une année de Saturne (29,5 ans). En effet, nous constatons sur la carte en figure IV.8(a) que cette oscillation reste présente en 2010 mais qu'elle est globalement décalée en altitude d'environ une échelle de hauteur et que son amplitude a changé. Enfin, les différences de température entre 2010 et 2005–2006 tracées en figure IV.8(b) sont très marquées dans cette région équatoriale : on observe jusqu'à 21K de différence autour du niveau 1 mbar. Ces forts changements de température ne semblent pas pouvoir s'expliquer par un effet saisonnier, car l'insolation a peu changé entre 2005 et 2010 dans les régions équatoriales. En outre, si

ces variations temporelles étaient dues à un refroidissement ou chauffage radiatif saisonnier, il serait du même signe dans toute la région équatoriale. Or, nous observons des différences de température positives et négatives dans des régions très proches.

Nous privilégions donc une explication dynamique, et non radiative, à l'origine de cette structure appelée "oscillation équatoriale" ainsi qu'à ses variations temporelles. Ce point sera développé et discuté en section VI.1.

### Accord entre les différents jeux de données

Il est à noter que l'on observe un bon accord entre les températures mesurées à une même latitude à partir de données acquises à quelques mois d'intervalle entre mars 2005 et août 2006 (voir les différents symboles en figure IV.9). Ces jeux de données individuels sont également acquis à des longitudes différentes. Ce résultat est cohérent avec notre hypothèse que les variations zonales de température sont négligeables devant les variations méridiennes. En outre, il est normal que la température ne montre pas de variations notables sur une durée de quelques mois, car cette durée est très petite devant la durée d'une saison pour Saturne. Cet accord permet de renforcer la confiance en nos résultats. Nous notons également que la température inversée à partir des données nadir est en excellent accord avec celle inversée à partir des limbes, ce qui apporte une validation supplémentaire de notre analyse.

Les seules exceptions rencontrées sont situées autour de 15° de latitude à basse pression ( $p < 0,1$  mbar), où l'on observe entre 5 et 10 K de différence de température à une même latitude. Une hypothèse est que la température dans ces régions est peut-être modulée par le passage d'ondes atmosphériques. Les travaux de Hubbard et al. [1997] et Cooray et al. [1998], à partir d'occultation stellaire, ont montré la présence d'ondes dans la haute atmosphère de Saturne. Plus récemment, des ondes dans la moyenne stratosphère ont été observées dans la région équatoriale [Li et al., 2008], se traduisant par des variations de la température avec la longitude d'une amplitude de  $\sim 3$  K au niveau de pression 1 mbar. L'amplitude des ondes augmentant lorsque la densité (donc la pression) diminue, l'observation de variations de 5 à 10K à 0,01 mbar est qualitativement compatible avec cette hypothèse.

#### IV.4.2 Comparaison avec les observations précédentes

Nous pouvons comparer nos résultats avec ceux d'autres études obtenus à des dates proches :

- Fletcher et al. [2007] ont déterminé la température stratosphérique entre 5 et 0,5 mbar à partir de données nadir de Cassini/CIRS de 2005–2006 couvrant toute la planète en latitude.
- Greathouse et al. [2005a] ont mesuré la température entre 3 et 0,03 mbar à partir de données au sol de 2002, de l'équateur à 80°S.
- Howett et al. [2007] ont mesuré la température autour de 2 mbar à partir de données nadir de Cassini/CIRS de 2004 entre 10°S et 67°S.

La comparaison avec les résultats de Fletcher et al. [2007] est montrée en figure IV.11(a) à trois niveaux de pression : 5, 1 et 0,5 mbar. L'accord entre ces deux jeux de résultats est très bon, autant en valeur absolue qu'en ce qui concerne l'amplitude des gradients méridionaux mesurés. La seule exception notable réside dans la zone équatoriale, où la température déterminée à partir des données au limbe présente une structure beaucoup plus contrastée que dans les résultats de Fletcher et al. [2007]. Ceci est particulièrement marqué à 1 mbar où nos résultats présentent un maximum équatorial de température élevé ainsi que deux minima de température vers 15° de latitude non présents dans les résultats des données nadir. Cette différence s'explique par la plus faible résolution verticale des données nadir par rapport aux données au limbe. En effet, dans la

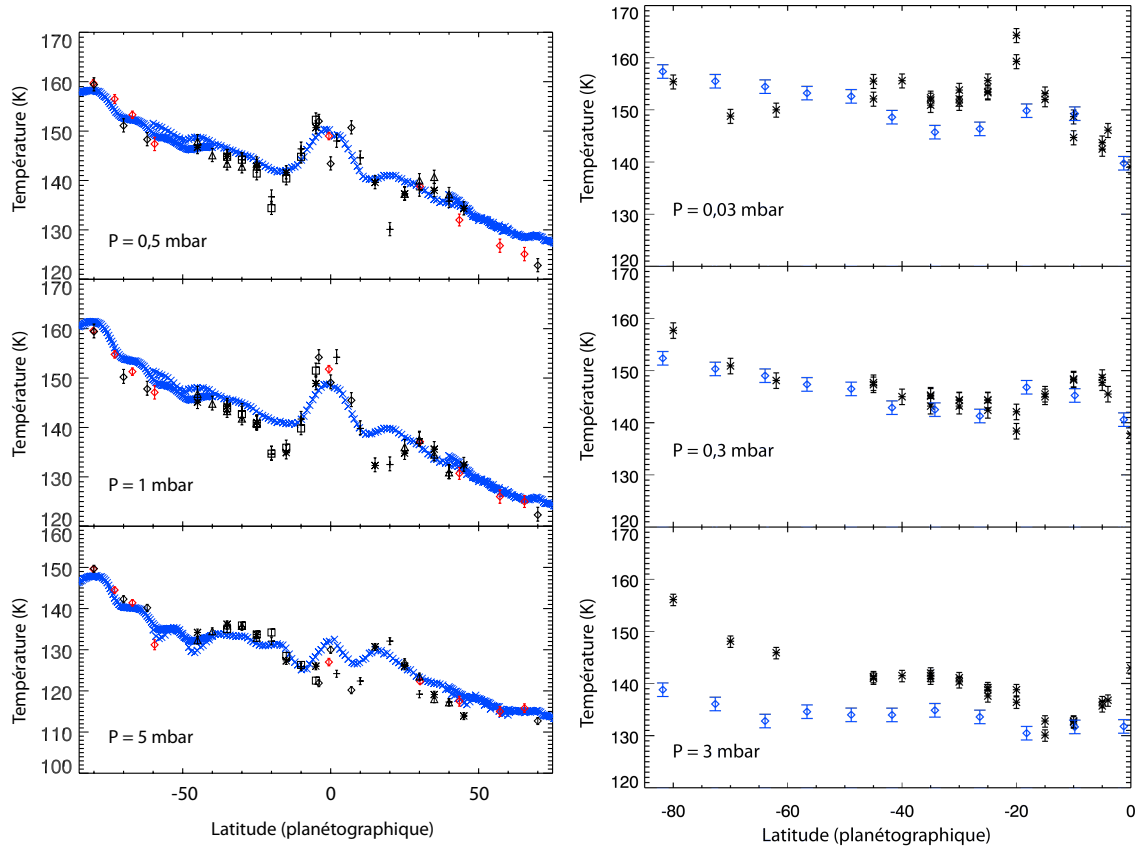


FIGURE IV.11 – À gauche : Comparaison des températures obtenues par analyse de deux types de données acquises en 2005–2006 : au limbe (cette étude, symboles de la figure IV.9) et au nadir (Fletcher et al. [2007], croix diagonales bleues). À droite : Comparaison de nos résultats (étoiles noires) à ceux de Greathouse et al. [2005a] obtenus par données au sol avec TEXES/IRTF (diamants bleus).

zone équatoriale, les profils inversés par notre analyse présentent des oscillations verticales sur une échelle que les données nadir ne peuvent résoudre. Les profils inversés à partir des données nadir sont donc beaucoup plus lisses.

Nous montrons également en figure IV.11(b) la comparaison de nos résultats avec ceux de Greathouse et al. [2005a]. L'accord est là aussi très satisfaisant excepté à 3 mbar, où les températures obtenues par Greathouse et al. [2005a] sont systématiquement plus basses que les nôtres. Ce désaccord est d'autant plus élevé que la latitude augmente. Cela ne peut s'expliquer par les variations saisonnières de l'insolation, car de tels changements saisonniers seraient perceptibles en premier lieu à basse pression, où l'inertie thermique est plus faible.

Une explication plus plausible est un biais présent dans la méthode d'inversion de Greathouse et al. [2005a]. En effet, lors de l'inversion des profils de température, ces auteurs ont supposé une température constante à 10 mbar de 110K, alors que la température déterminée par Cassini/CIRS à 10 mbar est en moyenne de 117K, et varie entre 105K (à l'équateur) et 130K (à 80°S). Le fait d'avoir fixé une température en général trop basse à ce niveau de pression a sans doute induit une sous-estimation de leur température inversée à 3 mbar.

Enfin, le gradient méridien de température mesuré par Howett et al. [2007] est également en bon accord avec le nôtre, même si leurs températures sont systématiquement  $\sim 3$  K plus élevées



que les nôtres. Ces comparaisons de résultats observationnels à différentes dates, de 2002 à 2006, suggèrent qu'il y a peu de variations saisonnières de la température entre 2002 et 2005–2006. Nous n'observons donc pas de déphasage flagrant dans la réponse radiative de l'atmosphère entre le solstice et les 4 années qui suivent.

### IV.4.3 Comparaison avec un modèle radiatif saisonnier

Nous comparons également nos résultats aux prédictions du modèle d'équilibre radiatif développé par Greathouse et al. [2008]. Ce modèle considère une atmosphère discrétisée en 70 couches, de 660 mbar à  $10^{-4}$  mbar. Il prend en compte l'absorption par les aérosols (d'après les résultats de Karkoschka and Tomasko [2005]) mais néglige leur diffusion. Il considère l'opacité due à  $H_2$ -He,  $CH_4$ ,  $C_2H_2$ ,  $C_2H_6$  et utilise la méthode des k-corrélés [Lacis and Oinas, 1991] plutôt qu'un modèle raie-par-raie pour le calcul des opacités, afin de gagner en temps de calcul. La température est calculée à 17 latitudes par pas de  $0,5^\circ L_s$ . Nous comparons en figure IV.12 nos profils méridiens de la température à 10, 1,  $10^{-1}$  et  $10^{-2}$  mbar aux résultats de trois versions de son modèle :

- Un modèle de référence, qui inclut l'ombre des anneaux, l'absorption par les aérosols et fixe la distribution des hydrocarbures à celle de Guerlet et al. [2009] (Modèle A) ;
- Un modèle similaire mais qui n'inclut pas l'ombre des anneaux (Modèle B) ;
- Un modèle similaire au modèle de référence mais qui considère une distribution uniforme, en latitude, des hydrocarbures (Modèle C).

Puisque les données au limbe ont été acquises à des dates différentes, nous traçons les résultats du modèle de Greathouse et al. [2008] à des longitudes solaires différentes : nous présentons les résultats du modèle correspondant à  $L_s = 310^\circ$  dans la région  $45^\circ S$ – $45^\circ N$ , où les données au limbe ont été acquises entre mars 2005 et février 2006, et  $L_s = 335^\circ$  aux hautes latitudes, où nos données à  $70^\circ N$ ,  $62^\circ S$ ,  $70^\circ S$  et  $80^\circ S$  ont été acquises fin 2007.

Dans l'hémisphère sud, le modèle de référence reproduit de manière satisfaisante les températures mesurées à 1 et 0,1 mbar. Il surestime systématiquement la température à 10 mbar et la sous-estime à 0,01 mbar par rapport à nos observations. Malgré ces différences, globalement, les gradients méridiens observés entre  $10^\circ S$  et  $80^\circ S$  sont bien reproduits par le modèle, notamment à haute altitude, où les variations méridiennes de température sont faibles dans l'hémisphère d'été.

Dans la région équatoriale ( $20^\circ N$ – $20^\circ S$ ), le désaccord est très marqué à 10 et 1 mbar, et l'oscillation équatoriale n'est pas reproduite. Cela suggère que la température dans la région équatoriale n'est pas uniquement gouvernée par des processus radiatifs, et renforce notre hypothèse que l'oscillation équatoriale en température est induite par la dynamique atmosphérique (voir section VI.1).

C'est dans l'hémisphère nord que le désaccord est le plus important, et ce d'autant plus que la pression diminue : l'écart entre le modèle et les mesures est maximal autour de  $25^\circ N$  et vaut  $\sim 15K$  à 1 mbar,  $\sim 20K$  à 0,1 mbar et  $\sim 33K$  à 0,01 mbar. Cette région correspond à **la projection de l'ombre des anneaux sur la planète** à cette époque, ce qui devrait causer un refroidissement de la stratosphère d'après le modèle de Greathouse et al. [2008], qui n'est pas observé par Cassini/CIRS. Au contraire, nos résultats sont en bien meilleur accord avec la version du modèle qui n'inclut pas l'effet de l'ombre des anneaux : l'écart en température à  $25^\circ N$  avec ce modèle est quasi nul à 1 mbar et n'est plus que de 2-3K à 0,1 mbar et de 16K à 0,01 mbar.

Il reste difficile de discuter des gradients méridiens globaux, du nord au sud, car nous n'avons qu'une mesure de la température aux hautes latitudes nord, à  $70^\circ N$ . En outre, la température

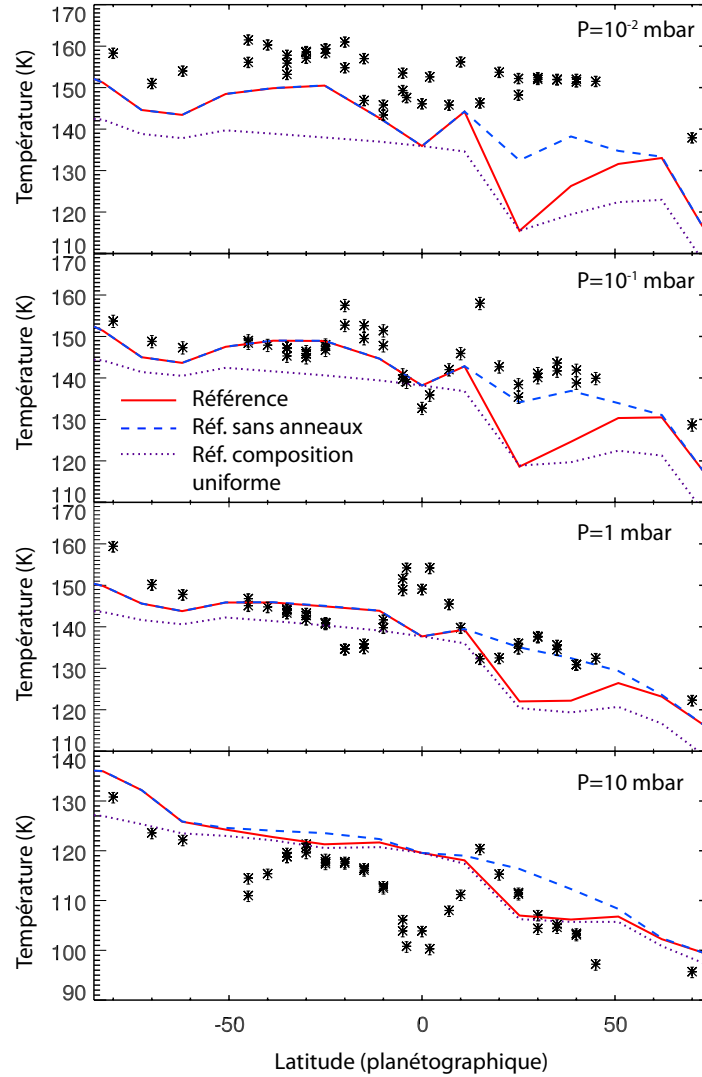


FIGURE IV.12 – Comparaison des températures obtenues par analyse des données au limbe de 2005–2006 (étoiles) avec les prédictions du modèle de Greathouse et al. [2008] dans trois cas différents, et à une longitude solaire variant de  $L_s=310^\circ$  à  $L_s=335^\circ$ .

dans la région de l’ombre des anneaux, à  $20\text{--}45^\circ\text{N}$ , semble affectée par des processus non radiatifs, puisque nous n’observons pas le fort refroidissement prédit. Malgré ces limitations, les gradients de température observés du nord au sud sont plutôt bien reproduits par le modèle à 10 et 1 mbar, où l’on mesure des gradients entre  $70^\circ\text{N}$  et  $80^\circ\text{S}$  de respectivement 35K et 37K, contre des gradients prédits de 36K et 33K. À plus haute altitude, la forte décroissance de température prédite par Greathouse et al. [2008] vers les hautes latitudes de l’hémisphère d’hiver n’est pas validée par notre mesure du profil de température à  $70^\circ\text{N}$ . Cela suggère soit que le refroidissement radiatif est surestimé dans le modèle, soit que des processus non radiatifs réchauffent la haute atmosphère des hautes latitudes nord.

Enfin, notons la grande importance de la quantité d’hydrocarbures sur les températures stratosphériques calculées par le modèle : les températures issues du modèle C sont globalement plus froides d’environ 5K à 0,1 mbar et 10K à 0,01 mbar. Ce modèle C néglige les variations

méridiennes des hydrocarbures et fixe les profils d'abondance aux profils équatoriaux inversés par Guerlet et al. [2009]. Comme nous le verrons par la suite, l'abondance des hydrocarbures est maximale à l'équateur. Ce Modèle C surestime donc globalement la quantité de  $C_2H_6$  et  $C_2H_2$  aux moyennes et hautes latitudes. Le fait que les températures du Modèle C soient beaucoup plus faibles que celles du modèle de référence illustre bien la contribution importante des hydrocarbures au refroidissement radiatif, d'autant plus élevée à haute altitude.

Notons enfin que la distribution des hydrocarbures adoptée dans les modèles A et B provient de mesures obtenues à une saison donnée, lors de l'été dans l'hémisphère sud (principalement en 2005–2006). Or, on s'attend à voir évoluer l'abondance des constituants de manière complexe en fonction de l'altitude, la latitude et les saisons. Le fait de garder une distribution fixe dans le temps dans le modèle radiatif induit certainement des erreurs en température, en particulier à basse pression où la température est la plus sensible à l'abondance des hydrocarbures et où la distribution mesurée par CIRS est la plus asymétrique, comme nous le verrons par la suite.

# Chapitre V

## Mesure de l'abondance des éléments

Une fois les profils de température inversés, nous pouvons analyser les bandes d'émission des hydrocarbures afin de remonter à leurs profils d'abondance à différentes latitudes. Dans ce chapitre, nous présentons la méthode et les résultats de l'inversion des profils verticaux de 5 hydrocarbures : ceux de l'éthane ( $C_2H_6$ ), de l'acétylène ( $C_2H_2$ ), du propane ( $C_3H_8$ ), du méthylacétylène ( $CH_3C_2H$ ) et du diacétylène ( $C_4H_2$ ). Nous complétons ces résultats par l'analyse de la sélection de données nadir, qui fournissent le rapport de mélange de  $C_2H_6$ ,  $C_2H_2$  et  $C_4H_2$  à un niveau de pression dans la basse stratosphère.

Nous comparons ensuite les distributions méridiennes des hydrocarbures et leurs profils verticaux aux prédictions d'un modèle de photochimie saisonnier ainsi qu'à des résultats précédents. Nous présentons également les variations temporelles entre 2005 et 2010. Enfin, nous montrons la détection du dioxyde de carbone ( $CO_2$ ) et du benzène ( $C_6H_6$ ) sur certains des spectres et la présence de bandes larges non identifiées, signatures possibles d'aérosols.

### Sommaire

---

<b>V.1 Inversion des profils de <math>C_2H_6</math></b>	<b>76</b>
V.1.1 Principe	76
V.1.2 Contenu en information	76
V.1.3 Fiabilité du modèle, exemples et remarques	77
<b>V.2 Inversion des profils de <math>C_2H_2</math> et <math>C_3H_8</math></b>	<b>80</b>
V.2.1 Principe	80
V.2.2 Contenu en information	80
V.2.3 Fiabilité du modèle, exemples et problèmes rencontrés	80
<b>V.3 Inversion des profils de <math>C_4H_2</math> et <math>CH_3C_2H</math></b>	<b>85</b>
V.3.1 Principe	85
V.3.2 Contenu en information	86
V.3.3 Fiabilité du modèle et exemples	87
<b>V.4 Analyse des données nadir</b>	<b>90</b>
<b>V.5 Bilan d'erreur</b>	<b>92</b>
<b>V.6 Présentation des résultats</b>	<b>93</b>
V.6.1 Variations méridiennes et comparaison au modèle de chimie	93
V.6.2 Profils verticaux moyens	102
V.6.3 Variations temporelles	105
V.6.4 Comparaison avec les observations précédentes	106
<b>V.7 Autres molécules : <math>CO_2</math>, <math>C_6H_6</math></b>	<b>109</b>
<b>V.8 Indices de la présence d'aérosols</b>	<b>111</b>

---

## V.1 Inversion des profils de C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>

### V.1.1 Principe

Nous analysons l'émission de la bande  $\nu_9$  de l'éthane, centrée à 822 cm<sup>-1</sup>, afin de déterminer son profil vertical d'abondance. Dans l'intervalle spectral 780 – 860 cm<sup>-1</sup>, nous faisons l'hypothèse que C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> contribue *majoritairement* à la radiance observée. Toutefois, les ailes de la bande  $\nu_5$  de C<sub>2</sub>H<sub>2</sub> contribuent faiblement à l'émission dans cette région. Nous prenons donc en compte l'opacité due à C<sub>2</sub>H<sub>2</sub> et C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> dans le calcul des spectres synthétiques, et nous fixons le profil vertical de C<sub>2</sub>H<sub>2</sub> à celui du modèle de [Moses et al. \[2000a\]](#). Pour chaque jeu de données, le profil de température a été précédemment déterminé suivant la méthode décrite dans le chapitre [IV.2](#). Le profils de température, le décalage en altitude et le profil de C<sub>2</sub>H<sub>2</sub> étant fixés, la radiance dans l'intervalle spectral considéré ne dépend alors plus que d'un paramètre, le profil vertical du rapport de mélange de C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>. La linéarisation de ce problème direct s'écrit :

$$\Delta I_i = \sum_{j=1}^n \frac{\partial I_i}{\partial \ln(q_j)} \Delta \ln(q_j) \quad (\text{V.1})$$

où  $q_j$  est le rapport de mélange volumique de C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> au niveau de pression  $p_j$ . Cette équation est fonction de  $\ln(q)$  plutôt que de  $q$  car le rapport de mélange varie sur plusieurs ordres de grandeur avec l'altitude. La méthode d'inversion est similaire à celle de la température. L'incrément en abondance ( $\Delta \ln(q)$ ) est donné en fonction de la différence de radiance entre les spectres observés et synthétiques ( $\Delta I$ ) par la formule suivante :

$$\Delta \ln(\mathbf{q}) = W \Delta \mathbf{I} \quad ; \quad W = \alpha S K^T (\alpha K S K^T + E^2)^{-1} \quad (\text{V.2})$$

où  $K_{ij} = \frac{\partial I_i}{\partial \ln(q_j)}$  est la matrice de kernel, donnant la sensibilité de la radiance au rapport de mélange de C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>.

Notre profil *a priori* de référence pour C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> est celui du modèle de [Moses and Greathouse \[2005\]](#), qui avaient ajusté leur modèle afin que l'abondance de C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> corresponde à celle mesurée par le satellite ISO. Nous effectuons des inversions en partant de ce profil mais également à partir d'un multiple de celui-ci (multiplié ou divisé par deux), pour différents couples de paramètres  $f$  et  $L$  (voir la section [III.3.3](#) pour les détails sur les paramètres d'inversion).

### V.1.2 Contenu en information

Le contenu en information est illustré à travers les kernels, qui sont tracés à 820 cm<sup>-1</sup> pour six des spectres d'un jeu de données au limbe en figure [V.1](#). Typiquement, la bande de C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> est détectée sur une dizaine de spectres à différentes altitudes tangentes. Chaque kernel présente un maximum à une altitude proche de l'altitude tangente du spectre, avec un poids beaucoup plus élevé sur les basses altitudes (entre 5 et 0,5 mbar) que sur les hautes altitudes. Cela est cohérent car l'intensité du signal diminue avec l'altitude. Cette figure montre que la radiance à ce nombre d'onde est sensible à l'abondance de C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> à des niveaux de pression de  $\sim 5$  mbar à  $\sim 1 \mu\text{bar}$ . Néanmoins, il est nécessaire de recouper cette information à celle que nous avons déterminée sur la température. En effet, si le profil de température n'est pas contraint à un niveau de pression donné, alors il sera impossible de tirer de l'information sur C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> à cette altitude, même si les données contiennent de l'information sur C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>. Dans notre étude, nous sommes effectivement limités par notre connaissance du profil de température, qui devient peu fiable au-dessus du niveau de pression à 0,01 mbar, alors que la sensibilité des données à C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> est généralement satisfaisante jusque vers 1  $\mu\text{bar}$ .

Le calcul du nombre de degrés de liberté pour un jeu de données au limbe donne des valeurs typiques de 3 à 5, pour des champs de vue respectifs de 2 à 1 échelles de hauteur. Cela signifie que les données contiennent de l'information sur le rapport de mélange de  $C_2H_6$  sur 5 à 6 échelles de hauteur, ce qui est en bon accord avec l'information donnée par les kernels.

En résumé, nous pouvons déterminer le profil vertical de  $C_2H_6$  de 5 mbar à 0,01 mbar avec une résolution verticale de 1 à 2 échelles de hauteur suivant la position du détecteur sur le limbe.

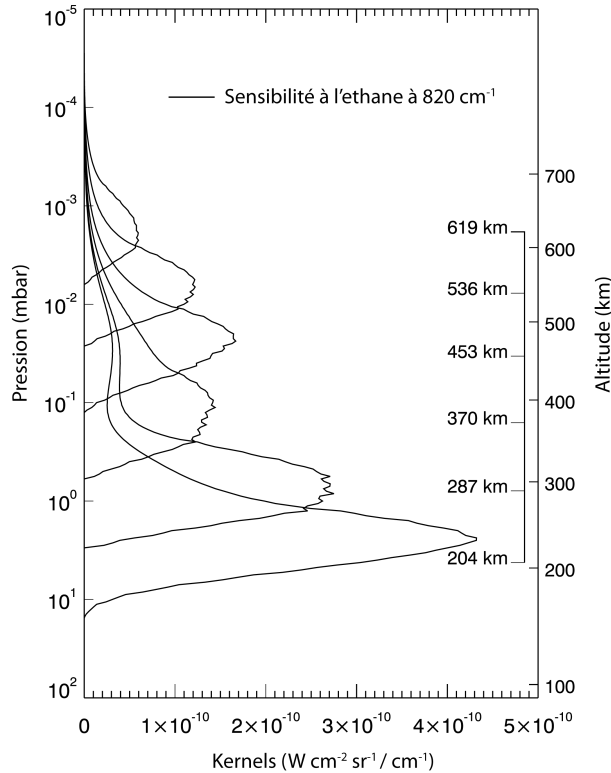


FIGURE V.1 – Kernels tracés à  $820\text{ cm}^{-1}$ , à proximité du centre de la bande de  $C_2H_6$ , pour des spectres au limbe à différentes altitudes tangentées, indiquées sur la droite. Ils correspondent à un jeu de données à  $30^\circ\text{N}$ .

### V.1.3 Fiabilité du modèle, exemples et remarques

Comme pour la température, nous procédons à des inversions “tests” à partir de spectres synthétiques de  $C_2H_6$  correspondant à des profils verticaux arbitraires. Nous effectuons ces tests sur des spectres à  $7,5\text{ cm}^{-1}$  de résolution spectrale, car c’est le cas de figure le plus représentatif de notre jeu de données. Nous montrons un exemple de ces inversions synthétiques en figure V.2. Le profil solution qui ajuste au mieux les spectres est en très bon accord avec le profil de départ (profil “vrai”) dans la région où les kernels sont maximum. En outre, le fait d’inverser un profil similaire en partant d’*a priori* différents nous assure également de la robustesse de la méthode. Ainsi, le résultat ne dépend pas de l’information *a priori* dans la région où l’information contenue dans les données est maximale ( $\sim 5\text{ mbar} - 10\text{ }\mu\text{bar}$ ).

Nous appliquons donc cette méthode sur l’ensemble des données au limbe, en variant les profils *a priori* et les paramètres d’inversion et en choisissant la solution la plus satisfaisante pour chaque jeu de donnée.

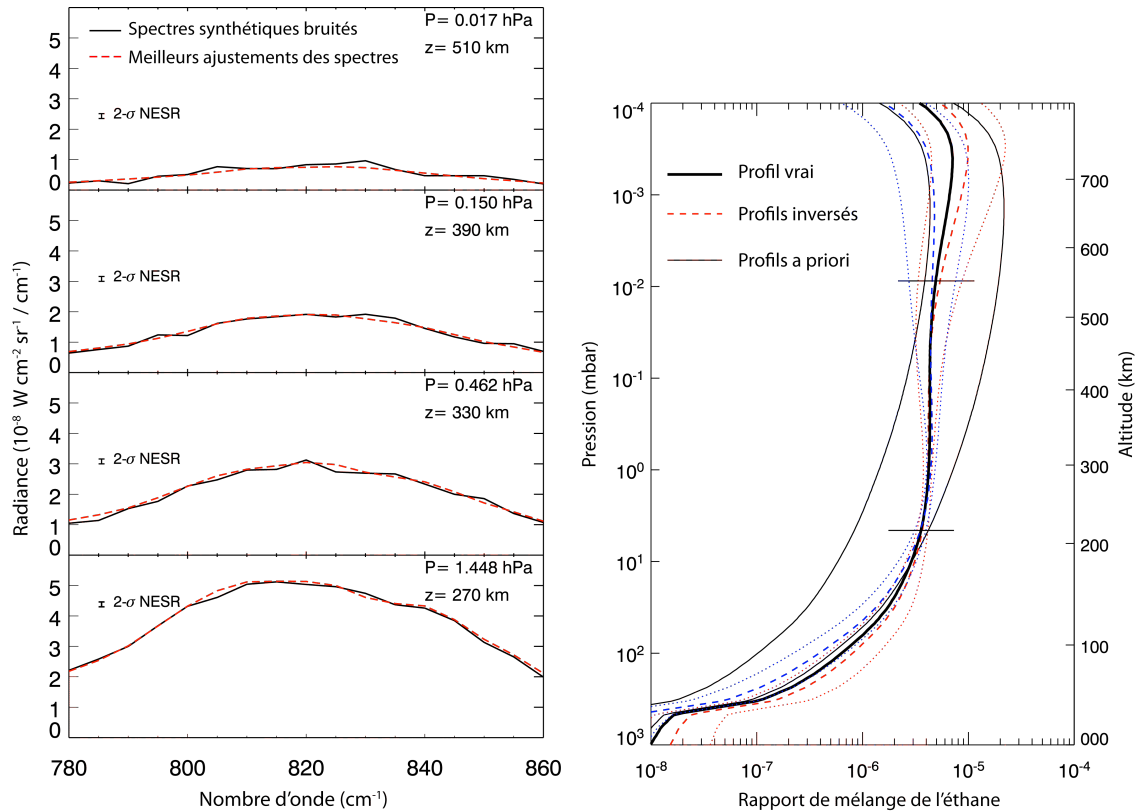


FIGURE V.2 – Exemple d’inversion synthétique du profil vertical de  $C_2H_6$ . À gauche : spectres synthétiques calculés à partir du profil “vrai” puis bruités (en noir) et les meilleurs ajustements obtenus par notre méthode d’inversion (en rouge). À droite : profil “vrai” (trait épais noir) comparé aux deux profils inversés (en tirets rouges et bleus) obtenus en partant de deux *a priori* différents (traits fin noirs). Les enveloppes d’erreur sont tracées en pointillés. Les deux barres horizontales délimitent la région où le contenu en information est maximal.

*Remarque sur l’importance des données spectroscopiques.*

Les inversions décrites ci-dessus utilisent les données spectroscopiques de [Vander Auwera et al. \[2007\]](#), comme précisé dans le tableau III.1. Ces récents travaux améliorent très nettement la qualité de l’ajustement des spectres observés par rapport à l’utilisation de la base de données GEISA 2003 [[Jacquinet-Husson et al., 2005](#)]. En outre, **l’abondance mesurée de  $C_2H_6$  varie de manière significative selon les données spectroscopiques utilisées**. Ceci est illustré sur la figure V.3, qui montre un exemple d’inversion du profil de  $C_2H_6$  à partir de spectres au limbe acquis à l’équateur, à une résolution spectrale de  $0,5 \text{ cm}^{-1}$ , pour chacune des deux sources de données spectroscopiques. Le  $\chi^2$  est deux fois plus petit dans le cas de l’utilisation des données de [Vander Auwera et al. \[2007\]](#), et l’abondance de  $C_2H_6$  déterminée à partir de ces données est de 1,5 à 2 fois plus faible que celle inversée en adoptant les données de GEISA 2003. Un résumé des abondances inversées à plusieurs latitudes selon la base de donnée utilisée est présenté dans le tableau V.1.

Cette comparaison quantitative de l’influence de différentes bases de données est un point important si l’on souhaite comparer nos résultats à ceux des études antérieures.

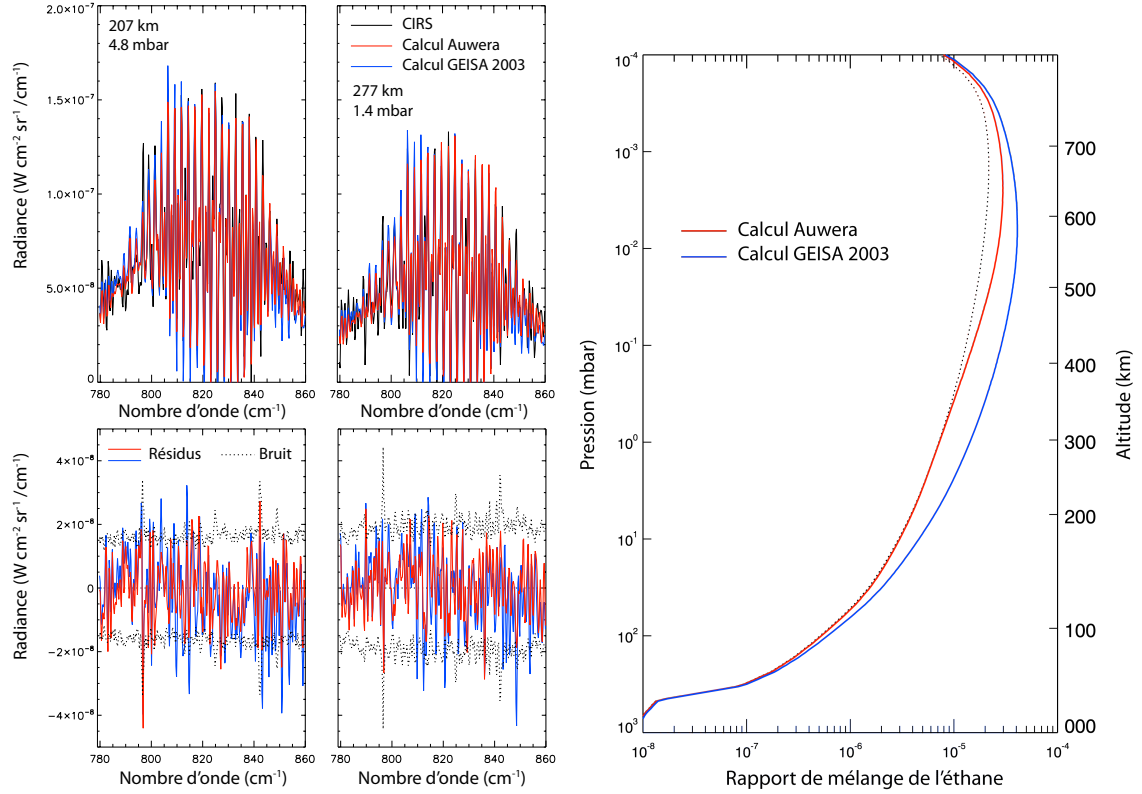


FIGURE V.3 – À gauche : deux spectres dans la bande de  $C_2H_6$  à un résolution de  $0,5 \text{ cm}^{-1}$  acquis à l'équateur (noir) comparés aux meilleurs ajustements obtenus avec les données spectroscopiques de GEISA 2003 (bleu) et de Vander Auwera et al. [2007] (rouge). Les résidus correspondants sont montrés sous les spectres. À droite : Les deux profils inversés correspondants.

Latitude	Avec GEISA 2003 (1)	Avec Vander Auwera et al. 2007 (2)	Rapport (1)/ (2)
0°S	$10.2 \times 10^{-6}$	$5.5 \times 10^{-6}$	1.85
20°S	$6.6 \times 10^{-6}$	$4.0 \times 10^{-6}$	1.67
40°S	$7.5 \times 10^{-6}$	$4.1 \times 10^{-6}$	1.83
62.5°S	$8.9 \times 10^{-6}$	$4.7 \times 10^{-6}$	1.90

TABLE V.1 – Comparaison des rapports de mélange de l'éthane à 2 mbar déterminés en utilisant les données spectroscopiques de GEISA 2003 [Jacquinet-Husson et al., 2005] et Vander Auwera et al. [2007]. En moyenne, à 2 mbar, le rapport de mélange obtenu avec les données de Vander Auwera et al. [2007] est 1,8 fois plus faible que celui obtenu avec GEISA 2003.



## V.2 Inversion des profils de C<sub>2</sub>H<sub>2</sub> et C<sub>3</sub>H<sub>8</sub>

### V.2.1 Principe

Dans un premier temps, nous avons analysé la région spectrale de la bande d'émission  $\nu_5$  de l'acétylène (700–760 cm<sup>-1</sup>) en supposant que la radiance ne dépendait que du rapport de mélange de C<sub>2</sub>H<sub>2</sub>. Or, il est vite apparu que cette hypothèse était erronée, car la radiance des spectres synthétiques était systématiquement moins intense que les observations dans la branche R de la bande de C<sub>2</sub>H<sub>2</sub>, entre 740 et 755 cm<sup>-1</sup>. Le meilleur candidat responsable de cette émission manquante est le propane, car il possède une bande d'émission centrée à 748 cm<sup>-1</sup> et on s'attend à ce que son rapport de mélange soit assez important (autour de  $2,5 \times 10^{-8}$  à 5 mbar, Greathouse et al. [2006]). Néanmoins, à la résolution spectrale de 7,5 cm<sup>-1</sup> de la plupart de nos données, il est à noter que la bande du propane n'est pas résolue et est mélangée à l'émission de la branche R de C<sub>2</sub>H<sub>2</sub>.

Nous avons donc inclus le propane dans le calcul de l'opacité dans cette région spectrale et modifié l'algorithme d'inversion afin d'inverser simultanément les profils verticaux de deux constituants. En annotant par un indice 1 et 2 les quantités relatives aux deux hydrocarbures, la linéarisation du problème s'écrit :

$$\Delta I_i = \sum_{j=1}^n \frac{\partial I_i}{\partial \ln(q_{j,1})} \Delta \ln(q_{j,1}) + \sum_{j=1}^n \frac{\partial I_i}{\partial \ln(q_{j,2})} \Delta \ln(q_{j,2}) \quad (\text{V.3})$$

Et la solution est donnée par :

$$\Delta \ln(\mathbf{q}_p) = W_p \Delta \mathbf{I} \quad ; W_p = \alpha_p S K_p^T (\alpha_1 K_1 S K_1^T + \alpha_2 K_2 S K_2^T + E^2)^{-1} \quad (\text{V.4})$$

où l'indice  $p$  prend la valeur 1 ou 2 selon la molécule considérée et  $K_p = \frac{\partial \mathbf{I}}{\partial \ln(\mathbf{q}_p)}$ . Nos profils *a priori* sont des multiples des profils de Moses and Greathouse [2005].

### V.2.2 Contenu en information

Des exemples de kernels correspondant à un jeu de données au limbe à une résolution de 7,5 cm<sup>-1</sup> sont montrés en figure V.4. Le kernel  $K_1$  relatif à l'acétylène est tracé proche du centre de la bande, à 730 cm<sup>-1</sup>, et celui relatif au propane est tracé à 750 cm<sup>-1</sup>. Nous montrons également le kernel de sensibilité à C<sub>2</sub>H<sub>2</sub> dans la bande du propane, à 750 cm<sup>-1</sup>.

Cette figure montre que la radiance est sensible au rapport de mélange de C<sub>2</sub>H<sub>2</sub> de 5 mbar à 1  $\mu$ bar. Comme pour l'éthane, nous serons néanmoins limités par notre connaissance de la température à haute altitude, et limiterons l'analyse des résultats sur l'abondance de C<sub>2</sub>H<sub>2</sub> à 10<sup>-2</sup> mbar. La sensibilité au propane est plus limitée, et les kernels présentent des maxima significatifs à seulement deux ou trois niveaux de pression autour de 1 mbar. La sensibilité au propane est quasi nulle en dehors de la zone 10 mbar – 0,1 mbar. A 750 cm<sup>-1</sup>, la sensibilité de la radiance au propane est plus forte que la sensibilité à l'acétylène, ce qui nous assure de la séparation de l'information sur ces deux hydrocarbures.

Le nombre de degrés de liberté calculés est de  $\sim 4$  à 5 pour C<sub>2</sub>H<sub>2</sub> et  $\sim 1,5$  à 2 pour le propane, ce qui concorde avec l'étendue verticale de l'information donnée par les fonctions de contribution.

### V.2.3 Fiabilité du modèle, exemples et problèmes rencontrés

L'inversion simultanée des profils verticaux de deux espèces est délicate, d'autant plus que la signature individuelle du propane n'est pas résolue à basse résolution spectrale. L'analyse du

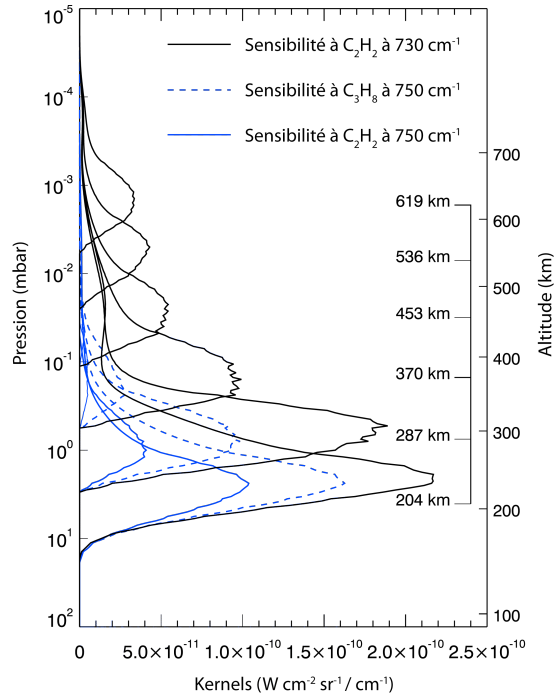


FIGURE V.4 – Kernel de la sensibilité de la radiance à  $C_2H_2$  tracé à deux nombres d’onde, 730 et  $750\text{ cm}^{-1}$  (traits continus noirs et bleus) et kernel du propane tracé à  $750\text{ cm}^{-1}$  (pointillés bleus). Ils correspondent à des observations au limbe à  $30^\circ\text{N}$  et à une résolution de  $7,5\text{ cm}^{-1}$ . Les altitudes tangentes des spectres sont indiquées à droite.

nombre de degrés de liberté contenu dans les données montre que les spectres contiennent assez d’information pour que l’on puisse inverser ces deux hydrocarbures. Néanmoins, afin de nous convaincre de la fiabilité de notre modèle de manière moins abstraite que le calcul du  $DFS$ , nous avons effectué des tests supplémentaires :

1. Nous avons comparé les résultats de différentes inversions de  $C_2H_2$  uniquement, dans un premier temps en omettant l’opacité due au propane, puis en fixant le profil de  $C_3H_8$  à un profil moyen provenant du modèle de [Moses and Greathouse \[2005\]](#). Nous montrons des exemples de ces ajustements à 4 spectres acquis à  $30^\circ\text{S}$  à différentes altitudes tangentes en figure V.5. Nous voyons bien que **le propane est nécessaire à l’ajustement des données prises à une pression tangente autour de 1 mbar**. L’ajustement aux observations dans le cas sans propane est globalement insatisfaisant sur l’ensemble du spectre, et particulièrement mauvais dans la branche R de  $C_2H_2$ . À des pressions tangentes plus faibles que 0,1 mbar, en revanche, la radiance calculée dans l’intervalle  $700\text{--}760\text{ cm}^{-1}$  est presque la même avec ou sans propane, ce qui est en bon accord avec l’analyse du contenu en information. En fixant le propane à un profil moyen, nous obtenons de meilleurs ajustements que dans le cas sans propane (dans cet exemple, à  $30^\circ\text{S}$ , le  $\chi^2$  est divisé par 3 entre ces deux inversions), mais cet ajustement n’est toujours pas satisfaisant et varie d’un jeu de données à l’autre. Cela suggère que les données sont sensibles à des variations méridiennes du propane.
2. Nous effectuons également des inversions “synthétiques” simultanées des deux hydrocarbures, en variant les profils “vrais” de  $C_2H_2$  et  $C_3H_8$  et les profils *a priori*. Nous avons calculé des spectres synthétiques correspondant à un profil de  $C_2H_2$  et de  $C_3H_8$  arbitraires, et avons

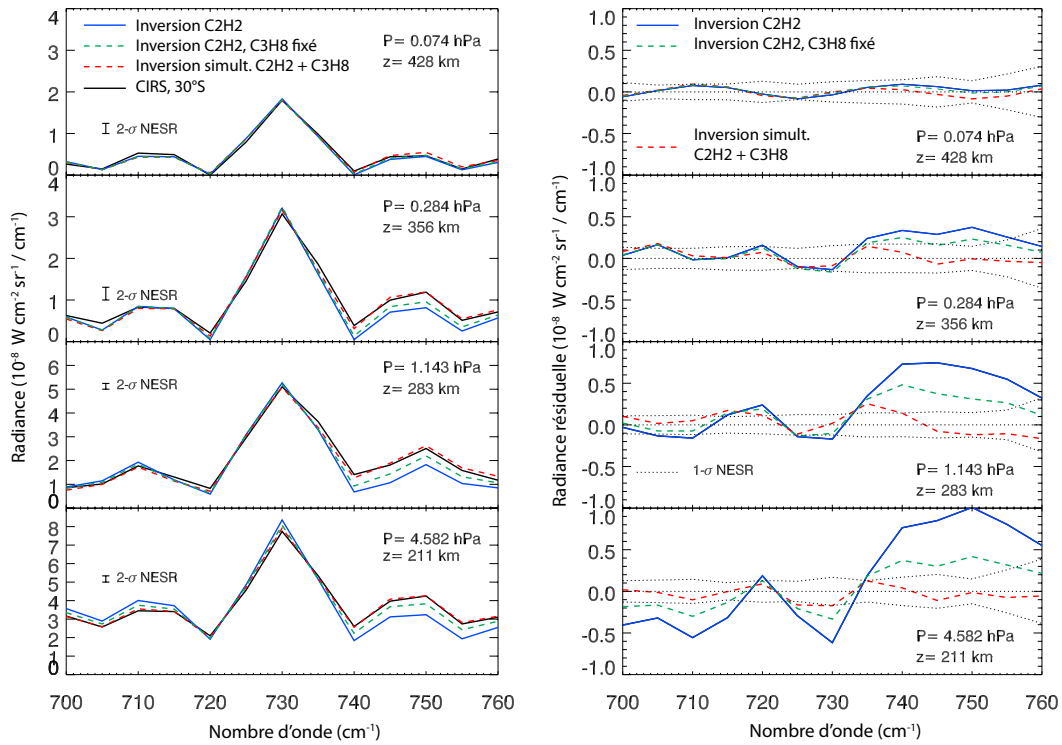


FIGURE V.5 – Exemple de spectres acquis au limbe à 30°S et des meilleurs ajustements obtenus après inversion de  $C_2H_2$  uniquement (en bleu), de  $C_2H_2$  en fixant le profil de  $C_3H_8$  à celui du modèle de Moses et al. (en vert), et après inversion simultanée des deux hydrocarbures (en rouge). Les résidus correspondants sont montrés à droite, avec le même code couleur, et le niveau de bruit de mesure est en pointillés.

comparé les ajustements à ces spectres dans le cas où nous inversons simultanément les deux molécules, et dans le cas où nous inversons  $C_2H_2$  sans tenir compte de l'opacité due au propane. Les ajustements sont très satisfaisants lorsque nous inversons simultanément les deux molécules. Les profils inversés sont comparés aux profils "vrais" en figure V.6. Les profils inversés à partir d'*a priori* différents coïncident avec les profils "vrais" au sein des barres d'erreur, entre 5 mbar et 10  $\mu$ bar pour  $C_2H_2$  et entre 5 et 0,5 mbar pour  $C_3H_8$ . Dans le cas où le propane n'est pas pris en compte, le profil de  $C_2H_2$  inversé a un rapport de mélange deux fois plus élevé que le profil vrai à 5 mbar ; 1,6 fois plus élevé à 2 mbar ; puis rejoint progressivement le profil de  $C_2H_2$  inversé simultanément avec le propane. Au-dessus de 0,5 mbar, les deux profils de  $C_2H_2$  sont confondus.

- Enfin, nous effectuons également des inversions simultanées des deux molécules sur des spectres à meilleure résolution spectrale (1 et 0,5  $cm^{-1}$ ) où les deux bandes d'émission sont séparées. Puis, nous convoluons ces données à 7,5  $cm^{-1}$ , réitérons le processus d'inversion, et comparons les profils obtenus. Ce dernier test a également donné des résultats satisfaisants : les profils des deux hydrocarbures inversés à partir de données à une résolution spectrale de 0,5  $cm^{-1}$  ou bien à partir de ces mêmes spectres convolués à 7,5  $cm^{-1}$  sont similaires au sein des barres d'erreur.

Nous avons donc pu appliquer cette méthode d'inversion simultanée à l'ensemble des données au limbe. Nous montrons un exemple d'ajustement aux spectres à 30°S en figure V.5. Dans cet

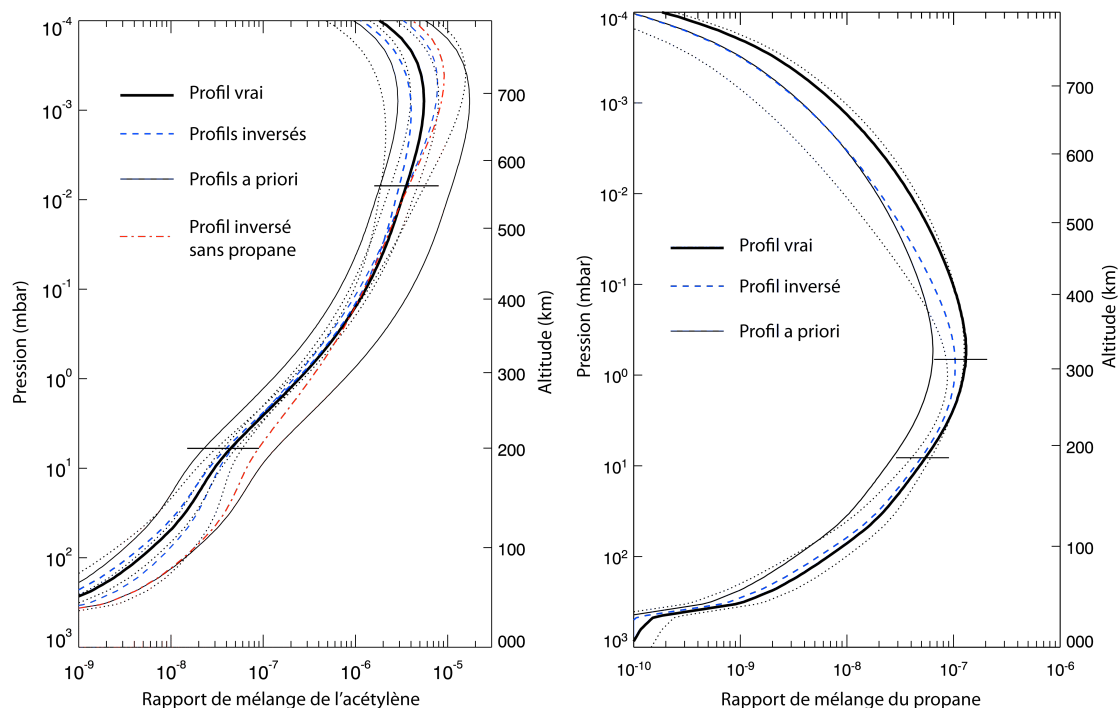


FIGURE V.6 – Profils verticaux inversés à partir de l’ajustement à des spectres synthétiques bruités (tirets bleus), comparés aux profils “vrais” (traits épais), en partant d’*a priori* différents (traits fins). Les enveloppes d’erreur sont données en pointillés.

exemple, le  $\chi^2$  est divisé par 2,5 entre l’inversion avec le profil moyen de  $C_3H_8$  et l’inversion simultanée des deux hydrocarbures.

#### Problèmes instrumentaux

Au cours de l’analyse de la bande  $\nu_5$  de  $C_2H_2$ , nous avons identifié deux problèmes instrumentaux dans les données qui étaient jusqu’alors passés inaperçus.

Le premier problème que nous avons remarqué est particulièrement visible sur les spectres non apodisés à  $7,5\text{ cm}^{-1}$  de résolution, où les différentes branches de la bande de  $C_2H_2$  montrent une forme très différente selon le numéro du détecteur. Nous montrons deux exemples de spectres dans la région  $700\text{--}760\text{ cm}^{-1}$  pour deux détecteurs en figure V.7. En particulier, les branches P et R apparaissent systématiquement beaucoup plus piquées, et la branche Q plus large, pour les détecteurs 11 et 13 par rapport aux autres détecteurs. Ces différences de forme du spectre suggèrent que **la résolution spectrale varie d’un détecteur à l’autre**. Or, les spécifications techniques de l’instrument donnent bien des valeurs du rayleigh<sup>1</sup> légèrement différentes pour ces détecteurs (un rayleigh de  $R = 7\text{ cm}^{-1}$  pour les détecteurs 11 et 13 contre  $R = 6,8\text{ cm}^{-1}$  pour les autres), mais cet écart ne suffit pas à expliquer les différences observées. Nous avons donc modifié le code de transfert de rayonnement afin de prendre en compte une résolution spectrale variable d’un spectre à l’autre. Nous avons effectué des inversions en faisant varier le rayleigh par pas de  $0,1\text{ cm}^{-1}$  et avons reproduit la forme observée de la bande de  $C_2H_2$  en améliorant le  $\chi^2$  d’un facteur  $\sim 5$  pour des valeurs de  $R = 8,1\text{ cm}^{-1}$  pour les détecteurs 11 et 13, et  $R = 7,3\text{ cm}^{-1}$  pour les autres détecteurs. Ce sont ces valeurs que nous avons utilisées dans notre

1. Le rayleigh,  $R$ , est une mesure de la résolution spectrale. Il correspond à la distance (en nombre d’onde) entre le maximum de la fonction instrumentale et le premier zéro de cette fonction.

analyse des données. Nous montrons deux exemples d'ajustements aux données pour différentes valeurs de  $R$  en figure V.7. L'origine de cette variabilité de la résolution spectrale est inconnue. Ce problème est inattendu, car l'interféromètre est commun à l'ensemble des détecteurs. Un problème électronique en est peut-être la cause.

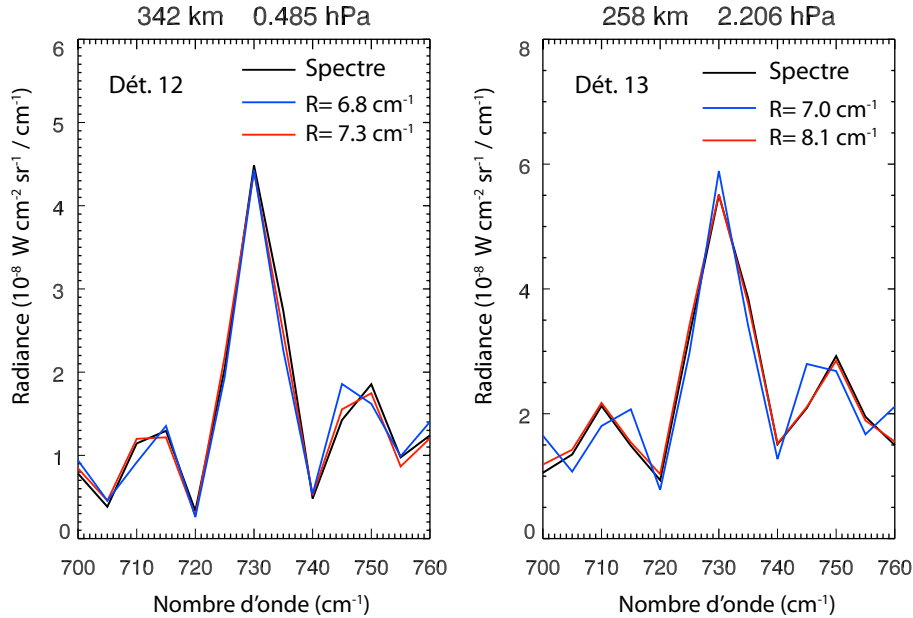


FIGURE V.7 – Deux spectres de  $C_2H_2$  acquis par les détecteurs 12 et 13 à une résolution de  $7,5 \text{ cm}^{-1}$  (en noir) comparés à des spectres synthétiques pour les valeurs du rayleigh de référence (en bleu) et pour des valeurs du rayleigh qui correspondent au meilleur ajustement des spectres (en rouge).

Le second problème instrumental est **un décalage en nombre d'onde** qui apparaît flagrant sur les données à plus haute résolution spectrale. En effet, nous montrons en figure V.8 la comparaison de trois spectres acquis au limbe à une résolution de  $0,5 \text{ cm}^{-1}$  avec des spectres synthétiques correspondant au meilleur ajustement des données. Grâce à la position du centre de la bande de  $C_2H_2$ , très piquée, nous voyons que dans cet exemple les données sont décalées vers les plus grands nombre d'onde par rapport aux spectres théoriques. Afin de quantifier ce décalage spectral avec une bonne précision, nous effectuons la corrélation croisée des données à des spectres synthétiques calculés avec un pas de  $0,01 \text{ cm}^{-1}$ . Dans l'exemple présenté, le décalage déterminé est de  $0,18 \text{ cm}^{-1}$ . Globalement, nous avons déterminé des décalages variant entre  $0,1$  et  $0,2 \text{ cm}^{-1}$  selon les jeux de données. La cause de ce décalage est inconnue.

Suite à l'identification de ce problème, nous avons également ré-analysé les spectres de l'éthane acquis à haute résolution spectrale en tenant compte de ce décalage. Dans le cas des données à  $0,5 \text{ cm}^{-1}$ , le  $\chi^2$  de l'ajustement aux spectres de l'éthane a diminué d'un facteur 4 grâce à la prise en compte du décalage (précisons que les spectres de  $C_2H_6$  montrés en figure V.3 sont corrigés du décalage). En revanche, le résultat de l'inversion de  $C_2H_6$  à partir de spectres à une résolution de  $1,5 \text{ cm}^{-1}$  n'est presque plus sensible à ce décalage spectral.

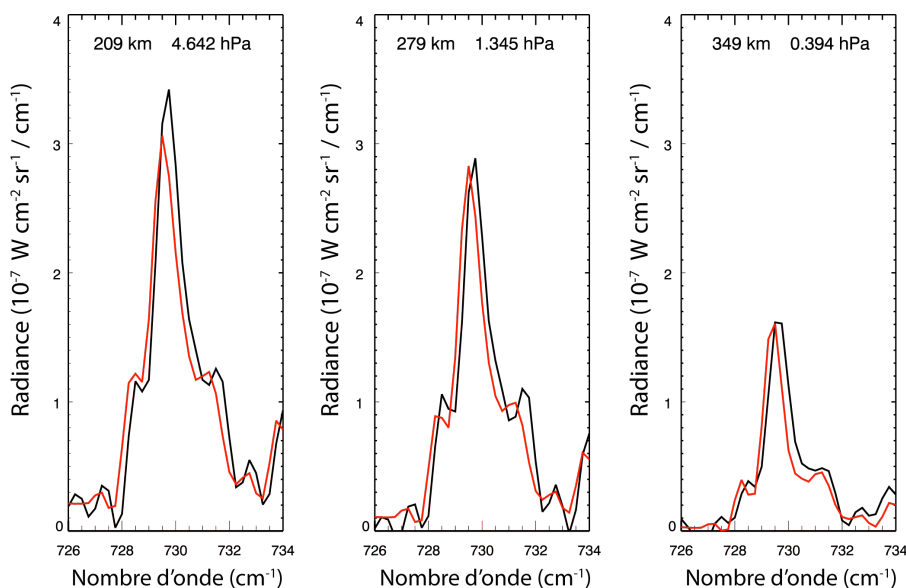


FIGURE V.8 – Comparaison de trois spectres de  $C_2H_2$  acquis à une résolution de  $0,5\text{ cm}^{-1}$  (en noir) aux spectres synthétiques sans décalage spectral (en rouge). Dans cet exemple, le décalage entre les données et le modèle est de  $0,18\text{ cm}^{-1}$ .

## V.3 Inversion des profils de $C_4H_2$ et $CH_3C_2H$

### V.3.1 Principe

Dans la région  $615 - 645\text{ cm}^{-1}$ , on observe sur les spectres à haute résolution ( $0,5 - 1,5\text{ cm}^{-1}$ ) la bande d'émission  $\nu_9$  du méthylacétylène, centrée à  $633\text{ cm}^{-1}$ , et la bande  $\nu_8$  du diacétylène, centrée à  $628\text{ cm}^{-1}$  (voir plus loin sur la figure V.13). Le cas de l'inversion de ces deux hydrocarbures est similaire au cas précédent : une fois la température déterminée, nous supposons que la radiance dans cet intervalle spectral ne dépend que de l'abondance de  $CH_3C_2H$  et  $C_4H_2$ . Nous appliquons le même algorithme d'inversion simultanée des deux gaz, dont la solution est donnée par l'équation V.4, en partant dans un premier temps de profils *a priori* issus du modèle de Moses and Greathouse [2005].

Toutefois, la même difficulté émerge que dans le cas précédent : à la résolution spectrale de  $7,5\text{ cm}^{-1}$ , les bandes d'émission individuelles de ces hydrocarbures ne sont pas résolues mais sont confondues en une seule bande, centrée à  $630\text{ cm}^{-1}$ . En outre, ce cas de figure est encore plus délicat à analyser que pour l'inversion de l'acétylène et du propane, pour plusieurs raisons :

- Les centres des deux bandes d'hydrocarbures sont très proches : ils ne sont séparés que de  $5\text{ cm}^{-1}$ , ce qui est égal au pas d'échantillonnage dans nos données à une résolution de  $7,5\text{ cm}^{-1}$  ;
- Ces deux composantes ont une contribution assez similaire, alors que dans le cas précédent l'acétylène dominait largement l'émission entre  $710$  et  $740\text{ cm}^{-1}$ .
- Ce sont toutes les deux des espèces traces, avec un rapport de mélange à 1 mbar estimé à  $\sim 4 \times 10^{-9}$  pour  $CH_3C_2H$  et à  $\sim 1 \times 10^{-10}$  pour  $C_4H_2$  par le modèle de Moses and Greathouse [2005].

Inverser simultanément l'abondance de ces deux molécules représente donc un défi.

### V.3.2 Contenu en information

Les kernels exprimant la sensibilité du rayonnement à l'abondance de chacune des molécules sont montrés en figure V.9 pour un jeu de données au limbe à une résolution de  $7,5 \text{ cm}^{-1}$ . Typiquement, ces molécules sont détectées sur une série de 3 à 5 spectres à différentes altitudes tangentes. Ces kernels présentent des maxima à des pressions tangentes de 3 mbar à 0,02 mbar, proche des pressions tangentes des spectres. Cette figure montre que  $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$  domine le contenu en information à  $630$  et  $635 \text{ cm}^{-1}$  (non tracé ici). À  $625 \text{ cm}^{-1}$ , le contenu en information est plus équitablement partagé entre  $\text{C}_4\text{H}_2$  et  $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$ , principalement à haute altitude. En effet, on remarque que les spectres à plus hautes altitudes tangentes sont progressivement moins sensibles à la quantité de  $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$ , tandis que la sensibilité à  $\text{C}_4\text{H}_2$  est à peu près constante avec l'altitude. Cela implique qu'il sera plus aisé de déterminer le profil de  $\text{C}_4\text{H}_2$  autour de 0,1 que de 1 mbar. À  $620 \text{ cm}^{-1}$  (non tracé ici), c'est  $\text{C}_4\text{H}_2$  qui domine le contenu en information, mais les kernels correspondants sont de faible intensité. Chaque point du spectre contient donc de l'information sur l'abondance des deux hydrocarbures, avec une pondération différente selon le nombre d'onde. Cette différence de pondération suggère que l'on peut décorréler (au moins en partie) l'information sur  $\text{C}_4\text{H}_2$  et  $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$ . Le degré de liberté contenu dans cet ensemble de spectre au limbe est de l'ordre de 3 pour  $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$  et de 2,5 pour  $\text{C}_4\text{H}_2$ .

En résumé, l'analyse des kernels montre que nous pouvons inverser les profils de  $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$  sur  $\sim 4$  échelles de hauteur et de  $\text{C}_4\text{H}_2$  sur  $\sim 3$  échelles de hauteur, mais qu'une certaine corrélation doit exister entre ces deux profils.

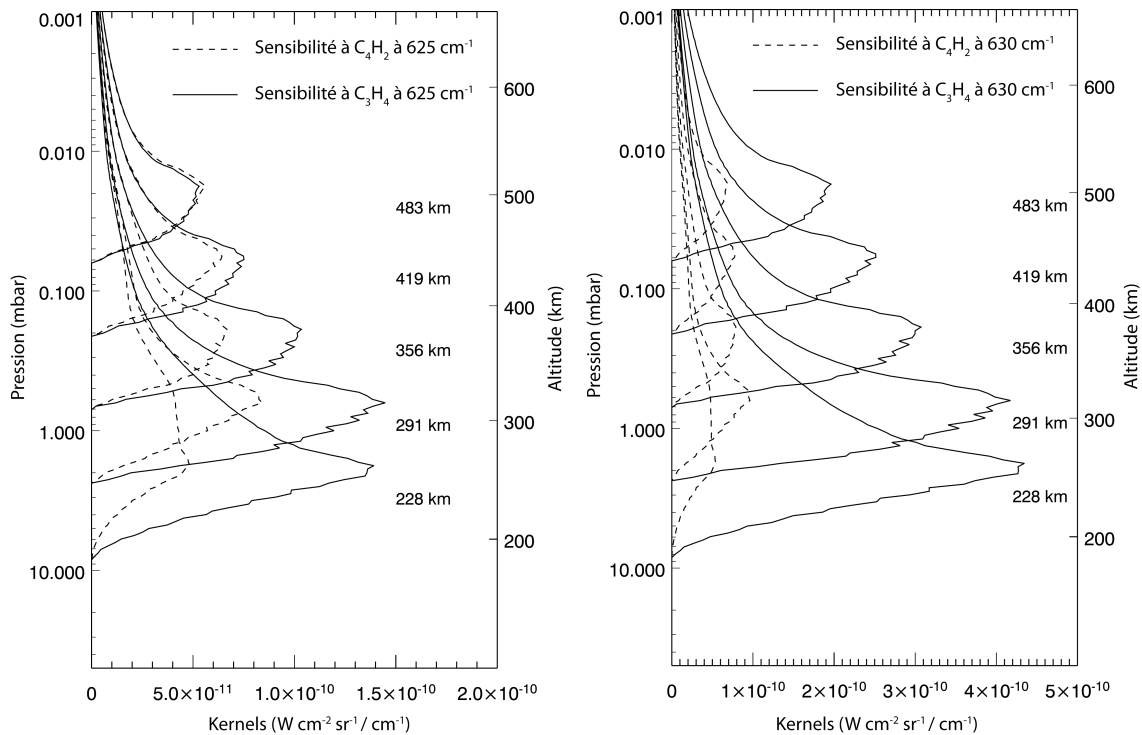


FIGURE V.9 – Kernels représentant la sensibilité de la radiance à  $\text{C}_4\text{H}_2$  et  $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$  tracés à  $625 \text{ cm}^{-1}$  (à gauche) et  $630 \text{ cm}^{-1}$  (à droite). Les altitudes tangentes des spectres sont indiquées sur la droite.

### V.3.3 Fiabilité du modèle et exemples

Au vu des difficultés attendues dans l'inversion simultanée des deux molécules, nous avons une fois encore réalisé de nombreux tests afin de nous convaincre de la faisabilité et de la fiabilité de notre méthode.

Dans un premier temps, nous avons effectué des tests en n'incluant que l'opacité d'une des deux molécules dans le processus d'inversion. La figure V.10(a) montre un exemple d'ajustement à des spectres acquis à 35°S suivant cette méthode. Nous remarquons que les spectres n'incluant que  $C_4H_2$  ajustent mal les spectres observés, particulièrement à 635 et 640  $cm^{-1}$  et à basse altitude tangente, où la radiance calculée est trop faible d'un facteur allant jusque six fois le niveau de bruit à 1- $\sigma$  (voir les résidus en figure V.10(b)). En revanche, ce désaccord diminue lorsque l'altitude tangente augmente. Ce manque de radiance est bien entendu dû à l'omission de l'opacité provenant de  $CH_3C_2H$ . L'inversion en incluant uniquement le méthylacétylène correspond globalement à un bien meilleur ajustement des données. Ceci est cohérent avec l'analyse des kernels, qui a montré que  $CH_3C_2H$  dominait le contenu en information, excepté à haute altitude. Néanmoins, les résidus montrent que la radiance calculée uniquement avec  $CH_3C_2H$  est systématiquement trop faible à 625  $cm^{-1}$ , d'un facteur 2 à 4 fois le niveau de bruit à 1- $\sigma$ , à peu près constant avec l'altitude tangente, ce qui est dû à l'omission de l'opacité de  $C_4H_2$ . Il apparaît donc **nécessaire d'inclure l'opacité due à ces deux hydrocarbures** dans le processus d'inversion.

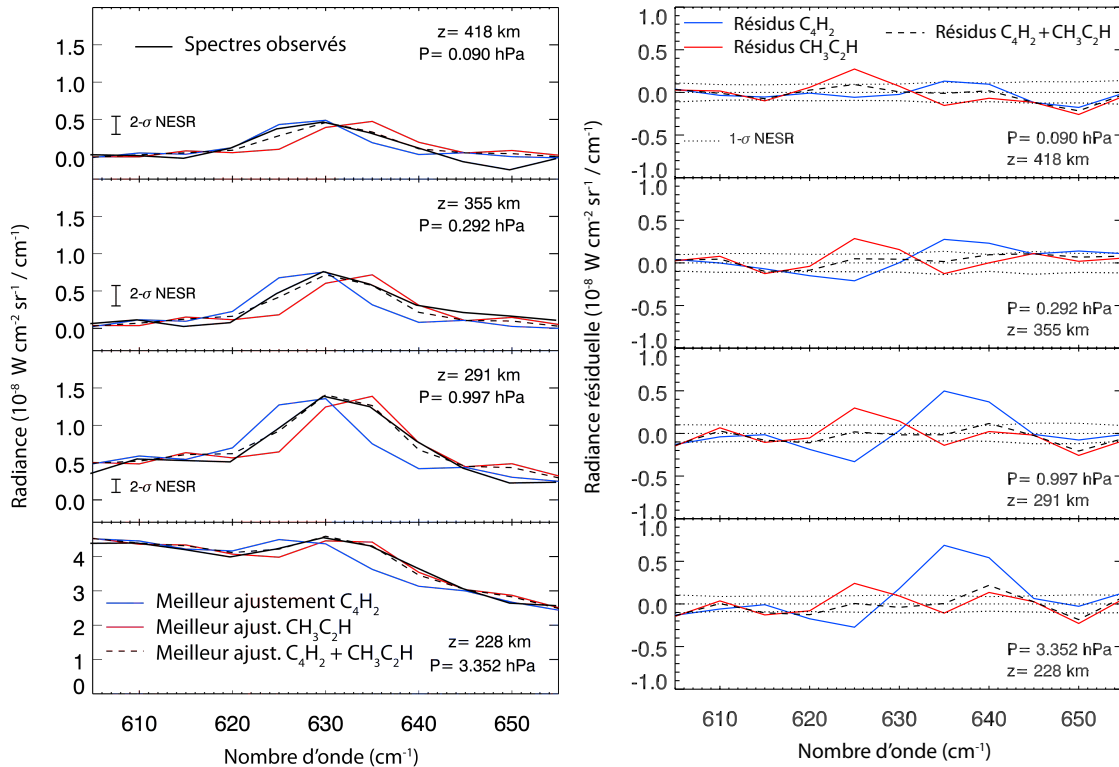


FIGURE V.10 – À gauche : Exemple de spectres acquis à 35°S (en noir) et de spectres synthétiques correspondant à l'inversion de  $C_4H_2$  (en bleu), de  $CH_3C_2H$  (en rouge) ou en inversant simultanément les deux molécules (tirets noirs). À droite : résidus correspondants (données – spectres synthétiques).



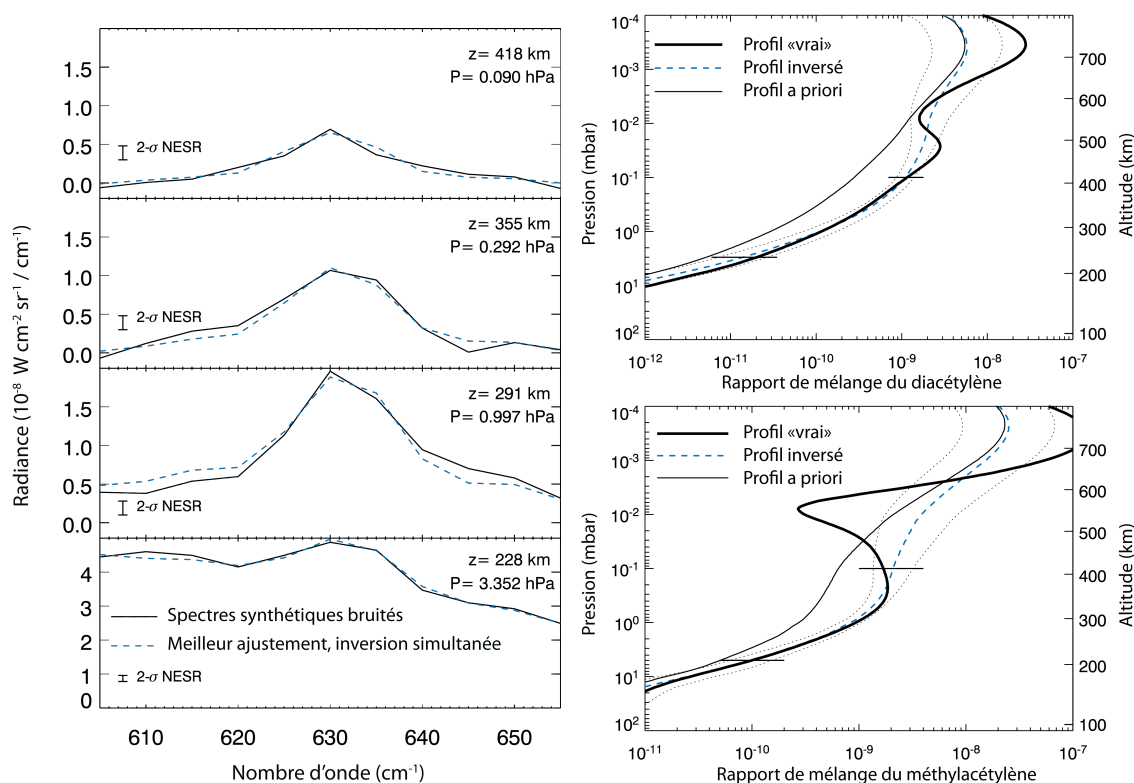


FIGURE V.11 – À gauche : Spectres synthétiques dans la région  $600\text{--}660 \text{ cm}^{-1}$  (en noir) comparés aux meilleurs ajustements obtenus après inversion simultanée de  $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$  et  $\text{C}_4\text{H}_2$  (tirets bleus). À droite : Profils “vrais” (traits épais noirs) issus du modèle de Moses and Greathouse [2005], profils *a priori* “lisses” (traits fins noirs) et profils inversés (tirets bleus) correspondant aux meilleurs ajustements des spectres. Les enveloppes d’erreur sont tracées en pointillés.

Dans un second temps, nous faisons l’hypothèse que le rapport entre l’abondance de  $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$  et de  $\text{C}_4\text{H}_2$  est constant avec la latitude, c’est-à-dire que leurs variations méridiennes sont similaires. Nous adoptons le rapport prédit par le modèle de Moses and Greathouse [2005]. Nous avons ainsi modifié le code d’inversion afin de n’inverser qu’un seul paramètre, le rapport de mélange d’une des deux espèces, mais de modifier de manière similaire les profils des deux hydrocarbures à chaque itération. Cette inversion donne des ajustements aux spectres insatisfaisants, car l’émission due à  $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$  est systématiquement nettement supérieure aux radiances observées entre  $630$  et  $640 \text{ cm}^{-1}$ , d’un facteur jusqu’à 15 fois le niveau à  $1\text{-}\sigma$ . Cela suggère que **le rapport entre l’abondance de ces deux molécules est très différent de celui donné par le modèle de Moses and Greathouse [2005]**.

Enfin, comme dans le cas des autres hydrocarbures, nous avons effectué des inversions “synthétiques”. Nous avons calculé des spectres synthétiques correspondant aux profils de Moses and Greathouse [2005], les avons bruités puis avons testé l’algorithme d’inversion simultanée sur ces spectres. Il est à noter que les profils du modèle de photochimie montrent des oscillations plus ou moins importantes avec l’altitude selon la latitude, car ces hydrocarbures possèdent deux régions de production : autour de  $3 \times 10^{-4} \text{ mbar}$  (position d’un premier maximum local d’abondance) et autour de  $10^{-1} \text{ mbar}$  (position du second maximum local). Afin de ne pas induire d’oscillations non réelles dans les profils inversés, nous construisons deux nouveaux profils *a priori* à partir de ceux du modèle de photochimie, qui ne présentent pas d’oscillation (profils

“lisses”). Nous montrons en figure V.11 les résultats de l’inversion synthétique. L’ajustement aux spectres est très satisfaisant, et les profils inversés à partir des *a priori* lisses reproduisent les profils “vrais” entre 3 mbar et 0,1 mbar. L’erreur sur les rapports de mélange (incluant l’erreur due au bruit et l’erreur de lissage) est plus importante pour  $C_4H_2$  que pour  $CH_3C_2H$  vers 3 mbar, tandis que l’on observe la tendance inverse à 0,1 mbar. Cela montre que notre méthode d’inversion respecte le contenu en information (voir section V.3.2) et ne sur-interprète pas les données.

Cette méthode a donc été retenue et appliquée à l’analyse des données au limbe. Nous présentons un exemple d’ajustement des données à  $35^\circ S$  en figure V.10, ainsi que les profils inversés correspondants en figure V.12. Les ajustements sont très bons, et les profils inversés à partir d’*a priori* très différents (profils du modèle de photochimie ou bien profils lissés divisés par 2) concordent entre 3 et 0,1 mbar. Cela fournit une validation supplémentaire à notre méthode.

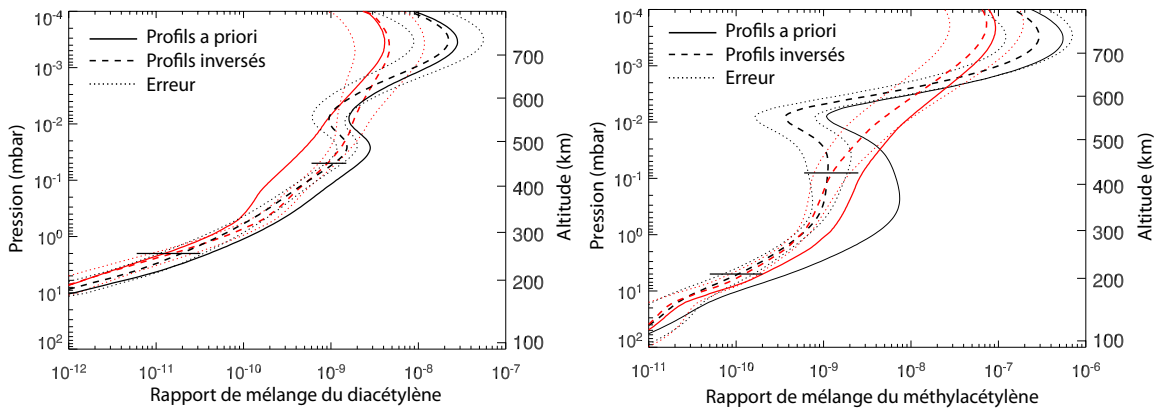


FIGURE V.12 – Profils verticaux de  $C_4H_2$  (à gauche) et de  $CH_3C_2H$  (à droite) déterminés par l’inversion simultanée des deux molécules, à partir de deux profils *a priori* différents, correspondant aux spectres à  $35^\circ S$  montrés en figure V.10. Les profils *a priori* en noir sont ceux du modèle de Moses and Greathouse [2005], les profils *a priori* en rouge sont des profils lissés construits à partir de ce modèle.

Les exemples de kernels, d’ajustements aux données et de profils présentés ci-dessus concernent des données à une résolution spectrale de  $7,5 \text{ cm}^{-1}$ . À plus haute résolution, les bandes d’émission de ces deux hydrocarbures sont résolues et détectées sur une plus grande gamme d’altitude, de quelques mbars jusque  $10^{-2}$  voire  $5 \times 10^{-3}$  mbar. Nous présentons un exemple d’ajustement et de profils inversés correspondant aux données à  $80^\circ S$  et  $1,5 \text{ cm}^{-1}$  de résolution en figure V.13. L’information verticale est ici beaucoup plus étendue, et nous déterminons le rapport de mélange de  $CH_3C_2H$  et  $C_4H_2$  sur une gamme d’altitude similaire à celle de l’inversion de  $C_2H_6$  et  $C_2H_2$ .

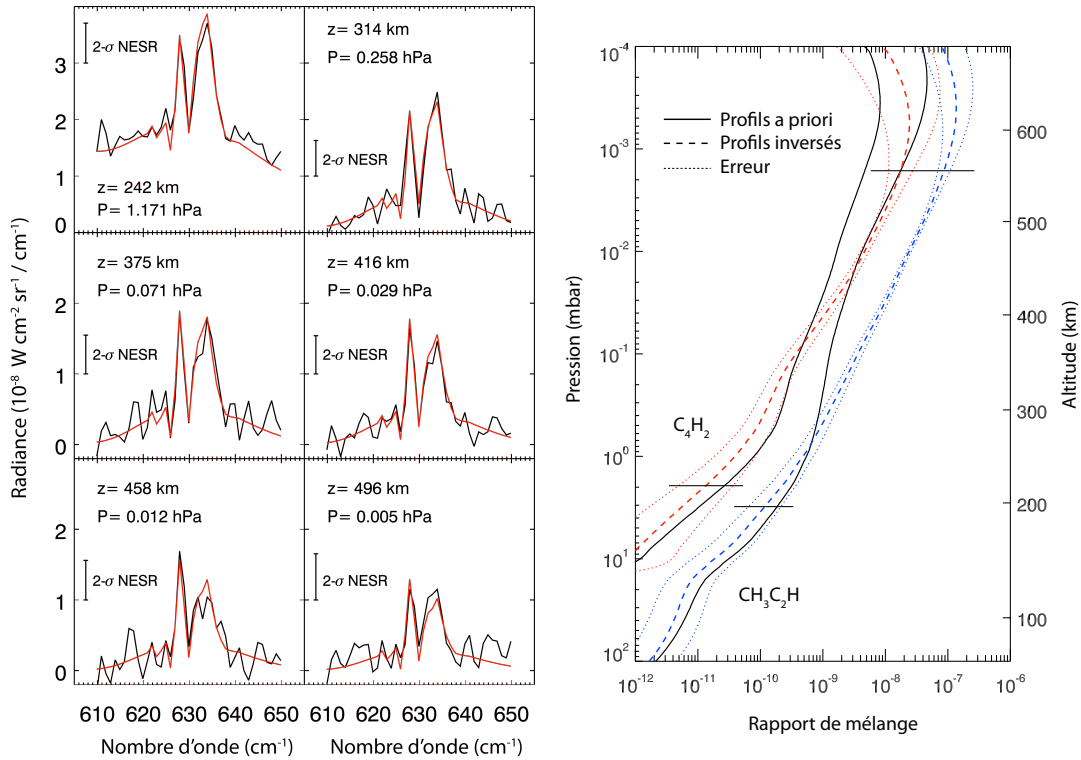


FIGURE V.13 – À gauche : Spectres dans la région  $600\text{--}660 \text{ cm}^{-1}$  acquis à  $80^\circ\text{S}$  et à une résolution de  $1,5 \text{ cm}^{-1}$  (en noir) comparés aux meilleurs ajustements obtenus après inversion simultanée de  $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$  et  $\text{C}_4\text{H}_2$  (en rouge). À droite : Profils inversés correspondants, en tirets bleus pour  $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$  et tirets rouges pour  $\text{C}_4\text{H}_2$ . Les profils *a priori* sont montrés en traits noirs.

## V.4 Analyse des données nadir

Après avoir inversé la température autour de 1 et 100 mbar à partir des spectres au nadir (voir chapitre IV.3), nous pouvons désormais inverser les rapports de mélange de  $\text{C}_2\text{H}_6$ ,  $\text{C}_2\text{H}_2$  et  $\text{C}_4\text{H}_2$ . Malheureusement, les données nadir sont très peu sensibles à l'abondance du propane et du méthylacétylène. Ces deux molécules ne sont pas détectées au-delà du niveau de bruit à  $1\text{-}\sigma$  dans les spectres. Nous incluons néanmoins leur opacité dans le calcul des spectres synthétiques (en fixant leur profil à une moyenne des résultats issus des données au limbe), car cela améliore légèrement l'ajustement aux données.

Les kernels pour chacun des trois hydrocarbures sont présentés en figure V.14. Ils montrent que les données ont une sensibilité maximale à l'abondance de  $\text{C}_2\text{H}_6$  autour de 2,6 mbar ; à celle de  $\text{C}_2\text{H}_2$  autour de 1,5 à 2,6 mbar (variable selon la latitude, et donc la température) et à celle de  $\text{C}_4\text{H}_2$  autour de 0,6 mbar. La largeur typique d'un kernel est de 1,5 échelle de hauteur. Les niveaux de pression de ces maxima sont bien compris dans la gamme d'altitude où nous avons inversé le profil de température.

Nous présentons des exemples d'ajustement aux données et de profils inversés en figures V.15 et V.16. Comme pour les données au limbe, nous effectuons des inversions pour différents profils *a priori*. Sur cette figure, nous voyons bien que le contenu en information est très limité, car les profils inversés partant d'*a priori* différents coïncident sur une gamme verticale peu étendue, typiquement d'une à deux échelles de hauteur (largeur des kernels). En dehors de cette zone,

les profils retournent vers les *a priori* car les données ne contiennent plus d'information sur l'abondance de ces molécules.

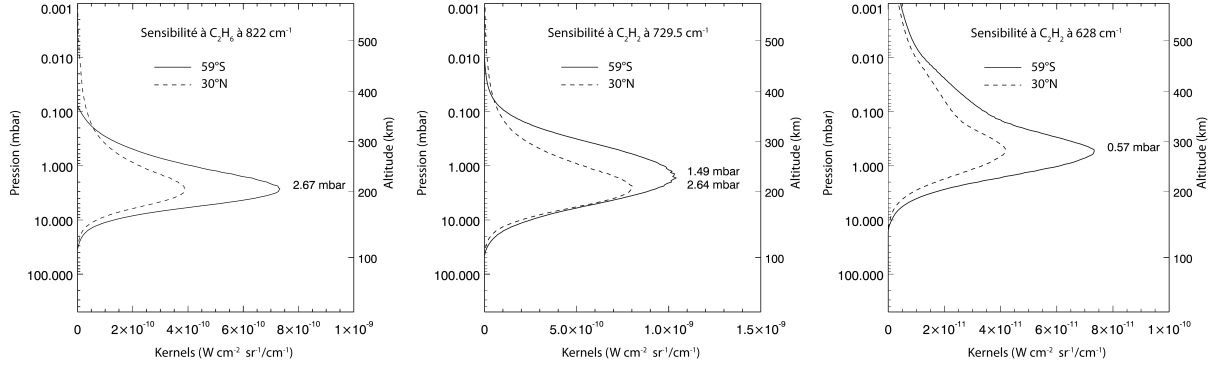


FIGURE V.14 – Sensibilité de la radiance aux différents hydrocarbures et à différents nombres d'onde pour des données nadir à une résolution de  $0,5 \text{ cm}^{-1}$ .

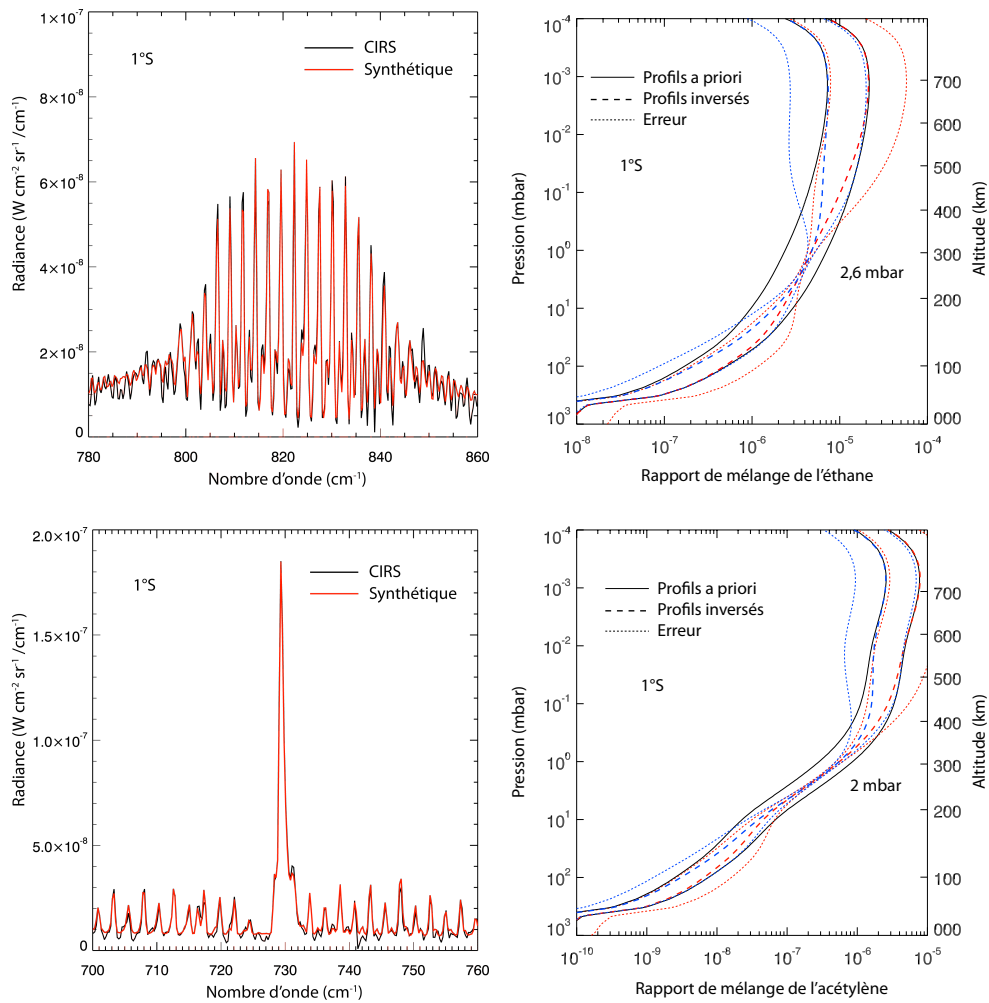


FIGURE V.15 – Ajustement des bandes d'émission de  $\text{C}_2\text{H}_6$  et  $\text{C}_2\text{H}_2$  pour des spectres au nadir, à  $1^\circ\text{S}$ , et profils inversés à partir de deux *a priori* différents.

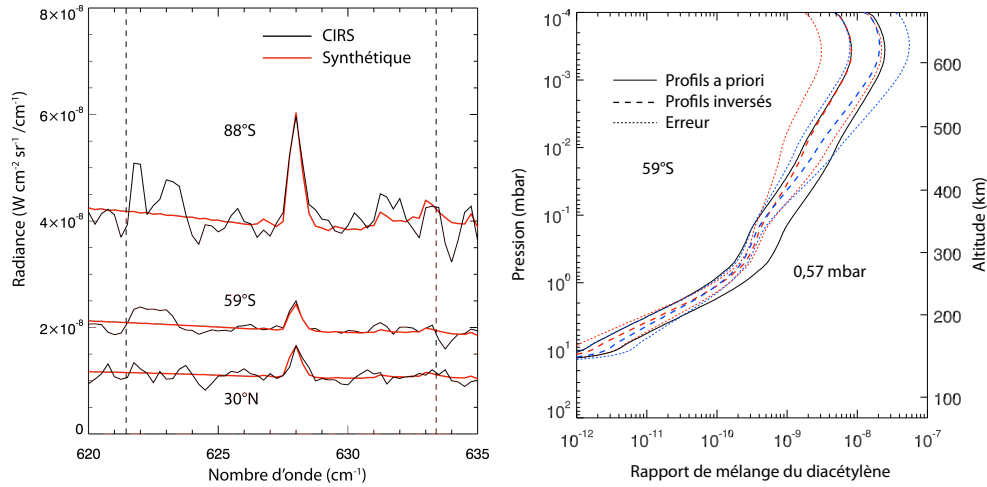


FIGURE V.16 – Ajustement des bandes d'émission de  $C_4H_2$  pour des spectres au nadir à trois latitudes et profils inversés à partir de deux *a priori* différents. Les traits verticaux en pointillés sur le spectre indiquent la position de deux spikes.

## V.5 Bilan d'erreur

Le bilan d'erreur sur les rapports de mélange des hydrocarbures est similaire à celui sur la température, excepté qu'il faut désormais tenir compte de la propagation de l'erreur sur la température sur les abondances inversées. Pour cela, nous effectuons des inversions des profils d'abondance en fixant délibérément le profil de température à sa valeur inversée plus ou moins son enveloppe d'erreur. L'erreur systématique sur les rapports de mélange provenant essentiellement de la propagation des erreurs systématiques sur la température, nous effectuons ces inversions pour les deux types d'enveloppes d'erreur sur la température (systématique et erreur totale). Ainsi, nous séparons les erreurs systématiques des autres sources d'erreur dans le bilan d'erreur des hydrocarbures.

Les autres sources d'erreur sont principalement le bruit de mesure, l'erreur de lissage et l'erreur sur l'altitude tangente. L'incertitude sur les bases de données spectroscopiques joue probablement un rôle important (voir l'étude comparative sur les bases de données de  $C_2H_6$  en section V.1), mais est malheureusement difficilement quantifiable. Le bilan d'erreur à différents niveaux de pression est résumé dans le tableau V.2 pour les données au limbe.

Dans le cas des inversions simultanées de  $C_2H_2$  et  $C_3H_8$ , et de  $CH_3C_2H$  et  $C_4H_2$ , nous avons également calculé le coefficient de corrélation entre les deux hydrocarbures inversés. En effet, l'information sur ces deux composés est en partie mélangée car leurs bandes d'émission individuelles ne sont pas résolues. Le pourcentage de corrélation est donné par la matrice  $C = W_1 E W_2^T$ , où les matrices  $W_p$  sont celles définies dans l'équation V.4. Pour  $C_2H_2$  et  $C_3H_8$ , nous déterminons une corrélation maximale autour du niveau à 1 mbar, qui vaut autour de 40%. Au-dessus du niveau 0,5 mbar, cette corrélation tombe sous les 30% jusqu'à devenir négligeable au-dessus du niveau à 0,1 mbar. En ce qui concerne  $CH_3C_2H$  et  $C_4H_2$ , le maximum de corrélation est atteint entre 0,5 et 0,1 mbar, où elle vaut également  $\sim 40\%$ . En dehors de cette zone, le pourcentage de corrélation est de 20–30%.

Le bilan d'erreur sur les hydrocarbures inversés à partir des données nadir est effectué de manière similaire (excepté qu'il n'y a pas de problème d'altitude tangente). Nous déterminons typiquement une erreur de 20% sur le rapport de mélange de  $C_2H_6$  à 2 mbar, 25% sur celui de

Hydrocarbures	1 mbar		0,1 mbar		0,01 mbar	
	Erreur	Exactitude	Erreur	Exactitude	Erreur	Exactitude
Éthane	23%	30%	27%	30%	30%	33%
Acétylène	31%	43%	31%	35%	50%	54%
Propane	25%	35%				
Méthylacétylène	22%	28%	34%	36%		
Diacétylène	40%	50%	25%	30%		

TABLE V.2 – Estimation de l’erreur sur les rapports de mélange des hydrocarbures à différents niveaux de pression. Ces erreurs ont été déterminées à partir d’une analyse sur des données à une résolution de  $7,5 \text{ cm}^{-1}$ . Nous séparons la somme quadratique de l’ensemble des sources d’erreur (exactitude) de la somme quadratique effectuée sans les erreurs systématiques (erreur).

$\text{C}_2\text{H}_2$  à 2 mbar et 30% sur celui de  $\text{C}_4\text{H}_2$  à 0,5 mbar.

## V.6 Présentation des résultats

À partir des données au limbe, nous avons donc déterminé les profils verticaux de  $\text{C}_2\text{H}_6$  et  $\text{C}_2\text{H}_2$  entre 5 et  $10^{-2}$  mbar, du propane entre 5 et 0,5 mbar, et de  $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$  et  $\text{C}_4\text{H}_2$  de 3 mbar à  $\times 10^{-1}$  mbar (jusque  $\times 10^{-2}$  mbar à certaines latitudes). Ces profils d’abondance ont été déterminés à des latitudes entre  $80^\circ\text{S}$  et  $70^\circ\text{N}$  et à des dates entre mars 2005 et février 2010, comme indiqué dans le tableau II.1. À partir de notre sélection de données au nadir (voir tableau II.2), nous avons déterminé le rapport de mélange de  $\text{C}_2\text{H}_6$ ,  $\text{C}_2\text{H}_2$  et  $\text{C}_4\text{H}_2$  autour du niveau de pression 1 mbar. Cela nous permet de compléter la couverture en latitude des données au limbe.

Dans les deux sections suivantes, nous présentons les résultats issus de l’analyse des données au limbe et au nadir de 2004–2007 et les comparons à un modèle de photochimie saisonnier. Les résultats obtenus à partir de l’analyse des données de février 2010 sont présentées en section V.6.3, consacrée à l’étude des variations temporelles.

### V.6.1 Variations méridiennes et comparaison au modèle de chimie

Nous présentons les variations de ces 5 hydrocarbures avec la latitude à plusieurs niveaux de pression dans les figures qui suivent (figures V.17 à V.25). Nous comparons ces résultats de 2004–2007 aux prédictions d’un modèle de photochimie saisonnier (non publié) issu du travail de [Moses and Greathouse \[2005\]](#), que nous a directement communiqué J. Moses. Ce nouveau modèle de chimie diffère sensiblement du précédent car il inclut désormais le flux Lyman  $\alpha$  diffusé par le milieu interstellaire local. Ce flux est important aux hautes latitudes de l’hémisphère d’hiver, où le flux Lyman  $\alpha$  solaire reçu est particulièrement faible. En outre, dans leur modèle précédent, [Moses and Greathouse \[2005\]](#) ne considéraient pas de variations méridiennes de la température. Leur modèle adopte maintenant des variations telles que déterminées par [Fletcher et al. \[2007\]](#) et [Guerlet et al. \[2009\]](#) à partir des données Cassini/CIRS.

Dans un premier temps, nous nous intéressons aux variations méridiennes *relatives* (représentatives des variations saisonnières) plutôt qu’aux valeurs absolues de l’abondance des hydrocarbures, c’est pourquoi sur les figures suivantes nous superposons nos résultats aux prédictions du modèle de photochimie mis à l’échelle afin de correspondre à nos valeurs moyennes. Nous représentons

sur les figures suivantes les résultats du modèle à une longitude solaire de  $L_S=310^\circ$ , qui correspond à mi-2006.

Nous reviendrons dans la section suivante à une comparaison absolue entre nos profils verticaux et ceux du modèle de photochimie.

### Éthane et acétylène

Les distributions de  $C_2H_6$  et  $C_2H_2$  dans la **basse stratosphère** (1 mbar) sont présentés en figure V.17. De manière surprenante, l'éthane et l'acétylène présentent des profils méridiens différents à ce niveau de pression. En effet,  $C_2H_2$  présente un maximum très marqué à l'équateur et une décroissance vers les pôles (excepté à  $88^\circ S$ , où l'on mesure une forte abondance) tandis que  $C_2H_6$  est à peu près constant dans l'hémisphère nord et croît légèrement de l'équateur vers le pôle sud.

Dans cette région de l'atmosphère, le temps de vie de la plupart des hydrocarbures est long car leur photo-dissociation est en partie écartée par les couches supérieures de l'atmosphère. Le temps de vie net de l'éthane est ainsi estimé à 700 ans à 2 mbar (calculé à une latitude de  $36^\circ S$  et pour  $L_s = 273^\circ$  par Moses et al. [2000a]) et celui de l'acétylène de 100 ans, calculé pour les mêmes conditions. Ces temps de vie étant bien plus longs qu'une année kronienne (qui est de 29,5 ans), le modèle de photochimie prévoit que la distribution de ces hydrocarbures doit **suivre l'insolation moyenne annuelle**, c'est-à-dire présenter un maximum à l'équateur et décroître vers les pôles.

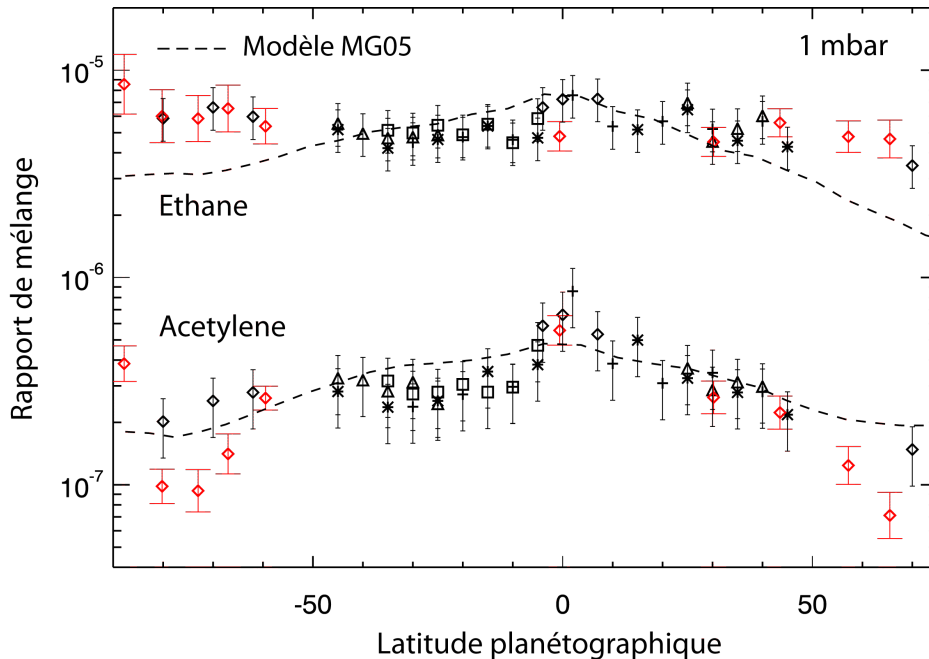


FIGURE V.17 – Variations méridiennes du rapport de mélange de  $C_2H_6$  et  $C_2H_2$  à 1 mbar. Les différents symboles représentent différentes dates d'acquisition des limbes, de manière analogue à la figure IV.9. Les résultats des données nadir sont donnés par les diamants rouges. Les variations prédites par le modèle de photochimie sont tracées en tirets.

Or, bien que  $C_2H_2$  suive cette tendance de décroissance de l'équateur vers les pôles,  $C_2H_6$  augmente d'environ 25% vers le pôle sud, avec un rapport de mélange moyen allant de  $5,2 \times$

$10^{-6}$  dans la région 10–40°S à  $6,4 \times 10^{-6}$  dans la région 60–80°S. Cette augmentation n'est pas significative au vu des barres d'erreur, néanmoins il apparaît clairement que cette tendance est en désaccord avec le modèle, qui prévoit une décroissance de l'abondance de l'éthane de près de 50% entre ces deux régions. Bien que les incertitudes sur les modèles de chimie soient importantes, le fait d'observer deux tendances différentes dans les distributions de  $C_2H_6$  et  $C_2H_2$  est surprenant. Ces résultats rejoignent qualitativement ceux d'observations précédentes [Greathouse et al., 2005a; Howett et al., 2007], qui avaient interprété l'augmentation de  $C_2H_6$  vers le pôle sud comme étant dû à un transport méridien *de l'équateur vers ce pôle*. Cette hypothèse dynamique implique que le transport doit se faire à une échelle intermédiaire entre le temps de vie des deux espèces (700 et 100 ans), de sorte que  $C_2H_6$  est efficacement transporté tandis que  $C_2H_2$  est plus efficacement détruit par photo-dissociation que transporté.

Notons que nous apportons pour la première fois une cartographie de l'abondance de ces deux hydrocarbures dans l'hémisphère nord. Les données au limbe sont moins nombreuses dans cet hémisphère (aucune donnée prise entre 45°N et 70°N) mais l'apport des données nadir permet de compléter cette couverture en latitude. Nos résultats montrent dans l'hémisphère nord des profils méridiens assez symétriques de ceux de l'hémisphère sud, ce qui est cohérent avec un transport méridien symétrique, de l'équateur vers les pôles, qui enrichit également les hautes latitudes nord en  $C_2H_6$  par rapport aux prédictions du modèle de photochimie.

Une autre différence marquante entre nos observations et le modèle de chimie à 1 mbar est que le maximum d'abondance des hydrocarbures mesuré à l'équateur est bien plus prononcé que celui prédit par le modèle, et aussi bien plus étroit. Ceci est particulièrement vrai pour l'acétylène, où l'on note une augmentation de son abondance d'un facteur 2.7 entre 30°S et l'équateur, alors que ce facteur devrait être proche de l'augmentation de l'insolation moyenne annuelle entre ces deux régions, soit quelques 20%. Nous montrerons en section VI.1 que ce maximum d'hydrocarbures peut être provoqué par une descente d'air liée à l'oscillation équatoriale.

Enfin, notons que les rapports de mélange déterminés à partir des données nadir sont en très bon accord avec ceux des limbes, ce qui apporte une validation de notre méthode d'inversion des données au limbe. En outre, ils apportent une couverture en latitude étendue vers les hautes latitudes. Cela nous permet de constater un très fort enrichissement en hydrocarbures localisé à 88°S. Cet enrichissement avait déjà été observé par Hesman et al. [2009] à partir d'autres données nadir de Cassini/CIRS et interprété comme étant dû à une descente d'air au niveau du vortex polaire. Ce vortex polaire montre en effet un point chaud très localisé autour du pôle sud, qui serait causé par un chauffage adiabatique suite à une subsidence à cet endroit [Fletcher et al., 2008]. Nos résultats confirment cette observation.

Les profils méridiens de  $C_2H_6$  et  $C_2H_2$  dans la **moyenne et haute stratosphère** ( $10^{-1}$  et  $10^{-2}$  mbar) sont présentés en figures V.19 et V.20.

Avant de décrire ces résultats en détail, une remarque s'impose sur leur fiabilité. En effet, l'accord entre les différents jeux de données, acquis à des dates et longitudes différentes, est globalement très bon, **excepté à haute altitude ( $10^{-2}$  mbar) dans la région équatoriale (15°N–15°S)**. Cela est surprenant, car on s'attend à ce que l'abondance des gaz à ces latitudes ait très peu changée à quelques mois d'intervalle et/ou à des longitudes différentes, car les variations saisonnières sont faibles entre 2005 et 2006 et car l'atmosphère est bien mélangée zonalement.

Afin de comprendre ces différents résultats, nous comparons en figure V.18 la radiance dans les domaines spectraux de FP3 et FP4 pour les spectres au limbe acquis à 5°S, en mars 2005 et février 2006. Nous remarquons que les radiances dans le domaine d'émission des hydrocarbures ( $600\text{--}900\text{ cm}^{-1}$ ) sont comparables, ce qui nous renforce dans l'idée que les rapports de mélange



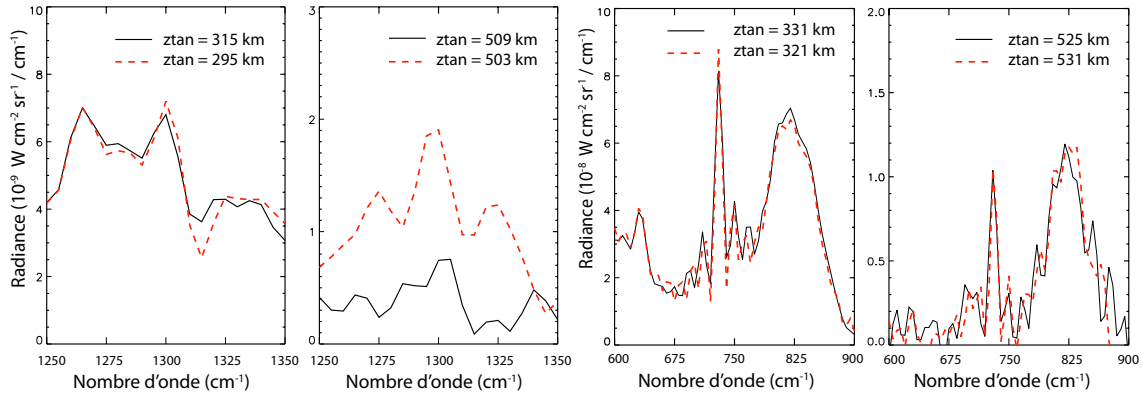


FIGURE V.18 – Comparaison de spectres acquis au limbe à haute altitude tangente à 5°S dans le domaine de FP3 et FP4, en mars 2005 (en noir) et février 2006 (tirets rouges). Les altitudes tangentes (ztan) sont indiquées.

ont peu changé entre les deux dates. Le fait que nous ayons inversé des rapports de mélange très différents provient du fait qu'entre ces deux dates, la radiance dans la bande du méthane est très différente à haute altitude. Nous avons ainsi inversé des températures très différentes (voir les coupes à 0,01 mbar en figure IV.9). Ces variations de température ont biaisé notre inversion des hydrocarbures : puisque l'intensité des bandes d'émission dépend à la fois de la température et de l'abondance des éléments, si nous sous-estimons la température, alors nous surestimons le rapport de mélange réel des hydrocarbures, et réciproquement.

Nous pensons qu'à ces hautes altitudes, le passage d'ondes atmosphériques vient perturber notre mesure. En effet, les deux barrettes de détecteurs, FP3 et FP4, sondent des régions de l'atmosphère très proches mais néanmoins différentes (espacées de  $\sim 250$  km). Une explication serait qu'à une des deux dates, la barrette de FP4 a sondé une région de passage d'une onde, modifiant la température et donc la radiance du méthane, tandis que la barrette de FP3 a sondé une région non perturbée par le passage d'une onde, et montre des radiances comparables entre les deux dates.

Afin de ne pas interpréter de résultats sur les rapports de mélange qui ont pu être biaisés par ces variations de température, nous avons représenté sur la figure V.20 les zones où notre indice de confiance est maximal. Il exclut les régions où différents jeux de données acquis à une même latitude donnent des résultats très différents, et également les régions où une latitude n'a été observée qu'une seule fois. Nous gardons toutefois les données à 62, 70 et 80°S car le rapport signal à bruit était très bon dans ces régions "chaudes". Ainsi, même si les barres d'erreur sont assez élevées à  $10^{-2}$  mbar (du fait du rapport signal à bruit diminuant avec l'altitude des spectres), nous avons une confiance assez élevée dans nos résultats lorsque différents points de mesure acquis à des dates différentes donnent des résultats très proches. Nous pouvons désormais commenter ces résultats.

À ces altitudes, nous remarquons que les profils méridiens de  $C_2H_6$  et  $C_2H_2$  présentent des variations similaires, contrairement à 1 mbar. Ces profils sont caractérisés par :

- Une décroissance de l'équateur vers le pôle nord, excepté pour un maximum local autour de 25°N ;
- Une décroissance de l'équateur jusque 30°S ;
- Une augmentation de 30°S vers le pôle sud.

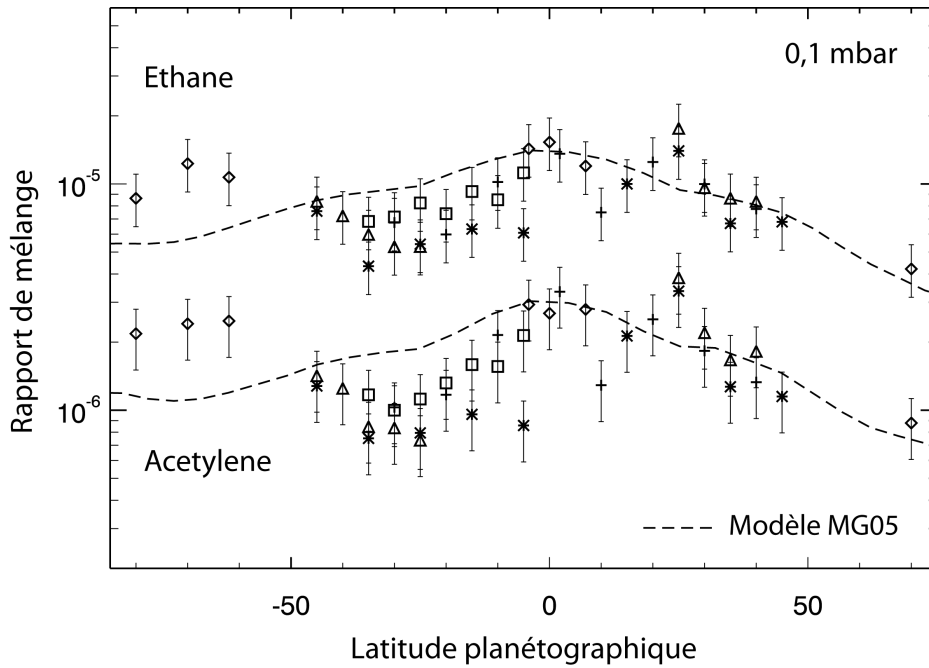


FIGURE V.19 – Variations méridiennes du rapport de mélange de  $C_2H_6$  et  $C_2H_2$  à 0,1 mbar. Les variations prédites par le modèle de photochimie sont tracées en tirets.

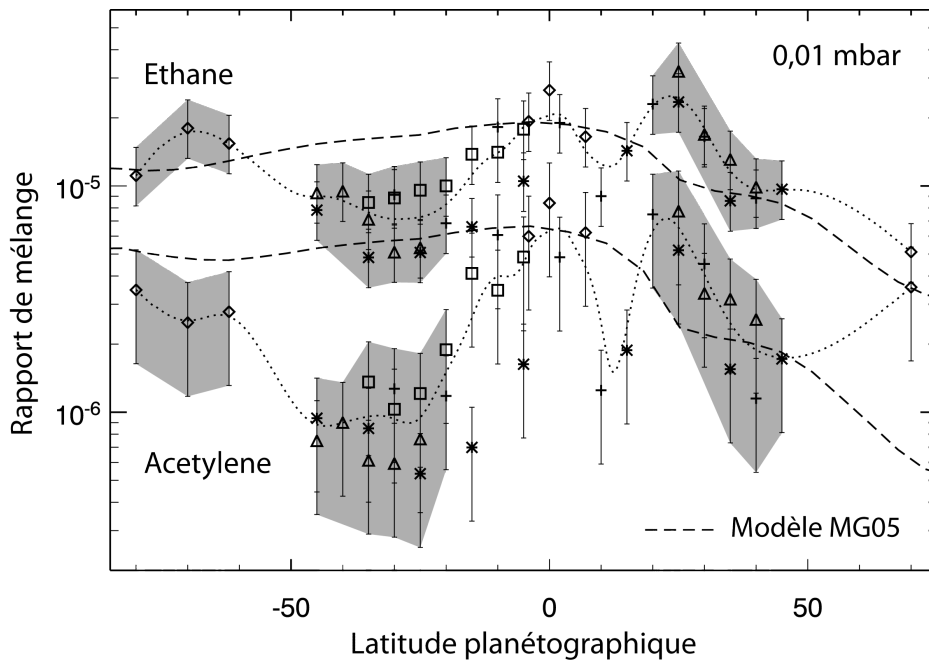


FIGURE V.20 – Variations méridiennes du rapport de mélange de  $C_2H_6$  et  $C_2H_2$  à 0,01 mbar. Les zones grisées correspondent aux régions où notre niveau de confiance est le plus grand. Les variations prédites par le modèle de photochimie sont tracées en tirets.

La comparaison de nos résultats au modèle de chimie montre quelques désaccords. À ces plus faibles pressions, le modèle prévoit que ces hydrocarbures ont des temps de vie plus courts qu'à

1 mbar, mais restent néanmoins plus longs qu'une année de Saturne. Toutefois, à  $10^{-2}$  mbar, les temps de diffusion verticale sont quant à eux très courts (de l'ordre de quelques mois voire quelques jours), de sorte que la distribution observée de  $C_2H_6$  et  $C_2H_2$  à ce niveau de pression devrait être affectée par celle à  $\sim 10^{-3}$  mbar, où le temps de vie de ces molécules est plus court qu'une année kronienne. Le modèle de chimie prévoit alors que la distribution de  $C_2H_6$  et  $C_2H_2$  reflète l'ensoleillement de la saison en cours à  $10^{-2}$  mbar, avec une abondance maximale de ces hydrocarbures dans l'hémisphère d'été et une décroissance globale de l'équateur vers le pôle d'hiver. Le modèle prévoit également une décroissance forte de l'équateur vers  $25^\circ N$ , qui est l'endroit de la projection de l'ombre des anneaux sur la planète.

Or, nos résultats montrent une distribution presque opposée : nous observons les plus faibles rapports de mélange entre  $20$  et  $40^\circ S$  et un maximum local d'abondance à  $25^\circ N$ . L'appauvrissement aux moyennes latitudes sud est particulièrement marqué à  $10^{-2}$  mbar, où les rapports de mélange de  $C_2H_2$  sont environ trois fois plus faibles que ceux aux hautes latitudes sud (deux fois plus faibles pour  $C_2H_6$ ), alors que le modèle prévoit des abondances quasiment constantes dans l'hémisphère sud. De la même manière, à  $25^\circ N$ , les rapports de mélange de  $C_2H_6$  et  $C_2H_2$  que nous avons déterminés sont similaires aux abondances à l'équateur, tandis que le modèle prévoit une décroissance d'un facteur trois entre l'équateur et  $25^\circ N$ .

À ce jour, l'origine de ces désaccords n'a pas été clairement identifiée. L'appauvrissement centrée à  $30^\circ S$  peut avoir une origine dynamique ou chimique, tandis que pour l'enrichissement à  $25^\circ N$  nous privilégions une origine dynamique, avec une descente d'air se produisant sous l'ombre des anneaux, qui amènerait de l'air enrichi en hydrocarbures à ces altitudes. Les différentes hypothèses responsables de ces anomalies seront présentées en section VI.2.2.

Enfin, notons qu'à  $10^{-1}$  mbar, les hautes latitudes sud ( $60$ – $80^\circ S$ ) semblent enrichies en hydrocarbures par rapport aux prédictions du modèle de chimie, alors qu'à  $10^{-2}$  mbar les rapports de mélange déterminés s'accordent avec le modèle.

## Propane

Le rapport de mélange du propane a été déterminé sur une faible gamme d'altitude, entre 5 et 0,5 mbar. Son profil méridien à 1 mbar est présenté en figure V.21. Il montre un maximum local assez piqué à l'équateur et une augmentation globale de  $45^\circ N$  à  $80^\circ S$  d'un facteur 2. En particulier, son rapport de mélange est quasiment constant aux moyennes latitudes nord ( $20$ – $45^\circ N$ ) et sud ( $20$ – $45^\circ S$ ), et vaut respectivement  $9 \times 10^{-8}$  et  $1,45 \times 10^{-7}$ , soit une augmentation de  $\sim 60\%$  entre ces deux régions. Comme nous pouvons le constater sur la figure V.21, cette asymétrie aux moyennes latitudes se retrouve dans le profil calculé par le modèle de chimie, où les rapports de mélange théoriques sont environ 50% plus élevés à  $30^\circ S$  qu'à  $30^\circ N$ . Néanmoins, aux plus hautes latitudes, les observations sont en désaccord avec le modèle. Le profil méridien théorique montre en effet une très forte décroissance du propane de l'équateur vers le pôle d'hiver, et une décroissance plus modérée vers le pôle d'été, alors que nos observations ne montrent pas de décroissance vers les pôles.

Bien que la photochimie des hydrocarbures à 3 carbones est encore moins bien contrainte que celle des hydrocarbures à deux carbones (souffrant de plus importantes incertitudes dans les constantes de réactions), le propane est supposé être un composé très stable dans l'atmosphère, car il est en grande partie écarté de la photo-dissociation par le méthane, l'éthane et l'acétylène. On s'attend donc à ce que son temps de vie dans l'atmosphère soit assez long et que son profil méridien ne s'écarte pas trop de l'insolation moyenne annuelle.

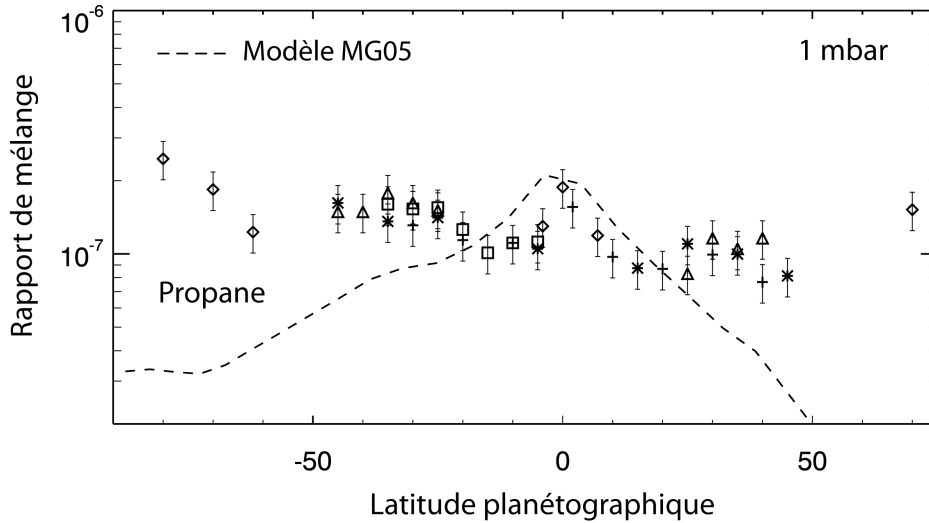


FIGURE V.21 – Variations méridiennes du rapport de mélange du  $C_3H_8$  à 1 mbar en fonction de la latitude. Les variations prédites par le modèle de photochimie sont tracées en tirets.

Cette augmentation du propane vers le pôle sud, encore plus importante que l'augmentation de  $C_2H_6$ , ne peut donc pas s'expliquer par la photochimie. Ici encore, une recirculation méridienne pourrait expliquer, qualitativement, la distribution observée.

Nous reviendrons sur la distribution des hydrocarbures dans la basse stratosphère et les hypothèses de dynamique en section VI.2.1.

### Constituants traces : $CH_3C_2H$ et $C_4H_2$

Les variations méridiennes de  $CH_3C_2H$  à 1 et 0,1 mbar et celles de  $C_4H_2$  à 0,5 et 0,1 mbar sont présentées sur les figures V.22 à V.25. Nous n'avons pas représenté le profil méridien de  $C_4H_2$  à 1 mbar car les barres d'erreur sont assez élevées à ce niveau de pression ; en revanche, les kernels de  $C_4H_2$  pour les données nadir étant maximum autour de 0,5 mbar, nous avons choisi de présenter la comparaison limbe–nadir à ce niveau de pression. Sur ces figures, nous avons également superposé les variations de  $C_2H_2$  à un même niveau de pression (mais remis à l'échelle afin de comparer les variations relatives), car la chimie de ces trois molécules est supposée couplée.

Les temps de destruction de  $C_4H_2$  et  $CH_3C_2H$  sont bien plus courts que ceux de  $C_2H_6$  et  $C_2H_2$ , avec des valeurs typiques de l'ordre de quelques dizaines de jours pour les premiers et plusieurs années voir centaines d'années pour ces derniers. Néanmoins, des processus de recyclage font que les temps de vie nets de ces deux molécules traces sont bien plus longs que ce que leur temps de destruction laisserait penser. Le modèle de photochimie prévoit ainsi que les profils méridiens de  $CH_3C_2H$  à 1 et 0,1 mbar suivent *grosso modo* l'insolation moyenne annuelle, comme le modèle le prévoit pour les molécules à plus long temps de vie  $C_2H_6$  et  $C_2H_2$ .

Dans l'hémisphère nord, les profils méridiens de  $CH_3C_2H$  que nous avons déterminés montrent une faible décroissance de l'équateur vers 45°N compatible avec le modèle de photochimie, tandis que dans l'hémisphère sud les profils s'écartent de cette tendance. En effet, à 0,1 mbar, le minimum d'abondance se trouve dans la région de plus forte insolation (10–30°S) tandis que le maximum d'abondance se trouve aux hautes latitudes sud. Cette tendance se retrouve également à 1 mbar, bien que moins marquée. Ces variations méridiennes sont en revanche très proches de celles de  $C_2H_2$  aux mêmes pressions, excepté pour un léger appauvrissement résiduel de  $CH_3C_2H$

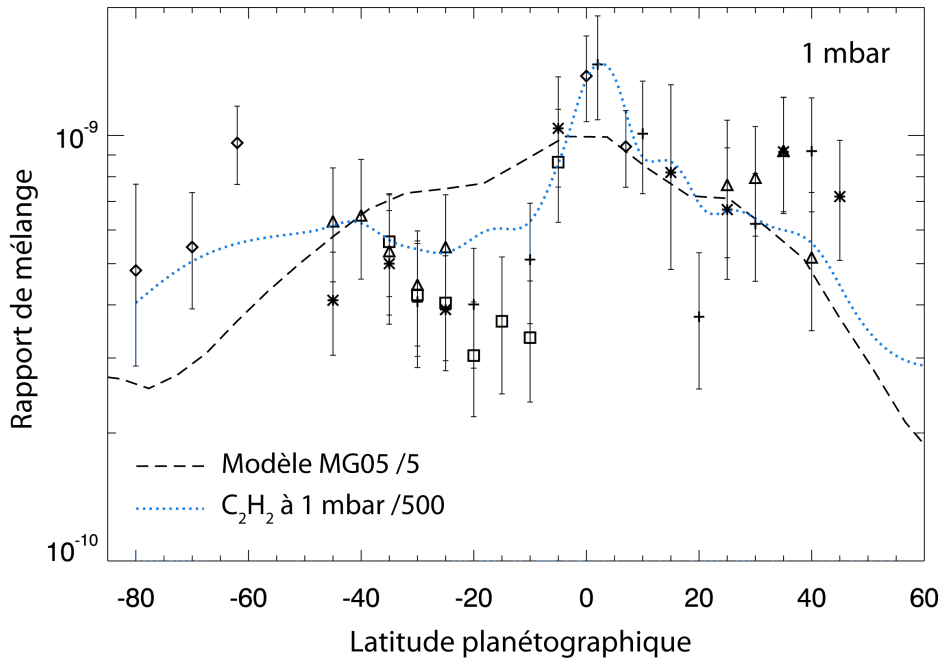


FIGURE V.22 – Variations méridiennes du rapport de mélange de  $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$  à 1 mbar comparées aux prédictions du modèle de Moses and Greathouse [2005] (divisées par 5) et aux variations de  $\text{C}_2\text{H}_2$  obtenues précédemment divisées par 500.

dans la région 10–20°S. Ces distributions similaires ne sont pas étonnantes au vu du couplage chimique entre les deux molécules.

En ce qui concerne  $\text{C}_4\text{H}_2$ , qui a le temps de destruction le plus court, le modèle de photochimie prévoit que son profil méridien s'écarte de l'insolation moyenne annuelle de manière assez complexe, selon l'influence relative des processus de production, de destruction (photolyse mais aussi réactions avec l'hydrogène atomique), et de la diffusion verticale qui peut introduire des retards de phase. En particulier, à 0,5 mbar, le modèle de photochimie prévoit une très forte décroissance de  $\text{C}_4\text{H}_2$  de l'équateur vers le pôle sud, qui n'est pas observée dans nos résultats. Au contraire, le profil méridien de  $\text{C}_4\text{H}_2$  que nous avons déterminé est très proche de celui de  $\text{C}_2\text{H}_2$  au même niveau de pression, avec des rapports de mélange relativement constants entre 10°S et 80°S. Une différence entre les distributions de  $\text{C}_2\text{H}_2$  et  $\text{C}_4\text{H}_2$  existe dans l'hémisphère nord, où le rapport de mélange de  $\text{C}_4\text{H}_2$  est systématiquement plus élevé que les variations correspondantes de  $\text{C}_2\text{H}_2$ . Malgré les importantes barres d'erreur de  $\text{C}_4\text{H}_2$ , le caractère systématique de cette tendance est convaincant. Notons également que nous n'observons pas de maximum équatorial marqué dans le profil de  $\text{C}_4\text{H}_2$ . De même, les données nadir à haute latitude nord (67 et 73°N) permettent de montrer que  $\text{C}_4\text{H}_2$  ne décroît pas vers le pôle nord, alors que  $\text{C}_2\text{H}_2$  diminue fortement. Enfin, le point à 88°S montre un très fort enrichissement en diacétylène, encore plus important que celui observé pour  $\text{C}_2\text{H}_6$  et  $\text{C}_4\text{H}_2$ , qui s'expliquerait par la subsidence au cœur du vortex polaire.

Une échelle de hauteur plus haut, à 0,1 mbar, le profil méridien de  $\text{C}_4\text{H}_2$  est mieux dessiné grâce à des barres d'erreur moins importantes. L'asymétrie entre les moyennes latitudes sud, appauvries en  $\text{C}_4\text{H}_2$ , et les moyennes latitudes nord, enrichies en  $\text{C}_4\text{H}_2$ , se confirme et est également de plus grande amplitude : le rapport de mélange de  $\text{C}_4\text{H}_2$  dans la région 20°N–45°N est près de trois fois plus important que celui dans la région 20°S–45°S. Ici encore, le profil de  $\text{C}_4\text{H}_2$

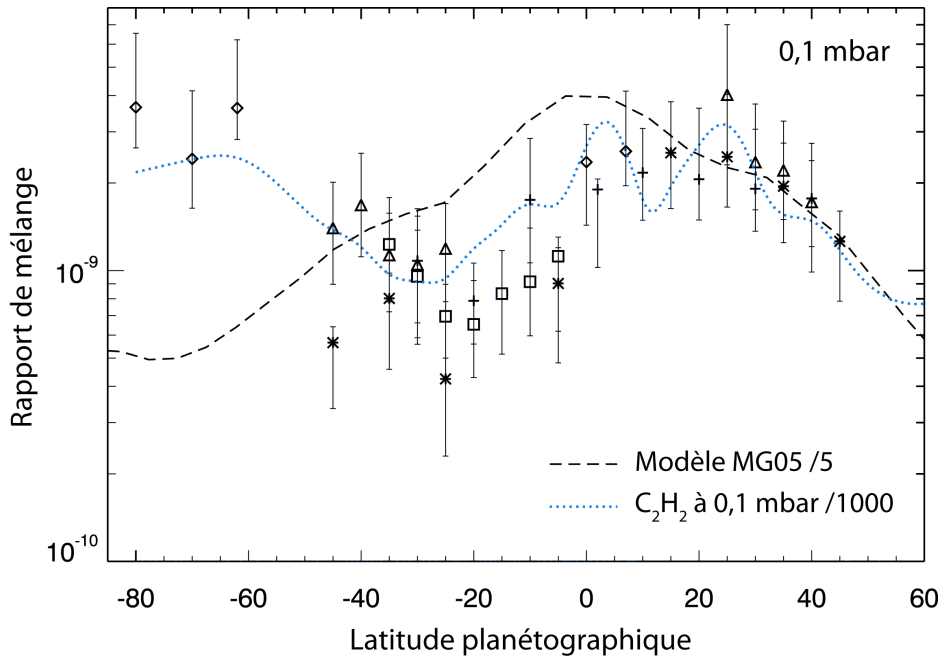


FIGURE V.23 – Variations méridiennes du rapport de mélange de  $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$  à 0,1 mbar comparées aux prédictions du modèle de Moses and Greathouse [2005] divisées par 5 et aux variations de  $\text{C}_2\text{H}_2$  obtenues précédemment divisées par 1000.

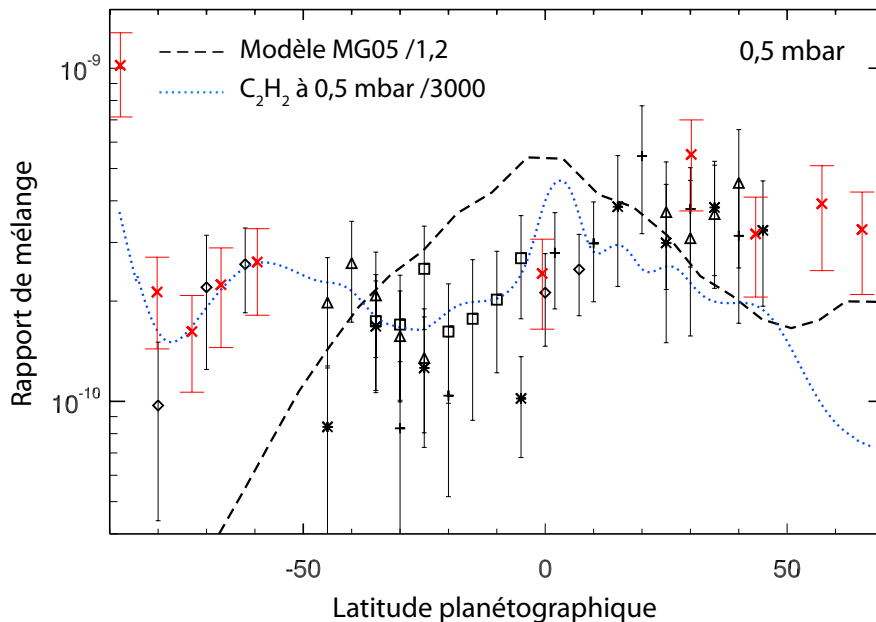


FIGURE V.24 – Variations méridiennes du rapport de mélange de  $\text{C}_4\text{H}_2$  à 0,5 mbar comparées aux prédictions du modèle de Moses and Greathouse [2005] divisées par 1,2 et aux variations de  $\text{C}_2\text{H}_2$  obtenues précédemment divisées par 3000. Les résultats des données nadir sont représentés par les croix diagonales rouges.

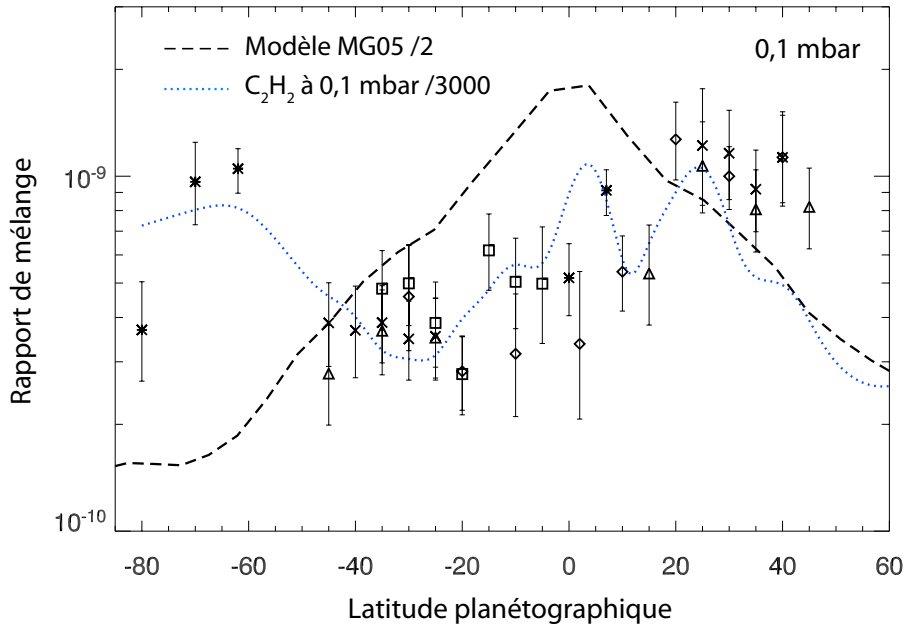


FIGURE V.25 – Variations méridiennes du rapport de mélange de  $C_4H_2$  à 0,1 mbar comparées aux prédictions du modèle de Moses and Greathouse [2005] divisées par 2 et aux variations de  $C_2H_2$  obtenues précédemment divisées par 3000.

que nous avons déterminé ne suit pas les variations prédites par la photochimie, mais est très proche de celui de  $C_2H_2$ , sans doute en partie à cause de ce fort couplage chimique entre ces molécules. La seule différence notable est que  $C_2H_2$  présente un maximum local aux moyennes latitudes nord très étroit, centré autour de 25°N, tandis que la région enrichie en  $C_4H_2$  est plus étalée (20–45°N). Comme pour les autres hydrocarbures, nos résultats mettent en évidence un enrichissement important de  $C_4H_2$  dans la région 60–80°S à 0,1 mbar, en complet désaccord avec les prédictions du modèle de chimie.

En résumé, au premier ordre, les profils méridiens de  $CH_3C_2H$  et  $C_4H_2$  suivent les variations de  $C_2H_2$ . Cela ne peut pas entièrement se justifier par le couplage chimique entre ces deux molécules, car il est déjà pris en compte dans le modèle de photochimie, qui pourtant ne reproduit pas les distributions observées de ces molécules traces. Cela suggère que les désaccords entre le modèle de chimie et les distributions observées sont plus probablement dues à des processus de dynamique atmosphérique, qui affectent de manière assez similaire les distributions de  $C_2H_2$ ,  $CH_3C_2H$  et  $C_4H_2$ .

### V.6.2 Profils verticaux moyens

Après avoir décrit les variations méridiennes des hydrocarbures à un niveau de pression donné et leur comparaison au modèle de photochimie, nous nous intéressons désormais aux profils verticaux de ces espèces. Nous montrons en figure V.26 la comparaison de nos profils moyennés sur l'intervalle 45°N–45°S aux profils moyens du modèle de Moses and Greathouse [2005]. Nous notons certaines différences avec le modèle de chimie, à la fois en valeur absolue et en gradient vertical.

Concernant l'éthane, notre profil moyen montre une pente similaire à celui du modèle de photochimie, tandis que le rapport de mélange que nous avons déterminé est globalement deux

fois plus faible que celui du modèle. Ceci n'est en rien surprenant, car [Moses and Greathouse \[2005\]](#) ont ajusté leur modèle afin d'obtenir une abondance de  $C_2H_6$  compatible avec les mesures du satellite ISO. Ces mesures avaient donné un rapport de mélange de  $C_2H_6$  de  $1,3 \times 10^{-5}$  à 0,5 mbar à partir de l'analyse de la bande  $\nu_9$  de  $C_2H_6$ . Or, notre étude a montré que l'utilisation d'une base de données spectroscopique plus récente pour l'analyse de cette bande d'émission (celle de [Vander Auwera et al. \[2007\]](#)) donne des rapports de mélange environ deux fois moins élevés qu'en utilisant des bases de données antérieures telles que GEISA 2003 et GEISA 96 (utilisées par [Moses et al. \[2000a\]](#) pour l'analyse des données ISO). Les données ISO mériteraient donc d'être ré-analysées, et le modèle de [Moses and Greathouse \[2005\]](#) modifié en ce sens.

Concernant  $C_2H_2$ , nous déterminons un rapport de mélange similaire à celui du modèle de photochimie à 1 mbar, mais un rapport de mélange environ deux fois plus faible que le modèle à  $10^{-1}$  et  $10^{-2}$  mbar. Cette différence de gradient vertical peut avoir une origine chimique (si le taux de production est mal estimé à ces hautes altitudes) ou dynamique (le transport vertical tend à diminuer les gradients verticaux).

Concernant les hydrocarbures à trois carbones,  $CH_3C_2H$  et  $C_3H_8$ , nos résultats montrent que le modèle de chimie sous-estime le rapport de mélange de  $C_3H_8$  d'un facteur 2, tandis qu'il surestime celui de  $CH_3C_2H$  d'un facteur 4 à 5. Notamment, la chimie de  $CH_3C_2H$  et  $C_2H_2$  est censée être couplée, mais nous déterminons des rapports entre ces molécules très différents du modèle : le rapport  $[C_2H_2]/[CH_3C_2H]$  que nous avons déterminé à 1 mbar est de 500, contre une valeur de 100 pour le modèle de chimie. Ce très fort désaccord pointe vers des erreurs dans les chemins de réactions produisant ces molécules à 3 carbones, certainement à travers une mauvaise connaissance des constantes de réaction et de leurs dépendances en température. En outre, le profil vertical de  $CH_3C_2H$  présente un gradient assez différent du modèle. Le modèle de photochimie prédit notamment l'existence d'un maximum d'abondance assez large centré à 0,2 mbar qui n'est pas observé dans cette étude.

Enfin, le profil vertical de  $C_4H_2$  montre un comportement similaire à celui de  $C_2H_2$  : son rapport de mélange déterminé à 1 mbar est compatible avec celui du modèle de photochimie, tandis qu'il ne l'est plus à 0,1 mbar, où nous déterminons une abondance environ deux fois plus faible que celle prédite par le modèle.

Nous donnons dans le tableau [V.3](#) les valeurs des rapports de mélange des hydrocarbures moyennés sur 45°N–45°S à 1 et 0,1 mbar. Nous indiquons également les rapports entre l'abondance de  $C_2H_6$ , hydrocarbure le plus abondant issu de la photochimie du méthane, et celle des autres hydrocarbures, à 1 et 0,1 mbar. Ces rapports pourront servir de référence aux modèles de photochimie. Pour comparaison, nous indiquons les valeurs de ces rapports dans le cas du modèle de [Moses and Greathouse \[2005\]](#).



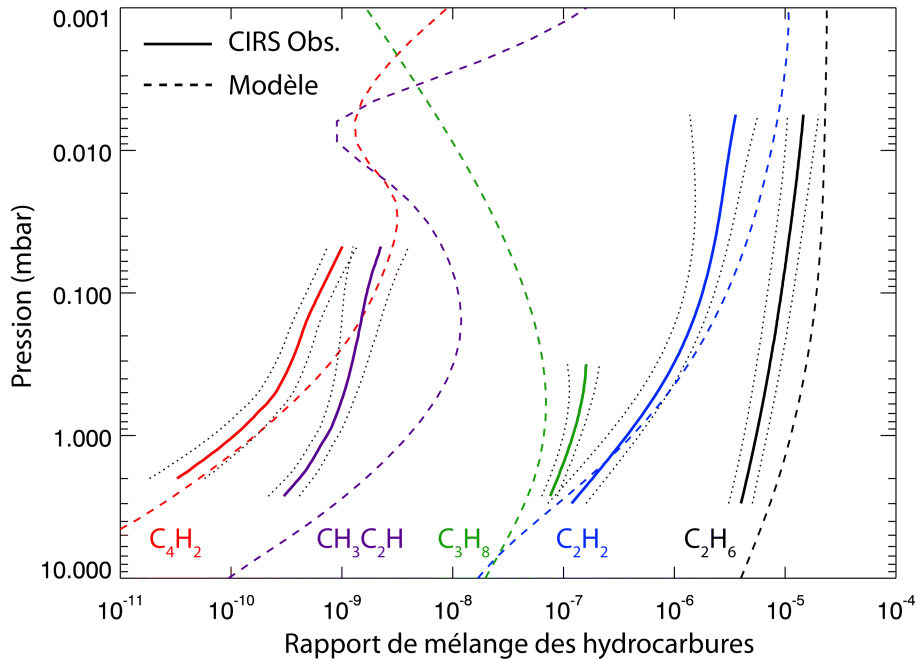


FIGURE V.26 – Comparaison des profils moyens (dans la région 45°N–45°S) des 5 hydrocarbures cartographiés au cours de cette étude avec les profils du modèle de [Moses and Greathouse \[2005\]](#) moyennés dans la même région. Les pointillés sont les enveloppes d'erreur associées à nos inversions.

Hydrocarbure	Rapport de mélange	$[C_2H_6]/[C_xH_x]$ (CIRS)	$[C_2H_6]/[C_xH_x]$ (modèle)
C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> (1 mbar)	$(5,5 \pm 1,3) \times 10^{-6}$	1	1
C <sub>2</sub> H <sub>2</sub>	$(3,7 \pm 1,1) \times 10^{-7}$	15	30
C <sub>3</sub> H <sub>8</sub>	$(1,2 \pm 0,3) \times 10^{-7}$	46	170
CH <sub>3</sub> C <sub>2</sub> H	$(7,3 \pm 1,6) \times 10^{-10}$	7500	3050
C <sub>4</sub> H <sub>2</sub>	$(1,1 \pm 0,4) \times 10^{-10}$	50000	78500
C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> (0,1 mbar)	$(9,3 \pm 2,5) \times 10^{-6}$	1	1
C <sub>2</sub> H <sub>2</sub>	$(1,8 \pm 0,5) \times 10^{-6}$	5	6
CH <sub>3</sub> C <sub>2</sub> H	$(1,7 \pm 0,6) \times 10^{-9}$	5500	1700
C <sub>4</sub> H <sub>2</sub>	$(6,3 \pm 1,5) \times 10^{-10}$	14800	9500

TABLE V.3 – Résumé des rapports de mélange des cinq hydrocarbures mesurés à 1 et 0,1 mbar, moyennés entre 45°N et 45°S. Comparaison des rapports entre  $[C_2H_6]$  et les autres hydrocarbures, déterminés par cette étude et prédits par le modèle de photochimie de [Moses and Greathouse \[2005\]](#).

### V.6.3 Variations temporelles

Les données au limbe de février 2010 permettent d'étudier les variations temporelles de la distribution des hydrocarbures. Nous comparons sur la figure V.27 les distributions de  $C_2H_6$  et  $C_2H_2$  dans la région équatoriale obtenues à partir de l'analyse des données au limbe de 2005–2006 et début 2010.

Ces résultats montrent que la distribution des hydrocarbures a peu changé entre ces deux dates à 1 mbar, mais que des changements significatifs se sont produits à plus haute altitude. En effet, à  $10^{-2}$  mbar,  $C_2H_6$  montre deux maxima locaux à  $5^\circ N$  et  $5^\circ S$  en 2010 qui n'étaient pas présents précédemment. Néanmoins, comme évoqué en section IV.4.1, ce niveau de pression est celui qui présente le plus de variations d'un jeu de données à l'autre (à des dates très proches) en raison des variations de température à haute altitude, peut-être induites par le passage d'ondes atmosphériques, qui biaisent l'inversion des hydrocarbures. Nous notons également qu'à  $20^\circ N$ , le rapport de mélange de  $C_2H_6$  et  $C_2H_2$  déterminé à 0,01 mbar est divisé par deux en février 2010 par rapport à 2005–2006. Au vu des barres d'erreur de  $C_2H_2$ , ce changement n'est pas significatif, mais il l'est pour  $C_2H_6$ . Cela suggère que le maximum local d'abondance centré à  $25^\circ N$  sur les données de 2005–2006 aurait disparu en février 2010. Nous attendons aujourd'hui de nouvelles données au limbe, programmées pour fin septembre 2010, qui couvriront la région  $25^\circ N$ – $70^\circ N$ . Cela permettra d'étudier les variations temporelles sur une plus grande gamme de latitude et notamment de trancher sur la persistance ou non de ce maximum local à  $25^\circ N$  en 2010.

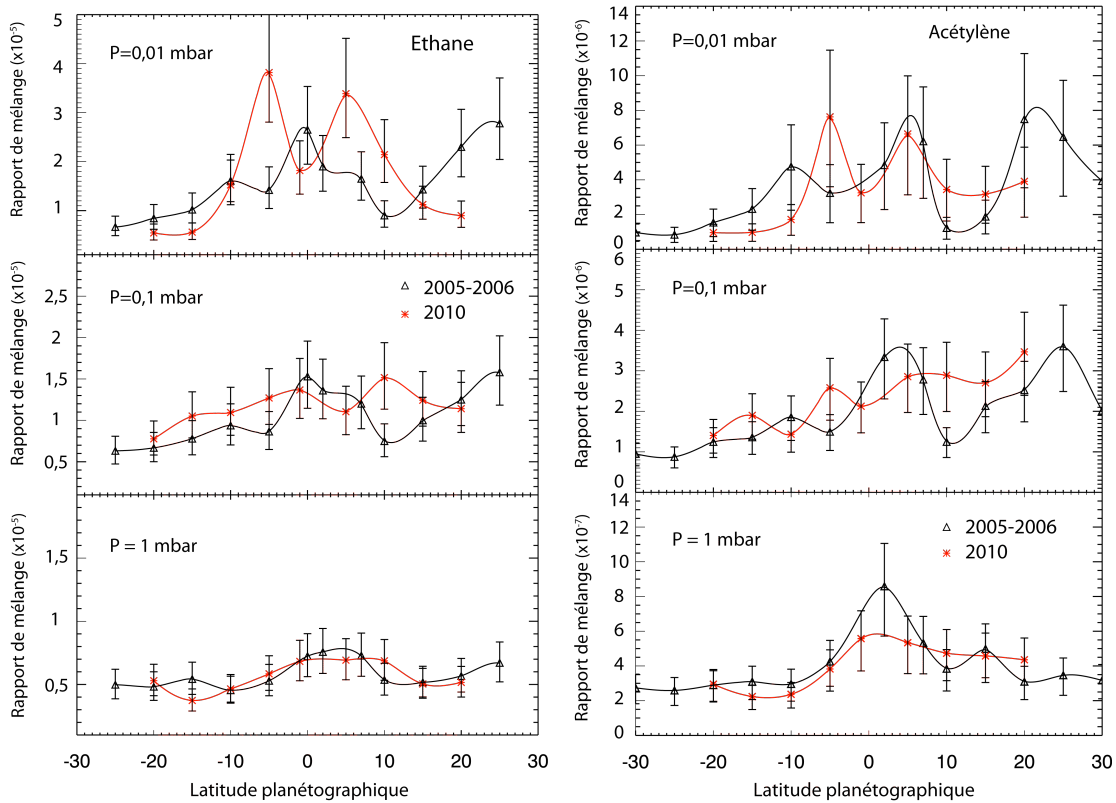


FIGURE V.27 – Variations temporelles de la distribution des hydrocarbures dans la région équatoriale entre 2005–2006 (en noir) et 2010 (en rouge). À gauche : variations de  $C_2H_6$ , à droite de  $C_2H_2$ .

## V.6.4 Comparaison avec les observations précédentes

### Méthylacétylène et diacétylène

Concernant  $C_4H_2$  et  $CH_3C_2H$ , une seule mesure antérieure de leur abondance existe. Elle a été effectuée par le satellite ISO en 1996, peu après l'équinoxe. Leur rapport de mélange au niveau 0,5 mbar a été estimé par Moses et al. [2000a], qui ont déterminé une valeur moyenne sur le disque de Saturne de  $(2,1 \pm 0,3) \times 10^{-10}$  pour  $C_4H_2$  et de  $(1,8 \pm 0,3) \times 10^{-9}$  pour  $CH_3C_2H$ . Cette mesure du  $C_4H_2$  se compare bien avec notre valeur moyenne de  $(2,4 \pm 0,5) \times 10^{-10}$  à ce même niveau de pression. Notre valeur moyenne de  $CH_3C_2H$  de  $(1,1 \pm 0,5) \times 10^{-9}$  est plus faible que celle de Moses et al. [2000a] mais les deux restent compatibles entre elles au sein des barres d'erreur. Notons que les données spectroscopiques utilisées pour modéliser l'émission de  $CH_3C_2H$  sont les mêmes pour les deux études et ne peuvent donc pas expliquer cette différence.

### Propane

Le propane a été précédemment mesuré à deux latitudes, 20°S et 80°S, autour du niveau à 5 mbar par Greathouse et al. [2006]. Les auteurs ont déterminé une abondance de, respectivement,  $2,7 \times 10^{-8}$  et  $2,5 \times 10^{-8}$  à ces deux latitudes et ont conclu que l'abondance du propane était constante dans l'hémisphère sud. À ce même niveau de pression, nous avons déterminé un rapport de mélange du propane de  $5,7 \times 10^{-8}$  à 20°S et  $6,2 \times 10^{-8}$  à 80°S, avec une erreur d'environ 25%. Ces valeurs sont deux fois plus élevées que celles déterminées par Greathouse et al. [2006]. L'origine de ce désaccord pourrait être l'utilisation de fonctions de partition vibrationnelles différentes.

Les valeurs du rapport de mélange de  $C_3H_8$  que nous avons déterminé à 20°S et 80°S sont compatibles avec l'hypothèse de Greathouse et al. [2006] d'une distribution uniforme dans l'hémisphère sud. Cependant, une analyse détaillée des jeux de données au limbe qui contiennent de l'information sur le propane à 5 mbar montre que l'abondance du propane augmente graduellement de  $\sim 40\%$  de 45°N à 80°S.

### Éthane et acétylène

La comparaison avec des mesures antérieures est beaucoup plus riche dans le cas de l'éthane et l'acétylène. En effet, ces deux molécules ont été cartographiées *dans l'hémisphère sud et dans la basse et moyenne stratosphère* par Greathouse et al. [2005a] (à partir de données TEXES de 2002) et Howett et al. [2007] (à partir de données nadir de Cassini/CIRS de 2004).

La figure V.28 montre la comparaison de ces différents résultats pour l'éthane à 2,3 mbar. Nous avons divisé les résultats des études précédentes par 1,8 car nous utilisons une base de données spectroscopique plus récente pour la bande  $\nu_9$  de  $C_2H_6$  qui mène à des valeurs du rapport de mélange de  $C_2H_6$  environ 1,8 fois plus faible qu'en utilisant les données de GEISA 2003 (voir section V.1). Nos résultats sont compatibles avec ceux de Greathouse et al. [2005a] au sein des barres d'erreur. Leur étude a montré une augmentation de  $C_2H_6$  de 40% de 10°S vers le pôle sud. Environ 5 ans plus tard, nous déterminons un facteur d'augmentation plus faible, de l'ordre de 25%. Néanmoins, nous ne pouvons pas affirmer que cette plus faible augmentation est un signe de variations temporelles, car ces différences ne sont pas significatives au vu des barres d'erreur. Nos résultats s'accordent avec ceux de Howett et al. [2007] dans la région 15–45°S, mais la forte augmentation, quasiment d'un facteur 2, entre 45°S et 67°S n'est pas reproduite dans nos résultats. Une récente analyse de nombreuses données nadir de 2005 par L. Fletcher (communication personnelle) n'a pas montré cette forte augmentation. Nous pensons que cette augmentation brutale n'est pas réelle.

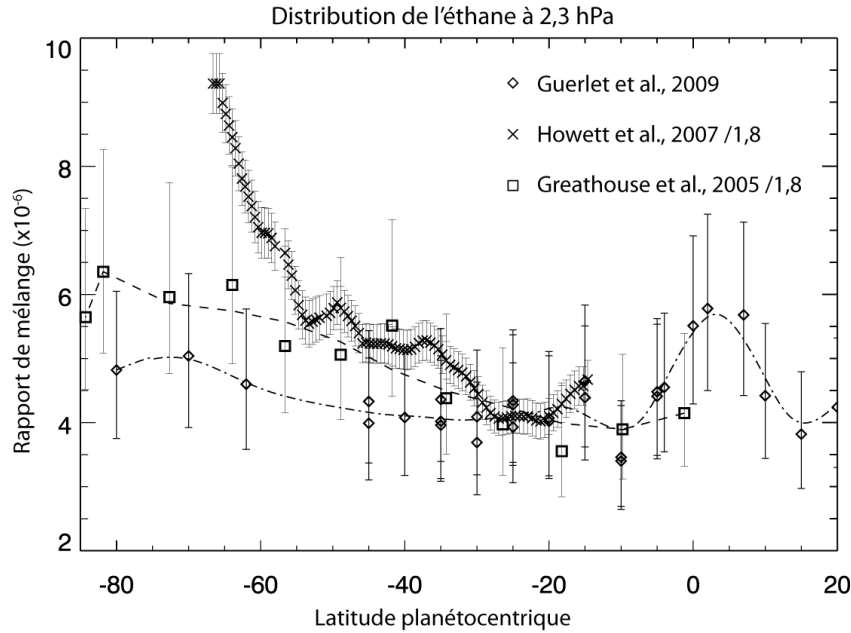


FIGURE V.28 – Comparaison des variations de l'éthane à 2,3 hPa avec les résultats obtenus par Greathouse et al. [2005a] et Howett et al. [2007].

Nous pouvons également comparer nos résultats avec ceux de Kim et al. [2006], qui ont analysé la bande  $\nu_7$  de  $C_2H_6$  à  $3,3 \mu m$  à partir de données Keck/NIRSPEC obtenues en 2001. Leurs données sondent la haute stratosphère et ils ont déterminé un rapport de mélange de  $C_2H_6$  de  $(9 \pm 4) \times 10^{-6}$  dans la région entre  $10^{-2}$  et  $10^{-4}$  mbar, autour de  $40^\circ S$ . Cette valeur est comparable à notre rapport de mélange moyenné entre  $35^\circ S$  et  $45^\circ S$  à  $10^{-2}$  mbar, qui est de  $(8 \pm 2) \times 10^{-6}$ .

Les figures V.29 et V.30 montrent la comparaison de nos rapports de mélange de  $C_2H_2$  déterminés à 1,1 et 0,1 mbar avec les résultats de Greathouse et al. [2005a] et Howett et al. [2007]. Nous avons déterminé des rapports de mélange systématiquement environ deux fois plus faibles que ceux des deux études précédentes, bien que nous ayons utilisé des bases de données spectroscopiques similaires. En particulier, dans la région  $20-40^\circ S$ , les deux auteurs ont mesuré un maximum local d'abondance, qui n'est pas visible dans nos résultats. Au contraire, nous avons déterminé un minimum local à 0,1 mbar dans cette gamme de latitude. Cela pourrait être dû à des variations temporelles. Nous avons également examiné d'autres explications, comme un biais sur la température déterminée par Greathouse et al. [2005a] et Howett et al. [2007] à haute altitude se traduisant par une surestimation de  $C_2H_2$ . En effet, les profils de température de ces deux auteurs sont soit constants au-dessus de 0,1 mbar, soit reviennent vers un profil *a priori* qui vaut 140K à haute altitude. Or, notre étude a montré que la température continue de croître jusqu'au moins 0,01 mbar, avec une valeur moyenne de 155K dans l'hémisphère sud. Nous avons donc effectué des tests, en regardant comment le profil de température au-dessus du niveau 0,1 mbar influençait l'inversion des hydrocarbures en dessous de ce niveau. Les résultats ont montré que le rapport de mélange de  $C_2H_2$  n'était que peu modifié. Ce n'est donc pas un effet de température qui est à l'origine des désaccords entre nos différents résultats.

En dehors de ces désaccords, nous déterminons une diminution de l'abondance de  $C_2H_2$  de l'équateur vers le pôle sud d'un facteur 3,5 à 1 mbar, qui est en bon accord avec la diminution d'un facteur 3 déterminée par Greathouse et al. [2005a]. À 0,1 mbar, en revanche, ces auteurs ont déterminé un maximum local de  $C_2H_2$  à l'équateur qui est beaucoup moins marqué dans

notre cas.

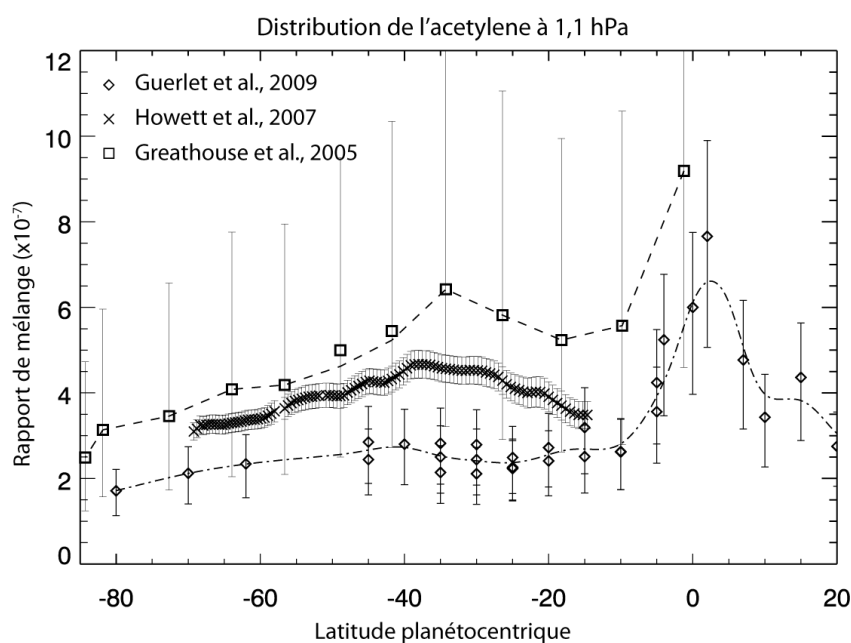


FIGURE V.29 – Comparaison des variations de l'acétylène à 1.1 hPa avec les résultats obtenus par Greathouse et al. [2005a] et Howett et al. [2007].

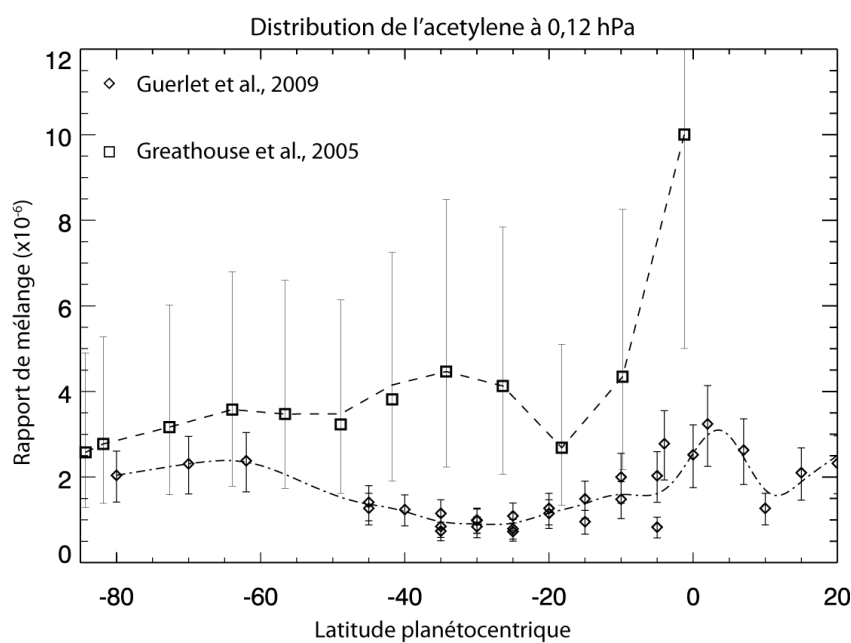


FIGURE V.30 – Comparaison des variations de l'acétylène à 0.12 hPa avec les résultats obtenus par Greathouse et al. [2005a].

## V.7 Autres molécules : CO<sub>2</sub>, C<sub>6</sub>H<sub>6</sub>

Le dioxyde de carbone et le benzène ont été précédemment détectés dans la stratosphère de Saturne par le satellite ISO, avec un rapport de mélange de l'ordre de  $(4 \pm 0,6 \times 10^{-10})$  pour le CO<sub>2</sub> à 1 mbar [Moses et al., 2000b], et de  $(4 \pm 3 \times 10^{-12})$  pour le benzène à 10 mbar [Bézard et al., 2001a], puis estimé à  $(2 \times 10^{-10})$  à 1 mbar par le modèle de Moses and Greathouse [2005]. Malheureusement, leurs bandes d'émission sont très faibles et ces deux espèces ne sont pas détectées sur les spectres acquis par CIRS à basse résolution spectrale ( $7,5 \text{ cm}^{-1}$ ).

En revanche, les données à meilleure résolution spectrale ont toutes montré la détection de la bande  $\nu_2$  du CO<sub>2</sub> à  $667 \text{ cm}^{-1}$ , avec un rapport signal à bruit plus ou moins bon. La bande d'émission  $\nu_4$  du benzène, à  $673 \text{ cm}^{-1}$ , est uniquement détectée sur le spectre à  $80^\circ\text{S}$ .

Néanmoins, un *spike* est présent à  $669 \text{ cm}^{-1}$  sur la plupart des spectres et empêche une analyse fiable de la bande de CO<sub>2</sub>. Ceci est particulièrement gênant pour les spectres acquis à une résolution spectrale de  $1,5 \text{ cm}^{-1}$ . Nous avons tenté d'améliorer la qualité des données en travaillant en liaison avec l'équipe de calibration de l'instrument, qui cherche à étalonner les données avec un plus grand nombre de "Deep Space". Malheureusement, les spectres de cette nouvelle version de calibration n'ont pas montré d'amélioration. Au contraire, le spike est parfois plus présent dans cette version de développement que dans la version précédente des données. En outre, la forme des spectres affectés par le spike pouvant être assez différente d'une version de calibration à l'autre, cela change également les rapports de mélange inversés.

Nous avons donc choisi de travailler sur les spectres de la version courante de calibration et d'analyser uniquement les spectres sur lesquels le spike semble avoir un effet minoritaire (ce spike, d'origine électronique, n'a pas la même intensité sur tous les détecteurs et varie dans le temps). Nous avons pu déterminer le rapport de mélange de CO<sub>2</sub> à 4 latitudes :  $80^\circ\text{S}$ ,  $62^\circ\text{S}$ ,  $1^\circ\text{S}$  et  $45^\circ\text{N}$ . Aux latitudes  $80^\circ\text{S}$  et  $62^\circ\text{S}$ , nous avons analysé deux spectres pris à des niveaux de pression tangente autour de 1 et 5 mbar, tandis qu'aux latitudes  $45^\circ\text{N}$  et  $1^\circ\text{S}$  nous n'avons analysé qu'un spectre, acquis à une pression tangente de  $\sim 4$  mbar. Notre profil *a priori* est celui de Moses et al. [2000b], qui correspond à une ré-analyse des données ISO. Pour les données spectroscopiques de CO<sub>2</sub>, nous adoptons celles dans la base de données GEISA 2003, avec un coefficient d'élargissement par collisions de  $0,08 \text{ cm}^{-1}\text{atm}^{-1}$  à 296 K et un coefficient de dépendance en température de  $T^{-0,7}$ .

Les ajustements de ces spectres dans la région  $660\text{--}675 \text{ cm}^{-1}$  sont présentés en figure V.31. Nous remarquons que le spectre acquis à l'équateur, à une résolution spectrale de  $0,5 \text{ cm}^{-1}$ , est de bien meilleure qualité et montre une bien meilleure détection du CO<sub>2</sub> que les autres spectres, acquis à la résolution de  $3 \text{ cm}^{-1}$ .

Nous résumons dans le tableau V.4 les rapports de mélange que nous avons déterminés à 2 mbar à ces quatre latitudes. À ce niveau de pression, nous remarquons que nos valeurs sont systématiquement plus élevées que celle déterminée à partir des mesures ISO. Nous notons également que nous déterminons des valeurs d'autant plus faibles que la latitude est élevée.

Connaître les variations spatiales de CO<sub>2</sub> est très important car elles peuvent contraindre la nature de la source externe qui apporte cette molécule oxygénée dans la stratosphère de Saturne. En effet, les différentes sources candidates (comètes, poussières interplanétaires et interstellaires, érosion des anneaux...) ont des flux (intensité mais aussi orientation) différents. Une autre manière de contraindre la nature de cette matière oxygénée serait de déterminer la quantité d'eau dans la stratosphère de Saturne. Le rapport CO<sub>2</sub>/H<sub>2</sub>O pourrait en effet permettre de discriminer entre les différents candidats responsables de la présence de ces composés oxygénés dans la stratosphère.

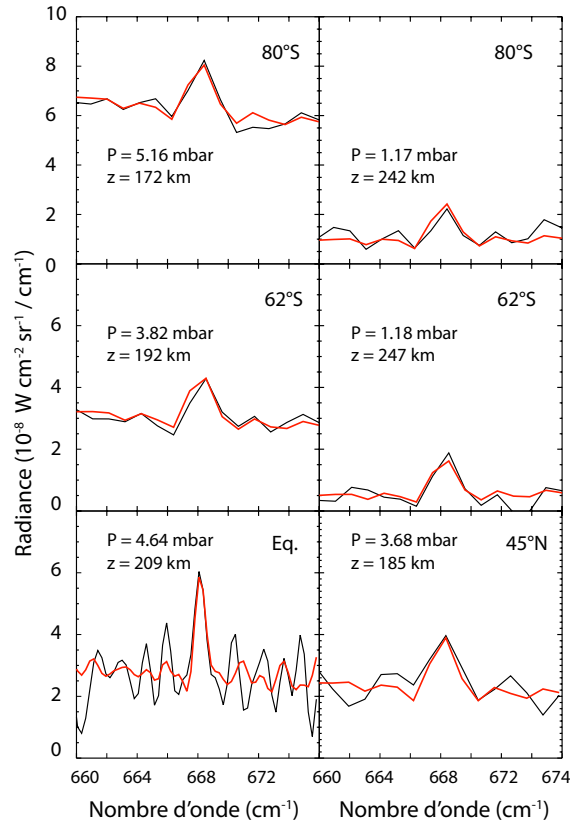


FIGURE V.31 – Spectres observés dans la région 660–675  $\text{cm}^{-1}$  à quatre latitudes (en noir) et comparaison aux meilleurs ajustements obtenus avec des spectres synthétiques du  $\text{CO}_2$  (en rouge).

Latitude	80°S	62°S	Equateur	45°N	ISO
$\text{CO}_2$ à 2 mbar ( $\times 10^{-10}$ )	$4,3 \pm 1,2$	$4,8 \pm 1,3$	$7,2 \pm 2$	$6,2 \pm 1,8$	$3,3 \pm 0,5$

TABLE V.4 – Rapport de mélange du  $\text{CO}_2$  à 2 mbar déterminé à quatre latitudes à partir des données au limbe. La valeur déterminée par Moses et al. [2000b] à partir des données ISO est donnée pour comparaison.

Cette étude montre que si l'on souhaite améliorer nos résultats sur  $\text{CO}_2$  et réaliser sa cartographie plus complète dans la stratosphère de Saturne, il serait nécessaire à l'avenir d'acquérir des données avec Cassini/CIRS à une résolution meilleure que  $1,5 \text{ cm}^{-1}$  afin de s'affranchir du problème du spike dans les données. Or, cela nécessiterait de longs temps d'acquisition, c'est-à-dire l'acquisition d'une unique latitude par périastre par CIRS, et ne semble malheureusement pas réaliste.

## V.8 Indices de la présence d'aérosols

La série de spectres au limbe acquis à 80°S et à une résolution de  $1,5 \text{ cm}^{-1}$  est un des jeux de données ayant le meilleur rapport signal à bruit, principalement car la température atmosphérique était très élevée dans cette région lors de l'acquisition en juin 2007. Sur ce spectre, nous avons remarqué deux signatures spectrales assez larges, non identifiées à ce jour.

La première est située dans l'aile droite de la bande  $\nu_4$  du méthane, entre 1380 et 1430  $\text{cm}^{-1}$ . La figure V.32 montre des exemples de spectres dans cet intervalle spectral, à trois altitudes tangentes différentes, et les spectres synthétiques correspondant à l'inversion de la température (et donc à l'ajustement des raies du méthane). Les résidus montrent en réalité deux structures : une bande étroite centrée à 1378  $\text{cm}^{-1}$ , et une bande large centrée à  $\sim 1392 \text{ cm}^{-1}$ . On estime que la première signature spectrale à 1378  $\text{cm}^{-1}$  est attribuable à l'émission de la bande  $\nu_6$  de  $\text{C}_2\text{H}_6$  (centrée à 1379  $\text{cm}^{-1}$ ) ou de la bande  $\nu_{13}$  de  $\text{C}_3\text{H}_8$  (centrée à 1377  $\text{cm}^{-1}$ ), ou à une combinaison des deux. Malheureusement, nous n'avons pas eu le temps de générer les coefficients d'absorption correspondant à ces bandes d'émission et n'avons pas pu vérifier cette hypothèse par des calculs de spectres synthétiques. En ce qui concerne l'émission autour de 1392  $\text{cm}^{-1}$ , nous ne privilégions pas de composé chimique particulier.

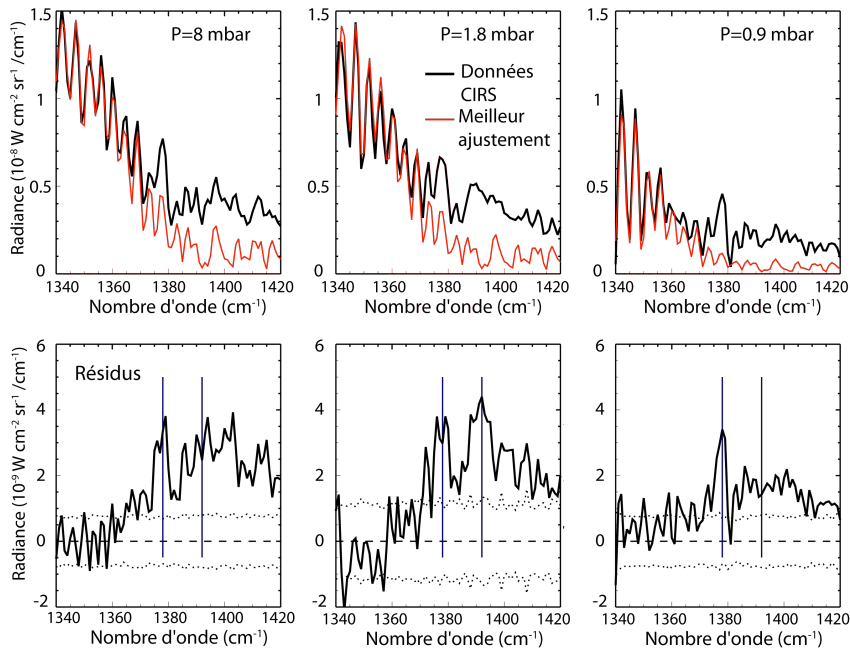


FIGURE V.32 – En haut : comparaison de trois spectres au limbe pris à 80°S (en noir) avec des spectres synthétiques (en rouge) dans la région de l'aile droite du méthane. En bas : résidus correspondants, montrant la différence entre les observations et le modèle.

La seconde signature spectrale non identifiée est centrée à 700  $\text{cm}^{-1}$ , dans l'aile gauche de la bande  $\nu_5$  de l'acétylène. Cette bande d'émission, large d'environ 20  $\text{cm}^{-1}$ , est montrée sur deux spectres en figure V.33(a), en comparaison avec les spectres synthétiques correspondant à l'inversion du profil de  $\text{C}_2\text{H}_2$ . Nous ne connaissons pas l'origine de cette émission. En revanche, il est à noter qu'une signature spectrale similaire a été observée dans les spectres de Titan, d'abord par Voyager/IRIS [Coustenis et al., 1999], puis par Cassini/CIRS (voir figure V.33(b)).



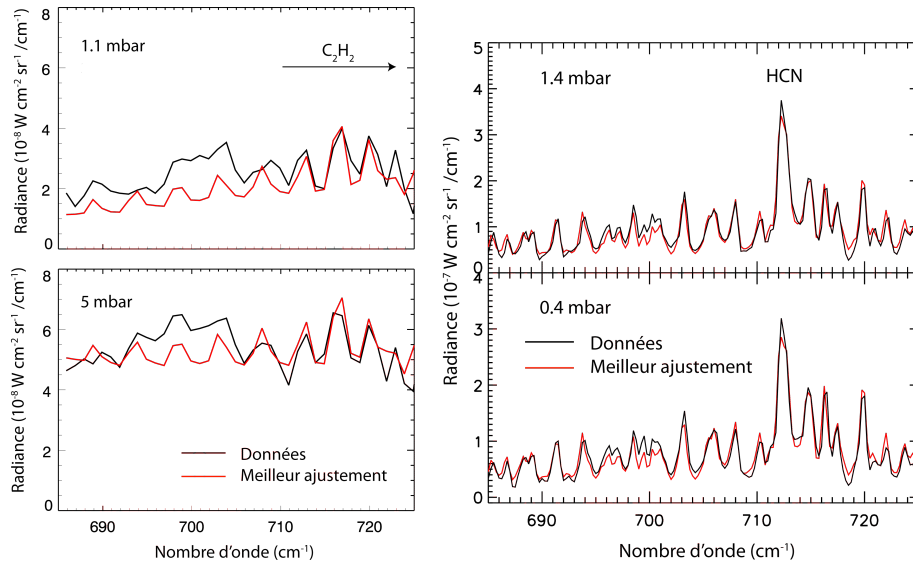


FIGURE V.33 – À gauche : Deux spectres au limbe acquis à 80°S sur Saturne (en noir) dans la région de l'aile gauche de C<sub>2</sub>H<sub>2</sub>, comparés à des spectres synthétiques (en rouge). À droite : même comparaison pour des spectres au limbe de Titan, acquis à 80°N.

Soulignons que la présence de ces signatures spectrales n'affecte pas notre processus d'inversion, car ces signatures spectrales sont isolées et car la radiance retombe bien à zéro en dehors des bandes d'émission des hydrocarbures. En outre, l'aile gauche du méthane est bien ajustée par notre modèle, contrairement à l'aile droite.

Ces signatures non identifiées, assez larges, pourraient être dues à des aérosols ou des glaces. Le fait de les observer à 80°S, et non aux autres latitudes où l'on dispose également de spectres à bonne résolution spectrale, suggère que leur origine est liée aux aurores polaires. En effet, cette latitude coïncide avec les régions aurorales, situées de manière générale entre 73 et 82° (Badman et al. [2006], converti en latitudes planétographiques). Des modèles de chimie de l'atmosphère de Jupiter incluant la précipitation de particules chargées aurorales, de hautes énergies, ont montré que le benzène et des hydrocarbures aromatiques polycycliques (PAH) étaient produits efficacement dans la stratosphère dans ces régions aurorales [Perry et al., 1999; Friedson et al., 2002; Wong et al., 2000, 2003]. Ces modèles n'ont pas été appliqués à Saturne. En revanche, des observations dans l'UV avec le HST ont mis en évidence un ovale de particules sombres à hautes altitudes ( $p < 10$  mbar) centré au pôle nord magnétique de Saturne [Ben Jaffel et al., 1995], ce qui montre que les aurores sont liées à la production d'aérosols sur Saturne également.

# Chapitre VI

## Analyse des résultats et discussion

Dans ce chapitre, nous discutons plus en détail certains de nos résultats et leurs implications sur la dynamique et la chimie stratosphériques. En particulier, nous analysons l'oscillation équatoriale sous différents angles : sa structure thermique, mais aussi le cisaillement du vent zonal associé et le lien avec le maximum d'hydrocarbures observé à l'équateur. Nous discutons également son évolution temporelle entre fin 2005 et début 2010.

Puis, nous revenons sur les anomalies observées dans les cartes d'abondance des hydrocarbures. En particulier, nous discutons les travaux tentant d'expliquer les différentes distributions méridiennes observées dans la basse stratosphère et présentons quelques hypothèses pour rendre compte de l'asymétrie observée entre des moyennes latitudes sud appauvries et des moyennes latitudes nord enrichies en hydrocarbures.

### Sommaire

---

<b>VI.1 L'oscillation équatoriale</b> . . . . .	<b>114</b>
VI.1.1 Description . . . . .	114
VI.1.2 Mécanisme et période . . . . .	114
VI.1.3 Lien avec le maximum d'hydrocarbures à l'équateur . . . . .	117
VI.1.4 Variations temporelles . . . . .	119
VI.1.5 Ondes atmosphériques et oscillation . . . . .	121
VI.1.6 Remarques et questions ouvertes . . . . .	122
<b>VI.2 Anomalies dans la distribution des hydrocarbures</b> . . . . .	<b>123</b>
VI.2.1 Distribution dans la basse stratosphère . . . . .	123
VI.2.2 Anomalies aux moyennes latitudes . . . . .	125

---

## VI.1 L'oscillation équatoriale

### VI.1.1 Description

Une des découvertes majeures obtenue à travers l'analyse du champ de température est celle d'une oscillation équatoriale dans la stratosphère de Saturne. Cette oscillation a été décrite en section IV.4.1; elle est caractérisée par une succession d'extrema locaux du profil vertical de température à l'équateur. Ces extrema sont également présents autour de 15–20° de manière anticorrélée par rapport à ceux à l'équateur (voir les cartes de température en fig. IV.7 et IV.8(a)).

Cette oscillation est qualitativement analogue à une oscillation équatoriale bien connue sur Terre, appelée “Quasi-Biennial Oscillation” (QBO). Sur Terre, l'oscillation en température est associée à une oscillation cyclique du vent zonal à l'équateur. À partir des cartes de température de Saturne en latitude et altitude, il est possible de calculer le **cisaillement vertical du vent zonal** et d'y chercher une oscillation analogue. En effet, **l'équation du vent thermique** relie le cisaillement du vent zonal,  $u$ , au gradient méridien de température. En coordonnées cylindriques, elle s'écrit :

$$\frac{d}{dz_{\parallel}} \left( \frac{u^2}{a \cos \theta} + 2\Omega u \right) = -\frac{g}{Ta} \left( \frac{\partial T}{\partial \theta} \right)_p \quad (\text{VI.1})$$

où  $\theta$  est la latitude,  $\Omega$  la vitesse de rotation angulaire,  $a$  le rayon équatorial de Saturne et  $z_{\parallel}$  est la distance au plan équatorial le long de l'axe de rotation.

Cette équation a été intégrée par Fouchet et al. [2008], qui ont obtenu la carte des vents présentée en figure VI.1 à partir du champ de température de 2005–2006. Comme nous n'avons pas de connaissance du vent zonal au niveau de notre condition aux limites, à 20 mbar, nous fixons cette valeur à 0 m/s. Ainsi, cette carte ne présente pas de valeurs absolues du vent zonal mais des valeurs *relatives* au niveau 20 mbar. L'équation du vent thermique découlant de l'équilibre géostrophique, elle n'est pas valable proche de l'équateur. Sur cette carte, les valeurs du vent zonal à l'équateur ont donc été interpolées à partir de la connaissance du vent dans les latitudes environnantes.

Cette carte montre clairement une **oscillation du vent zonal à l'équateur**, avec un jet d'ouest centré à 0.3 mbar et un fort jet d'est centré à 3 mbar. La différence de vitesse de vent entre ces deux jets atteint 200 m/s. L'écart en altitude entre les jets, d'une décade de pression, coïncide avec l'écart entre les extrema de température observés sur la carte en figure IV.7 (un maximum local est centré à 1 mbar et un minimum local à 0.1 mbar).

### VI.1.2 Mécanisme et période

Ces oscillations en température et en vent zonal sont donc similaires à celles observées dans la stratosphère terrestre. Or, sur Terre, cette structure n'est pas stationnaire mais évolue cycliquement, sur une période de près de 2 ans (d'où son nom de QBO). En réalité, sa période est variable et prend des valeurs comprises entre 22 et 34 mois, avec une moyenne de 28 mois. La figure VI.2 montre l'évolution du profil de vent zonal à l'équateur avec le temps dans la stratosphère terrestre. On remarque que l'oscillation se propage progressivement vers le bas, de sorte qu'à un niveau de pression donné, le vent zonal évolue cycliquement d'un jet d'est à un jet d'ouest. La température à l'équateur et à 15–20° de latitude à un niveau de pression donné suit des variations similaires avec le temps et oscille en passant par un minimum et un maximum local.

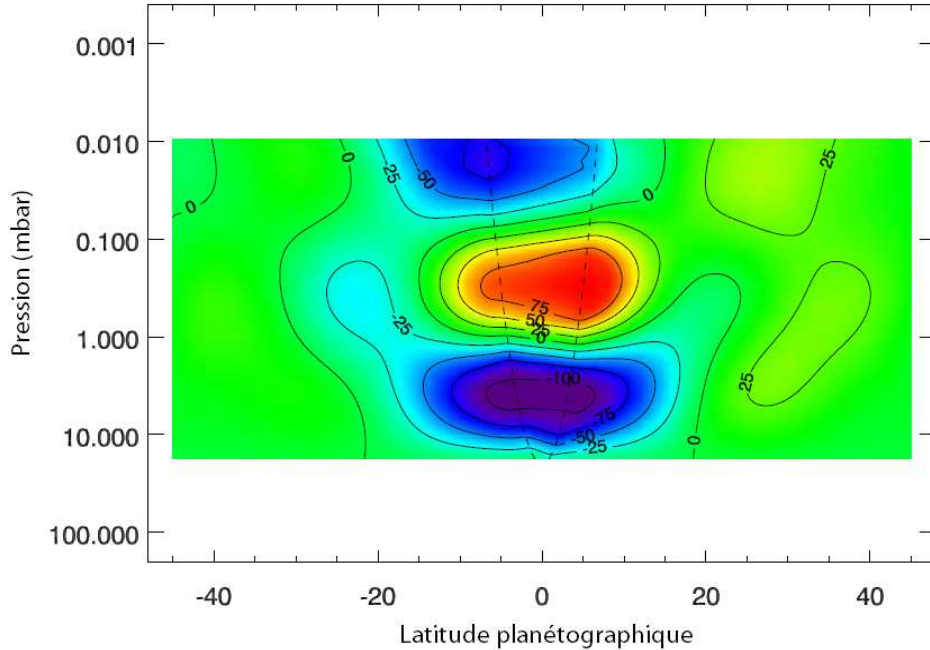


FIGURE VI.1 – Carte du vent zonal, en m/s, obtenue par la résolution de l'équation du vent thermique, correspondant aux données de 2005–2006. La parabole en pointillé délimite une région centrée à l'équateur où cette équation ne s'applique pas et où la vitesse des vents a été interpolée.

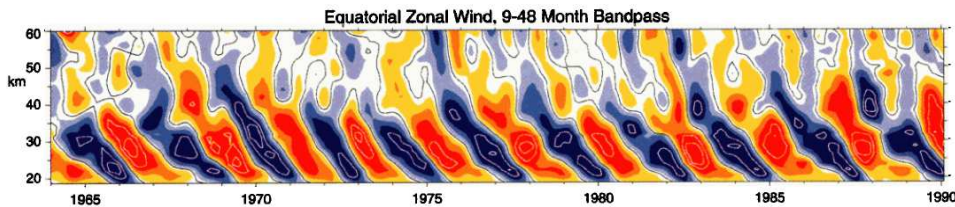


FIGURE VI.2 – Évolution temporelle du profil de vent zonal à l'équateur dans la stratosphère terrestre. Extrait de Baldwin et al. [2001], d'après Gray et al. [2001].

Pour Saturne, la période de l'oscillation a pu être déterminée par une campagne d'observations au sol de longue durée (sur 17 ans), par Orton et al. [2008]. Ces auteurs ont en effet mis en évidence des variations cycliques de la température de brillance relative entre les latitudes  $3.5^\circ$  et  $15^\circ$ , autour du niveau 20 mbar. La période déterminée est de  $14,7 \pm 0,9$  ans, soit environ une demi-année kronienne. L'oscillation de Saturne pourrait donc se nommer QPO, pour “Quasi Pentadecennial Oscillation”, terme que nous emploierons par la suite.

Il est à noter qu'une oscillation équatoriale similaire a été également découverte dans la stratosphère de Jupiter [Leovy et al., 1991; Friedson, 1999; Simon-Miller et al., 2007], dont la période est estimée à 4,4 ans, d'où son nom de QJO (“Quasi Quadrennial Oscillation”). La découverte d'oscillations équatoriales dans les stratosphères de trois planètes bien différentes suggère un mécanisme commun à ces oscillations.

Le mécanisme de la QJO sur Terre a pour origine les interactions entre des ondes atmosphériques se propageant verticalement, du bas vers le haut de l'atmosphère, et l'écoulement zonal moyen. Les ondes peuvent être de différents types et transporter du moment angulaire soit

vers l'est (si leur vitesse de phase est vers l'est), soit vers l'ouest (vitesse de phase vers l'ouest). Sur Terre, ces deux types d'ondes coexistent dans l'atmosphère. Les ondes n'interagissent avec le vent zonal que si la direction du vent est du même signe que la vitesse de phase de l'onde. La figure VI.3 montre les différentes phases du mécanisme de l'oscillation :

- À partir d'une configuration initiale où le vent zonal est un vent d'est, il peut se produire des interactions entre le vent et les ondes de vitesse de phase négative. Cela se traduit par transfert d'énergie et de moment angulaire, ce qui accélère le vent au niveau d'altitude de déferlement de l'onde, et baisse l'altitude du jet d'est.
- En conséquence, par conservation d'énergie, le vent au-dessus de ce niveau décroît jusqu'à avoir une composante positive aux hautes altitudes.
- Cette composante peut alors interagir avec les ondes de vitesse de phase positives, et le vent se retrouve accéléré à ces hautes altitudes.
- Cela produit une oscillation du vent zonal avec l'altitude, qui **se propage progressivement vers le bas** au fur et à mesure de ces interactions et du déferlement des ondes.
- Lorsque la vitesse du vent devient trop élevée aux basses altitudes, l'oscillation est amortie par viscosité. Les ondes de vitesse de phase négative se propagent alors librement et l'on se retrouve dans une configuration opposée à la configuration initiale, et le cycle se poursuit de manière analogue.

Pour une revue très complète du mécanisme et d'autres aspects de la QBO terrestre, voir [Baldwin et al. \[2001\]](#).

Une autre caractéristique commune aux trois oscillations est leur confinement à l'équateur. En effet, cette oscillation ne peut exister qu'à l'équateur, où la force de Coriolis est nulle et où les ondes peuvent efficacement accélérer le vent zonal. En dehors de la région équatoriale, l'énergie transférée par les ondes est préférentiellement redistribuée dans la direction méridienne, car la force de Coriolis limite le transfert d'énergie dans la direction zonale. La région de confinement peut ainsi être déduite des équations de la dynamique. Pour cela, on considère une atmosphère symétrique en longitude soumise à un forçage mécanique. Une analyse d'échelle donne l'expression de la distance  $L$  de confinement à l'équateur suivante [[Baldwin et al., 2001](#)] :  $L < (aHN/2\Omega)^{1/2}(\omega/\alpha)^{1/4}$ , où  $a$  est le rayon de Saturne,  $H$  l'échelle de hauteur,  $N$  la fréquence de Brunt-Väisälä (dont nous détaillerons le calcul plus loin),  $\omega$  la fréquence du forçage mécanique qui déclenche l'oscillation et  $\alpha$  une estimation du temps radiatif. L'application de cette formule donne  $L = 7400$  km, soit  $7^\circ$  de latitude, ce qui est cohérent avec nos observations. En effet, les profils de température que nous avons mesurés montrent des oscillations à l'équateur, à  $5^\circ\text{N}$  et  $5^\circ\text{S}$ , tandis qu'à  $10^\circ$  de latitude ces oscillations ne sont plus présentes dans les profils mesurés.

L'existence d'une oscillation équatoriale implique donc la présence d'ondes à l'équateur, à la fois de vitesse de phase positive et négative. Pour Saturne, des ondes ont bien été détectées [[Achterberg and Flasar, 1996](#); [Schinder et al., 2005](#); [Li et al., 2008](#)] mais leur spectre et leurs caractéristiques restent peu contraintes. Nous ne sommes donc pas en position de démontrer que le spectre des ondes présentes dans la stratosphère de Saturne permet de déclencher et d'entretenir l'oscillation équatoriale. Nous reviendrons sur l'observation des ondes en section [VI.1.5](#).

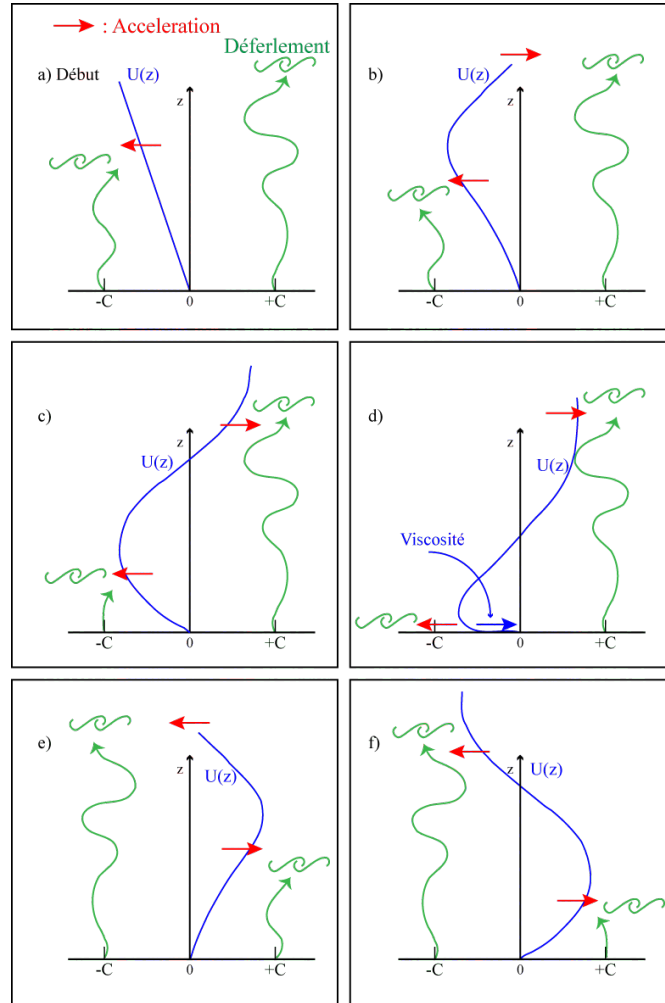


FIGURE VI.3 – Illustration par étapes du mécanisme de l'oscillation équatoriale terrestre. Le profil de vent zonal à l'équateur est représenté en bleu, la propagation d'ondes de vitesse de phase  $\pm C$  est représentée en vert. *D'après le cours de F. Lott.*

### VI.1.3 Lien avec le maximum d'hydrocarbures à l'équateur

Une conséquence sur Terre de la QBO est la présence d'une cellule de circulation secondaire, caractérisée par une descente d'air au niveau du maximum de température équatorial et une montée d'air autour de  $15-20^\circ$  de latitude à une altitude similaire. Sur Terre, les molécules comme l'ozone, le méthane ou encore la vapeur d'eau se sont révélées être de bons traceurs de cette dynamique.

Dans le cas de Saturne, une trace de cette circulation est visible à travers l'étude de la distribution des hydrocarbures. En effet, en section V.6.1 nous avons montré que le maximum d'abondance d'hydrocarbures mesuré autour de 1 mbar à l'équateur est bien plus important que celui prédit par la photochimie. Ces maxima sont également très étroits, alors que les variations de l'ensoleillement sont beaucoup plus régulières. Ce maximum est particulièrement marqué dans le cas l'acétylène et peut s'expliquer qualitativement si une descente d'air a lieu à l'équateur. En effet, puisque l'abondance des hydrocarbures augmente avec l'altitude, une descente d'air apporte de l'air enrichi aux niveaux inférieurs, d'autant plus que le gradient d'abondance est

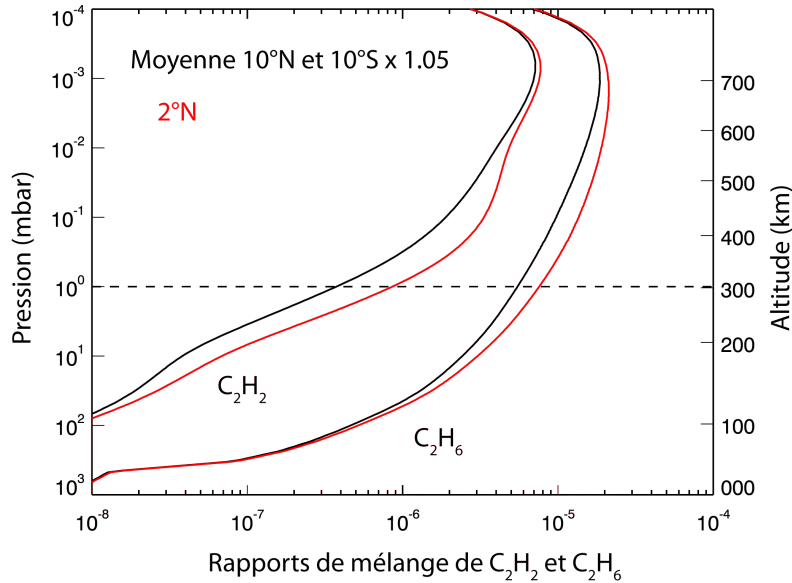


FIGURE VI.4 – Comparaison des profils de C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> et C<sub>2</sub>H<sub>2</sub> mesurés à l'équateur fin 2005 (en rouge) à la moyenne des profils à 10°N et 10°S multipliés par 1,05 (en noir). Ces derniers représentent des profils théoriques de ce que seraient les profils des deux hydrocarbures si il n'y avait pas de descente d'air.

élevé (c'est le cas de C<sub>2</sub>H<sub>2</sub>).

Nous pouvons **relier l'enrichissement en hydrocarbures à la vitesse verticale de ce vent**. Pour cela, nous résolvons l'équation de continuité reformulée pour un traceur (voir [Holton \[1992, Ch. 12, p. 430\]](#)) :

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + \bar{\omega}^* \frac{\partial}{\partial z} \right) \bar{\chi}_i = \bar{S} + \bar{D} \quad (\text{VI.2})$$

où  $\chi_i$  est le profil de rapport de mélange de l'espèce  $i$ ,  $\omega^*$  est la vitesse verticale du vent,  $S$  représente les sources et puits chimiques et  $D$  le transport vertical par les tourbillons (eddies). Les barres horizontales signifient que les variables sont moyennées en longitude.

Nous commençons par évaluer le premier terme, c'est-à-dire la quantité d'hydrocarbures apportée par la descente d'air. Pour cela, nous effectuons la différence entre le profil d'abondance observé à l'équateur et un profil théorique de cet hydrocarbure, non perturbé par la descente d'air à l'équateur. Pour construire une estimation de ce profil théorique, nous moyennons les profils à 10°N et 10°S et multiplions ce profil par 1.05, ce qui correspond à l'augmentation de l'insolation moyenne de 10° à l'équateur. Nous montrons la comparaison de ces deux profils pour l'acétylène et l'éthane en figure VI.4. À haute altitude (0.01 mbar), les profils observés et théoriques concordent, ce qui est cohérent car la descente d'air est supposée être très localisée, entre 1 et 0.1 mbar, ce qui ne doit pas affecter les altitudes plus élevées. En revanche, la différence d'abondance entre les deux profils est maximale autour de 1 mbar. Le profil de C<sub>2</sub>H<sub>2</sub> observé à l'équateur a un rapport de mélange à 1 mbar environ 2,3 fois plus élevé que le profil théorique, tandis que celui de C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> montre un enrichissement plus modérée, de l'ordre de 40%.

Si nous appliquons l'équation VI.2 aux profils théoriques, il n'y a pas de descente d'air et cette équation se simplifie en  $\frac{\partial \chi_i^{theo}}{\partial t} = \bar{S} + \bar{D}$ . En revanche, pour les profils observés, nous devons considérer la forme complète de l'équation VI.2. Puis, nous effectuons la différence entre

ces deux équations. En supposant que  $\bar{S}$  et  $\bar{D}$  sont les mêmes en présence ou non d'une descente d'air, ces termes s'éliminent lors de la différenciation. Enfin, puisque nous n'avons pas accès à l'évolution temporelle complète, nous supposons que cette descente s'effectue sur une échelle de temps d'une saison ou moins (typiquement  $\Delta t \sim 5 - 7$  ans). D'après ce qui précède, l'équation à résoudre est maintenant :

$$\left( \frac{\Delta \bar{\chi}_i}{\Delta t} + \bar{\omega}^* \frac{\partial \bar{\chi}_i^{obs}}{\partial z} \right) \equiv 0 \quad (\text{VI.3})$$

où  $\Delta \chi_i = \chi_i^{obs} - \chi_i^{theo}$ . À partir des profils d'acétylène, nous déterminons une vitesse de vent vertical de  $\omega^* = 0,2 \pm 0,1$  mm/s à 1 mbar et de  $\omega^* = 0,4 \pm 0,15$  mm/s à 0.1 mbar. Une vitesse similaire est obtenue à partir des profils d'abondance de l'éthane et du propane. Pour comparaison, nous estimons la vitesse de diffusion verticale turbulente donnée par  $v_d \equiv K/H$  en utilisant le coefficient de diffusion turbulente  $K$  employé par Moses et al. [2000b]. Nous trouvons des valeurs de  $v_d = 0,02$  mm/s à 1 mbar et de 0,13 mm/s à 0,1 mbar, respectivement 10 et 3 fois plus petites que la vitesse verticale du mouvement d'advection descendant.

Ces observations des hydrocarbures mettent en évidence une circulation secondaire similaire à celle observée sur Terre, ce qui est un indice supplémentaire que le mécanisme de la QPO doit être voisin de celui de la QBO terrestre.

#### VI.1.4 Variations temporelles

Un autre source d'information sur la nature et l'évolution de la QPO provient des variations temporelles dont l'étude est possible grâce à l'acquisition de récentes données au limbe entre 20°S et 20°N en février 2010. La carte de température correspondante a été montrée en section IV.4, figure IV.8(a), et la différence de température entre 2010 et 2005–2006 en figure IV.8(b).

Ces figures mettent en évidence de très forts changements de température entre ces deux dates, atteignant 15–20K à plusieurs endroits. Ces variations ne peuvent clairement pas être dues aux variations saisonnières de l'ensoleillement, puisque celles-ci sont faibles entre 2005 et 2010 dans la région équatoriale. De plus, si le fort refroidissement à l'équateur autour de 1 mbar était d'origine radiative, alors la haute atmosphère se serait également refroidie, ce qui n'est pas le cas ici. Ces forts changements de température sont donc attribués à des phénomènes dynamiques, en lien avec l'évolution de la QPO. Si nous supposons que le réchauffement de l'atmosphère est entièrement dû à une contraction adiabatique suite à une descente d'air, et que le refroidissement est dû à une détente adiabatique suite à une montée d'air, nous pouvons estimer la vitesse des vents nécessaires à des augmentations de température de 15–20K. Pour cela, nous appliquons la formule qui relie le taux de chauffage,  $J$  (en K.s<sup>-1</sup>) à la vitesse du vent vertical,  $w$  (en m.s<sup>-1</sup>) :

$$\frac{N^2 H w}{R/M} = J \quad \text{avec} \quad N^2 = \frac{R}{H} \left( \frac{dT_0}{dz} + \frac{RT_0}{C_p H} \right) \quad (\text{VI.4})$$

où  $R=8,31$  J.K<sup>-1</sup>.mol<sup>-1</sup> (constante des gaz parfaits),  $M$  est la masse molaire moyenne de l'air et  $N$  est la fréquence de Brunt-Väisälä, calculée pour un profil de température moyen  $T_0$ . Cette fréquence correspond à la fréquence d'une onde de gravité dans l'atmosphère et est un indicateur de la stabilité de l'atmosphère. Elle est normalement négative dans la troposphère (région instable) et positive dans la stratosphère (région stable). Une formule alternative pour cette fréquence est  $N^2 = g \frac{d(\ln \theta)}{dz}$ , où  $\theta$  est la température potentielle. Nous avons calculé  $N^2$



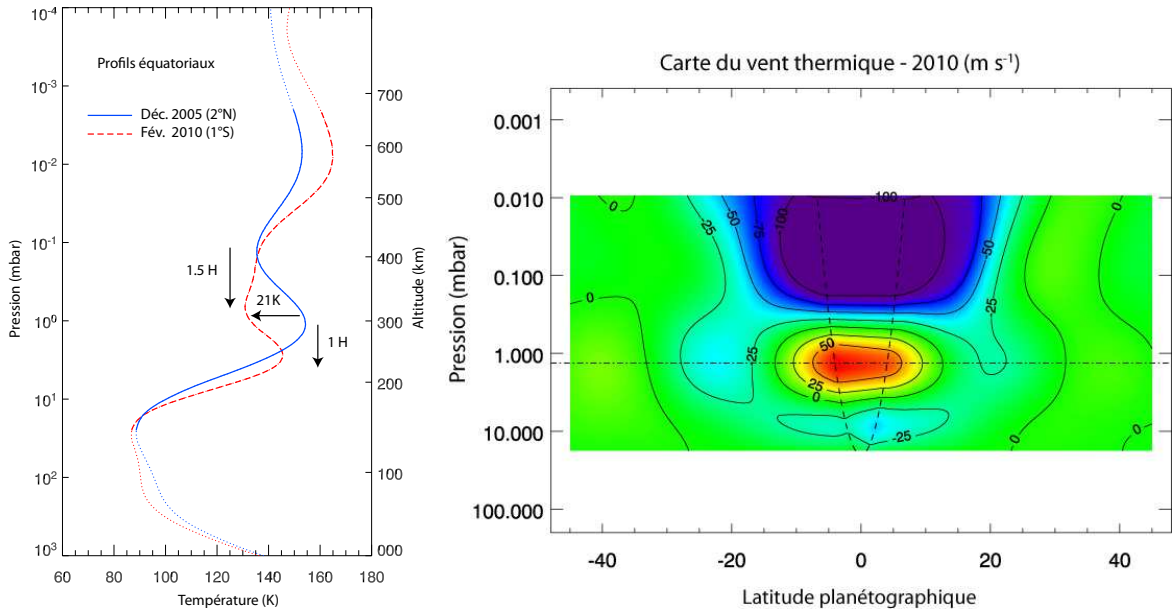


FIGURE VI.5 – À gauche : Comparaison des profils de température à l'équateur obtenus à partir des données de décembre 2005 (en bleu) et février 2010 (en pointillés rouges). À droite : carte du vent zonal correspondant à la carte de température de février 2010.

en utilisant ces deux formules et aboutissons aux mêmes résultats. Pour donner un ordre de grandeur, à 1 mbar nous trouvons une valeur de  $N^2 = 5,8 \times 10^{-5} \text{ s}^{-2}$ .

En appliquant l'équation VI.4 aux variations extrêmes de température observées à 4,2 années d'intervalle ( $\pm 20\text{K}$  à  $20^\circ\text{N}$  et à l'équateur dans la région 0,5 à 1 mbar), nous obtenons des valeurs du vent vertical de  $\sim 0,2 \text{ mm.s}^{-1}$ . Cette valeur est du même ordre de grandeur que le vent vertical estimé à l'équateur à partir de l'enrichissement observé en hydrocarbures fin 2005. Néanmoins, ce calcul est plus rigoureux car nous avons ici accès aux variations temporelles réelles, alors que dans la section précédente nous avons dû effectuer une estimation des profils d'hydrocarbures non perturbés par la descente.

Enfin, nous nous concentrons sur un autre aspect des variations temporelles, qui est l'évolution de la structure verticale de l'atmosphère. Nous comparons les deux profils de température déterminés proche de l'équateur en décembre 2005 ( $2^\circ\text{N}$ ) et février 2010 ( $1^\circ\text{S}$ ) en figure VI.5(a). Nous remarquons que deux des extrema de température (ceux à 1 et  $10^{-1}$  mbar en 2005) ont baissé en altitude de respectivement 1 et 1,5 échelles de hauteur entre fin 2005 et début 2010. Néanmoins, nous remarquons que le maximum de température centré à  $10^{-2}$  mbar n'a pas bougé. Cette descente globale est difficilement interprétable en terme de vitesse de phase, car nous n'avons que deux points en évolution temporelle et ne connaissons pas la phase de l'oscillation au moment des observations.

Un meilleur indicateur de la vitesse de descente de l'oscillation est obtenu en analysant l'évolution temporelle du cisaillement de vent zonal. En effet, selon le mécanisme de la QBO terrestre, la structure verticale du profil de vent zonal, avec alternance de jet d'est et jet d'ouest, descend dans son ensemble à une vitesse à peu près constante. La carte du vent zonal obtenue à partir de la carte de température de 2010 est présentée en figure VI.5(b). Le jet d'ouest, précédemment centré à 0,3 mbar, se situe désormais à  $\sim 1,1$  mbar, ce qui correspond à une descente de 1,3 échelles de hauteur. Le fort jet d'est précédemment situé à 3 mbar a également baissé en altitude mais son intensité a fortement diminué. Cela pourrait être un signe d'amortisse-

ment de l'oscillation, mais puisque cette région correspond à notre limite basse de sensibilité à la température (donc aux vents), les vents dans cette région pourraient être mal estimés. En effet, de très récents résultats obtenus par analyse des données de radio-occultation de Cassini/RSS (qui sonde le profil de température entre 200 et 1 mbar) montrent de très fortes variations de la température équatoriale entre 2005 et fin 2009, de l'ordre de 40K à 50 mbar (M. Flasar, comm. pers.). Il serait intéressant de ré-analyser les données Cassini en partant d'un profil *a priori* basé sur les résultats des données RSS.

En résumé, les profils de température et de vent zonal à l'équateur présentent des extrema locaux avec l'altitude séparés d'une décade de pression, soit environ 2,3 échelles de hauteur. Leur variations temporelle en 4,2 ans ont montré une baisse d'altitude de ces extrema de 1 à 1,5 échelles de hauteur.

Ces résultats semblent donc cohérents avec la période de 14,7 ans déterminée par Orton et al. [2008] à partir de données au sol. Début 2013, c'est-à-dire une demi-période suivant la première mesure du profil vertical de température avec CIRS, on s'attend à se retrouver dans une configuration opposée à celle de décembre 2005, avec un jet d'est centré à 0,3 mbar et deux jets d'ouest centrés à 1 et 0,1 mbar.

### VI.1.5 Ondes atmosphériques et oscillation

À la lumière de ces résultats, il apparaît aujourd'hui indispensable d'approfondir notre connaissance des ondes dans la stratosphère de Saturne, car ces dernières jouent certainement un rôle-clé dans le mécanisme de l'oscillation, comme c'est le cas sur Terre. Ainsi, nous avons eu le projet de caractériser les ondes équatoriales de Saturne à travers l'observation de variations cycliques de la température avec la longitude. Ce type de projet avait déjà été mené par Li et al. [2008] en utilisant des données nadir de Cassini, qui fournissent des cartes de température en latitude et longitude autour du niveau de pression à 3 mbar. Ces auteurs ont déterminé la présence d'une onde, centrée sur l'équateur, de nombre d'onde 9, via l'observation d'extrema de température tous les 40° de longitude. L'amplitude en température est faible, de l'ordre de 2 à 3 K. En cumulant des observations à 11h d'intervalle, Li et al. [2008] ont pu déterminer la vitesse de phase horizontale de l'onde, qui est négative par rapport au vent zonal moyen. Ceci est caractéristique d'une onde de Rossby. Cependant, la vitesse de phase verticale n'a pas pu être contrainte à partir des observations Cassini/CIRS de Li et al. [2008]. Nous avons donc amorcé deux projets d'observation, complémentaires du travail de Li et al. [2008].

Le premier projet consiste à exploiter l'information verticale fournie par les données au limbe de Cassini/CIRS. Pour cela, nous avons programmé une séquence d'observation au limbe d'une durée de quatre heures, pendant lesquelles les barrettes de détecteur restent centrées sur l'équateur. En quatre heures d'observation, la couverture en longitude est d'environ 80°. La résolution spectrale choisie est de 7,5 cm<sup>-1</sup>, ce qui permet d'obtenir un rapport signal à bruit suffisant à la mesure de la température en ~30 minutes (en prenant en compte les deux positions en altitude et le temps de pointage entre ces positions). Ces quatre heures d'observation devraient donc nous permettre de mesurer environ 8 profils de température à l'équateur. Les points forts de ce projet sont la bonne résolution spatiale en latitude (inférieure à 1°) et la grande couverture et résolution verticale. L'inconvénient est que le signal reçu avec cette géométrie de visée provient de régions de l'atmosphère à différentes longitudes. La résolution spatiale en longitude est donc limitée. Cette séquence est programmée pour novembre 2010.

Le second projet est d'observer Saturne depuis le sol, à l'IRTF, en utilisant l'instrument TEXES, un spectromètre infrarouge à très haute résolution spectrale ( $\lambda/\Delta\lambda \sim 80\,000$ ) [Lacy et al., 2002]. La très haute résolution spectrale nous permet de résoudre les raies individuelles

du méthane, et en échantillonnant des raies de différentes opacités il est possible de sonder différents niveaux de pression, de 3 mbar à 0,03 mbar [Greathouse et al., 2005a]. La difficulté dans ce projet est d’allier un bon rapport signal à bruit (nécessaire à la résolution de faibles variations de température) et une bonne résolution spatiale en longitude.

Le champ de vue de l’instrument est une barrette linéaire de détecteurs. Le mode d’observation retenu est d’aligner la fente de l’instrument avec le méridien central de Saturne et de maintenir cette position. La couverture en longitude est obtenue simplement en laissant la planète tourner en arrière-plan. Or, la fente de l’instrument a une largeur de 1.4”, ce qui représente environ 7–8° en longitude projeté sur Saturne. La rotation rapide de Saturne dégrade donc rapidement la résolution spatiale en longitude et limite notre temps d’intégration. Le meilleur compromis trouvé est d’effectuer des intégrations de 3 minutes, pendant lesquelles Saturne a tourné de 2,5° en longitude, ce qui nous amène à une résolution spatiale de 10°. Ces trois minutes doivent également nous permettre d’atteindre un rapport signal à bruit de 20, qui suffit à détecter des variations de 2K (d’après des calculs de spectres synthétiques).

Ces données ont été acquises les 1er, 2nd et 4 juin 2010, où Saturne a pu être observée environ 2h30 chaque début de nuit, ce qui représente une couverture en longitude d’environ 100° par nuit. Malheureusement, nous avons peu de recouvrement en longitude entre ces différentes dates. Il ne sera donc pas possible de déterminer la vitesse de phase zonale des éventuelles ondes observées.

Une rapide analyse préliminaire de l’évolution du signal dans les bandes du méthane en fonction de la longitude n’a pas montré d’anomalie zonale de température, mais ces données sont toujours en cours d’analyse.

### VI.1.6 Remarques et questions ouvertes

Notons qu’il existe un autre type d’oscillation observé dans la stratosphère terrestre, d’une période d’une demi-année, appelée SAO, pour “Semi-Annual Oscillation”. Le fait que la période de l’oscillation observée sur Saturne ait été estimée à 14,7 années terrestres, soit environ une demi-année kronienne, peut suggérer que c’est en réalité une oscillation de type SAO qui est observée sur Saturne, plutôt qu’une oscillation de type QBO. Néanmoins, la SAO se situe sur Terre dans la haute stratosphère, proche de la mésopause. En outre, les similarités en confinement en latitude, l’observation d’un fort cisaillement du vent zonal, la descente d’air à l’équateur et l’observation d’ondes équatoriales (qui sont à l’origine de la QBO sur Terre), suggère un mécanisme de type QBO plutôt que SAO.

Notons toutefois un bémol à cette similarité entre les oscillations observées sur la Terre et Saturne. Des mesures du vent zonal dans la basse et moyenne atmosphère de Saturne montrent l’existence d’un fort jet d’ouest, dont la vitesse varie avec l’altitude et le temps. Citons par exemple les résultats de Sánchez-Lavega et al. [2007], qui ont déterminé une vitesse de ~265 m/s à 50 mbar pour ce jet d’ouest, et les travaux de Li et al. [2008], qui suggèrent une vitesse du vent zonal de 500 à 600 m/s à 1 mbar. Cela implique que le vent zonal à 20 mbar (notre condition aux limites dans le calcul de la vitesse du vent thermique) serait bien plus élevé que l’amplitude maximale du cisaillement de 200 m/s que nous avons déterminé entre les jets. Cela remet en question l’existence du jet d’est observé à 3 mbar, qui serait en réalité un jet d’ouest de plus faible vitesse. L’oscillation du vent zonal sur Saturne ne correspondrait donc pas à un changement de direction du vent, comme cela est observé sur Terre, mais plutôt à une décélération et accélération d’un unique jet d’ouest.

## VI.2 Anomalies dans la distribution des hydrocarbures

Nous avons présenté les profils méridiens des hydrocarbures obtenus à partir des données de 2004–2007 en section V.6.1. Nous revenons dans cette section sur plusieurs anomalies observées.

### VI.2.1 Distribution dans la basse stratosphère

Dans la basse stratosphère ( $p > 1$  mbar), les 5 hydrocarbures cartographiés montrent des distributions méridiennes assez différentes. Nous résumons ici les caractéristiques des distributions des hydrocarbures aux temps de vie les plus longs,  $C_2H_6$ ,  $C_2H_2$  et  $C_3H_8$  (en excluant le point à  $88^\circ S$  où il y a subsidence, et donc enrichissement) :

- La distribution de  $C_2H_6$  est relativement uniforme du nord au sud ;
- La distribution de  $C_2H_2$  montre une décroissance vers les pôles cohérente avec les variations de l'insolation moyenne annuelle ;
- Celle du  $C_3H_8$  montre un profil croissant de  $45^\circ N$  à  $80^\circ S$ , avec une augmentation assez régulière d'un facteur 2 entre ces deux latitudes extrêmes.

Une configuration similaire est observé sur Jupiter, où la cartographie des hydrocarbures à 5 mbar par Cassini/CIRS a montré une distribution de  $C_2H_6$  presque constante avec la latitude, et une distribution de  $C_2H_2$  qui suit l'ensoleillement moyen annuel, proportionnel à  $\cos \theta$  [Kunde et al., 2004; Nixon et al., 2007]. Un modèle couplant chimie et redistribution méridienne (via un coefficient de diffusion turbulente  $K_{yy}$ ) a reproduit ces observations pour des valeurs de  $K_{yy} > 10^{10} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$  en dessous du niveau 5 à 10 mbar, et une valeur de  $K_{yy} < 2 \times 10^9 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$  au-dessus de ce niveau [Liang et al., 2005]. Néanmoins, ce dernier résultat est incompatible avec le suivi des débris de la comète SL-9 dans l'atmosphère de Jupiter, qui avait contraint le transport méridien à une échelle de temps environ 100 fois plus courte vers 1 mbar. Notons que la distribution du propane n'a pas d'analogie sur Jupiter car  $C_3H_8$  n'a pas été détecté dans son atmosphère.

Pour Saturne, l'ajout de diffusion turbulente horizontale a également été testé par J. Moses, en partant de son modèle de photochimie. Nous montrons en figure VI.6 et VI.7 la comparaison des distributions mesurées à 1 mbar avec trois version de son modèle (comm. pers.) : son modèle de chimie de référence (que nous appellerons modèle A), un modèle avec un coefficient de diffusion  $K_{yy} = 5 \times 10^9 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$  à toutes les altitudes (modèle B), un modèle avec un coefficient de diffusion  $K_{yy} = 2 \times 10^{10} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$  pour  $p > 2$  mbar et  $K_{yy} = 0$  au-dessus du niveau 2 mbar (modèle C).

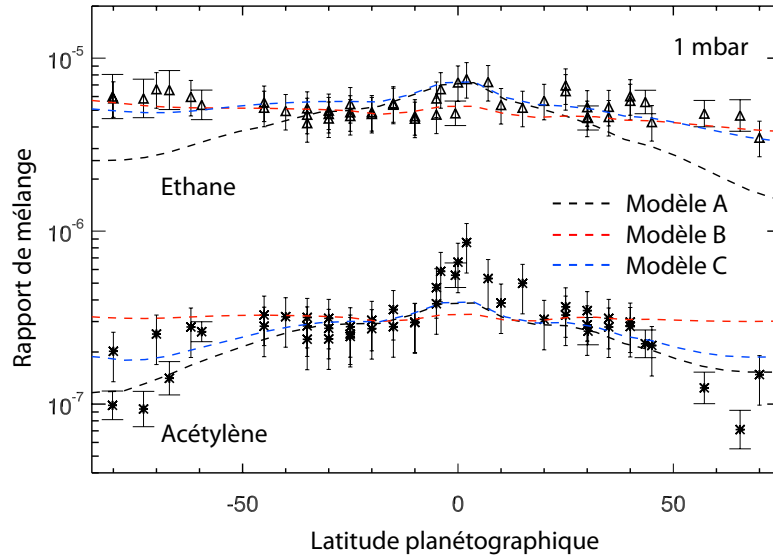


FIGURE VI.6 – Comparaison des profils méridiens de  $C_2H_6$  et  $C_2H_2$  mesurés à 1 mbar avec les modèles A, B, C de J. Moses (voir texte) incluant ou non une redistribution méridienne.

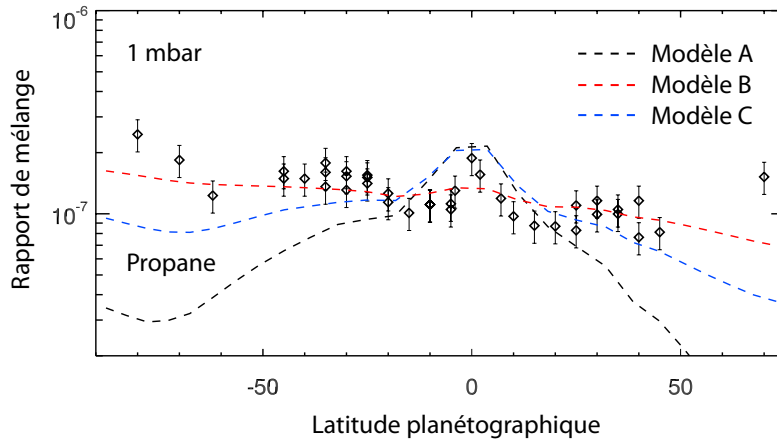


FIGURE VI.7 – Comparaison du profil méridien de  $C_3H_8$  mesuré à 1 mbar avec les modèles A, B, C de J. Moses (voir texte) incluant ou non une redistribution méridienne.

Nous voyons que les modèles avec diffusion horizontale sont en meilleur accord avec les observations, et reproduisent la distribution uniforme observée pour  $C_2H_6$ . Néanmoins, aucun de ces modèle ne reproduit les 3 distributions à la fois : le modèle C est compatible avec la distribution de  $C_2H_2$  mais pas avec celle de  $C_3H_8$ , et inversement le modèle B est en bon accord avec la distribution observée du  $C_3H_8$  mais mène à une distribution uniforme de  $C_2H_2$ . Le problème est le même à 5 mbar (non tracé ici).

Des modèles avec advection ont également été testés par Moses et al. [2007] mais ne reproduisent pas les distribution observées. Le problème ici est que lorsqu'il y a transport des hydrocarbures de l'équateur vers les pôles sur une assez longue échelle de temps, même si  $C_2H_2$  est rapidement détruit par photolyse, il est également produit par photo-dissociation de  $C_2H_6$ . En transportant  $C_2H_6$ , il y a donc production de  $C_2H_2$  et les deux hydrocarbures ont finalement

une distribution similaire dans le modèle de Moses et al. [2007].

Ces différents tests démontrent de la nécessité de construire des modèles plus complets couplant chimie et dynamique. En outre, l'enjeu de comprendre les distributions des hydrocarbures ne s'arrête pas à la stratosphère de Saturne, mais également à celle de Jupiter, et les mécanismes régissant ces distributions doivent être sensiblement identiques pour les deux planètes géantes.

## VI.2.2 Anomalies aux moyennes latitudes

Nous résumons ici les anomalies que nous avons déterminées aux moyennes latitudes :

- La région à 20°S–40°S est appauvrie en hydrocarbures par rapport à l'équateur et aux hautes latitudes sud, ce qui est inattendu car c'est la région de plus fort ensoleillement au moment de nos observations. Les taux de production de la plupart des hydrocarbures, et donc leurs abondances, devraient être maximum.
- La région à 20–30°N est enrichie en hydrocarbures alors que c'est une région de faible ensoleillement, située sous l'ombre des anneaux au moment de nos observations.

En outre, nous avons noté une anomalie dans le champ de température dans la région de l'ombre des anneaux, où la température mesurée est bien plus chaude que ce que prévoit le modèle d'équilibre radiatif de Greathouse et al. [2008]. En effet, ce modèle prévoit un fort refroidissement localisé entre 15 et 40°N, d'amplitude maximale à 25°N. À cette latitude, nos températures ne montrent pas de refroidissement et sont plus élevées que celles du modèle de 15K à 1 mbar et de 20K à 0,1 mbar, alors que les températures observées sont bien reproduites par le modèle aux autres latitudes à ces niveaux de pression.

### *Une cellule de circulation ?*

Notre interprétation est qu'une **descente d'air se produit sous l'ombre des anneaux à haute altitude**, ce qui amène de l'air enrichi en hydrocarbures dans la moyenne stratosphère et, par compression adiabatique, réchauffe l'atmosphère, ce qui expliquerait pourquoi nous n'observons pas de refroidissement sous l'ombre des anneaux. Ce phénomène doit être efficace sur une courte échelle de temps, car l'ombre des anneaux n'occupe une surface importante dans cette région que durant quelques années. Nous pouvons estimer quelle devrait être la vitesse du vent vertical responsable d'un tel réchauffement de deux manières :

- Si l'on suppose que la descente d'air se produit depuis le dernier solstice (fin 2002), la comparaison avec le modèle radiatif saisonnier de Greathouse et al. [2008] fournit une estimation du taux de chauffage de l'atmosphère d'environ 20 K en trois ans, soit 0,02 K/jour à 0,1 mbar. L'application de l'équation VI.4 donne une vitesse de descente de 0,23 mm/s.
- Nous avons également calculé les taux de refroidissement de l'atmosphère à 30°N et 30°S, qui sont présentés en figure VI.8. Nous remarquons que ces taux sont similaires au-dessus du niveau à 1 mbar. Or, nous avons estimé que le taux de chauffage à 30°S d'origine solaire est trois fois supérieur à celui à 30°N, car l'ensoleillement est bien plus important à 30°S qu'à 30°N à cette saison. En supposant que l'atmosphère est à l'équilibre radiatif, cela implique que 2/3 du fort taux de refroidissement à 30°N est équilibré non pas par le chauffage dû à l'absorption de photons solaires, mais par un chauffage adiabatique dû à la descente d'air. Avec un taux de refroidissement calculé de 0,022 K/ jour à 0,1 mbar (dont les 2/3 sont dus à la descente), nous déterminons une vitesse de descente de 0,18 mm/s.

Ces deux estimations donnent des vitesses de vent similaires, et du même ordre de grandeur que les vitesses verticales des mouvements liés à l'oscillation équatoriale que nous avons précédemment estimés.

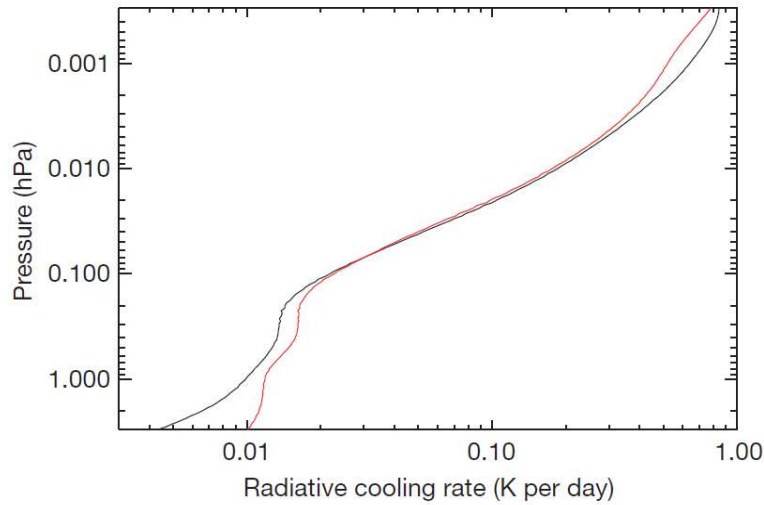


FIGURE VI.8 – Taux de refroidissement de l’atmosphère (en K/ jour) à 30°N (en noir) et 30°S (en rouge). D’après Fouchet et al. [2008].

Cette descente d’air serait un processus saisonnier, l’ombre des anneaux passant d’un hémisphère à l’autre. Un moyen d’asseoir cette hypothèse serait d’observer une disparition de l’enrichissement à 25°N au cours de l’automne et de l’hiver dans l’hémisphère sud, et l’apparition d’un enrichissement à 25°S durant l’été dans l’hémisphère nord. La sonde Cassini, présente jusque 2017 dans le système de Saturne, devrait permettre de confirmer ou infirmer cette hypothèse.

L’appauvrissement en hydrocarbures observé aux moyennes latitudes sud pourrait s’expliquer par une montée d’air, qui amènerait de l’air appauvri en hydrocarbures dans ces régions. Cette montée d’air pourrait même être liée à la descente à 25°N et former une cellule de circulation saisonnière. Néanmoins, nous n’observons pas de refroidissement dans le champ de température à ces latitudes, qui devrait avoir lieu suite à la détente adiabatique associée à ce mouvement ascendant. Nous avons donc étudié d’autres explications possibles de cet appauvrissement.

#### *Appauvrissement en hydrocarbures et molécules oxygénées*

Il a été montré qu’un flux externe de composés oxygénés, notamment de l’eau, pouvait fortement diminuer la quantité d’hydrocarbures, non pas par réaction directe entre ces molécules, mais car la photolyse de l’eau produit de l’hydrogène atomique en grande quantité qui réagit avec les hydrocarbures [Moses et al., 2000b]. Les hydrocarbures les plus insaturés, comme  $C_2H_2$  et  $C_4H_2$ , réagissent d’autant plus facilement avec l’hydrogène. Cela expliquerait pourquoi l’appauvrissement observé est moins prononcé pour  $C_2H_6$  que pour les autres hydrocarbures. Il faudrait donc qu’un flux d’oxygène soit particulièrement fort dans la région 20°S–40°S par rapport aux autres latitudes afin d’expliquer cet appauvrissement. On estime que les principales sources du flux de molécules oxygénées proviennent de la fine atmosphère et ionosphère des anneaux (détectée par Cassini en 2004, Tokar et al. [2005]; Waite et al. [2005] mais aussi par le HST Hall et al. [1996]; Shemansky et al. [1993]; Richardson et al. [1998]) et du panache émit par le satellite Encelade [Porco et al., 2006].

Concernant les anneaux, il a été montré par un modèle numérique que le décalage du moment dipolaire de Saturne vers le nord par rapport au centre de la planète peut induire une asymétrie dans la distribution méridienne du flux d’ions  $O^+$  et  $O^{3+}$  précipitant depuis l’atmosphère des anneaux jusque l’atmosphère de Saturne [Luhmann et al., 2006]. Ce modèle montre que la plupart des ions atteignant Saturne précipitent dans la région 25–45°S, tandis que moins de

10% précipitent dans la région 30–40°N. Ce résultat est qualitativement compatible avec notre observation d’une région de faible abondance en hydrocarbures aux moyennes latitude sud. Quantitativement, ce flux ne serait néanmoins pas suffisant. En effet, le modèle de [Johnson et al. \[2006\]](#) estime que sur les  $10^{27}$  ions produit par les anneaux par seconde, seulement 1% atteint l’atmosphère de Saturne. Cela correspond à un flux de  $\sim 2 \times 10^5 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , insuffisant pour expliquer les quantités d’eau observées par ISO et SWAS [[Feuchtgruber et al., 1997, 1999](#); [Moses et al., 2000b](#); [Bergin et al., 2000](#)].

Concernant Encelade, il a été estimé que  $10^{28}$  molécules d’eau s’échappent de ce satellite par seconde, et qu’environ 10% de ce flux diffuse dans l’atmosphère de Saturne [[Jurac and Richardson, 2005, 2007](#)]. Comme il s’agit ici d’un flux de particules neutres et non de particules ionisées, ces molécules d’eau doivent précipiter préférentiellement dans le plan équatorial de Saturne et aux basses latitudes. Ceci est en accord avec notre observation d’une plus forte abondance de  $\text{CO}_2$  à l’équateur qu’aux plus hautes latitudes, mais une cartographie de l’eau serait plus probante que celle du  $\text{CO}_2$ . Si nous moyennons ce flux incident sur la planète, nous obtenons un taux de  $\sim 2 \times 10^6$  molécules d’eau par  $\text{cm}^{-2}$ , ce qui est de l’ordre de grandeur du flux requis pour rendre compte des quantités d’eau observées par ISO et SWAS. Encelade apparaît donc comme la principale source d’eau dans la stratosphère de Saturne, et la part provenant des anneaux, qui pourrait être distribuée de manière asymétrique, est minoritaire et ne peut finalement pas expliquer pas l’appauvrissement à 20–40°S.

Une manière de confirmer ces travaux serait de cartographier l’eau dans la stratosphère de Saturne. Notons également que si les estimations des flux sont erronées, et que le flux d’eau est bien asymétrique sur la planète, alors l’appauvrissement en hydrocarbures à 20–40°S devrait s’observer en permanence. En revanche, si les anomalies aux moyennes latitudes sont causées par une cellule de circulation saisonnière, l’appauvrissement devrait céder la place à un enrichissement dans les années à venir. Bien entendu, une combinaison des deux effets est possible.

#### *Influence du niveau de l’homopause*

Enfin, une autre hypothèse pour expliquer l’appauvrissement et l’enrichissement serait que le niveau de l’homopause varie en fonction de la latitude (et/ou du temps), comme cela a été suggéré par les résultats préliminaires de l’analyse des données UVIS [[Moses and Vervack, 2006](#)]. Par exemple, si le niveau de l’homopause était plus élevé à 20–40°S, alors les régions de production des hydrocarbures seraient situées plus haut, ce qui expliquerait que l’on observe de plus faibles quantités d’hydrocarbures à  $10^{-1}$  et  $10^{-2}$  mbar. Malheureusement, ces résultats n’ont pas été publiés et nous ne savons pas si des indices d’une homopause élevée à ces latitudes ont été recueillis.

#### *Variations d’intensité de l’asymétrie*

Notons finalement que cette asymétrie nord/sud est différente selon le niveau de pression et l’hydrocarbure considéré. Nous résumons dans le tableau [VI.1](#) le rapport entre les abondances des hydrocarbures dans la région 20–45°N et 20–45°S. Nous remarquons que l’asymétrie est plus importante pour les molécules à plus courts temps de vie ( $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$  et  $\text{C}_4\text{H}_2$ ), pour lesquelles l’asymétrie est visible dans la basse stratosphère, à 1 mbar, alors qu’elle ne devient significative qu’au-dessus du niveau 0,1 mbar pour  $\text{C}_2\text{H}_6$  et  $\text{C}_2\text{H}_2$ . Ces différentes valeurs pourraient s’expliquer par une combinaison du court temps de vie de ces molécules, de leur couplage chimique avec  $\text{C}_2\text{H}_2$  et de l’échelle de temps dynamique qui affecte la distribution de ces molécules. En effet, si c’est bien la dynamique qui est responsable des anomalies observées aux moyennes latitudes, alors puisque la chimie de  $\text{C}_2\text{H}_2$ ,  $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$  et  $\text{C}_4\text{H}_2$  est couplée, le fait de transporter  $\text{C}_2\text{H}_2$  à un endroit devrait mener à plus de production de  $\text{C}_4\text{H}_2$  et  $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$  dans ces régions,



qui s'ajouterait à leur enrichissement dû au transport. Un modèle couplant dynamique et chimie serait cependant le meilleur outil pour analyser ces différentes distributions.

	1 mbar	0,5 mbar	0,1 mbar	0,05 mbar	0,01 mbar
C <sub>4</sub> H <sub>2</sub>	2 ± 0,6	2,4 ± 0,6	2,8 ± 0,5	2,7 ± 0,6	-
CH <sub>3</sub> C <sub>2</sub> H	1,7 ± 0,3	1,9 ± 0,4	2,4 ± 0,8	2,5 ± 0,9	-
C <sub>2</sub> H <sub>2</sub>	1,1 ± 0,1	1,2 ± 0,2	2 ± 0,6	2,7 ± 1	4 ± 1,8
C <sub>2</sub> H <sub>6</sub>	1,1 ± 0,1	1,2 ± 0,2	1,5 ± 0,4	1,8 ± 0,5	2,2 ± 0,8

TABLE VI.1 – Rapport entre l'abondance des hydrocarbures dans la région 20–45°N et celle dans la région 20–45°S, à différents niveaux de pression.

## Chapitre VII

# Vers un modèle de circulation générale

Dans ce dernier chapitre, nous présentons un travail préliminaire d'analyse des échanges radiatifs en utilisant la formulation en puissances nettes échangées. L'objectif de cette étude est de présenter des pistes en vue de la paramétrisation du transfert de rayonnement, étape nécessaire à la mise en place d'un modèle de circulation générale de la stratosphère de Saturne.

### Sommaire

---

<b>VII.1 Un GCM pour Saturne</b> . . . . .	<b>130</b>
VII.1.1 Enjeux et principe d'un GCM . . . . .	130
VII.1.2 Difficultés techniques et présentation de l'étude . . . . .	130
<b>VII.2 Une modélisation efficace du transfert de rayonnement : les NER</b> .	<b>131</b>
VII.2.1 Principe et formalisme . . . . .	131
VII.2.2 Application à la stratosphère de Saturne . . . . .	132
<b>VII.3 Résultats préliminaires</b> . . . . .	<b>133</b>
VII.3.1 Importance des échanges gaz-gaz . . . . .	133
VII.3.2 Matrice de taux d'échange . . . . .	135
VII.3.3 Effet des différentes sources d'opacité . . . . .	137
<b>VII.4 Évolution future du projet</b> . . . . .	<b>138</b>

---

## VII.1 Un GCM pour Saturne

### VII.1.1 Enjeux et principe d'un GCM

Nous avons vu que certaines anomalies dans les champs de température et d'abondance des hydrocarbures pouvaient s'expliquer, qualitativement, par des phénomènes de dynamique atmosphérique. Afin de pouvoir confirmer ou infirmer ces hypothèses, il apparaît nécessaire de modéliser la dynamique à l'échelle planétaire, à l'aide d'un Modèle de Circulation Générale (MCG, ou GCM pour l'acronyme anglais).

Ce type de modèle résout les équations primitives de la dynamique et les équations de conservation (de la matière et de l'énergie) pour un milieu stratifié et en rotation. Un GCM comprend un "coeur" dynamique et plusieurs "packages" physiques, qui incluent par exemple la thermodynamique, la chimie, la microphysique des nuages ou encore le transfert de rayonnement. Ces équations sont résolues sur une grille spatiale et temporelle, généralement 2D dans un premier temps (en latitude et altitude), puis 3D (incluant la longitude) afin de prendre en compte d'autres phénomènes comme par exemple les ondes atmosphériques.

Le transfert de rayonnement joue un rôle important, car ce sont les écarts à l'équilibre radiatif qui déclenchent la circulation atmosphérique. Il est donc nécessaire de connaître les flux émis et reçus avec une bonne précision. Dans le GCM, les grandeurs prises en entrée sont **les flux montant et descendant dans chaque élément de grille spatiale et à chaque pas de temps**. Le calcul classique du flux montant (*resp.* descendant) reçu par une couche atmosphérique est obtenu par intégration de l'équation du transfert de rayonnement depuis le bas (*resp.* le haut) de l'atmosphère, à travers les autres couches atmosphériques. Si le modèle d'atmosphère est découpé en  $m$  couches, le temps de calcul de ces flux pour toutes les couches est donc proportionnel à  $m^2$ .

### VII.1.2 Difficultés techniques et présentation de l'étude

Pour Saturne, une difficulté numérique réside dans le temps de calcul nécessaire à la résolution de ces équations sur la taille de la grille souhaitée. En effet, la taille de l'élément de résolution horizontal sur la grille est contraint par le rayon de Rossby, qui donne une taille caractéristique des structures tourbillonnaires. Ce rayon est donné par :  $R_d = \frac{\sqrt{gH}}{f_0}$ , où  $f_0$  est le paramètre de Coriolis, avec  $f_0 = 2\Omega \sin \theta$ . Or, l'application numérique montre que ce rayon est similaire sur Terre comme sur Saturne, et vaut typiquement 3000 km. Le rayon de Saturne étant près de 10 fois celui de la Terre, le nombre total d'éléments de résolution dans le maillage de l'atmosphère de Saturne est donc près de 1000 fois plus important que celui du maillage terrestre.

Si les flux montant et descendant sont effectivement calculés avec la méthode classique à chaque pas d'intégration, sur chaque élément de la grille spatiale, cela représente un temps de calcul bien trop conséquent. Il est donc nécessaire de **paramétrer le transfert de rayonnement**, c'est à dire identifier les termes qui ont besoin d'être calculés fréquemment, car ils sont dominants dans le bilan radiatif et/ou varient rapidement lorsque la température change, et identifier les termes qui varient peu et peuvent être calculés moins fréquemment. Ce travail est délicat, car il faut réussir à trouver un compromis entre une bonne précision des flux calculés et un gain important en temps de calcul. Pour cela, nous allons analyser en détail les échanges radiatifs dans l'atmosphère de Saturne à l'aide de la méthode dites des *puissance nettes échangées*, et ce pour différents profils de température et d'abondance. Par la suite, nous nous concentrerons sur le calcul des flux infrarouges, qui occupent la majeure partie du temps de calcul. Ce travail servira de base à une future paramétrisation du transfert de rayonnement.

## VII.2 Une modélisation efficace du transfert de rayonnement : les NER

### VII.2.1 Principe et formalisme

La formulation du transfert de rayonnement en puissances nettes échangées a été proposée pour la première fois par Green [1967]. Contrairement à la formulation classique du calcul des flux, qui somme les contributions de toutes les couches, le principe de cette formulation est de détailler le calcul des flux échangés entre chaque paire de couches atmosphériques quelconques.

Un taux d'échange ("Net Exchange Rate" en anglais, ou NER) entre deux couches atmosphériques  $i$  et  $j$ , noté  $\Psi_{i,j}$ , est défini par la différence entre la fraction d'énergie émise par la couche  $j$  qui est absorbée par la couche  $i$ , et la fraction d'énergie émise par la couche  $i$  qui est absorbée par la couche  $j$ . Cela se résume par la formule :

$$\Psi_{i,j} = E(j \rightarrow i) - E(i \rightarrow j) = -\Psi_{j,i} \quad (\text{VII.1})$$

Dans le bilan radiatif, il faut également prendre en compte les échanges entre l'atmosphère et le plafond nuageux (ou le sol pour d'autres planètes), et entre l'atmosphère et l'espace. Ces échanges sont schématisés en figure VII.1. De manière générale, une région chaude de l'atmosphère aura tendance à avoir un taux d'échange négatif, car ses couches atmosphériques émettent plus d'énergie qu'elles n'en reçoivent des autres couches, et une région atmosphérique froide sera chauffée par les autres couches et aura donc un NER positif.

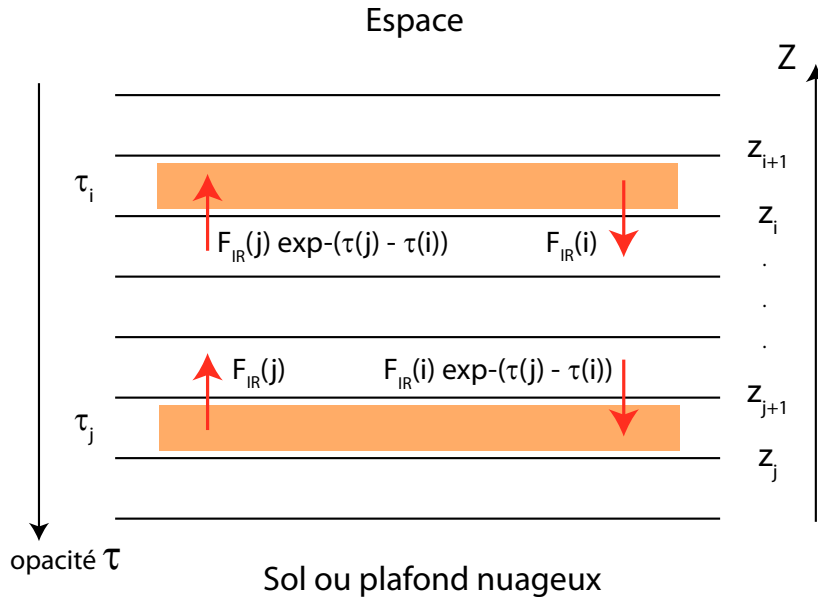


FIGURE VII.1 – Schéma des échanges radiatifs entre différentes couches d'atmosphères.

À partir de la définition des NER de l'équation VII.1 et de notre connaissance du transfert de rayonnement, nous pouvons en déduire l'expression analytique de ces taux d'échange. On obtient les équations suivantes :

Pour les échanges gaz-gaz :

$$\Psi_{i,j} = \int (B_\nu[T_j] - B_\nu[T_i]) \frac{d\tau(i)}{\mu} \frac{d\tau(j)}{\mu} \exp\left(-\frac{|\tau(j) - \tau(i)|}{\mu}\right) \mu d\mu d\phi \quad (\text{VII.2})$$

$$= 2\pi(B_\nu[T_j] - B_\nu[T_i]) d\tau(i) d\tau(j) E_1(|\tau(j) - \tau(i)|) \quad (\text{VII.3})$$

Pour les échanges gaz-nuage :

$$\Psi_{i,nuage} = \int (B_\nu[T_{nuage}] - B_\nu[T_i]) \frac{d\tau(i)}{\mu} \exp\left(-\frac{|\tau(1) - \tau(i)|}{\mu}\right) \mu d\mu d\phi \quad (\text{VII.4})$$

$$= 2\pi(B_\nu[T_{nuage}] - B_\nu[T_i]) d\tau(i) E_2(|\tau(1) - \tau(i)|) \quad (\text{VII.5})$$

Pour les échanges gaz-espace :

$$\Psi_{i,espace} = \int (B_\nu[T_{espace}] - B_\nu[T_i]) \frac{d\tau(i)}{\mu} \exp\left(-\frac{\tau(i)}{\mu}\right) \mu d\mu d\phi \quad (\text{VII.6})$$

$$= 2\pi(B_\nu[T_{espace}] - B_\nu[T_i]) d\tau(i) E_2(\tau(i)) \quad (\text{VII.7})$$

Ces calculs sont bien entendu monochromatiques, mais nous avons omis l'indice en nombre d'onde,  $\sigma$ , afin d'alléger l'écriture. Dans ces équations, les taux d'échanges sont obtenus en intégrant les radiances échangées sur  $\mu d\mu d\phi$  (passage de la radiance au flux). Cette intégration peut s'écrire de manière explicite à l'aide des exponentielles intégrales d'ordre  $n$ ,  $E_n$ . Nous rappelons leur expression :  $E_n(x) = \int_1^\infty \frac{e^{-xt}}{t^n} dt$ .

Nous remarquons que le taux d'échange entre deux couches est d'autant plus élevé que la différence de température entre ces couches est grande (*via* la différenciation de la fonction de Planck à différentes températures) et que l'écart en altitude entre ces couches est faible (car l'épaisseur optique le long du trajet est plus faible, et l'énergie est moins absorbée en chemin). Puisque l'espace est très froid (3K), on prévoit que l'émission des couches atmosphériques vers l'espace, menant à un refroidissement de la stratosphère, soit le terme dominant dans le bilan radiatif.

Avec cette formulation, le bilan radiatif d'une couche  $i$  est simplement donné par la somme des échanges de la couche  $i$  avec toutes les autres couches, le plafond nuageux et l'espace :  $\Psi_i = \sum_j \Psi_{i,j}$ . Nous avons également directement accès au taux de refroidissement de chaque couche  $i$ ,  $T_i$ , donné par la formule :

$$T_i = \frac{\Psi_i g}{dp_i C_p} \quad (\text{VII.8})$$

La méthode des puissances nettes échangées a déjà été appliquée pour analyser et améliorer les calculs des flux dans les GCM de la Terre [Eymet et al., 2004], Mars [Dufresne et al., 2005] et Vénus [Eymet et al., 2009]. Par exemple, sur Mars, cette analyse a abouti à une paramétrisation qui a amélioré le temps de calcul d'un facteur proportionnel à  $m^2$  à  $m$ .

## VII.2.2 Application à la stratosphère de Saturne

Dans la pratique, nous n'avons pas gardé la grille de 361 niveaux de pression utilisée dans le précédent code de transfert de rayonnement, car elle est bien trop détaillée pour un GCM. Nous avons adopté une grille moins fine de 50 couches atmosphériques (51 niveaux), également espacées en terme de  $\log(p)$ , entre 300 mbar et 3  $\mu$ bar.

Nous effectuons le calcul de l'opacité avec notre méthode de calcul raie-par-raie détaillée en section III.2. Nous effectuons ces calculs sur la gamme de nombre d'onde 10–1500  $\text{cm}^{-1}$ . Le détail des sources d'opacité et des gammes de nombre d'onde est le suivant :

- L'émission induite par collisions est calculée de 10 à 810  $\text{cm}^{-1}$  ;
- $\text{C}_2\text{H}_6$ ,  $\text{C}_2\text{H}_2$  et  $\text{C}_3\text{H}_8$  de 685 à 895  $\text{cm}^{-1}$  ;
- $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$  et  $\text{C}_4\text{H}_2$  de 565 à 675  $\text{cm}^{-1}$  ;
- $\text{CH}_3\text{D}$  de 1100 à 1200  $\text{cm}^{-1}$  ;
- $\text{CH}_4$  de 1185 à 1385  $\text{cm}^{-1}$ .

L'opacité des hydrocarbures est calculée à une résolution spectrale de  $10^{-2} \text{ cm}^{-1}$ , tandis que l'opacité induite par collisions est calculée à une résolution moins fine de  $4 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$ .

Nous avons écrit le code de manière à distinguer en sortie les différents échanges gaz-gaz, refroidissement vers l'espace et échange avec un plafond nuageux (situé à 300 mbar). Nous pouvons également détailler les échanges dus aux différentes sources d'opacité sur les différents intervalles de nombre d'onde mentionnés ci-dessus. Nous calculons les taux d'échange sur une matrice de taille  $52 \times 52 \times \Delta\nu$ , où  $\Delta\nu$  est l'intervalle spectral considéré, car il y a  $50 \times 50$  échanges de type gaz-gaz (dont un nul par couche,  $\Psi_{i,i}$ ),  $1 \times 50$  échanges gaz-nuage et  $1 \times 50$  échanges gaz-espace.

Nous avons effectué ces calculs pour les profils de température et d'abondance correspondant à ceux déterminés à partir des données au limbe de 2005–2007, entre 45°N et 80°S. Lorsque nous avons déterminé plusieurs profils pour une même latitude, à des dates différentes, nous adoptons un profil moyen pour cette latitude.

## VII.3 Résultats préliminaires

### VII.3.1 Importance des échanges gaz-gaz

Dans un premier temps, nous analysons les différentes contributions relatives des échanges gaz-gaz, gaz-nuage et gaz-espace au taux de refroidissement total de la stratosphère, calculé grâce à l'équation VII.8. En effet, le calcul des échanges gaz-gaz occupe la majorité du temps de calcul. Il est donc utile de regarder si cette contribution est importante ou négligeable devant le terme du refroidissement vers l'espace. Nous traçons en figure VII.2(a) le taux de refroidissement total et ses différentes composantes, calculés pour les profils de température et d'abondance mesurés à 30°S à partir des données de Cassini/CIRS. Nous montrons le profil de température correspondant en figure VII.2(b), qui sera utile à la discussion.

Cette figure montre qu'en effet, le refroidissement vers l'espace domine le bilan radiatif, mais que les échanges gaz-gaz sont loin d'être négligeables. En effet, dans cet exemple, ils comptent pour  $\sim 20$  à 40% dans le calcul du taux de refroidissement total entre 30 et 0,5 mbar, et pour 20 à 30% entre  $3 \times 10^{-2}$  et  $3 \times 10^{-3}$  mbar. Entre ces deux régions, le taux de refroidissement dû aux échanges gaz-gaz présente un minimum et sa contribution est ici négligeable. Nous remarquons que ce minimum se situe dans la région où la température varie peu avec l'altitude.

La prise en compte d'un plafond nuageux a pour effet de chauffer les basses couches atmosphériques (donc de diminuer le taux de refroidissement). Cela est cohérent car ce dernier est situé dans la troposphère, à 300 mbar, où la température diminue lorsque l'altitude augmente. Ce chauffage est important pour les couches situées à une pression supérieure à 10 mbar. Notons que le profil de température n'est pas contraint par les données au limbe entre 20 et 300 mbar. Si la température varie de manière significative avec la latitude à 300 mbar, il faudrait en tenir compte dans cette analyse. De même, si l'altitude du plafond nuageux est variable, cela pourrait affecter le chauffage des basses couches différemment. Nous n'interpréterons donc pas les résultats pour des pressions supérieures à 10 mbar.

Notons finalement que sous 50 mbar, la prise en compte du chauffage par le plafond nuageux ne suffit pas à rendre compte du faible taux de refroidissement total. Dans cette région, les

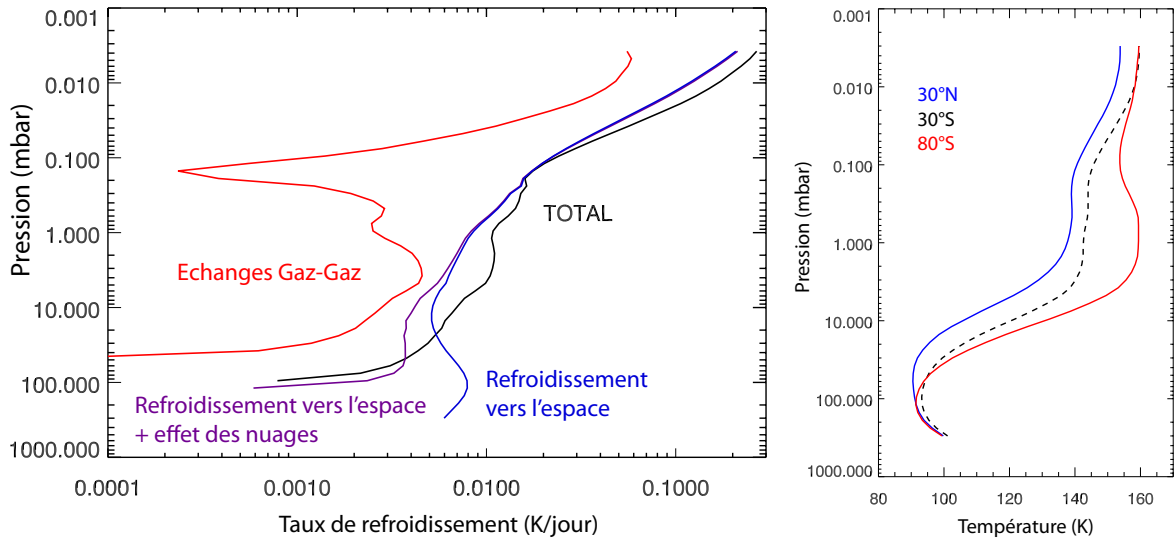


FIGURE VII.2 – À gauche : Taux de refroidissement de l’atmosphère, en K/jour, calculé pour les profils de température et d’abondance mesurés à 30°S. Les contributions dues aux échanges gaz-gaz, gaz-nuage et refroidissement vers l’espace sont tracées séparément. À droite : Profils de température à 30°N, 30°S et 80°S obtenus à partir des données au limbe de Cassini/CIRS, tracés entre 300 et  $3 \times 10^{-3}$  mbar.

échanges gaz-gaz induisent un chauffage supplémentaire, ce qui est cohérent car les températures atmosphériques sont les plus basses (région de la tropopause) : ces couches sont donc chauffées par les autres couches atmosphériques.

Cet exemple correspond à un cas particulier, à une latitude où nous avons déterminé un appauvrissement en hydrocarbures par rapport à d’autres régions de l’atmosphère. Nous avons donc étudié en détail d’autres latitudes. Nous montrons en figure VII.3 les taux de refroidissement à 30°N (région plus froide que 30°S, plus riche en hydrocarbures) et à 80°S (région plus chaude que 30°S et plus riche en hydrocarbures). Les profils de température correspondants sont montrés en figure VII.2(b). Les conclusions sont similaires que pour l’analyse des taux de refroidissement à 30°N : les échanges gaz-gaz ont une forte contribution entre  $\sim 20$  mbar et 0,5 mbar, puis de nouveau au-dessus du niveau à  $3 \times 10^{-2}$  mbar, et présentent un minimum autre de 0,1 mbar. À 80°S, les échanges gaz-gaz ont même pour conséquence de réchauffer l’atmosphère autour de 0,1 mbar. Cela est cohérent car le profil de température montre un minimum local de température à ce niveau de pression.

Au passage, notons qu’à 30°N et 30°S nous retrouvons bien le fait que les taux de refroidissement sont similaires entre 1 et  $10^{-2}$  mbar, comme cela avait été obtenu par le calcul “classique” en section VI.2.2.

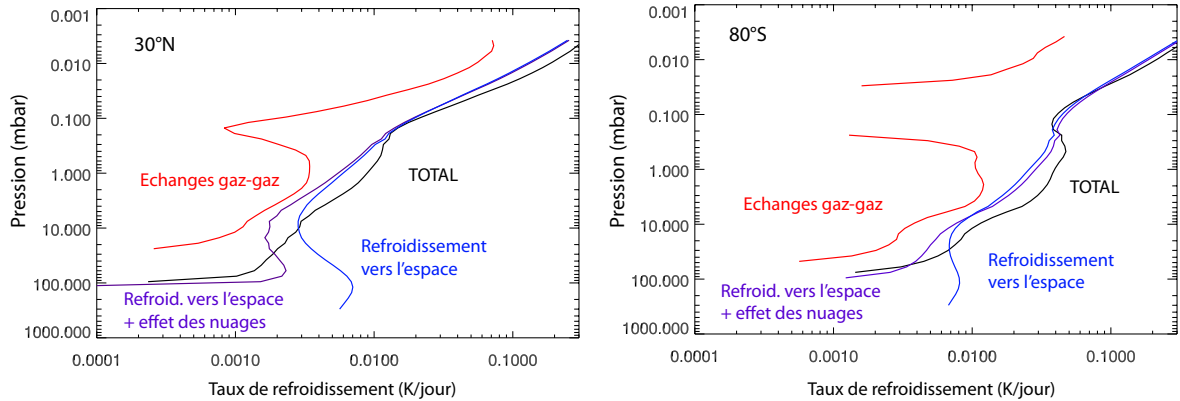


FIGURE VII.3 – Taux de refroidissement de l’atmosphère, en K/jour, calculés pour les profils de température et d’abondance mesurés à 30°N (à gauche) et 80°S (à droite). Les contributions dues aux échanges gaz-gaz, gaz-nuage et refroidissement vers l’espace sont tracées séparément.

### VII.3.2 Matrice de taux d’échange

En reprenant l’exemple à 30°S, nous présentons ici les taux d’échanges dans l’atmosphère pour les échanges gaz-gaz uniquement, afin d’analyser en détail quels sont les échanges qui dominent selon l’altitude de la couche considérée et la nature de la source d’opacité. Nous traçons sur la figure VII.4 les taux d’échanges pour les couches à  $10^{-1}$ , 1 et 10 mbar en fonction de l’altitude.

De manière générale, le signe des NER dépend du profil de température, qui ici augmente de façon monotone de 30 mbar à 3  $\mu$ bar. Nous remarquons que les taux d’échange entre la couche considérée et les couches supérieures sont positifs, car cette région de l’atmosphère est chauffée par les couches supérieures, plus chaudes, tandis que les NER entre la couche considérée et les couches de plus basses altitudes sont négatifs, car cette couche chauffe les couches inférieures, plus froides, et perd donc de l’énergie.

Dans la basse stratosphère, à 10 mbar, les échanges radiatifs sont de deux types : des échanges maximum entre plus proches voisins pour les hydrocarbures, et des échanges à plus longue distance, qui sont maximaux avec la couche centrée à 100 mbar, pour l’opacité induite par collisions. En particulier, les échanges à travers les bandes d’émission du méthane et de l’acétylène sont maximum entre la couche à 10 mbar et les deux couches adjacentes, et restent significatifs avec les  $\sim 6$  couches les plus proches. Pour l’éthane, ces échanges significatifs concernent les  $\sim 12$  couches les plus proches.

Dans la haute stratosphère, à  $10^{-1}$  mbar, les échanges radiatifs à travers l’émission induite par collision sont complètement négligeables. Les hydrocarbures sont les principaux vecteurs des échanges radiatifs. Comme à 10 mbar, les échanges à courte portée dominent pour  $\text{CH}_4$  et  $\text{C}_2\text{H}_2$ . Pour l’éthane, les échanges à longue portée sont importants, et se font de manière préférentielle avec les couches situées à plus forte pression. Cela peut s’expliquer par le fait que la bande  $\nu_9$  de l’éthane possède un grand nombre de raies de faible opacité. L’émission à travers ces raies provenant des basses couches a ainsi été peu absorbée et peut atteindre le niveau à 0,1 mbar. La différence de température avec ces basses couches étant élevée, les échanges à longue distance sont donc significatifs.



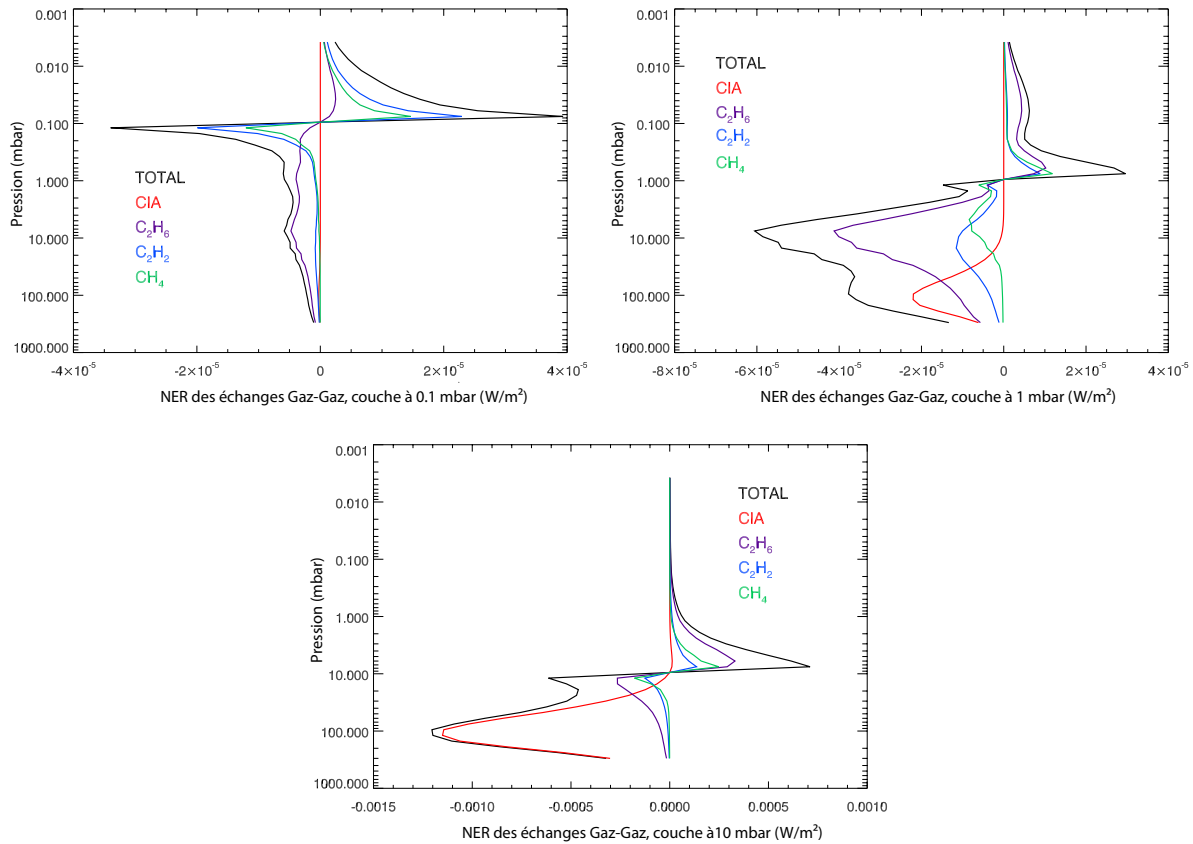


FIGURE VII.4 – Puissances nettes échangées entre une couche atmosphérique (située à  $10^{-1}$ , 1 et 10 mbar) et le reste de l’atmosphère. Nous détaillons les contributions des principales sources d’opacités : l’opacité induite par collisions (CIA) et l’opacité due aux principaux hydrocarbures : le méthane, l’éthane et l’acétylène.

Enfin, dans la moyenne stratosphère, à 1 mbar, les échanges sont plus complexes. La situation est intermédiaire aux deux cas précédents. Nous remarquons que les NER sont de plus grande ampleur pour les échanges entre la couche à 1 mbar et les couches inférieures que pour les échanges entre la couche à 1 mbar et les couches supérieures. Ceci peut s’expliquer par le fait que le gradient de température est important sous le niveau 1 mbar, mais est plus faible au-dessus de ce niveau. Cet effet est également notable pour les autres couches stratosphériques. Ce phénomène donne lieu à un refroidissement global de ces couches (leur bilan radiatif est négatif, ce qui avait déjà été montré en section précédente), et abouti à une cascade d’énergie de la haute vers la basse stratosphère.

Nous voyons donc que certains termes n’ont pas besoin d’être calculés dans le bilan radiatif :

- Les échanges via l’opacité induite par collisions avec des couches situées au-dessus de 0,5 mbar sont négligeables ;
- Dans la basse et haute stratosphère, les échanges via l’émission du méthane et de l’acétylène sont négligeables au-delà de leur 5 ou 6 plus proches voisins.

Cette analyse détaillée permet également d’expliquer pourquoi l’on observe un taux de refroidissement particulièrement faible autour de 0,1 mbar pour les échanges gaz-gaz. En effet, dans cette région de l’atmosphère, les profils de température varient peu avec l’altitude. Les

échanges d'énergie entre les plus proches voisins sont donc très faibles dans cette région. Or, nous venons de montrer que les échanges dominants autour de 0,1 mbar sont les échanges avec les plus proches voisins. Il est donc normal que le bilan des échanges d'énergie de type gaz-gaz dans cette région soit faible.

### VII.3.3 Effet des différentes sources d'opacité

Nous pouvons également nous intéresser à la contribution relative des différentes sources d'opacité sur le taux de refroidissement total de la stratosphère. Nous montrons en figure VII.5 les contributions de l'opacité induite par collisions et des différents gaz au taux de refroidissement total, pour l'exemple à 30°S. Cette figure montre que l'opacité induite par collisions est majoritairement responsable du refroidissement de la basse stratosphère, jusqu'au niveau de pression à 5 mbar. Au-dessus, cette contribution diminue drastiquement et ce sont les hydrocarbures qui contribuent le plus au refroidissement de la stratosphère. Nous remarquons que de 100 à 10 mbar, le taux de refroidissement dû à l'opacité induite par collisions est en réalité plus élevé que le taux de refroidissement total. Cela s'explique par le fait que dans cette région, les hydrocarbures contribuent au chauffage de l'atmosphère via l'absorption du rayonnement provenant des couches atmosphériques environnantes, qui sont plus chaudes.

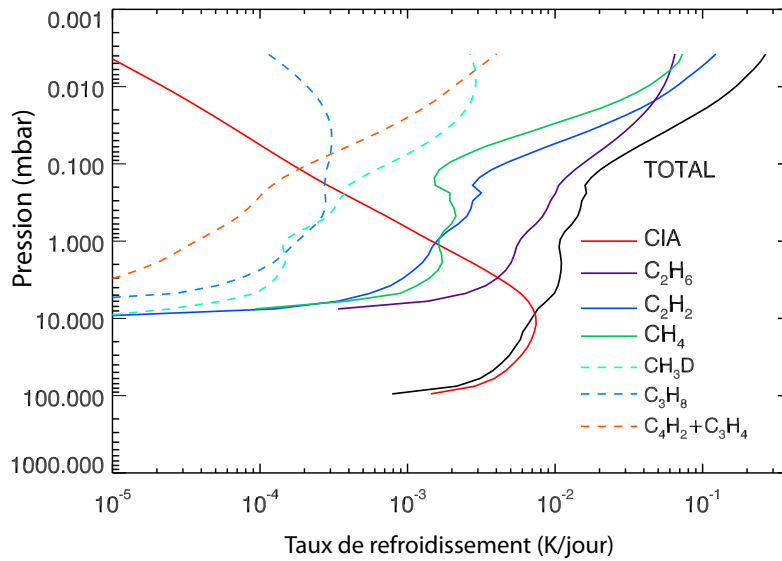


FIGURE VII.5 – Taux de refroidissement total à 30°S et détail des taux de refroidissement dus aux différentes sources d'opacité.

De 5 mbar à  $2 \times 10^{-2}$  mbar, c'est l'éthane qui est le radiateur le plus important. À elles deux, l'opacité induite par collisions et celle de l'éthane sont responsables de plus de la moitié du taux de refroidissement total de la stratosphère. Ensuite, viennent les contributions de l'acétylène et du méthane. À haute altitude ( $p < 2 \times 10^{-2}$  mbar), c'est l'acétylène qui présente la contribution la plus importante, et non  $C_2H_6$ , tandis que le méthane et l'éthane ont des contributions comparables. Ceci peut s'expliquer par le fait que  $C_2H_2$  a un gradient d'abondance bien plus élevé, et son rapport de mélange continue d'augmenter avec l'altitude alors que ceux du méthane et de l'éthane augmentent un peu plus lentement. L'acétylène possède également des raies plus optiquement épaisses que celles de  $C_2H_6$ , et l'opacité atmosphérique reste donc élevée même aux faibles densités atmosphériques rencontrées à ces niveaux de pression. Enfin, les contributions

des espèces minoritaires ( $\text{CH}_3\text{D}$ ,  $\text{C}_3\text{H}_8$ ,  $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$  et  $\text{C}_4\text{H}_2$ ) comptent pour environ 5% du bilan radiatif total.

Il est intéressant de noter que Yelle et al. [2001] ont effectué une analyse similaire des différentes contributions au taux de refroidissement (avec la formulation classique, et non celle en puissances nettes échangées) pour l'atmosphère de Jupiter. Leurs résultats ont également montré que l'éthane était l'hydrocarbure contribuant le plus au refroidissement de la stratosphère, excepté à haute altitude. En revanche, dans leur cas, c'est le méthane qui domine le refroidissement à des pressions inférieures à  $10^{-2}$  mbar, tandis que la contribution de  $\text{C}_2\text{H}_2$  diminue rapidement au-dessus de ce niveau. Toutefois, notons que leur profil de  $\text{C}_2\text{H}_2$  n'était pas contraint par des observations au-dessus du niveau 0,1 mbar, mais qu'il était uniquement contraint par des modèles de photochimie. Cet aspect de notre étude est plus fiable, car nous avons mesuré les profils de  $\text{C}_2\text{H}_6$  et  $\text{C}_2\text{H}_2$  jusqu'au niveau de pression  $10^{-2}$  mbar.

## VII.4 Évolution future du projet

Ce travail est toujours en cours. Cette analyse peut être étendue à une famille de profils verticaux de température plus complète. En effet, nous avons mené notre analyse à partir des profils déterminés lors d'une saison particulière (milieu de l'été dans l'hémisphère sud). Au cours du cycle saisonnier, les profils de température évoluent, et le modèle radiatif de Greathouse et al. [2008] prévoit que certains profils de température montrent une décroissance à haute altitude, lorsque la haute atmosphère se refroidit plus rapidement que la moyenne atmosphère. Avec ce type de profils, les échanges radiatifs pourraient être différents.

Il faudrait également mieux tenir compte de l'effet des nuages et des couches d'altitudes entre 300 et 20 mbar, dont la température n'est pas contrainte par les données au limbe, et qui ont un effet important sur le chauffage de l'atmosphère à des pressions supérieures à 10 mbar. Ceci pourrait être réalisé en utilisant des profils de température qui combinent les résultats des données au nadir en plus des données au limbe.

Puis, une étape essentielle en terme de gain de temps de calcul serait de remplacer la méthode de calcul des coefficients d'absorption, qui repose actuellement sur un modèle raie-par-raie, par une méthode de calcul en bandes étroites ou utilisant les coefficients *k-corrélés*.

Le principe du modèle en bandes étroites est de calculer les propriétés optiques moyennes des gaz dans un intervalle spectral, au lieu de les calculer à une résolution de  $10^{-2}$   $\text{cm}^{-1}$ . Ces intervalles doivent être suffisamment larges pour contenir un grand nombre de raies, mais assez étroits pour que les variations de la fonction de Planck soient négligeables au sein d'un intervalle. Typiquement, la largeur d'un tel intervalle est de 20  $\text{cm}^{-1}$ . La méthode des *k-corrélés* repose quant à elle sur une analyse statistique de la distribution en énergie des différentes raies au sein d'un intervalle spectral donné.

Avoir effectué une première analyse des puissances nettes échangées à l'aide du modèle raie-par-raie n'est toutefois pas inutile, car ce modèle servira de référence. Nous pourrions ainsi nous assurer que les approximations effectuées mènent à une précision de calcul acceptable.

Enfin, il faudra déterminer une paramétrisation adéquate en vue de l'implémentation du calcul des flux radiatifs infrarouges dans un futur GCM.

# Conclusion

Au cours de cette thèse, consacrée à l'étude de la stratosphère de Saturne, je me suis concentrée sur l'analyse de spectres acquis dans l'infrarouge thermique en géométrie au limbe par Cassini/CIRS. Ces quelques 50 acquisitions individuelles ont été effectuées à des latitudes entre 80°S et 70°N (principalement entre 45°S et 45°N), entre mars 2005 et février 2010. J'ai complété cette couverture en latitude en sélectionnant avec soin un ensemble plus restreint de données nadir parmi les centaines de milliers de spectres acquis au nadir par Cassini/CIRS. J'ai interprété ces données à l'aide d'un code de transfert de rayonnement couplé à un algorithme d'inversion en vue d'en tirer le maximum d'information sur l'état atmosphérique (température, composition) tout en ne sur-interprétant pas l'information contenue dans les données. Cette interprétation a nécessité un travail d'analyse rigoureux (via notamment la vérification du contenu en information à travers le calcul des kernels et des degrés de liberté du signal, des inversions synthétiques, des inversions à partir d'*a priori* différents, le calcul du coefficient de corrélation, un bilan d'erreur détaillé...) que j'ai effectué individuellement pour chaque série de spectres.

Ce travail de thèse a permis d'approfondir grandement notre connaissance de la stratosphère de Saturne. Les données au limbe, grâce à leur long trajet optique, permettent de sonder de la basse à la haute stratosphère. J'ai ainsi pu réaliser une cartographie inédite, en terme de couverture verticale et méridienne, de la température et du rapport de mélange de cinq hydrocarbures, dont deux molécules traces ( $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$  et  $\text{C}_4\text{H}_2$ ) qui n'avaient jamais été cartographiées auparavant. J'ai mesuré les profils verticaux de la température entre 20 mbar et  $10^{-2}$  mbar à partir de l'analyse de l'émission de la bande  $\nu_4$  du méthane, supposé réparti de manière homogène sur la planète, ainsi que de l'émission induite par collisions entre l'hydrogène et lui-même, l'hélium et le méthane. J'ai ensuite déterminé les profils verticaux du rapport de mélange des hydrocarbures à partir de l'analyse de leur bande d'émission. J'ai ainsi contraint les profils de  $\text{C}_2\text{H}_6$  et  $\text{C}_2\text{H}_2$  entre 5 mbar et  $10^{-1}$  mbar, du propane entre 5 et 0,5 mbar, et de  $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$  et  $\text{C}_4\text{H}_2$  entre 3 et  $10^{-1}$  mbar. Ces résultats étendent très largement les résultats des études précédentes obtenues par observations au sol ou au nadir avec Cassini, qui ne sondent principalement que la basse stratosphère (autour de 2 mbar), avec une couverture et/ou résolution spatiale limitée, et une sensibilité bien moindre aux espèces traces.

## *Résultats*

Les principaux résultats obtenus à partir de l'analyse des champs de température et de composition sont résumés ici :

- La carte de la température stratosphérique a permis la découverte d'une oscillation équatoriale dans la stratosphère de Saturne, analogue à la QBO terrestre. J'ai relié cette oscillation à un enrichissement en hydrocarbures observé à l'équateur, qui peut s'expliquer par une descente d'air, avec une vitesse du vent vertical de  $0,2 \pm 0,1$  mm/s à 1 mbar. J'ai également suivi l'évolution temporelle de l'oscillation sur quatre années. Elle montre des changements en terme de température et de cisaillement du vent zonal cohérents avec la

- 
- période de 14,7 ans déterminée par Orton et al. [2008]. Les variations de température atteignent 20 K à l'équateur et à 20°N, ce qui peut s'expliquer ici encore par un vent vertical dont j'ai estimé la vitesse à 0,2 mm/s.
- Les gradients méridiens de température de 70°N à 80°S sont en très bon accord avec le modèle d'équilibre radiatif de Greathouse et al. [2008], excepté dans la haute stratosphère, à  $10^{-2}$  mbar. Cela suggère que la physique du transfert de rayonnement est mal prise en compte à ces altitudes, ou que d'autres processus non radiatifs ont lieu. Un autre désaccord se situe autour de 25°N et à toutes les altitudes, où le modèle prévoit un refroidissement dû à l'ombre des anneaux qui n'est pas observé. Cela suggère un écart à l'équilibre radiatif et peut s'expliquer par une descente d'air dans cette région, qui chaufferait l'atmosphère par compression adiabatique.
  - La distribution des hydrocarbures à 1 mbar montre des profils méridiens différents pour  $C_2H_6$  et  $C_2H_2$ , deux molécules à long temps de vie, ce qui est inattendu si leur profil est uniquement gouverné par la chimie. Notamment, l'éthane présente un rapport de mélange quasiment constant du nord au sud alors que  $C_2H_2$  décroît vers les pôles, en suivant l'insolation moyenne annuelle (comme prédit par le modèle de photochimie de Moses and Greathouse [2005]). Cela suggère l'existence d'une redistribution méridienne de l'équateur vers les pôles qui agit sur de longues échelles de temps. Néanmoins, les tentatives de modélisation de cette redistribution par un coefficient de diffusion turbulente horizontale ont échoué à ce jour.
  - La distribution des hydrocarbures à plus haute altitude montre un minimum d'abondance dans la région où on s'attend à un maximum de production des hydrocarbures (dans les moyennes latitudes de l'hémisphère d'été) ainsi qu'un maximum local d'abondance situé sous l'ombre des anneaux, où l'on s'attend à des taux de production plus faibles. Cela suggère fortement l'existence d'une cellule de circulation saisonnière, avec descente d'air sous l'ombre des anneaux et montée d'air aux moyennes latitudes d'été. L'hypothèse d'une descente d'air est renforcée par la non-observation du refroidissement attendu sous l'ombre des anneaux, par comparaison avec le modèle de Greathouse et al. [2008]. En revanche, il n'y a pas de signe d'une montée d'air autour de 20–40°S dans le champ de température.
  - J'ai déterminé le rapport de mélange du  $CO_2$  à quatre latitudes (80°S, 62°S, équateur et 45°N) dans la basse stratosphère. Bien que la couverture spatiale soit limitée, ces résultats montrent une abondance de  $CO_2$  maximale à l'équateur et qui diminue lorsque la latitude augmente.
  - Des signatures spectrales assez larges, non identifiées, ont été repérées dans les spectres à 80°S. Cette latitude coïncidant avec les régions aurorales, ces signatures pourraient indiquer la présence d'aérosols ou de molécules complexes.

Les profils de température et d'abondance inversés ont été ensuite diffusés à la communauté scientifique : ces profils de température ont servi comme *a priori* aux inversions effectuées à partir des données nadir de Cassini/CIRS [Fletcher et al., 2010], la carte de température de 2005–2006 est désormais intégrée dans le modèle de photochimie de Moses and Greathouse [2005] et les cartes d'abondance de  $C_2H_6$  et  $C_2H_2$  sont intégrées au modèle radiatif de Greathouse et al. [2008]. En outre, ces résultats peuvent servir de contrainte aux modèles de photochimie. J'ai en effet montré que des écarts assez forts existent entre les observations par Cassini/CIRS et ces modèles, principalement pour le méthylacétylène, dont le rapport de mélange est actuellement surestimé d'un facteur 5 dans le modèle de Moses and Greathouse [2005].

---

### *Perspectives*

Ces résultats montrent que les champs de température ne sont pas complètement reproduits par un modèle récent d'équilibre radiatif saisonnier [Greathouse et al., 2008], et que les distributions en latitude et altitude des hydrocarbures s'écartent fortement d'un modèle de photochimie saisonnier [Moses and Greathouse, 2005]. Dans ces différents modèles, la circulation atmosphérique est absente, et est sans doute responsable des anomalies observées. Ce travail de thèse démontre donc l'importance primordiale de la dynamique dans la structure thermique et les champs de composition de la stratosphère de Saturne. Il apparaît nécessaire de modéliser la dynamique atmosphérique à l'échelle planétaire, sous la forme d'un modèle de circulation générale, comme il en existe aujourd'hui pour Mars, Vénus et Titan.

J'ai d'ailleurs commencé un travail d'analyse des échanges radiatifs dans la stratosphère à partir de la formulation en puissances nettes échangées, qui servira de base à une future paramétrisation du transfert de rayonnement au sein d'un modèle de circulation générale. Les résultats obtenus à partir de CIRS apporteront des contraintes observationnelles pour ces futurs modèles.

En parallèle de ces développements numériques, l'enjeu est désormais de suivre les variations saisonnières de la température et des distributions des hydrocarbures. En effet, au vu des résultats déjà obtenus, on s'attend dans un futur proche à observer de fortes variations de la température dans la région équatoriale, induites par l'oscillation, et peut-être une disparition de l'enrichissement en hydrocarbures centré à 25°N en 2005–2006, suite au passage de l'ombre des anneaux d'un hémisphère à l'autre. Sur le plus long terme, il serait intéressant de mesurer les changements de gradients de température sur toute une année kronienne, afin de mieux contraindre l'inertie thermique de la planète. La cartographie des molécules à court temps de vie à différentes saisons pourraient également permettre de mieux contraindre les modèles de photochimie saisonniers.

La sonde Cassini continue d'enregistrer des données au limbe ponctuellement jusqu'en 2017, date du prochain solstice de la planète, et remplira en partie ces objectifs. Malheureusement, aucune mission spatiale ne prendra le relais prochainement. Sur le long terme, il faudra donc compter sur le suivi régulier par des observations au sol, où les techniques d'optique adaptative des télescopes couplées à la haute résolution spectrale des spectromètres infrarouges permettent aujourd'hui d'obtenir une bonne résolution spatiale (en latitude, longitude) et une information verticale assez étendue (de 3 à  $3 \times 10^{-3}$  mbar). D'autres techniques d'observation peuvent également apporter des connaissances nouvelles et/ou complémentaires. Par exemple, il sera possible de mesurer la vitesse des vents zonaux avec ALMA, un interféromètre millimétrique. Enfin, le télescope spatial Herschel, également dans le millimétrique, sera capable très prochainement de mesurer l'abondance de la vapeur d'eau dans l'atmosphère des planètes géantes.

---

## Annexe A

**Article paru dans Nature, Vol. 453,  
pp. 200–202, 2008**

Fouchet, T., Guerlet, S., Strobel, D.F., Simon-Miller, A.A., Bézard, B., Flasar, F.M.  
“An equatorial oscillation in Saturn’s middle atmosphere”



## LETTERS

## An equatorial oscillation in Saturn's middle atmosphere

T. Fouchet<sup>1</sup>, S. Guerlet<sup>1</sup>, D. F. Strobel<sup>2</sup>, A. A. Simon-Miller<sup>3</sup>, B. Bézard<sup>1</sup> & F. M. Flasar<sup>3</sup>

The middle atmospheres of planets are driven by a combination of radiative heating and cooling, mean meridional motions, and vertically propagating waves (which originate in the deep troposphere). It is very difficult to model these effects and, therefore, observations are essential to advancing our understanding of atmospheres. The equatorial stratospheres of Earth and Jupiter oscillate quasi-periodically on timescales of about two and four years, respectively, driven by wave-induced momentum transport<sup>1–5</sup>. On Venus and Titan, waves originating from surface–atmosphere interaction and inertial instability are thought to drive the atmosphere to rotate more rapidly than the surface (superrotation). However, the relevant wave modes have not yet been precisely identified. Here we report infrared observations showing that Saturn has an equatorial oscillation like those found on Earth and Jupiter, as well as a mid-latitude subsidence that may be associated with the equatorial motion. The latitudinal extent of Saturn's oscillation shows that it obeys the same basic physics as do those on Earth and Jupiter. Future highly resolved observations of the temperature profile together with modelling of these three different atmospheres will allow us to determine the wave mode, the wavelength and the wave amplitude that lead to middle atmosphere oscillation.

The stratosphere of Saturn is a region where temperatures increase with altitude, implying a large static stability and important wave activity. The upper stratosphere has a rich hydrocarbon chemistry that is initiated by methane photolysis and produces several species, from acetylene to benzene, which affect temperatures through their radiative properties. Unfortunately, observations performed before the arrival of the NASA Cassini spacecraft were generally limited in vertical coverage to the lower stratosphere (pressures greater than 1 hPa), where the dynamical and chemical timescales were longer than or comparable to a saturnian year<sup>6–9</sup>. Observations were also restricted to the summer hemisphere because the winter hemisphere was always hidden behind the optically thick rings. Cassini now gives us access to the full stratospheric range over the whole planet, in particular the upper stratosphere, where the seasonal forcing triggers rapid observable changes.

We acquired limb thermal spectra of Saturn for 2005–2006 using the Composite Infrared Spectrometer (CIRS) aboard Cassini. Limb viewing provides us with a vertical resolution of  $\sim 1.5$  times the scale height ( $\sim 75$  km) and probes higher altitudes than nadir sounding<sup>10</sup>. Figure 1a displays the pressure–latitude cross-section of the zonal-mean temperature inverted from these CIRS limb spectra. Of particular note is the sharp difference in vertical structure between the northern and southern mid-latitudes and the equatorial region. At extratropical latitudes, the temperature steadily increases with altitude, whereas in the equatorial region it oscillates, with maximum amplitude centred on the equator. Although our temperature

retrievals agree with previous measurements<sup>11,12</sup> wherever the latter are available, only the vertical resolution and the horizontal coverage on both sides of the equator provided by CIRS limb observations allow us to detect and map the equatorial vertical oscillation. Using the thermal-wind equation (see Supplementary Information), we derived a zonal thermal-wind pressure–latitude cross-section for the stratosphere (Fig. 1b). The vertical structure of the zonal thermal wind at the equator clearly shows alternate bands of eastward and westward vertical shear from the 0.2-hPa altitude down to the 5-hPa altitude.

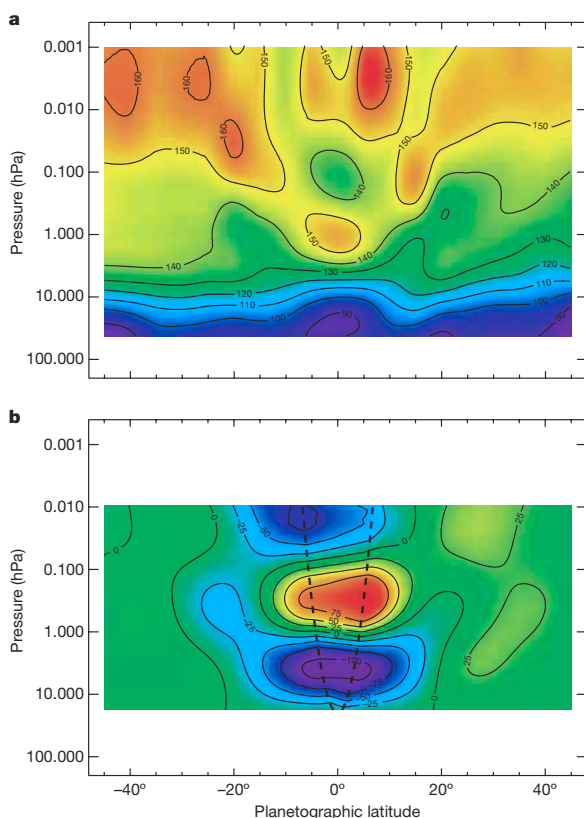
This temperature and zonal wind structure resembles those of Earth's quasi-biennial oscillation (QBO) and Jupiter's quasi-quadrennial oscillation (QJO), in which temperature anomalies and eastward/westward winds alternate in altitude<sup>1–5</sup>. As the QBO and QJO vertical structures of alternating temperature anomalies and winds propagate down, the equatorial wind regime at a given height cyclically changes from easterly to westerly. On Earth, the alternating wind regimes repeat at intervals that vary from 22 to 34 months, with an average period of about 28 months<sup>1,2</sup>. On Jupiter, the equatorial stratospheric temperature exhibits a 4.4-year period and the equatorial zonal winds in the upper troposphere oscillate with a 4.5-year period<sup>3,13,14</sup>. Long-term ground-based monitoring reveals a period of  $14.7 \pm 0.9$  terrestrial years on Saturn<sup>15</sup>. The observational similarities between Saturn's oscillation and the QBO and QJO are the strong equatorial confinement of temperature minima and maxima and associated shear layers, a stronger eastward than westward shear layer, and the bounding of the equatorial oscillation at latitudes 15–20° north and south. Temperatures near these latitudes are relatively high when equatorial temperatures are relatively low, and vice versa.

On Earth and Jupiter, the quasi-periodic oscillations are triggered by the interaction between upwardly propagating waves and the mean zonal flow<sup>2,4,16–20</sup>. Planetary-scale Kelvin waves contribute to eastward stresses, whereas mixed Rossby-gravity waves contribute to westward stresses. Over time, the zonal-mean wind anomalies descend and are damped by viscous processes at the tropopause, leading to the observed quasi-periodic cycle. Observations of Saturn (either cloud tracking or thermal measurements<sup>21–24</sup>) show abundant evidence for the presence of waves of sizes ranging from planetary scale to mesoscale. These waves may be generated by the deep convection that carries the internal heat flux and waves generated by shear instabilities. Hence, Saturn exhibits conditions similar to the terrestrial and jovian environments that are favourable to the establishment of an equatorial oscillation driven by vertically propagating waves. A simple model that considers the equations for the evolution of a longitudinally symmetric atmosphere subject to a mechanical forcing shows that the equatorial oscillation should be confined within a distance  $L$  of the equator (see Supplementary

<sup>1</sup>LESIA, Observatoire de Paris, Université Pierre et Marie Curie, CNRS, Paris 7, Meudon F-92195, France. <sup>2</sup>Departments of Earth and Planetary Sciences & Physics and Astronomy, Johns Hopkins University, Baltimore, Maryland 21218, USA. <sup>3</sup>NASA/Goddard Space Flight Center, Code 693, Greenbelt, Maryland 20771, USA.

Information). A scale analysis of these equations yields the relation  $L < (aDN/(2\Omega))^{1/2}(\omega/\alpha)^{1/4}$ , where  $a$  is Saturn's radius,  $D$  is a height scale,  $N$  is the buoyancy frequency,  $\Omega$  is Saturn's spin rate,  $\alpha$  is a constant radiative timescale and  $\omega$  is the mechanical forcing frequency. This scale analysis for Saturn yields  $L = 7,400$  km (seven degrees of latitude), in satisfactory agreement with our observations.

At extratropical latitudes, the response of a rapidly rotating atmosphere to the forcing due to planetary-scale waves is quite distinct from that in the tropics: the forcing is balanced by the Coriolis force

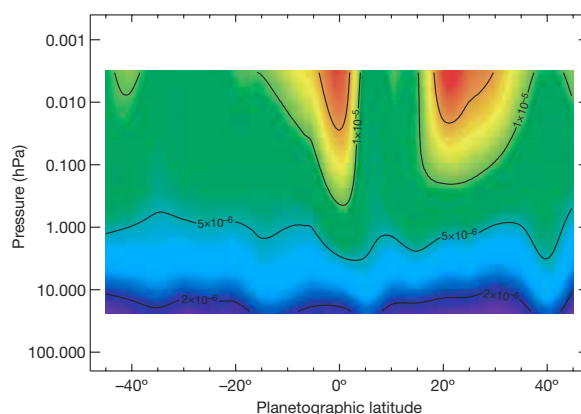


**Figure 1 | Saturn's equatorial oscillation.** **a**, This temperature map was retrieved using the hydrogen collision-induced continuum ( $600\text{ cm}^{-1}$ ) between the 20 and 2 hPa pressure levels, and the  $\nu_4$ -band of methane ( $1,300\text{ cm}^{-1}$ ) between the 3 and 0.003 hPa pressure levels (see Supplementary Information). The contours indicate temperature in Kelvin. The CIRS observed the planet's limb each  $5^\circ$  of latitude between  $45^\circ\text{ S}$  and  $45^\circ\text{ N}$  (here and in **b**, negative latitudes lie in the southern hemisphere). The ten detectors were aligned vertically, perpendicular to the planet's limb. Each detector independently probed a given altitude with a vertical resolution of 50–100 km. The temperatures presented in this figure were retrieved from  $15.5\text{ cm}^{-1}$  spectra. Vertical profiles of atmospheric temperature were retrieved by means of a constrained inversion with strong low-pass filtering at each limb position. The number of independent longitudes sampled for a given latitude varies between two and four. At the equator the temperature near 10 hPa is 17 K colder than it is at  $20^\circ\text{ S}$  and  $20^\circ\text{ N}$ , whereas the equatorial temperature is 20 K warmer near 1 hPa; near 0.1 hPa the equator is again 20 K colder, and at 0.01 hPa the equatorial region is 10 K warmer than it is at adjacent latitudes. **b**, This map presents the thermal wind field obtained by upward integration of the thermal wind equation on cylinders (see Supplementary Information). The contours indicate measured wind speed minus wind speed at 20 hPa, in metres per second. The dashed parabola delineates the exclusion zone within which the winds cannot be calculated from the thermal wind equation, but are instead interpolated. The error in temperature due to instrument noise is 2 K, and this propagates to an error of  $5/(\text{sine of latitude})\text{ m s}^{-1}$  per scale height in the zonal winds.

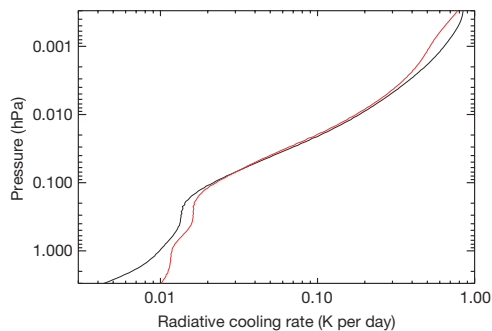
produced by a mean meridional circulation. Indeed, at mid-latitudes, the stratospheric thermal profile that we retrieved differs completely from that in the equatorial region, in that it steadily increases with altitude. Surprisingly, the temperature difference between  $45^\circ\text{ S}$  and  $45^\circ\text{ N}$  at pressures between 10 and 1 hPa is larger than that measured for pressures between 0.1 and 0.01 hPa. At 1–10 hPa the temperature difference peaks at 15 K, whereas at 0.01–0.1 hPa it reaches only 6–7 K. The season observed on Saturn was southern midsummer (the solstice took place in October 2002). The observed temperature gradient between the southern and northern hemispheres should be close to its greatest seasonal amplitude<sup>8</sup>. Because the thermal inertia increases with depth, owing to larger optical depths, the latitudinal gradient was expected to be higher in the upper stratosphere than it is in the lower stratosphere.

To further explore this issue, we calculated the radiative cooling rates using the hydrocarbon vertical profiles inverted from CIRS limb data (Fig. 2). At 0.01 hPa we obtained a similar cooling rate of  $\sim 0.2\text{ K}$  per day for latitudes  $30^\circ\text{ S}$  and  $30^\circ\text{ N}$  (Fig. 3). This similarity in upper stratosphere cooling rates between the summer and winter hemispheres is in sharp contrast with the differences in the daily mean insolation, which combines the effects of Saturn's obliquity and screening by the thick rings. At the time of our observations, the ratio of the solar insolation at  $30^\circ\text{ S}$  to that at  $30^\circ\text{ N}$  is greater than three (daily mean of  $5\text{ W m}^{-2}$  in the southern hemisphere and  $1.5\text{ W m}^{-2}$  in the northern hemisphere<sup>6,9</sup>). Hence, the observed state of the upper stratosphere requires either that the heating rate is dominated by a season-independent source or that heat is meridionally redistributed.

The meridional-vertical cross-section of the ethane abundance supports the hypothesis that heat is meridionally redistributed (Fig. 2). In the southern hemisphere, the observed equator-to-mid-latitude abundance gradient agrees with the prediction of photochemical models that it should resemble the yearly average insolation rather than the current seasonal insolation<sup>9</sup>. However, in the northern hemisphere, the local maximum of the abundance in the upper atmosphere centred at  $30^\circ\text{ N}$  matches neither the yearly average insolation nor the current insolation. This local maximum constitutes a second strong piece of evidence for transport of hydrocarbon-rich air masses from the southern upper stratosphere to the northern hemisphere. We estimated the vertical velocity needed to explain the



**Figure 2 | Vertical-zonal map of ethane abundance.** This pressure-latitude cross-section of the ethane volume mixing ratio (indicated by the contours) is inverted by fitting the  $\nu_5$ -band of ethane ( $820\text{ cm}^{-1}$ ) observed by the CIRS between 1 and 0.01 hPa. The temperature field used in the calculation is presented in Fig. 1. CIRS spectra measuring the temperature and the composition were obtained simultaneously at the same vertical and spectral resolution. Vertical profiles of the ethane volume mixing ratio were retrieved by means of a constrained inversion with strong low-pass filtering (see Supplementary Information).



**Figure 3 | Radiative cooling rates in the northern and southern hemispheres.** The radiative cooling rates were calculated at 30° N (black) and 30° S (red) between 2 and 0.003 hPa, by differentiating the net thermal flux integrated over the  $\nu_4$ -band of methane, the  $\nu_9$ -band of ethane and the  $\nu_5$ -band of acetylene. The hydrocarbon abundance was set to the retrieved value presented in Fig. 2.

observed temperature, assuming adiabatic heating ( $N^2 HR^{-1} w = J/c_p$ , where  $H$  is the atmospheric scale height,  $w$  is the vertical wind speed,  $J$  is the heating rate,  $R$  is the gas constant and  $c$  is the specific heat capacity at constant pressure). We did not calculate the solar heating rate, but we assumed that the atmosphere is globally in radiative balance, that is, that the total radiative cooling at 30° south and north is equal to the total solar heating at these two latitudes. With a heating rate three times larger at 30° S than it is at 30° N, this gives heating rates of 0.30 and 0.10 K per day, respectively, leading to a vertical velocity of 1.5 mm s<sup>-1</sup>.

This extratropical meridional circulation might be influenced by the equatorial oscillation. On Earth, the QBO does modulate the mean meridional circulation. Equatorial temperature minima are associated with local ascent and, by continuity, descent at extratropical latitudes. One interesting aspect of the global QBO is that the extratropical temperature anomalies are seasonally synchronized, occurring primarily during winter in each hemisphere. The reason for this is not fully known, but one possibility is that during northern winter the meridional flow from south to north, with subsidence in the northern hemisphere, will be reinforced by the QBO-induced sinking motion at extratropical latitudes. On Saturn, the latitude-15° temperature anomalies at the 0.1-Pa and 20-Pa pressure levels are indeed warmer in the northern hemisphere than they are in the southern hemisphere. This seasonal asymmetry is another strong similarity in the behaviours of the stratospheres of Saturn and Earth.

Received 10 December 2007; accepted 10 March 2008.

1. Andrews, D. G., Holton, J. R. & Leovy, C. B. *Middle Atmosphere Dynamics* (Academic, New York, 1987).
2. Baldwin, M. P. *et al.* The quasi-biennial oscillation. *Rev. Geophys.* **39**, 179–230 (2001).

3. Leovy, C. B., Friedson, A. J. & Orton, G. S. The quasiquadrennial oscillation of Jupiter's equatorial stratosphere. *Nature* **354**, 380–382 (1991).
4. Friedson, A. J. New observations and modelling of a QBO-like oscillation in Jupiter's stratosphere. *Icarus* **137**, 34–55 (1999).
5. Flasar, F. M. *et al.* An intense stratospheric jet on Jupiter. *Nature* **427**, 132–135 (2004).
6. Barnett, C. D., Beebe, R. F. & Conrath, B. J. A seasonal radiative-dynamic model of Saturn's troposphere. *Icarus* **98**, 94–107 (1992).
7. Bézard, B. & Gautier, D. A seasonal climate model of the atmospheres of the giant planets at the Voyager encounter time. I. Saturn's stratosphere. *Icarus* **60**, 296–310 (1985).
8. Conrath, B. J., Gierasch, P. J. & Leroy, S. S. Temperature and circulation in the stratosphere of the outer planets. *Icarus* **83**, 255–281 (1990).
9. Moses, J. I. & Greathouse, T. K. Latitudinal and seasonal models of stratospheric photochemistry on Saturn: Comparison with infrared data from IRTF/TEXES. *J. Geophys. Res.* **110**, 09007 (2005).
10. Flasar, F. M. *et al.* Exploring the Saturn system in the thermal infrared: The Composite Infrared Spectrometer. *Space Sci. Rev.* **115**, 169–297 (2004).
11. Flasar, F. M. *et al.* Temperatures, winds, and composition in the Saturnian system. *Science* **307**, 1247–1251 (2005).
12. Greathouse, T. K. *et al.* Meridional variations of temperature, C<sub>2</sub>H<sub>2</sub> and C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> abundances in Saturn's stratosphere at southern summer solstice. *Icarus* **177**, 18–31 (2005).
13. Orton, G. S. *et al.* Thermal maps of Jupiter: Spatial organization and time dependence of stratospheric temperatures, 1980 to 1990. *Science* **252**, 537–542 (1991).
14. Simon-Miller, A. A., Poston, B. W., Orton, G. S. & Fisher, B. Wind variations in Jupiter's equatorial atmosphere: A QBO counterpart? *Icarus* **186**, 192–203 (2007).
15. Orton, G. S. *et al.* Semi-annual oscillations in Saturn's low-latitude stratospheric temperatures. *Nature* doi:10.1038/nature06897 (this issue).
16. Lindzen, R. S. & Holton, J. R. A theory of the quasi-biennial oscillation. *J. Atmos. Sci.* **25**, 1095–1107 (1968).
17. Holton, J. R. & Lindzen, R. S. An updated theory for the quasi-biennial cycle of the tropical troposphere. *J. Atmos. Sci.* **29**, 1076–1080 (1972).
18. Gray, L. J. & Pyle, J. A. A two-dimensional model of the quasi-biennial oscillation in ozone. *J. Atmos. Sci.* **46**, 203–220 (1989).
19. Dunkerton, T. J. Nonlinear propagation of zonal winds in an atmosphere with Newtonian cooling and equatorial wavelike driving. *J. Atmos. Sci.* **48**, 236–263 (1991).
20. Li, X. & Read, P. L. A mechanical model of the quasi-quadrennial oscillation in Jupiter's stratosphere. *Planet. Space Sci.* **48**, 637–669 (2000).
21. Beebe, R. F., Barnett, C., Sada, P. V. & Murrell, A. S. The onset and growth of the 1990 equatorial disturbance on Saturn. *Icarus* **95**, 163–172 (1992).
22. Sanchez-Lavega, A. Observations of Saturn's Ribbon Wave 14 years after its discovery. *Icarus* **158**, 272–275 (2002).
23. Achterberg, R. K. & Flasar, F. M. Planetary-scale thermal waves in Saturn's upper troposphere. *Icarus* **119**, 350–369 (1996).
24. Schinder, P. J. *et al.* Vertically propagating waves in the upper atmosphere of Saturn from Cassini radio occultations. (AGU Fall Meeting Abstract No. P23D-06, 2005).

**Supplementary Information** is linked to the online version of the paper at [www.nature.com/nature](http://www.nature.com/nature).

**Author Contributions** T.F. and S.G. inverted the temperature and composition from CIRS limb observations. T.F., F.M.F. and D.F.S. integrated the thermal wind equation. T.F., S.G. and B.B. calculated the radiative cooling rates. A.A.S.-M. designed the observations.

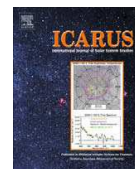
**Author Information** Reprints and permissions information is available at [www.nature.com/reprints](http://www.nature.com/reprints). Correspondence and requests for materials should be addressed to T.F. ([thierry.fouchet@obsprm.fr](mailto:thierry.fouchet@obsprm.fr)).

## Annexe B

# Article paru dans *Icarus*, Vol. 203, pp. 214–232, 2009

Guerlet, S., Fouchet, T., Bézard, B., Simon-Miller, A. A., Flasar, F. M.

“Vertical and meridional distribution of ethane, acetylene and propane in Saturn’s stratosphere from CIRS/Cassini limb observations”



## Vertical and meridional distribution of ethane, acetylene and propane in Saturn's stratosphere from CIRS/Cassini limb observations

Sandrine Guerlet<sup>a,\*</sup>, Thierry Fouchet<sup>a</sup>, Bruno Bézard<sup>a</sup>, Amy A. Simon-Miller<sup>b</sup>, F. Michael Flasar<sup>b</sup>

<sup>a</sup>LESIA – Observatoire de Paris, 92195 Meudon, France

<sup>b</sup>NASA/Goddard Space Flight Center, Code 693, Greenbelt, MD 20771, USA

### ARTICLE INFO

#### Article history:

Received 18 December 2008

Revised 3 April 2009

Accepted 13 April 2009

Available online 7 May 2009

#### Keywords:

Saturn

Infrared observations

Atmospheres

Composition

### ABSTRACT

Measuring the spatial distribution of chemical compounds in Saturn's stratosphere is critical to better understand the planet's photochemistry and dynamics. Here we present an analysis of infrared spectra in the range 600–1400  $\text{cm}^{-1}$  acquired in limb geometry by the Cassini spacecraft between March 2005 and January 2008. We first determine the vertical temperature profiles from 3 to 0.01 hPa, at latitudes ranging from 70°N to 80°S. We infer a similar meridional temperature gradient at 1–2 hPa as in recent previous studies [Fletcher, L.N., Irwin, P.G.J., Teanby, N.A., Orton, G.S., Parrish, P.D., de Kok, R., Howett, C., Calcutt, S.B., Bowles, N., Taylor, F.W., 2007. *Icarus* 189, 457–478; Howett, C.J.A., Irwin, P.G.J., Teanby, N.A., Simon-Miller, A., Calcutt, S.B., Fletcher, L.N., de Kok, R., 2007. *Icarus* 190, 556–572]. We then retrieve the vertical profiles of  $\text{C}_2\text{H}_6$  and  $\text{C}_2\text{H}_2$  from 3 to 0.01 hPa and of  $\text{C}_3\text{H}_8$  around 1 hPa. At 1 hPa, the meridional variation of  $\text{C}_2\text{H}_2$  is found to follow the yearly averaged solar insolation, except for a strong equatorial mole fraction of  $8 \times 10^{-7}$ , nearly two times higher than expected. This enhancement in abundance can be explained by the descent of hydrocarbon-rich air, with a vertical wind speed at the equator of  $0.25 \pm 0.1$  mm/s at 1 hPa and  $0.4 \pm 0.15$  mm/s at 0.1 hPa. The ethane distribution is relatively uniform at 1 hPa, with only a moderate 25% increase from 35°S to 80°S. Propane is found to increase from north to south by a factor of 1.9, suggesting that its lifetime may be shorter than Saturn's year at 1 hPa. At high altitudes (1 Pa),  $\text{C}_2\text{H}_2$  and  $\text{C}_2\text{H}_6$  abundances depart significantly from the photochemical model predictions of Moses and Greathouse [Moses, J.I., Greathouse, T.K., 2005. *J. Geophys. Res.* 110, 9007], except at high southern latitudes (62, 70 and 80°S) and near the equator. The observed abundances are found strongly depleted in the 20–40°S region and enhanced in the 20–30°N region, the latter coinciding with the ring's shadow. We favor a dynamical explanation for these anomalies.

© 2009 Elsevier Inc. All rights reserved.

### 1. Introduction

The stratosphere of Saturn harbors a rich photochemistry initiated by the photolysis of methane ( $\text{CH}_4$ ) by solar ultraviolet light at high altitudes, just below the homopause level, leading to the formation of many hydrocarbons. These by-products are then transported downwards and reform methane in high-pressure regions. As Saturn undergoes its 29.5 Earth year seasonal cycle, the incoming UV flux on the planet varies with latitude and season, modulating the hydrocarbon production and destruction rates. In addition, the meridional circulation in the stratosphere of Saturn, still poorly known, could strongly impact the global distribution of hydrocarbons. Their variations with latitude and altitude are thus governed by a chain of complex coupled chemical and dynamical mechanisms.

Among the numerous by-products of methane, the two most abundant and stable two-carbon molecules are ethane ( $\text{C}_2\text{H}_6$ ) and acetylene ( $\text{C}_2\text{H}_2$ ). Ethane was the first to be detected in Saturn's stratosphere from its  $\nu_9$  emission band at 12  $\mu\text{m}$  by Gillett and Forrest (1974), shortly after confirmed by Tokunaga et al. (1975). Acetylene was detected a few years later by Moos and Clarke (1979) through an absorption band at 1750 Å using the International Ultraviolet Explorer (IUE). Since then, several disk-averaged determinations of the abundance of  $\text{C}_2\text{H}_6$  and  $\text{C}_2\text{H}_2$  have been performed, for instance: from the IUE (Winkelstein et al., 1983), from the Infrared Space Observatory (ISO) (de Graauw et al., 1997; Moses et al., 2000a), or using the spectrometer Celeste on the McMath–Pierce telescope (Sada et al., 2005) (see Table 1 in Howett et al. (2007) for a summary of recent measurements). In addition, the limited sensitivity achieved by the Voyager spacecraft restricted the determination of these molecules to a single latitudinal band centered at 35°N, using the Infrared Spectrometer (IRIS) (Courtin et al., 1984, re-analyzed by Sada et al. (2005)). These tech-

\* Corresponding author.

E-mail address: [Sandrine.Guerlet@obspm.fr](mailto:Sandrine.Guerlet@obspm.fr) (S. Guerlet).

niques provided limited vertical information on the stratosphere. They allowed the retrieval of the temperature and/or the mixing ratio of a molecule at typically one or two pressure levels between 2 and 0.1 hPa.

One-dimensional photochemical models developed by Atreya and Romani (1985), Moses et al. (2000a) and Ollivier et al. (2000b) have been successful in reproducing the observed  $C_2H_6$  and  $C_2H_2$  planetary-averaged abundances. These models yield the vertical profiles of dozens of hydrocarbons, given their calculated production and destruction rates as well as vertical eddy diffusion profile.

Recent spatially resolved observations at several latitudes have revealed part of Saturn's hydrocarbon meridional distribution (Ollivier et al., 2000a; Prangé et al., 2006; Howett et al., 2007; Greathouse et al., 2005a). In particular, Howett et al. (2007) and Greathouse et al. (2005a) have determined ethane (at 1 and 2 hPa) and acetylene (at 0.1, 1 and 2 hPa) abundances in the summer hemisphere, that is the southern hemisphere at the time of observations. In both studies, acetylene is found to slightly decrease from the equator towards the south pole, whereas ethane at 2 hPa is found to increase from the equator to the south pole, by a factor of 2.5 by Howett et al., and of 1.8 by Greathouse et al. Propane ( $C_3H_8$ ), the most abundant of the three-carbon species, has first been detected by Greathouse et al. (2006) from measurements at the NASA/Infrared Telescope Facility (IRTF). They have determined propane mole fractions at 5 hPa of  $2.7 \times 10^{-8}$  and  $2.5 \times 10^{-8}$  at, respectively,  $20^\circ S$  and  $80^\circ S$ .

Moses and Greathouse (2005) have used one-dimensional photochemical models that additionally include seasonal and meridional variations of the solar flux to predict the hydrocarbon vertical but also meridional distribution with season (in the lack of meridional circulation). One prediction of their model is that a molecule with a lifetime shorter than a saturnian season (7.5 Earth years) should have its meridional distribution controlled by the current insolation, whereas the distribution of longer lifetime species should follow the yearly-averaged insolation, e.g., decreasing from the equator towards both poles. Vertical diffusion plays an important role, as it can dominate species distributions at high altitudes and can introduce phase lags at lower altitudes.

At the pressure levels probed by Howett et al. (2007); Greathouse et al. (2005a, 2006), the three molecules considered have long chemical lifetimes ( $\sim 700$  years for  $C_2H_6$  and  $\sim 100$  years for  $C_2H_2$  at 2 hPa;  $\sim 600$  years for  $C_3H_8$  at 5 hPa). Their abundances are thus expected to decrease towards the south pole at the time of observations. The aforementioned authors interpret the observed ethane enhancement towards the pole at 1 and 2 hPa as well as the constant propane abundance at 5 hPa between  $20^\circ S$  and  $80^\circ S$  as the consequences of a meridional circulation from the equator to the south pole. The associated dynamical timescales are inferred to lie:

- Between the  $C_2H_6$  and  $C_2H_2$  chemical lifetimes at 1–2 hPa, as the  $C_2H_2$  distribution mimics the yearly-averaged insolation at these pressure levels (meaning that  $C_2H_2$  is more efficiently photochemically destroyed than dynamically transported) (Howett et al., 2007, 2005a);
- Between the  $C_3H_8$  and  $C_2H_2$  lifetimes at 5 hPa (Greathouse et al., 2006), for similar reasons.

However, Moses et al. (2007) recently pointed out that ethane and acetylene are chemically coupled via the photolysis of  $C_2H_6$ . Hence, the transport of  $C_2H_6$  should also lead to an enhancement of  $C_2H_2$  towards the south pole, in contrast to the observed behavior.

Here we present new results about the vertical and meridional distribution of temperature as well as ethane, acetylene and pro-

pane abundances in the range  $70^\circ N$  to  $80^\circ S$ . Our data analysis is complementary to previous observations and brings new and precious information at high altitudes, with a high vertical resolution as well as an extended latitudinal coverage, in particular in the winter hemisphere. We analyze spectra acquired by the Composite Infrared Spectrometer (CIRS) on board Cassini in limb-viewing geometry, which allow us to probe the atmosphere not only around the 1- and 2-hPa pressure levels, but also up to  $10^{-3}$  hPa. We retrieve the vertical profiles of both the temperature and the volume mixing ratio of hydrocarbons at several latitudes. The temperature structure as well as the ethane abundance cross-section between  $45^\circ N$  and  $45^\circ S$  are discussed in Fouchet et al. (2008). As the various hydrocarbons have different lifetimes that vary with altitude, simultaneous vertical and meridional information on these three molecules can provide new constraints on the photochemistry and trace dynamical phenomena. In Section 2, we present the characteristics of the instrument and the data we use. Details about our model and the retrieval algorithm are developed in Section 3. In Section 4, the results are described and compared to previous measurements. Eventually, we compare our derived meridional distributions at several pressure levels to global predictions from photochemical models and discuss the possible implications in Section 5.

## 2. Cassini/CIRS limb observations

### 2.1. The CIRS instrument

Since its first orbit around Saturn in July 2004, the Cassini spacecraft, carrying 12 scientific instruments, has completed its 4-year nominal mission and is currently performing a 2-year extended mission. In this study, we focus on data acquired between March 2005 and January 2008 by the CIRS instrument. This infrared Fourier transform spectrometer comprises three focal planes called FP1, FP3 and FP4 that cover, respectively, the spectral ranges  $10\text{--}600\text{ cm}^{-1}$  ( $17\text{ }\mu\text{m}\text{--}1\text{ mm}$ ),  $600\text{--}1100\text{ cm}^{-1}$  ( $9\text{--}17\text{ }\mu\text{m}$ ) and  $1100\text{--}1400\text{ cm}^{-1}$  ( $7\text{--}9\text{ }\mu\text{m}$ ). The spectral resolution can be set from 0.5 to  $15.5\text{ cm}^{-1}$ . As the hydrocarbon emissions of interest for this study lie in the mid-infrared region, we only make use of FP3 and 4. These focal planes consist of two parallel linear arrays of ten HgCdTe square detectors, each detector having a  $0.27 \times 0.27\text{-mrad}$  individual field of view (IFOV). A detailed overview of the CIRS instrument and its scientific objectives can be found in Kunde et al. (1996) and Flasar et al. (2004).

### 2.2. Limb data

To perform this work, we only select spectra acquired in limb-viewing geometry, where the parallel arrays of FP3 and FP4 are set approximately perpendicular to the limb of the planet (see Fig. A in Supplementary material for an illustration of the pointing geometry). In this configuration, the lines of sight of the  $2 \times 10$  detectors have equally-spaced tangent heights projected on Saturn. The main advantage of limb observations is that the pathlength along the line of sight is greater than compared to nadir sounding, increasing the opacity. As a result, it increases the sensitivity to minor species and allows us to probe lower pressure levels. Typically, as long as the corresponding path is optically thin, the thermal emission received by a CIRS detector mostly comes from an atmospheric layer centered at the tangent height of the line of sight (see the functional derivatives in Section 3.2). In addition, the angular resolution of  $0.27\text{-mrad}$  per detector results in a vertical resolution of  $50\text{--}100\text{ km}$  on Saturn (depending on the spacecraft distance to the planet), which corresponds to about one to two scale heights. The horizontal resolution is about  $0.5^\circ$  of latitude and  $4\text{--}8^\circ$  of longitude on the planet.

**Table 1**

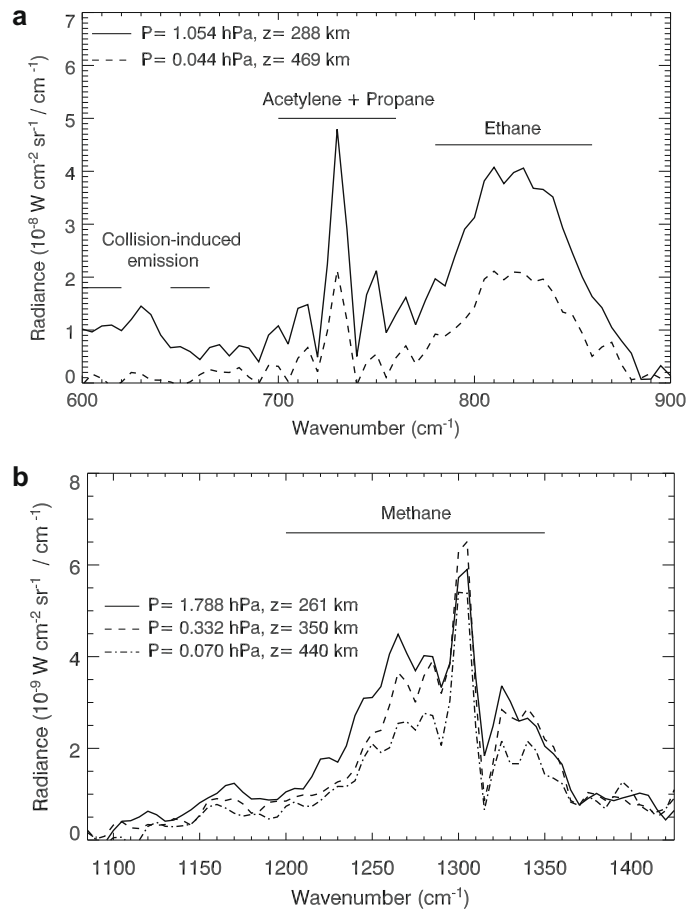
List and characteristics (name, date, latitude and spectral resolution) of the selected limb data analyzed in this study.

Name	Date (UT)	Latitudinal coverage	Spectral resolution ( $\text{cm}^{-1}$ )
LMBFRNG002PRIME	30/03/2005	5°S to 35°S every 5°	15.5
LIMBMAPA005PRIME	24/12/2005	10, 20, 30, 40°N	15.5
LIMBMAPB005PRIME	24/12/2005	2°N, 10°S	15.5
LIMBMAPC005PRIME	25/12/2005	20°S, 30°S	15.5
LIMBMAPA006PRIME	25/02/2006	45°S, 35°S, 25°S	15.5
LIMBMAPB006PRIME	25/02/2006	15°S to 45°N every 10°	15.5
LIMBMAP003PRIME	16/08/2006	45°S to 25°S every 5°	15.5
		25°N to 40°N every 5°	15.5
OCCLIMB008VIMS	15/07/2005	4°S	3
OCCLIMB009VIMS	02/08/2005	7°N	3
OCCLIMB001PRIME	10/05/2007	70°S	15.5
OCCLIMB004PRIME	19/12/2007	62°S	3
FTRACK009PRIME	12/06/2007	80°S	3
LIMBINT004PRIME	18/12/2007	70°N	0.5
LIMBINT007PRIME	03/01/2008	0°	1
		45°N	3

Table 1 summarizes the characteristics of each dataset analyzed in this study: acquisition date, planetographic latitude and spectral resolution ( $15.5 \text{ cm}^{-1}$  for most of them). The span of time from

March 2005 to January 2008 corresponds to solar longitudes from  $L_s = 300^\circ$  to  $L_s = 340^\circ$ , meaning that it was mid-summer in the southern hemisphere of Saturn during these observations (solstice occurred in December 2002 and equinox will take place in August 2009). The latitudinal coverage ranges from  $80^\circ\text{S}$  to  $70^\circ\text{N}$ , with a particularly good coverage of the  $45^\circ\text{S}$ – $45^\circ\text{N}$  region, where data were acquired every  $5^\circ$  and most latitudes have been sampled two or three times at different dates. Each limb acquisition actually consists of two observations overlapping in altitude via a linear offset of the arrays along their long axis, so that a sufficient range in altitude is probed (Fig. A). For each observation, we co-add the individual spectra recorded by each detector in order to increase the signal-to-noise ratio. For a  $15.5 \text{ cm}^{-1}$  resolution acquisition, this represents about 35–50 individual spectra per detector and a total integration time of 350–500 s. Due to the viewing geometry, the individual spectra have different longitudes, but we make the hypothesis that zonal variations in temperature or abundance are negligible. Thereafter, we will only consider quantities averaged over a detector field of view and study their variations with latitude.

Examples of spectra acquired at  $20^\circ\text{S}$  corresponding to the spectral ranges of FP3 and FP4 are shown in Fig. 1, for several detectors and thus different tangent heights. Throughout the text and fig-



**Fig. 1.** Examples of co-added spectra acquired by several detectors at  $15.5 \text{ cm}^{-1}$  of resolution by CIRS Focal Plane 3 (a) and 4 (b) during a limb sequence at  $20^\circ\text{S}$ . Spectral signatures of methane, ethane, acetylene, the propane contribution around  $750 \text{ cm}^{-1}$  as well as the collision-induced continuum emission are visible. The corresponding spectral ranges used in this study are outlined. The corrected tangent heights  $z$  and the corresponding atmospheric pressure levels  $P$  (calculated from the retrieved temperature at this latitude) are given for each detector.

ures, all quoted tangent heights are relative to the 1-bar ( $10^5$  Pa) pressure level. Despite the limited spectral resolution ( $15.5\text{ cm}^{-1}$ ) and the low temperatures of the stratosphere (typically 140 K at 1 hPa), the signatures of the major hydrocarbons are clearly seen through the  $\nu_4$  emission band of methane (centered at  $1304\text{ cm}^{-1}$ ) in FP4, the  $\nu_9$  emission band of ethane (centered at  $822\text{ cm}^{-1}$ ) and the  $\nu_5$  emission band of acetylene (centered at  $730\text{ cm}^{-1}$ ) in FP3. The propane  $\nu_{26}$  emission band at  $748\text{ cm}^{-1}$ , situated in the wing of acetylene  $\nu_5$  band, does not appear as an individual band at the spectral resolution of  $15.5\text{ cm}^{-1}$ , but still contributes to the total radiance in this spectral region. The large continuum emission observed at wavenumbers shortward of  $660\text{ cm}^{-1}$  is due to the short-lifetime transition induced by collisions between  $\text{H}_2$  and other molecules (mostly itself, He and  $\text{CH}_4$ ). Emission from the  $\nu_8$  band of diacetylene ( $\text{C}_4\text{H}_2$ ) at  $628\text{ cm}^{-1}$  and from the  $\nu_9$  band of methylacetylene ( $\text{C}_3\text{H}_4$ ) at  $633\text{ cm}^{-1}$  are seen in the  $620\text{--}640\text{ cm}^{-1}$  region, but cannot be disentangled at a resolution of  $15.5\text{ cm}^{-1}$ .

At first glance, we notice that the signal increases with decreasing altitude, as the gas density and atmospheric opacity become larger. However, when the opacity along the path becomes larger than one, the thermal emission mostly comes from an atmospheric level higher than the corresponding tangent height and the signal saturates, which defines our lower sensitivity level in altitude. For example, we can see in Fig. 1b that the Q-branch of methane at  $1304\text{ cm}^{-1}$  saturates at pressures between 0.3 and 1.8 hPa, whereas the P and R-branch radiances continue to increase with increasing pressure. This is due to the larger absorption cross-section of the Q-branch with respect to the P and R-branches. Typically, saturation for hydrocarbon emission bands occurs between 1 and 5 hPa. The highest altitude level probed depends on the atmospheric conditions (temperature, abundances) and on the quality of the observation (pointing, integration time). For most data, a satisfactory signal-to-noise ratio is obtained up to a few tenths of Pa.

Pointing errors of up to tenths of a milliradian are expected and can alter the tangent heights by an excess of  $\sim 50\text{ km}$  (a scale height). In addition, the raw altitudes of the tangent heights are calculated given the pointing geometry and using the 1-bar radius defined by the NAIF reference ellipsoid, which is a poor approximation of the real planetary shape. As the tangent heights are crucial parameters that can have strong impacts on the temperature and abundance retrievals, we have to correct for this error (see Section 3.2). We emphasize that the tangent heights and altitudes displayed in all the figures are the corrected altitudes.

For each latitude probed, we thus end up with a set of spectra acquired at different pressure levels, each one representative of the local thermal and chemical conditions of the atmosphere, with tangent heights altogether spanning the whole stratosphere from  $\sim 10\text{ hPa}$  to  $\sim 10^{-3}\text{ hPa}$ , with a vertical resolution of about one scale height. This extensive piece of information allows us to retrieve the vertical profiles of the temperature and of the abundance of the main hydrocarbons.

### 3. Data analysis

#### 3.1. Forward radiative transfer model

We have built a line-by-line radiative transfer model adapted to spherical geometry in order to compute synthetic spectra, given a temperature vertical profile, abundance profiles and the viewing geometry. Our model atmosphere consists of 360 layers equally spaced in terms of  $\text{Log}(\text{pressure})$ , at pressure levels ranging from  $10^6$  to  $10^{-3}\text{ Pa}$ . The opacity of each layer is calculated from the absorption coefficients and vertical abundance profiles of the fol-

lowing gaseous compounds:  $\text{CH}_4$ ,  $\text{CH}_3\text{D}$ ,  $\text{C}_2\text{H}_6$ ,  $\text{C}_2\text{H}_2$ ,  $\text{C}_3\text{H}_4$ ,  $\text{C}_3\text{H}_8$  and  $\text{C}_4\text{H}_2$ . Absorption coefficients are computed at a spectral resolution of  $10^{-3}\text{ cm}^{-1}$  given the spectroscopic line parameters of the GEISA 2003 database (Jacquinot-Husson et al., 2005) for  $\text{CH}_4$ ,  $\text{CH}_3\text{D}$ ,  $\text{C}_2\text{H}_2$ ,  $\text{C}_3\text{H}_8$  and  $\text{C}_3\text{H}_4$ . It is noted that the GEISA 2003 linelist only includes the fundamental (cold) band of propane but its intensity has been set to that measured at room temperature by Giver et al. (1984), which includes contribution from both cold and hot bands. To account for this problem, we do not include, for consistency, the vibrational part of the partition function when calculating the temperature dependence of the line strengths. Ethane line parameters come from a recent database computed by Vander Auwera et al. (2007).  $\text{C}_4\text{H}_2$  line data are computed using the band intensities of Koops (1984) and molecular constants of Arié and Johns (1992). Opacity induced by collisions between  $\text{H}_2\text{--H}_2$ ,  $\text{H}_2\text{--He}$  and  $\text{H}_2\text{--CH}_4$  is also included following the method of Borysow et al. (1985, 1988) and Borysow and Frommhold (1986).

We use a constant hydrogen and helium mole fraction of, respectively, 0.86 and 0.1355 as obtained by Conrath and Gautier (2000) from Voyager measurements. The methane vertical profile is set independently of latitude and results from a volume mixing ratio of  $4.5 \times 10^{-3}$  under the 400 hPa-pressure level (as retrieved by Flasar et al. (2005) using CIRS far-infrared data), followed by a slight decrease with altitude resulting from molecular diffusive separation above the homopause (Moses et al., 2000a). The D/H ratio in methane is set to  $1.7 \times 10^{-5}$  as determined by Lellouch et al. (2001) from ISO observations. No haze opacity is included since it has been shown to degrade the quality of the fits in the FP3 and FP4 wavenumber ranges for nadir data (Howett et al., 2007). Limb spectra could possibly be sensitive to an upper stratospheric haze layer, but this has not been observed yet.

The pressure-altitude grid is calculated at each latitude by solving the hydrostatic equilibrium equation, for a given temperature profile. We take into account the latitudinal-dependent gravitational field due to the rapid rotation and oblate geometry of Saturn (Lindal et al., 1985, Appendix). We do not take into account the influence of the zonal winds on the gravity field because no comprehensive meridional information on the zonal winds exists regarding the stratosphere.

In limb geometry, the incoming radiation varies significantly across the IFOV. To account for this effect, the radiance and contribution functions are calculated along nine lines of sight per detector, equally spaced in the vertical direction. These quantities are then averaged and the resulting synthetic spectra are eventually convolved with the instrumental line spread function at the appropriate resolution.

#### 3.2. Retrieval of the temperature and tangent altitudes

Starting from an *a priori* temperature profile and *a priori* values of the tangent heights, synthetic spectra are computed. Their comparison with observed spectra, using an inversion algorithm, leads to the retrieval of the actual temperature profile and tangent heights consistent with the best fit of the data. We shall first introduce the information content of the data.

##### 3.2.1. Information content of the data and *a priori* information

To retrieve the temperature, we use the radiance of the  $\nu_4$  methane band in the  $1200\text{--}1350\text{ cm}^{-1}$  region and the collision-induced emission in the  $590\text{--}660\text{ cm}^{-1}$  region, excluding the  $620\text{--}640\text{ cm}^{-1}$  interval where the coupled emission of  $\text{C}_3\text{H}_4$  and  $\text{C}_4\text{H}_2$  is prominent. The information content of the data is given by the functional derivatives  $\partial I_i / \partial T_j$ , where  $I_i$  is the radiance at a wavenumber  $\nu_i$  and  $T_j$  is the temperature at a pressure level  $p_j$ . These  $(i, j)$  elements of the  $m \times n$  kernels ( $m$  wavenumbers,  $n$  pressure levels) represent the sensitivity of the radiance at a given



wavenumber to an atmospheric parameter (here, the temperature) at a given pressure. For instance, we plot in Fig. 2 the functional derivative  $\partial I_i / \partial T_j$  at wavenumbers  $\nu_i = 605 \text{ cm}^{-1}$ ,  $\nu_i = 1250 \text{ cm}^{-1}$  and  $\nu_i = 1305 \text{ cm}^{-1}$  as a function of pressure for a set of eight different tangent altitudes. It shows that the incoming radiation has a maximum sensitivity to the temperature at a given altitude (close to the tangent altitude) that depends on the absorption cross-section at this wavenumber. In this example, by combining the different wavenumbers and tangent altitudes, we have access to information on the temperature at best in the range 20 hPa to 0.3–0.4 Pa. The  $\text{CH}_4 \nu_4$  typically probes pressure levels between 3 hPa and a few tenths of Pa, and the collision-induced continuum between 20 and 1 hPa.

Our *a priori* temperature profile is based on the profile inferred by Lindal et al. (1985) from Voyager radio occultation. We also use a ‘warmer’ version of this profile as it is sometimes closer to the actual atmospheric conditions in the southern hemisphere. The latter is characterized by temperatures 20 K warmer than the former above the 1-hPa pressure level. Both profiles are shown in Fig. 3a.

Our *a priori* tangent heights consist of those determined by the navigation. As mentioned in Section 2, they suffer from pointing errors and their calculation depends on the approximately known level of the  $10^5$ -Pa radius. Moreover, the temperature profile is unknown between  $10^5$  Pa and 20 hPa, leading in errors in the integration of the hydrostatic equation. In order to determine the actual tangent altitudes/pressure levels of the observations, we use information contained in the level of saturation of both the methane (see Fig. 1) and the collision-induced continuum emission, which are precisely constrained by the theory of radiative transfer.

Finally, our reference hydrocarbon abundance profiles are taken from the photochemical models of Moses et al. (2000a) and Moses and Greathouse (2005), which were constrained by ISO observa-

tions. These profiles are shown in Fig. 3b for  $\text{CH}_4$ ,  $\text{C}_2\text{H}_6$ ,  $\text{C}_2\text{H}_2$ ,  $\text{C}_3\text{H}_4$ ,  $\text{C}_3\text{H}_8$  and  $\text{C}_4\text{H}_2$ .

### 3.2.2. Retrieval algorithm

The retrieval of temperature (or abundance) vertical profiles is a well-known ill-posed problem. To address this problem, we adapted a retrieval algorithm detailed in Conrath et al. (1998). The guideline is that the radiance can be linearized as

$$\Delta I_i = \sum_{j=1}^n \frac{\partial I_i}{\partial T_j} \Delta T_j + \frac{\partial I_i}{\partial z} \Delta z \quad (1)$$

in the case where the radiance  $I$  depends on the temperature profile  $T$  and on the tangent height  $z$ .  $\Delta I_i$  is the difference between the observed and synthetic radiance at a wavenumber  $\nu_i$ ;  $\Delta T_j$  and  $\Delta z$  are the differences between the actual values of the parameters and their *a priori* values used to calculate the synthetic spectra. The temperature is represented by a vector (index  $j$  refers to the pressure level  $p_j$ ) whereas  $\Delta z$  is a scalar, a shift to be applied to all spectra. This equation can be transformed in a vectorial form:  $\Delta \mathbf{I} = K \Delta \mathbf{T} + K' \Delta z$  where  $K$  and  $K'$  are the functional derivative matrices with respect to the corresponding parameters ( $T$ ,  $z$ ). The formal solution, using appropriate constraints, can be written:

$$\begin{cases} \Delta \mathbf{T} = U \Delta \mathbf{I} & \text{where } U = \alpha S K^T (\alpha K S K^T + \beta K' K'^T + E^2)^{-1} \\ \Delta z = \mathbf{V} \cdot \Delta \mathbf{I} & \text{where } \mathbf{V} = \beta K'^T (\alpha K S K^T + \beta K' K'^T + E^2)^{-1} \end{cases} \quad (2)$$

In these expressions,  $S$  is a correlation matrix used to smooth the vertical profile via a correlation length  $L$  (in scale heights units). A larger value of  $L$  will force a smoother vertical profile. The matrix  $E$  is diagonal and contains the measurement error. The factors  $\alpha$  and  $\beta$  assign a relative weight to the data with respect to the *a priori* values. These parameters are determined through numerical experiment. We find that the best values of the parameters correspond to similar traces of  $E^2$ ,  $\alpha K S K^T$  and  $\beta K' K'^T$  matrices.

We proceed by successive iterations: from *a priori* values ( $\mathbf{T}_0, z_0$ ), the inversion process is run simultaneously on a set of spectra acquired by the range of detectors. Resolution of Eq. (2) yields retrieved values such as  $\mathbf{T}_0 + \Delta \mathbf{T}$ ,  $z_0 + \Delta z$ , which define updated values to be given as inputs in the next run of the forward model. New synthetic spectra are computed, as well as the corresponding functional derivatives. An updated pressure-altitude grid is also calculated at each step, as it depends on the temperature profile through the hydrostatic equation. At each iteration, we estimate the quality of the fit by calculating the quantity  $\chi^2 = \sum \frac{\Delta I_i^2}{E_i^2}$  and our convergence criterion is achieved when the change in  $\chi^2$  from an iteration to another is less than 1% (our dataset has about 100 independent points).

### 3.2.3. Test of the method, example and error analysis

The robustness of the method is tested using the following protocol:

- We build an arbitrary temperature profile (hereafter referred to as fictitious profile) and calculate synthetic spectra for a set of tangent heights;
- We add noise randomly and we shift the tangent heights by 50 km downwards or upwards to simulate pointing errors;
- We run our retrieval algorithm starting from the two different *a priori* temperature profiles and using  $L = 1.5$ .

An example of fits to the synthetic spectra in the region of the  $\nu_4$  methane band and of the  $\text{H}_2$ –He continuum is displayed in Fig. 4. The corresponding retrieved temperature profiles are compared to the fictitious profile in Fig. 5. Starting from two different *a priori* temperature profiles provides a way to check our information content and retrieval method: in the altitude range where the

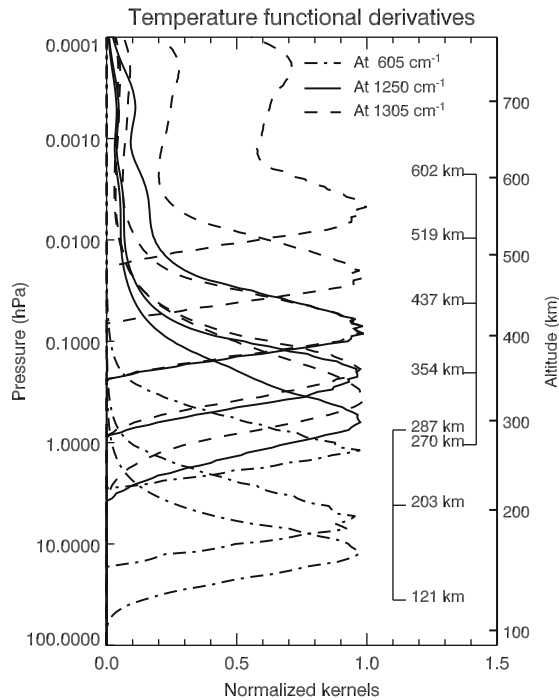


Fig. 2. Functional derivatives of the temperature calculated at wavenumbers  $\nu_i = 605, 1250$  and  $1305 \text{ cm}^{-1}$  for five FP4 and three FP3 spectra at  $30^\circ\text{N}$ . The corresponding tangent altitudes are indicated in the right-hand.

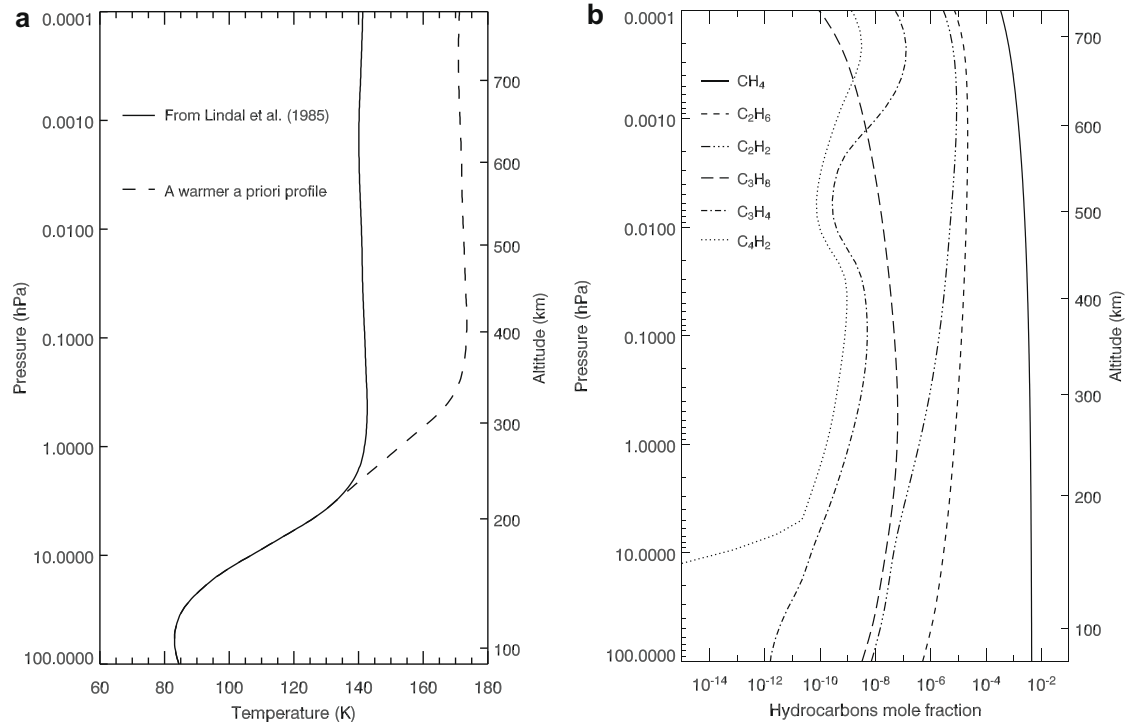


Fig. 3. (a) *A priori* temperature profiles. (b) *A priori* abundance profiles (from Moses and Greathouse (2005)).

functional derivatives are maximum ( $10 - 10^{-2}$  hPa), the two retrieved profiles coincide within error bars, regardless of the *a priori* temperature profile. Similarly, the two altitude shifts retrieved simultaneously by our method lie close (less than 4 km away) to our initial pointing error of 50 km.

We can thus apply our method on each limb dataset. For each latitude, we run several retrievals corresponding to different combinations of  $L$  and  $\alpha$ . Among these different solutions, we keep the temperature profile that leads to the best fit of the data (the minimum  $\chi^2$ ). If several satisfactory fits are obtained for various values of  $L$ , we keep the solution with the longer correlation length. A value of  $L = 1.5$  scale height is often found optimal. Typical retrieved altitude shifts lie between 0 and 80 km. We notice that the highest altitude corrections are found at mid-latitudes. This result reinforces the hypothesis that the NAIF reference ellipsoid is not an appropriate approximation.

Examples of observed spectra at 30°N, at several tangent altitudes, and best-fit synthetic spectra are displayed in Fig. 6. The corresponding retrieved temperature profile is plotted in Fig. 5. We also show in Fig. 6, for comparison, synthetic spectra calculated with a temperature profile set to the solution profile  $\pm$  its error envelop.

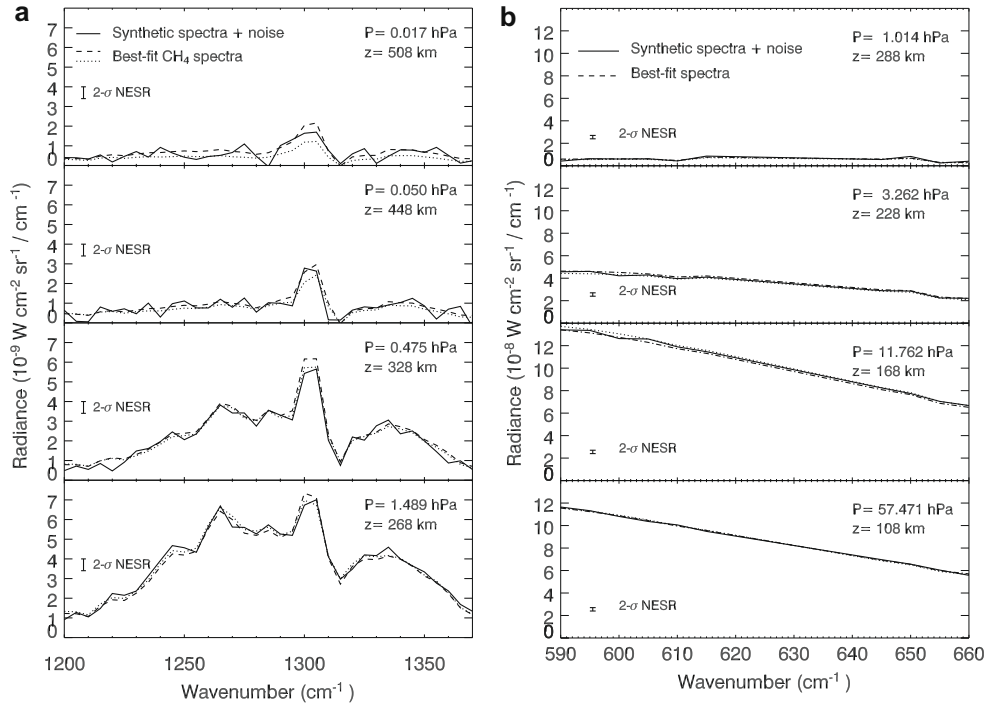
**3.2.3.1. Error analysis.** Several sources of uncertainty affect our retrievals. First, we take into account the error measurement  $E$ , which is a combination of the Noise Equivalent Spectral Radiance (NESR) in our sample of  $p$  co-added spectra and of the number  $d$  of deep space spectra used for calibration. Secondly, we include a smoothing error, which is an error linked to the limited spatial resolution. Indeed, the kernels consist of averages over the field of view, with a half-width of about one scale height, rather than punctual measures. The combination of the two leads to an error on the retrieved

profile of the form:  $\sigma_T = S - SK^T(KSK^T + E^2)^{-1}KS$  (Rodgers, 2000). As a result, the retrievals have small errors around 1 hPa (typically  $\pm 0.5$  K) and larger errors above 0.1 hPa ( $\pm 1$  K at 0.01 hPa).

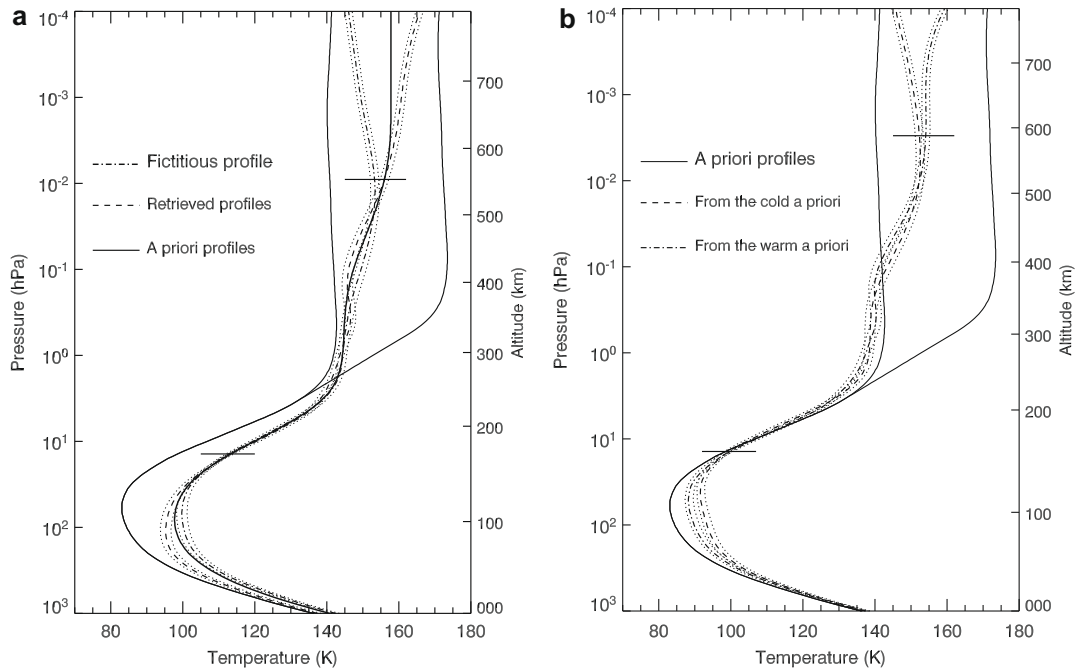
Another source of error comes from the methane abundance, which is known  $\pm 20\%$ . To calculate the error in temperature induced by this methane uncertainty, we run our model using two extreme methane profiles with an abundance that departs from the *a priori* methane abundance by  $\pm 20\%$ . The differences between the corresponding retrieved temperature profiles and the former solution profile are used to define upper and lower error bars.

According to a re-analysis of Voyager UVS stellar occultations (Moses and Vervack, 2006), not only is the methane abundance unknown, but the homopause level is also likely to vary with latitude and/or time. We calculated synthetic methane spectra at different tangent heights for two CH<sub>4</sub> homopause levels, one that corresponds to the nominal model of Moses et al. (2000a) and one that is a decade of pressure downwards. The differences in the methane radiance between the two models are of the order of magnitude of the noise level (see Fig. B in Supplementary material), resulting in rather small uncertainties in the retrieved temperatures. In addition, we find that the resulting error in temperature is maximum between 0.5 and 0.1 hPa, although the change in methane abundance—when varying the homopause level—is the greatest at high altitudes.

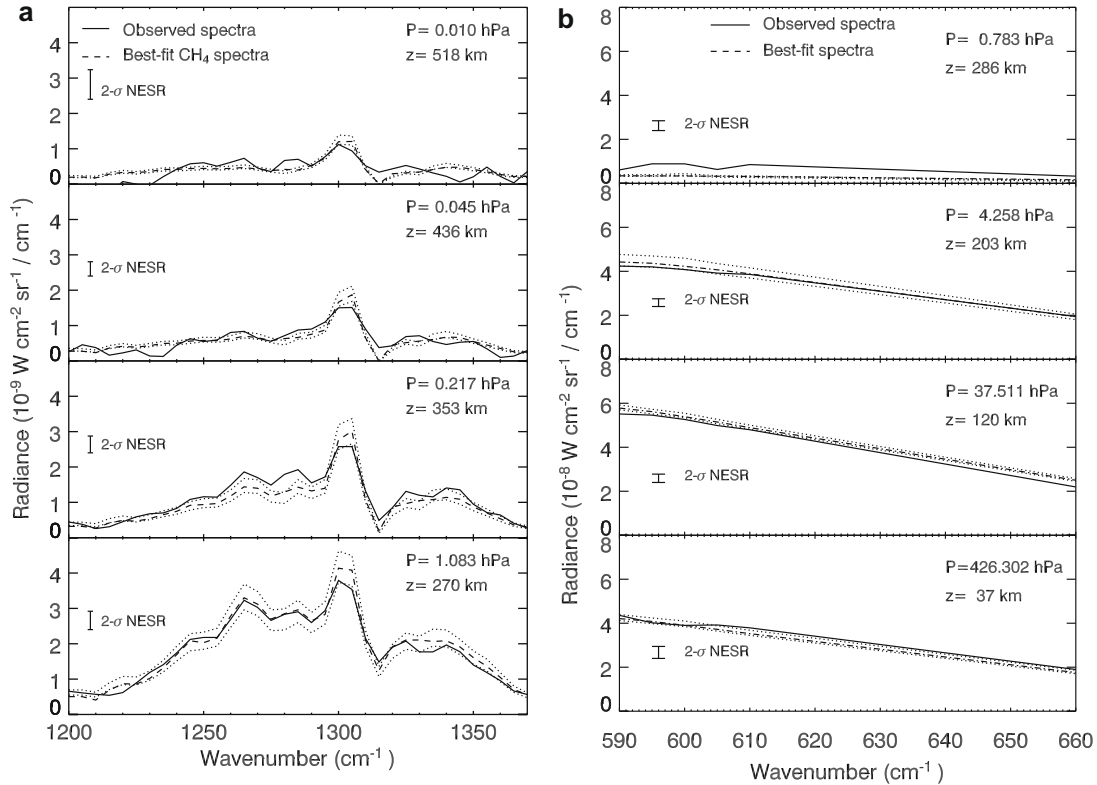
The helium mole fraction also suffers from large uncertainties. In their study, Conrath and Gautier (2000) have found a value that lies between 0.11 and 0.16. However, a recent analysis combining CIRS observations and radio occultations (Flasar et al., 2008) suggests that the helium mole fraction could be down to 0.08. We proceeded in the same manner as for the methane error analysis, setting the helium mole fraction to extreme values of 0.08 and



**Fig. 4.** Examples of eight out of twelve synthetic spectra in the methane band (a) and the continuum emission (b). Solid lines are for the spectra calculated from the fictitious profile (with a  $2\text{-}\sigma$  random noise as indicated), dashed lines correspond to the retrieval starting from the warm *a priori* profile and dotted lines are from the cold *a priori* profile. In this example, the retrieval starting from the warmer *a priori* profile provides the best fit of the data and the closest temperature profile to the fictitious profile.



**Fig. 5.** (a) The retrieved profiles (dashed lines), starting from two different *a priori* profiles (solid lines), are close to the fictitious profile (dashed triple-dotted line). (b) Two retrieved temperature profiles (dashed and dot-dashed lines) at  $30^\circ\text{N}$  starting from different *a priori* profiles (solid lines). In this case, the warmer profile yields the best fit shown in Fig. 6. In both panels, dotted lines stand for error envelopes and horizontal bars define the vertical range of maximum sensitivity.



**Fig. 6.** Comparison between CIRS observed spectra at 30°N (solid lines) and best-fit synthetic spectra (dashed lines) for different tangent heights. (a) Compares observations and calculations in the  $\nu_4$  band of methane, (b) in the region of the collision-induced emission. Dotted lines are synthetic spectra calculated with a temperature profile equal to the solution profile  $\pm$  its estimated error.

0.16. As can be expected, the error deduced on the temperature is the greatest below the 1-hPa level.

Eventually, we take into account the error in temperature due to the uncertainty in the altitude shift, which is typically of order 5 km. Shifting synthetic spectra by  $\pm 5$  km and retrieving only the temperature leads to small errors, only significant from 5 to 1 hPa.

Table 2 summarizes the effects of all sources of uncertainty in the retrieved temperature and their dependence with pressure. Among these individual errors, we consider that the uncertainties on helium and methane mole fractions are part of systematic errors. When added quadratically, all the uncertainties lead to the error envelopes in Fig. 5 of about  $\pm 1.5$  K.

Note that at some latitudes, the 600–700  $\text{cm}^{-1}$  region is not fitted satisfactorily for spectra around 1 hPa (see Fig. 6). It could be due to instrumental problems, like the heterogeneous detector spatial response. However, at this pressure level, methane spectra dominate the information content, so that an incorrect fit of the continuum at 1 hPa has little influence on the retrieved temperature.

### 3.3. Hydrocarbon retrievals

In a second step, the retrieved temperature profile and altitude shift are set in the model and the volume mixing ratio profiles of hydrocarbons are retrieved from their molecular bands.

#### 3.3.1. Information content

We first retrieve  $\text{C}_2\text{H}_6$  volume mixing ratio profiles using the radiance in the spectral range 780–860  $\text{cm}^{-1}$ . Then, we retrieve

$\text{C}_2\text{H}_2$  and  $\text{C}_3\text{H}_8$  volume mixing ratio profiles using the radiance in the spectral range 700–760  $\text{cm}^{-1}$  and assuming the previously retrieved ethane profile. Functional derivatives at 820  $\text{cm}^{-1}$ , 730  $\text{cm}^{-1}$  and 750  $\text{cm}^{-1}$  are given in Fig. 7. They show that we are sensitive to  $\text{C}_2\text{H}_6$  and  $\text{C}_2\text{H}_2$  from typically 5 hPa to 0.1–0.3 Pa and that the radiance at 750  $\text{cm}^{-1}$  provides information on the  $\text{C}_3\text{H}_8$  abundance at about 2–3 pressure levels, centered at  $\sim 1$  hPa. Hydrocarbon *a priori* profiles come from the photochemical model of Moses et al. (2000a) as shown in Fig. 3.

#### 3.3.2. Inversion algorithm

The radiance in the spectral intervals 780–860  $\text{cm}^{-1}$  and 700–760  $\text{cm}^{-1}$  is assumed to depend on the abundance  $q$  of either one or two molecules, respectively:  $\text{C}_2\text{H}_6$  or  $\text{C}_2\text{H}_2$  and  $\text{C}_3\text{H}_8$ . In the general case, taking two molecules into account noted by superscripts 1 and 2, the radiance can be linearized as:

$$\Delta I_i = \sum_{j=1}^n \frac{\partial I_i}{\partial \ln(q_j^1)} \Delta \ln(q_j^1) + \sum_{j=1}^n \frac{\partial I_i}{\partial \ln(q_j^2)} \Delta \ln(q_j^2) \quad (3)$$

This equation can be expressed in the following vectorial form:  $\Delta \mathbf{I} = \mathbf{M}^1 \Delta \ln(\mathbf{q}^1) + \mathbf{M}^2 \Delta \ln(\mathbf{q}^2)$ , where  $\mathbf{M}^1$  and  $\mathbf{M}^2$  are the functional derivatives matrices with respect to the logarithm of the mixing ratios of each molecule. The formal solution can therefore be written:

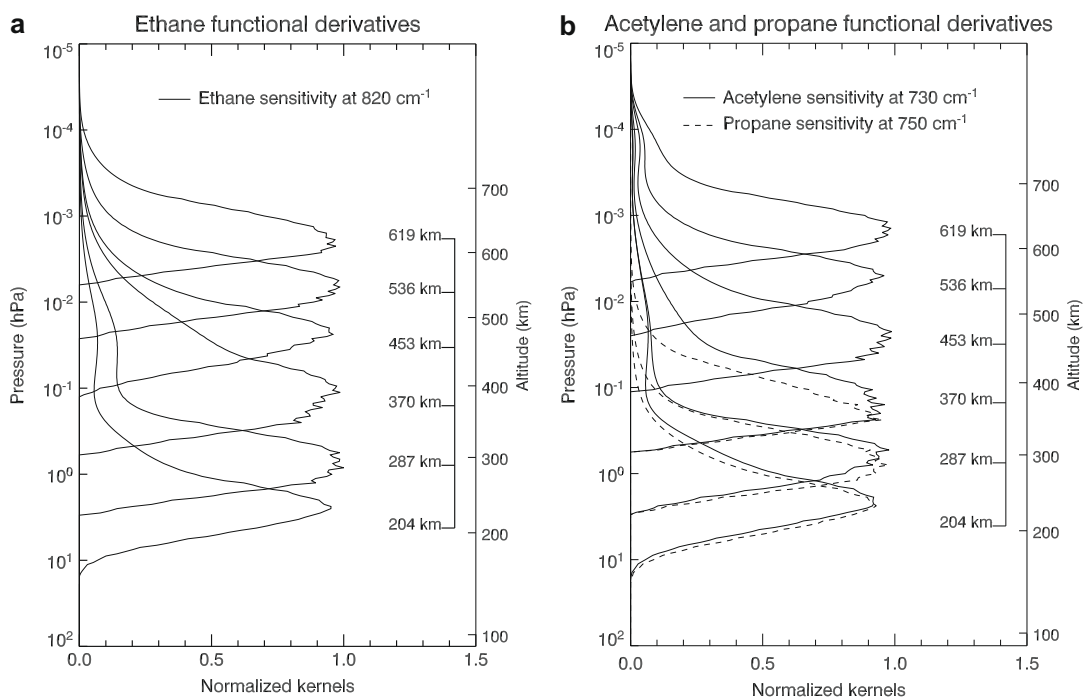
$$\Delta \ln(\mathbf{q}^1) = \mathbf{W}^1 \Delta \mathbf{I} \quad ; \quad \mathbf{W}^i = \gamma^i \mathbf{S} \mathbf{M}^{iT} (\gamma^1 \mathbf{M}^1 \mathbf{S} \mathbf{M}^{1T} + \gamma^2 \mathbf{M}^2 \mathbf{S} \mathbf{M}^{2T} + \mathbf{E}^2)^{-1} \quad (4)$$

where the factors  $\gamma^i$  play roles similar to  $\alpha, \beta$  defined in Eq. (2).

**Table 2**

Estimation of the error on the temperature (in Kelvin) from several sources of uncertainty, at different pressure levels.

Pressure level (hPa)	Noise and smoothing	[CH <sub>4</sub> ]/[H <sub>2</sub> ]	Homopause level	[He]/[H <sub>2</sub> ]	Altitude	Quadratic sum
5	±0.3	≤ 0.1	≤ 0.1	+ 0.5 – 1.1	+ 0.9 – 0.3	+ 1.1 – 1.15
1	± 0.5	+ 0.8 – 0.6	±0.5	+ 0.2 – 0.35	+ 0.2 – 0.9	+ 1.1 – 1.35
0.1	± 0.8	+ 0.9 – 0.75	+ 0.8 – 1.1	≤ 0.1	± 0.15	+ 1.4 – 1.55
0.01	± 0.95	± 0.45	± 0.6	≤ 0.1	≤ 0.1	± 1.2

**Fig. 7.** (a) Functional derivatives in the ethane band at 820 cm<sup>-1</sup>. (b) Functional derivatives in the acetylene band at 730 cm<sup>-1</sup> (solid lines) and in the propane band at 750 cm<sup>-1</sup> (dashed lines). Both are for the same sequence at 30°N, with the corrected tangent altitudes as indicated.

In the same manner as for the temperature, we start from a *a priori* profiles  $\mathbf{q}_0^i$ . The resolution of Eq. (4) yields new abundance profiles  $\mathbf{q}_0^i + \Delta \ln(\mathbf{q}^i)$  and we perform several iterations until the change in  $\chi^2$  (defined in Section 3.2.2) is less than 1%.

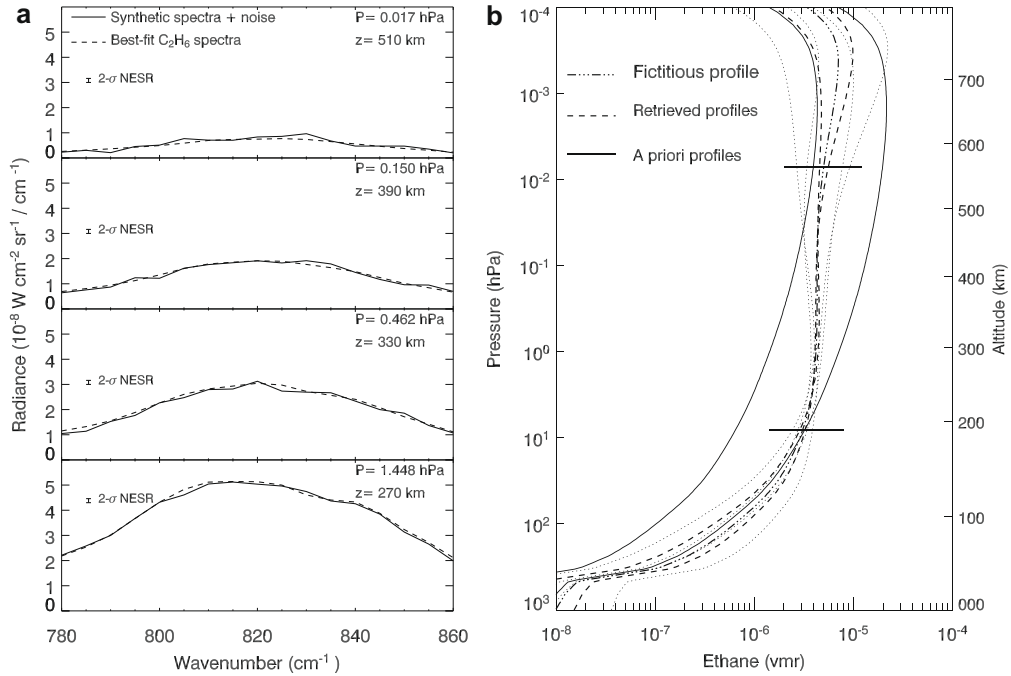
### 3.3.3. Test of the method, examples and error analysis

As for the retrieval of the temperature and tangent heights, the robustness of the method is tested for the retrieval of hydrocarbons. We show that the model is able to retrieve hydrocarbon abundances starting from a *a priori* profiles even an order of magnitude higher or lower than the fictitious profile. An example of fits to ethane spectra calculated from a fictitious profile is shown in Fig. 8a. The retrieved abundance profiles, shown in Fig. 8b starting from two different *a priori* profiles, lie close to the fictitious profile. Similar examples of fits to the acetylene band calculated from fictitious profiles of both C<sub>2</sub>H<sub>2</sub> and C<sub>3</sub>H<sub>8</sub> are displayed in Fig. 9. We show that we are potentially sensitive to propane around 1 hPa, as the residuals of the fits that do not include the propane opacity are well above the 2- $\sigma$  level. The corresponding retrieved abundance profiles are compared to the fictitious profiles of C<sub>2</sub>H<sub>2</sub> and C<sub>3</sub>H<sub>8</sub> in Fig. 10.

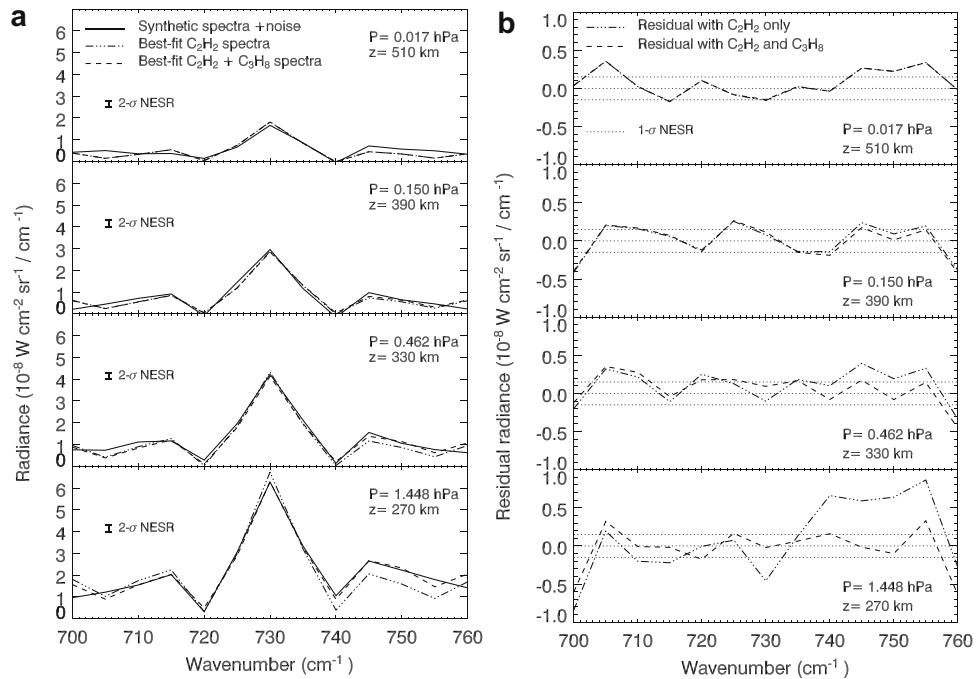
We can thus apply our method to observed spectra. Examples of fits to the observed ethane band at four tangent altitudes at 30°N are shown in Fig. C (Supplementary material). Examples of observed and calculated spectra in the range 700–760 cm<sup>-1</sup>, including propane or not, are shown in Fig. D (Supplementary material) along with the residual radiances. They show that propane is needed to ensure a correct fit of the observed C<sub>2</sub>H<sub>2</sub> R-branch for spectra around 1 hPa. We thus retrieve simultaneously the two molecules. Ethane and acetylene vertical profiles obtained from the fit of these spectra, starting from different *a priori* profiles, are presented in Fig. E (Supplementary material).

Another example and demonstration of the sensitivity to propane in the observed spectra is shown for higher resolution spectra in Supplementary material (Fig. F).

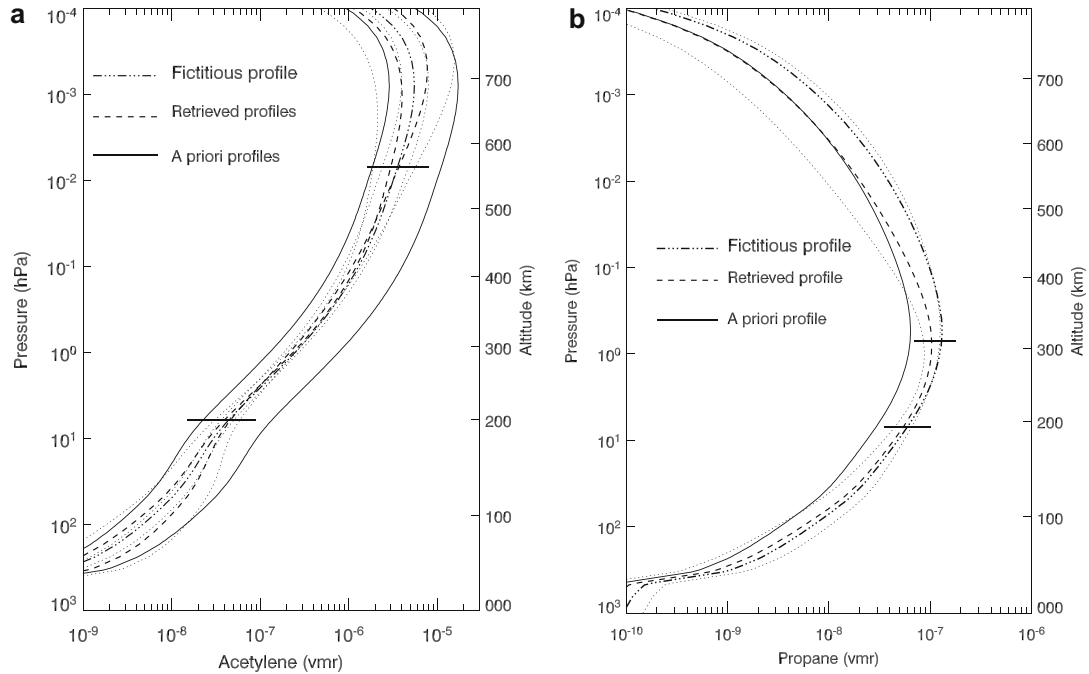
We perform a similar error analysis for hydrocarbons as for the temperature retrieval, except that in this case we have to take into account the propagation of the error in the temperature. We calculate two sets of error bars: one taking into account the temperature error due to all sources of uncertainty as listed in Section 3.2.3 and one taking into account only the non-systematic sources of error on the temperature. The latter one leads to errors on abundances



**Fig. 8.** (a) Synthetic spectra at the final stage of a retrieval (dashed lines) compared to ethane spectra calculated from the fictitious profile (solid lines). (b) The retrieved profiles (dashed lines), starting from two *a priori* profiles, are compared to the fictitious profile (dashed triple-dotted line). Dotted lines stand for error envelopes and horizontal bars define the vertical range of maximum sensitivity.



**Fig. 9.** (a) Comparison between spectra calculated from fictitious profiles of  $\text{C}_2\text{H}_2$  and  $\text{C}_3\text{H}_8$  (solid line) and synthetic spectra in the case of the retrieval of  $\text{C}_2\text{H}_2$  only (triple dot-dashed line) and for the simultaneous retrieval of  $\text{C}_2\text{H}_2$  and  $\text{C}_3\text{H}_8$  (dashed line). Residual radiances (observed–synthetic) are plotted on the (b).



**Fig. 10.** Vertical profiles of acetylene (a) and propane (b) as retrieved from different *a priori* profiles and compared to the fictitious profiles. Error envelopes—that do not include systematic errors—are shown in dotted lines. Horizontal bars define the vertical range of maximum sensitivity.

**Table 3**

Lower and upper error bars on hydrocarbon abundances, at different pressure levels. The values in bold include all sources of error, while the other ones do not include systematic errors.

	Ethane		Acetylene		Propane	
	Lower (%)	Upper (%)	Lower	Upper (%)	Lower (%)	Upper (%)
1	22	25	33	29	25	25
	<b>28</b>	<b>31</b>	<b>50</b>	<b>37</b>	<b>35</b>	<b>35</b>
0.1	25	28	31	28	-	-
	<b>29</b>	<b>31</b>	<b>36</b>	<b>31</b>	-	-
0.01	27	33	53	50	-	-
	<b>29</b>	<b>35</b>	<b>56</b>	<b>52</b>	-	-

of about 20–30% at 1 hPa and up to 50% at  $10^{-2}$  hPa. Table 3 summarizes our estimation of the error on  $C_2H_6$ ,  $C_2H_2$  and  $C_3H_8$  abundances at several pressure levels. Our region of maximum sensitivity to hydrocarbons is constrained by our sensitivity to the temperature. For example, in Fig. 7 we notice that at  $30^\circ N$  we are potentially sensitive to the abundance of  $C_2H_2$  up to  $10^{-3}$  hPa. However, as we only have information on temperature up to  $3 \times 10^{-3}$  hPa at this latitude, this level defines our actual upper limit in sensitivity for  $C_2H_2$ .

## 4. Results

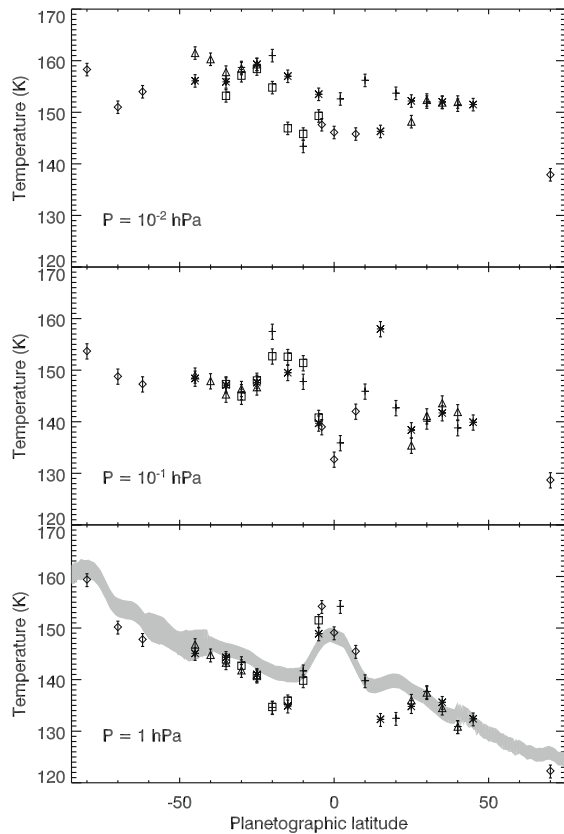
### 4.1. Pressure-latitude temperature variations

Our analysis provides a comprehensive temperature map in the range  $3\text{--}10^{-2}$  hPa and from  $80^\circ S$  to  $70^\circ N$ . At specific latitudes, our sensitivity extends up to  $10^{-3}$  hPa and/or down to 20 hPa. In Fig. 11 we present the meridional variation of the temperature at three pressure levels: 1,  $10^{-1}$  and  $10^{-2}$  hPa. In addition, we overplot

the results obtained at 1 hPa by Fletcher et al. (2007, 2008) using nadir-viewing CIRS spectra.

The main feature of the derived meridional profile is a local equatorial maximum of the temperature at 1 hPa, followed by a local minimum at  $10^{-1}$  hPa, characteristic of an equatorial stratospheric oscillation (Fouchet et al., 2008). Apart from the equatorial structure, we observe a global increase in temperature from  $70^\circ N$  to  $80^\circ S$  of  $\sim 37$  K at 1 hPa and of  $\sim 24$  K at  $10^{-1}$  hPa. The temperature at  $10^{-2}$  hPa exhibits several small-scale variations, meridional as well as possible temporal variations, especially in the range  $20^\circ N$  to  $20^\circ S$ . It is thus more delicate to derive a global trend. For example, at  $5^\circ S$  and  $15^\circ S$ , temperatures measured 1-year apart show a difference of 7–15 K, much larger than the error bars. Also, temperatures inferred in December 2005 show strong differences  $10^\circ$  apart. This points towards a wave activity whose amplitude increases with altitude (see discussion in Section 5). As a consequence, the temperatures retrieved between  $20^\circ N$  and  $20^\circ S$  at  $10^{-2}$  hPa may not be representative of the mean temperature. Outside this region, we note that the temperature is almost constant in the range  $45^\circ N$  to  $25^\circ N$  and equal to  $152.0 \pm 0.6$  K whereas in the range  $25^\circ S$  to  $45^\circ S$  it exhibits little variation with a mean temperature of  $158 \pm 1$  K, suggesting a southern hemisphere slightly warmer than the northern one.

Greathouse et al. (2005b) reported evidence for a mesosphere on Saturn, from the observation of self-absorption cores on top of  $CH_4$  emission lines at  $1245\text{ cm}^{-1}$ , probing the region between 10 and 0.01 hPa. In contrast, our various temperature vertical profiles do not display a defined stratopause: the temperature clearly increases from 10 to 1 hPa and is rather constant or slightly increasing from 1 to  $10^{-2}$  hPa. The only counterexamples are found at  $15^\circ$  and  $20^\circ$ , where the temperature decreases between  $10^{-1}$  and  $10^{-2}$  hPa. This decrease does not correspond to a particularly cold region at  $10^{-2}$  hPa, but rather corresponds to a particularly warm



**Fig. 11.** Meridional temperature profiles at three pressure levels. The different symbols represent different datasets: squares, crosses, stars and triangles stand for LIMBMAP data from, respectively, March and December 2005 and February and August 2006. Diamond symbols stand for isolated OCCLIMB and LIMBINT data (see Table 1 for their acquisition dates). The gray shading refers to the  $1 - \sigma$  temperature retrieval at 1 hPa of Fletcher et al. (2007, 2008).

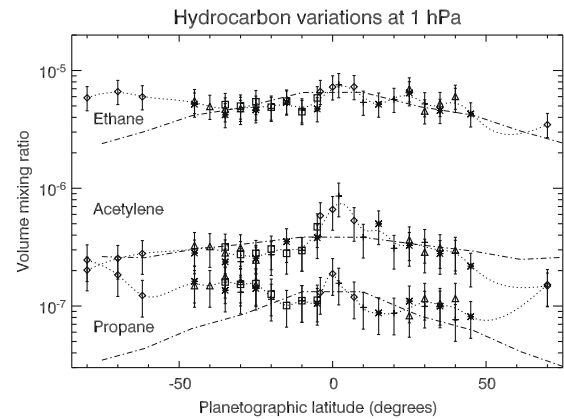
region at  $10^{-1}$  hPa, encircling the cold equatorial region due to the equatorial oscillation. These exceptions are thus a local consequence of the equatorial oscillation but do not constitute a well defined mesosphere.

The temperatures retrieved here are in very good agreement with previous analyses of CIRS nadir observations. At 1 hPa, Fletcher et al. (2007, 2008) measured a north to south gradient similar to that we infer, although their retrieved temperatures display small differences from ours in the equatorial region (see Fig. 11). This is probably due to the strong temperature vertical oscillation in this region, which nadir observations are not able to probe at pressures  $p < 0.5$  hPa. As a result, they underestimate the 1-hPa temperature at the equator, and overestimate it in the tropics ( $15^{\circ}\text{N}$  and  $15^{\circ}\text{S}$ ). Also using CIRS nadir data, Howett et al. (2007) measured a  $9^{\circ}\text{S}$  to  $68^{\circ}\text{S}$  gradient of 14 K at 2 hPa, in very good agreement with our  $10^{\circ}\text{S}$  to  $70^{\circ}\text{S}$  gradient of 13.8 K at the same pressure level.

## 4.2. Hydrocarbon variations

### 4.2.1. Comparison to photochemical models.

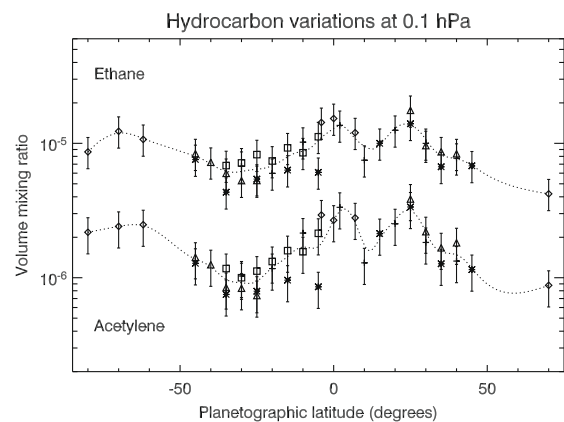
Our dataset provides information on  $\text{C}_2\text{H}_6$  and  $\text{C}_2\text{H}_2$  abundances at least in the range 3 hPa to  $10^{-2}$  hPa. We present in Figs. 12–14 the meridional distribution of these two molecules at 1, 0.1 and



**Fig. 12.** Meridional profiles of  $\text{C}_2\text{H}_6$ ,  $\text{C}_2\text{H}_2$  and  $\text{C}_3\text{H}_8$  abundance at 1 hPa. Smoothed spline interpolations are indicated with dotted lines, and the dot-dashed lines are the meridional profiles predicted by Moses and Greathouse (2005) photochemical model, scaled as indicated in the text. The symbol coding is the same as in Fig. 11.

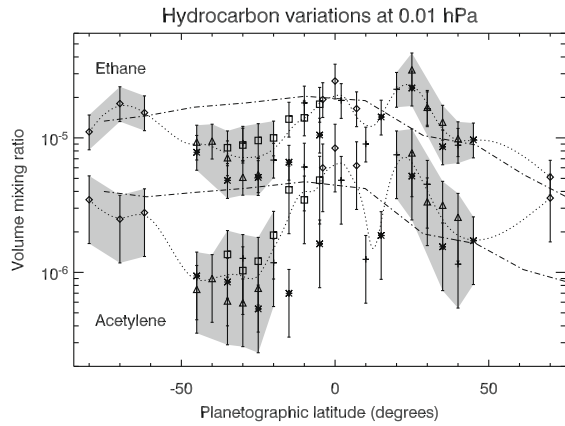
0.01 hPa. Because of the limited sensitivity to propane, we only present its meridional distribution at 1 hPa in Fig. 12. At 1 and 0.01 hPa, we overplot the expected meridional distributions according to Moses and Greathouse (2005) photochemical model for a solar longitude of  $320^{\circ}$ , corresponding to early 2006, close to the time of our observations. As we focus on meridional variations rather than absolute values, we have scaled their distributions to allow comparisons with our 1 hPa distributions: the abundance values from Moses and Greathouse (2005) are divided by 1.7 for  $\text{C}_2\text{H}_2$ , multiplied by 1.8 for  $\text{C}_3\text{H}_8$  and divided by 2 at 1 hPa and by 1.5 at 0.01 hPa for  $\text{C}_2\text{H}_6$  (the use of two different scaling factors for  $\text{C}_2\text{H}_6$  is justified in Section 4.2.2).

In most cases, we note a good consistency (within error bars) between hydrocarbon mixing ratios retrieved from CIRS limb data acquired at the same latitude but at different dates. However, we notice strong variations of hydrocarbon abundances at high altitude (above 0.1 hPa), both meridional and temporal, especially in the range  $20^{\circ}\text{N}$ – $20^{\circ}\text{S}$  (see Fig. 14). They appear anti-correlated with the small-scale meridional and temporal variations of the temperature. For example, for latitudes and dates where we re-



**Fig. 13.** Meridional profiles of  $\text{C}_2\text{H}_6$  and  $\text{C}_2\text{H}_2$  abundance at  $10^{-1}$  hPa. Smoothed spline interpolations are indicated with dotted lines. The symbol coding is the same as in Fig. 11.





**Fig. 14.** Meridional profiles of  $C_2H_6$  and  $C_2H_2$  abundances at  $10^{-2}$  hPa. Smoothed spline interpolations are indicated with dotted lines, and the dot-dashed lines are the meridional profiles predicted by Moses and Greathouse (2005) photochemical model, scaled as indicated in the text. Gray shading is added to emphasize the regions with strongest degree of confidence. The symbol coding is the same as in Fig. 11.

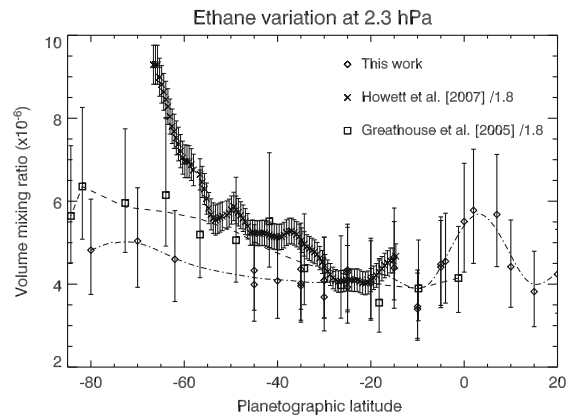
trieved a high temperature ( $15^\circ S$  and  $5^\circ S$  in February, 2006), we determined a low abundance of  $C_2H_6$  and  $C_2H_2$ . We discuss the reality of these variations in Section 5. Hereafter, we will only comment and discuss the meridional variations in latitudinal ranges where the abundances retrieved at different dates agree within error bars.

The ethane volume mixing ratio at 1 hPa displays a smooth meridional distribution, with an almost constant value of  $5.2 \times 10^{-6}$  in mid-latitudes regions ( $10^\circ$  to  $40^\circ$ , both hemispheres). We note a  $C_2H_6$  maximum value at the equator ( $7.4 \times 10^{-6}$ ) and a minimum value at  $70^\circ N$  roughly half lower ( $3.5 \times 10^{-6}$ ). In the southern hemisphere, the slight increase in  $C_2H_6$  from  $5.2 \times 10^{-6}$  to  $6.4 \times 10^{-6}$  is not significant, given the error bars. Acetylene abundances show a very different meridional behavior. The  $C_2H_2$  distribution presents a sharp and narrow maximum centered at the equator. Its abundance is then more or less constant in the temperate latitudes, and decreases towards the poles with some asymmetry. We note a decrease of the  $C_2H_2$  abundance by a factor of 1.7 from  $5^\circ S$  to  $80^\circ S$  and by a factor of 2.7 from  $7^\circ N$  to  $70^\circ N$ .

The propane meridional distribution at 1 hPa resembles neither the  $C_2H_6$  nor the  $C_2H_2$  distributions, exhibiting a global north-to-south increase (apart from a high abundance value at  $70^\circ N$ ). At mid-northern latitudes ( $20^\circ$ – $45^\circ N$ ), propane abundance is almost constant with a mean of  $9 \times 10^{-8}$ . At mid-southern latitudes ( $20^\circ$ – $45^\circ S$ ), it is also rather constant with an abundance 60% higher than at the equator:  $1.45 \times 10^{-7}$ . It then increases towards the south pole up to  $2.4 \times 10^{-7}$  at  $80^\circ S$ . It also features a local, narrow maximum at the equator.

In fact, at 1 hPa, the three species exhibit a global or local maximum value at the equator, coinciding with the region of greatest yearly-averaged insolation and greatest hydrocarbon production, thus apparently in agreement with photochemical models. However, the  $C_2H_2$  maximum is more pronounced than for the other molecules and much stronger than expected:  $C_2H_2$  increases by a factor of  $2.7 \pm 0.4$  from  $30^\circ S$  to  $0^\circ$  while the  $C_2H_6$  abundance increases by a factor of  $1.5 \pm 0.3$ . The equatorial peak is also very narrow, while the yearly-average solar insolation varies smoothly with latitude. This points to a dynamical rather than chemical origin for this maximum, as will be discussed in Section 5.

While the meridional distributions of the various hydrocarbons exhibit very different trends at 1 hPa, they look similar for  $C_2H_6$



**Fig. 15.** Ethane volume mixing ratio as retrieved in this study (diamonds) and from previous observations by Greathouse et al. (2005a) (squares) and Howett et al. (2007) (diagonal crosses). The two latter retrieved abundances were divided by 1.8, as justified in the text.

and  $C_2H_2$  at 0.1 hPa (Fig. 13). At this pressure level, the photochemical model of Moses and Greathouse (2005) predicts that the two species have similar lifetimes. In addition, it also predicts that  $C_2H_6$  and  $C_2H_2$  are highly coupled chemically in this pressure region, with  $C_2H_6$  photolysis controlling  $C_2H_2$  production. Our measurements support these predictions since the two molecules display similar distributions. However, we note that the observed distributions exhibit more contrasted meridional variations at 0.1 hPa than at 1 hPa, displaying: a decrease between  $0^\circ$  and  $30^\circ S$ ; an increase from  $30^\circ S$  towards the south pole and a global decrease from the equator towards the north pole, except for an anomalously high abundance in the  $20^\circ N$ – $35^\circ N$  region. This local, narrow enrichment is not explained by the current photochemical model of Moses and Greathouse (2005). This feature may rather originate from a dynamical mechanism, as discussed in Section 5.

At 0.01 hPa, as mentioned above, the retrieved abundances in the region  $20^\circ S$  to  $20^\circ N$  are not straightforward to interpret and will be discussed in Section 5. We represent by the gray shading in Fig. 14 the regions where our confidence level in the abundance retrieval is the greatest. In spite of large error bars at this pressure level, it appears clearly that a larger abundance is found in the  $20^\circ N$ – $45^\circ N$  region than in the  $20^\circ S$ – $45^\circ S$  region. At this pressure level, the chemical lifetimes of the species considered here remain longer than Saturn's year. However, the layers at and above the  $10^{-3}$ -hPa level have lifetimes shorter than Saturn's season. In addition, the vertical diffusion timescales between  $10^{-3}$  and  $10^{-2}$  hPa are of the order of a few months (Moses and Greathouse, 2005). As a consequence, at  $10^{-2}$  hPa, as the short-lifetime upper molecules diffuse downwards, the meridional distributions of  $C_2H_2$  and  $C_2H_6$  should mimic the current solar insolation with a phase lag of a few months. According to photochemical models, we should thus observe stronger hydrocarbon abundances at summer (southern) mid-latitudes than at winter (northern) mid-latitudes

**Table 4**

Comparison of ethane volume mixing ratios at 2 hPa retrieved using the GEISA 2003 database Jacquinet-Husson et al. (2005) and Vander Auwera et al. (2007) linelist.

Latitude	Using GEISA 2003 (1)	Using Vander Auwera et al. (2007)	Ratio (1)/(2)
$0^\circ S$	$10.2 \times 10^{-6}$	$5.5 \times 10^{-6}$	1.85
$20^\circ S$	$6.6 \times 10^{-6}$	$4.0 \times 10^{-6}$	1.67
$40^\circ S$	$7.5 \times 10^{-6}$	$4.1 \times 10^{-6}$	1.83
$62.5^\circ S$	$8.9 \times 10^{-6}$	$4.7 \times 10^{-6}$	1.90

(Fig. 14). Here we observe a  $C_2H_2$  abundance almost 10 times greater at  $25^\circ N$  than at  $25^\circ S$ , and about 3 times greater in the case of  $C_2H_6$ . This feature was already reported at 0.1 hPa, although attenuated, and will be discussed in section 5.

It is interesting to note that the  $C_2H_6$  abundance at 0.01 hPa does not display an enhancement towards high southern latitudes with respect to the equatorial abundance, but is rather consistent with photochemical model predictions at this pressure level.

#### 4.2.2. Comparison to previous observations.

Ethane and acetylene latitudinal variations can be compared to previous Cassini/CIRS nadir observations (Howett et al., 2007), to measurements made by the TEXES spectrograph mounted on the NASA/IRTF (Greathouse et al., 2005a, 2006) and to Keck/NIRSPEC observations (Kim et al., 2006).

**4.2.2.1. Ethane.** The ethane abundance at 2.3 hPa is shown in Fig. 15, along with results from TEXES and CIRS nadir observations, respectively, performed in September 2002 and mid-2004. First, we note that our absolute retrieved values are roughly half those of previous observations from Greathouse et al. (2005a) and Howett et al. (2007). This could be explained, in part, by the fact that we use different spectral line data for the  $\nu_9$  band of  $C_2H_6$ , in our case coming from a recent linelist generated by Vander Auwera et al. (2007) (which now replaces the  $C_2H_6$  line data in the HITRAN database since July 2007). In order to strengthen this hypothesis, we performed additional ethane retrievals from spectra at  $62^\circ S$ ,  $40^\circ S$ ,  $20^\circ S$  and  $0^\circ$  using an older list of  $C_2H_6$  spectral data from the GEISA 2003 database. The  $\nu_9$  ethane lines in GEISA 2003 are the same as in GEISA 1999 (used by Greathouse et al.). Table 4 shows that values retrieved at 2 hPa using the Vander Auwera et al. (2007) database are smaller by a factor of  $\sim 1.8$  than those retrieved using GEISA. In addition, synthetic spectra generated with the GEISA database provide a less satisfactory fit of the data. This is why Fig. 15 shows the results of Greathouse et al. and Howett et al. at 2.3 hPa divided by a factor of 1.8, to perform a more realistic comparison to our results. This also justifies the use of two different scaling factors for  $C_2H_6$  when comparing our results to Moses and Greathouse (2005) model: the ratio of retrieved ethane abundances using the GEISA or Vander Auwera et al.'s databases was  $\sim 2$  at 1 hPa and  $\sim 1.5$  at 0.01 hPa.

Our results are comparable to previous studies in the range  $0$ – $30^\circ S$  and globally display the same trends as previous measurements, albeit we do not observe the strong increase inferred by

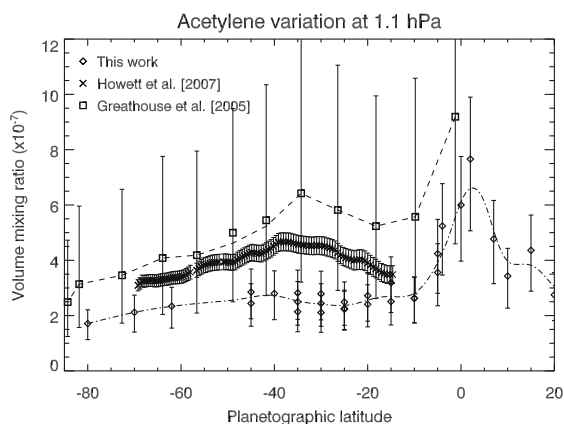


Fig. 16. Acetylene volume mixing ratio at 1.1 hPa as retrieved in this study (diamonds) and from previous observations by Greathouse et al. (2005a) (squares) and Howett et al. (2007) (diagonal crosses).

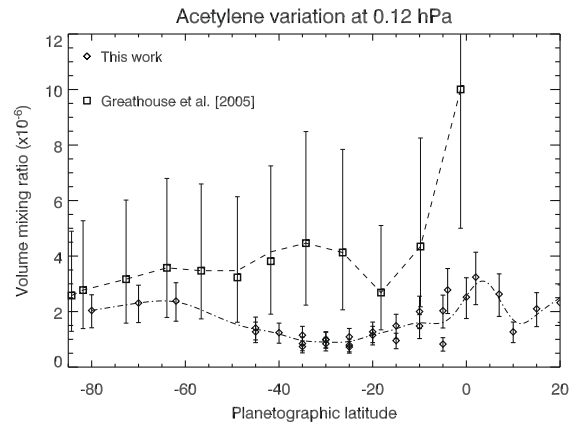


Fig. 17. Acetylene volume mixing ratio at 0.12 hPa as retrieved in this study (diamonds) and from previous observations by Greathouse et al., 2005a (squares).

Howett et al. (2007) poleward of  $55^\circ S$ . Our global trend agrees better with the smooth poleward increase from Greathouse et al. results, although the amplitude of the increase is about half lower in our case (a  $10^\circ$  to  $80^\circ S$   $C_2H_6$  increase of 25% in our study, with respect to an increase of 45% in the same range by Greathouse et al. (2005a)). We must stress that our study remains consistent with the results of Greathouse et al. within error bars and that four terrestrial years (half a saturnian season) separate TEXES ground-based observations from our limb observations at 62, 70 and  $80^\circ S$  (acquired in mid- to end-2007). In any case, we reach the same conclusion that  $C_2H_6$  does not decrease towards the south pole, in contradiction with 1-D photochemical seasonal models (Moses and Greathouse, 2005).

Another comparison can be made at high altitude with Keck/NIRSPEC 2001 observations analyzed by Kim et al. (2006), centered at  $40^\circ S$ . They determined the  $C_2H_6$  abundance using its  $\nu_7$  emission band at  $3.3 \mu m$  to be  $9 \pm 4 \times 10^{-6}$  in the  $10^{-2}$  to  $10^{-4}$  hPa region. This is in very good agreement with our retrieved value at  $10^{-2}$  hPa of  $8 \pm 2 \times 10^{-6}$  (a mean of the abundances from  $35^\circ S$  to  $45^\circ S$ ).

**4.2.2.2. Acetylene.** A comparison of our results to  $C_2H_2$  abundances retrieved by Greathouse et al. (2005a) and Howett et al. (2007) is displayed on Fig. 16 and 17, respectively, at 1.1 and 0.12 hPa. We notice that our absolute retrieved values are systematically lower than previous measurements. The larger differences lie in the range  $40^\circ S$  to  $20^\circ S$ , where previous measurements both show a bump in  $C_2H_2$  volume mixing ratio whereas our results show a slight depletion in  $C_2H_2$  in this region, especially at 0.12 hPa. This might be due to temporal variations, as our observations were performed approximately 2 and 4 years after the Greathouse et al. (2005a) and Howett et al. (2007) measurements, respectively. We also investigated the possibility of a temperature effect. Greathouse et al. (2005a) and Howett et al. (2007) retrieved temperature profiles that were either constant above the 0.1-hPa level or forced to relax to 140 K above this level, while our study reveals that the temperature continues to increase up to at least 0.01 hPa, with a mean value of 155 K in the southern hemisphere. We investigated how the knowledge of the temperature above the 0.1 hPa level could impact the retrieval of hydrocarbon abundances. Results show that upper atmospheric temperatures do not significantly change the hydrocarbon abundances below the 0.1-hPa level. The large differences between our results and previous measurements thus cannot be explained by different temperature profiles at high altitudes.

Apart from these differences, we find the same overall increase by a factor of 3.5 from 80°S to the equator at 1.1 hPa as Greathouse et al. (2005a). Our measurements also agree within error bars at high southern latitudes.

**4.2.2.3. Propane.** Propane measurements can only be compared to Greathouse et al. (2006) observations, which were performed at 20°S and 80°S and correspond to the 5-hPa region. They found values of, respectively,  $2.7 \times 10^{-8}$  and  $2.5 \times 10^{-8}$  at these latitudes and concluded that C<sub>3</sub>H<sub>8</sub> had a constant abundance in the southern hemisphere. At 5 hPa, at the same latitudes, we determine the propane abundance to be, respectively, of  $5.7 \times 10^{-8}$  and  $6.2 \times 10^{-8}$ , with error bars of ~25%. Although these values are more than twice those of Greathouse et al., 2006, our results are also compatible with a constant abundance at these two latitudes. However, a study of all datasets in which we have a sensitivity to C<sub>3</sub>H<sub>8</sub> at 5 hPa leads to a different conclusion: it shows that the propane abundance increases by ~40% from 45°N to 80°S.

The high absolute values we inferred for C<sub>3</sub>H<sub>8</sub> with respect to Greathouse et al. results might be explained by the use of different vibrational partition functions, as discussed in Section 3.1. If Greathouse et al. used the full partition function, they derived an approximately twice too small propane mole fraction. In any case, this would be a systematic effect and would not influence the deduced meridional variations.

## 5. Discussion

### 5.1. Temperature variations

The latitude–altitude temperature map between 45°S and 45°N has been analyzed in detail by Fouchet et al. (2008). The main features are the stratospheric equatorial oscillation associated with the temperature maximum at 1 hPa and the temperature minima at 10 and 0.1 hPa, and the lack of north-to-south seasonal temperature gradient at high altitude (0.01 hPa). The equatorial oscillation is a wave-driven process similar to the terrestrial quasi-biennial oscillation (QBO) in which the zonal wind at a given altitude oscillates from a westward regime to an eastward regime, and the temperature from local maxima to local minima. Orton et al. (2008) determined a period of 15 Earth years for the oscillation in Saturn's stratosphere. In the northern hemisphere, at mid-latitudes, Fouchet et al. (2008) interpreted the unexpectedly warm temperatures as an evidence for a downwelling motion associated with the shadow of the rings.

Our study extends the temperature maps to higher north and south latitudes, allowing us to further investigate the seasonal atmospheric response. We have determined a meridional temperature gradient at 1 hPa very similar to that determined by Fletcher et al. (2007) and Howett et al. (2007). These studies used nadir CIRS observations obtained in 2004 and 2005, contemporaneous with most of our limb observations. This temperature gradient, a 15 K increase from the equator to the south pole, is larger than determined by Greathouse et al. (2005a) from 2002 ground-based observations, but is similar to the 2004 ground-based observations of Greathouse et al. (2005b). These temperature variations show that the temperature response effectively lags behind the solar heating (summer solstice occurred in October 2002). In fact, we note that our measurements at high southern latitudes (from 62°S to 80°S), which were obtained in 2007, two years later than Fletcher et al. (2007) and Howett et al. (2007), do not depart significantly from the CIRS nadir measurements. Although this may suggest that the temperature response does not lag more than 2–3 years behind the solar forcing, we must stay cautious: temperature measurements obtained with two different viewing geometry, na-

dir and limb, may suffer from different bias, in particular from the choice of the *a priori* profile at high altitudes in the retrieval process, making direct comparisons difficult.

As mentioned in Section 4.1, the temperatures inferred at 0.01 hPa between 20°S and 20°N show strong temporal and meridional variations. This temporal variation corresponds to a change in the flux radiated in the CH<sub>4</sub> band at high altitudes. An example is displayed in Fig. 18, where we compare the radiances measured for different altitudes at 5°S in March 2005 and February 2006 for the FP3 and FP4 detectors. Surprisingly, while the radiance in the CH<sub>4</sub> band increased by a factor of 2.4 between March 2005 and February 2006 at ~500 km, the radiance observed within the hydrocarbon emission bands did not change significantly. When retrieving the hydrocarbon abundances, this situation induces a large temporal change in their abundances at the 0.01-hPa pressure level. Since at this altitude, the net photochemical lifetime and the transport timescales are longer than a year, it is difficult to regard this abundance variation as real.

We rather suggest that the FP4 and FP3 arrays, separated by 0.94 mrad, hence ~300 km in the meridional direction, do not probe the same atmospheric temperature. Temperature differences on such a small lengthscale could be the signature of wave activity. The wave signature is not observed at lower altitudes because the wave amplitude usually decreases with increasing pressure. Atmospheric waves have been observed by stellar occultation in Saturn's upper atmosphere (Hubbard et al., 1997, Cooray et al., 1998), but their parameters (angular frequency, wave-vector) remain unconstrained. It is therefore difficult to assess our hypothesis.

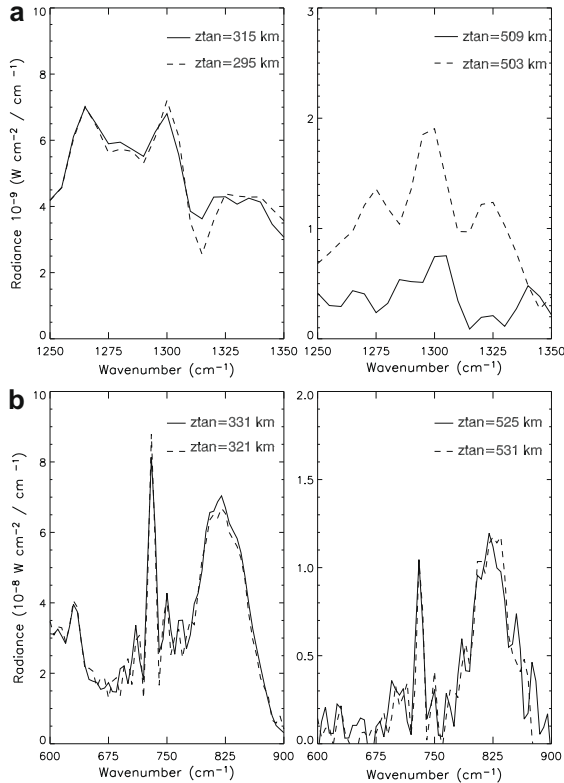
### 5.2. Hydrocarbon meridional variations

In this section, we compare our retrieved meridional distributions with the predictions of the Moses and Greathouse (2005) 1-D seasonal model. Disagreements can highlight dynamical processes, as their model did not take into account meridional transport, vertical advection and meridional gradients in the vertical eddy mixing coefficient. Disagreements can also signal problems with the assumed chemistry.

#### 5.2.1. Lower stratosphere: 1-hPa level

**5.2.1.1. Overall meridional distributions of C<sub>2</sub>H<sub>2</sub> and C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>.** Around 1 hPa, the C<sub>2</sub>H<sub>2</sub> meridional distribution is in good agreement with photochemical model predictions, implying that its distribution is mostly governed by chemistry rather than dynamics. As its net chemical lifetime lies in the range 150–200 years at this pressure level, we can infer that there are no large-scale and noticeable meridional motions on a timescale shorter than 150 years. On the other hand, the C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> distribution departs from the photochemical model in the southern hemisphere, displaying a slight increase (constant within error bars) from 35°S to 80°S whereas the model predicts a strong decrease. As already suggested by Greathouse et al. (2005a), this situation suggests that C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> is more efficiently transported than photochemically destroyed in this latitude range. This constrains the meridional transport to occur on a timescale shorter than ethane lifetime at 1 hPa (400–450 years). However, preliminary models coupling photochemistry and meridional transport fail to reproduce the observed hydrocarbon distributions (Moses et al., 2007): a more consistent scheme still has to be found.

Our study complements the work of Greathouse et al. (2005a) in the northern hemisphere, which was hidden behind the rings during their ground-based observations. The northern meridional pattern mimics that in the southern hemisphere: the abundance is fairly constant for C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>, while it decreases towards the north pole for C<sub>2</sub>H<sub>2</sub>. While the C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> abundance at 70°N is lower than at northern mid-latitudes, it remains compatible within error bars. To first order, C<sub>2</sub>H<sub>2</sub> and C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> meridional distributions are symmet-



**Fig. 18.** Comparison of FP4 spectra (a) and FP3 spectra (b) acquired at 5°S in March 2005 (solid lines) and in February 2006 (dashed lines). Each panel compares spectra acquired one year apart, at similar tangent altitudes (ztan).

ric with respect to the equator. This was expected for species with net lifetimes longer than Saturn's year: any seasonal patterns are damped. Our results also suggest that the meridional transport is axisymmetric.

**5.2.1.2. Propane distribution.** Our study extends the first propane detection of Greathouse et al. (2006), who measured two points at 20°S and 80°S, whereas we do measure a meridional distribution from 45°N to 80°S with a step of  $\sim 5^\circ$ . Our measurements are in conflict with the Greathouse et al. (2006) conclusion of a meridionally uniform distribution: we measure an abundance at 1 hPa that rises from  $9 \times 10^{-8}$  at mid-northern latitudes to  $1.45 \times 10^{-7}$  at mid-southern latitudes and reaches  $2.4 \times 10^{-7}$  at 80°S. This distribution resembles more closely the current insolation flux than do the  $C_2H_2$  and  $C_2H_6$  distributions. In fact, propane is mostly produced around the 1-hPa pressure level (Moses et al., 2000a). However, Greathouse et al. (2006) stated that the net lifetime of  $C_3H_8$  in the lower stratosphere is larger than a Saturnian year, intermediate between that of  $C_2H_2$  and  $C_2H_6$ . If it was the case, the  $C_3H_8$  meridional distribution would be intermediate between those of  $C_2H_2$  and  $C_2H_6$ . Our study rather suggests that the actual net chemical lifetime of  $C_3H_8$  at 1 hPa is shorter than estimated by the models, maybe slightly shorter than a Saturnian year. In fact, Greathouse et al. (2006) mentioned that the reactions involved in the production of propane, especially three-body reactions, suffer from uncertainties in their reaction rates at the appropriate  $T, p$  conditions, but whether these uncertainties could change the meridional distribution remains to be investigated.

**5.2.1.3. Equatorial enhancement.** As mentioned in section 4.2.1, we report an enhancement of the volume mixing ratios of the hydrocarbons at the equator relative to the tropical north and south latitudes. This enhancement is maximum at 1 hPa, and more prominent for  $C_2H_2$  than for  $C_3H_8$  and  $C_2H_6$ . Since the latitudinal extent of the enhancement is narrow, confined to the equator, it does not seem compatible with a chemical origin. We rather suggest that its origin lies in a dynamical process. Indeed, the equatorial temperature shows a local maximum at 1 hPa and a local minimum at 0.1 hPa associated with the quasi-periodic equatorial oscillation. These local extrema are linked to a descent of air between 0.1 and 1 hPa, which should transport down chemical species. On one hand, the  $C_2H_6$  mixing ratio vertical profile is rather uniform in this pressure range, and the  $C_3H_8$  abundance even decreases above 0.5-hPa. On the other hand, the  $C_2H_2$  profile exhibits a strong vertical gradient. Hence  $C_2H_2$  is more sensitive to a local descent of air than  $C_2H_6$  and  $C_3H_8$  and shows a large equatorial enhancement. Such a vertical transport associated with an equatorial oscillation is known to exist on Earth, as the ozone equatorial stratospheric column density is modulated by the phase of the QBO (Baldwin et al., 2001, and references therein).

In order to estimate the speed of the vertical winds needed to bring the corresponding quantity of hydrocarbons, we solve the continuity equation. In the Transformed Eulerian Mean formulation, it can be expressed (Holton, 1992, Chapter 12):

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{\omega}^* \frac{\partial}{\partial z}\right) \bar{\chi}_i = \bar{S} + \bar{D} \quad (5)$$

where  $\chi_i$  is the mixing ratio profile of a given chemical species indexed by  $i$ ,  $\omega^*$  is the vertical speed of the residual circulation,  $S$  represents the chemical sources and sinks and  $D$  the horizontal and vertical transport by eddies. Horizontal bars stand for zonally averaged variables.

We start by building a theoretical vertical profile for  $C_2H_2$  at the equator, as if it followed the yearly-averaged solar insolation. We assume it should be equal to the mean of the  $C_2H_2$  profiles at 10°N and 10°S multiplied by 1.05 (the predicted 10°-to-equator enhancement). At high altitudes (0.01 hPa), the observed and theoretical profiles have similar abundances, which is consistent as the descent of air between 0.1 and 1 hPa should not affect the  $C_2H_2$  abundance at 0.01 hPa. We can thus estimate the amount of  $C_2H_2$  brought by the descent of air from the difference of the two profiles. For the theoretical  $C_2H_2$  profile, there is no assumed residual circulation and Eq. (5) reduces to  $\frac{\partial \chi_i^{theo}}{\partial t} = \bar{S} + \bar{D}$ , whereas the complete Eq. (5) applies to the observed  $C_2H_2$  profile.

We assume  $\bar{S}$  and  $\bar{D}$  are identical whether or not there is a residual vertical circulation, so that we can eliminate those terms by making the difference of Eq. (5) applied to the observed and to the theoretical profiles. As we do not have access to the temporal evolution, we assume that the downward motion occurs on a time-scale of one season or less (typically  $\Delta t \sim 5-7$  years). We end up solving the following equation:

$$\left(\frac{\Delta \bar{\chi}_i}{\Delta t} + \bar{\omega}^* \frac{\partial \bar{\chi}_i^{obs}}{\partial z}\right) \equiv 0 \quad (6)$$

where  $\Delta \bar{\chi}_i = \bar{\chi}_i^{obs} - \bar{\chi}_i^{theo}$ . This equation leads to a vertical speed of  $\omega^* = 0.25 \pm 0.1$  mm/s at 1 hPa and of  $\omega^* = 0.4 \pm 0.15$  mm/s at 0.1 hPa. A similar speed (within the error bars) is obtained when we apply Eq. (6) to the ethane abundance, which also displays an enhanced equatorial value (though not as prominent as for acetylene). In comparison, we estimated the eddy diffusion vertical speed  $v \equiv K/H$  using the eddy diffusion coefficient  $K$  adopted by Moses et al. (2000a). We found values of 0.02 mm/s at 1 hPa and 0.13 mm/s at 0.1 hPa, respectively, ten and three times lower than the speed of the vertical advection we inferred.

### 5.2.2. Hydrocarbons: upper stratosphere

At high altitudes (0.1–0.01 hPa), the meridional profiles of  $C_2H_2$  and  $C_2H_6$  differ completely from those at the 1-hPa level. In the upper stratosphere, hydrocarbon abundances show large and sharp meridional variations, whereas their variations are rather small and smooth in the lower stratosphere (with the exception of the equatorial enhancement). Moreover, the variations at 0.01 hPa differ completely from the predictions of the 1-D seasonal model. At this pressure level, the vertical mixing timescales are short; hence the 1-D model predicts meridional abundance profiles that mimic the solar irradiation: roughly constant in the southern hemisphere, then rapidly decreasing from the equator to the north pole. In contrast, we observe (Fig. 14) a maximum abundance at  $25^\circ N$  and a minimum abundance at  $25^\circ S$ – $45^\circ S$ . In the southern hemisphere, the abundances measured at  $25^\circ S$ – $45^\circ S$ , smaller by a factor of 5 than the abundances retrieved in the equatorial and southern polar regions, could be explained either by a chemical or a dynamical process.

For the chemical process, Moses et al. (2000b) have shown that an external oxygen flux lessens the abundance of hydrocarbons and is more efficient on  $C_2H_2$  than on alkanes like  $C_2H_6$  and  $C_3H_8$ . This part is consistent with the fact that  $C_2H_2$  shows a larger depletion than  $C_2H_6$  with respect to the polar or equatorial abundances in our observations. A localized oxygen influx at southern mid-latitudes could reduce the hydrocarbon production rates relative to that at the south pole and at the equator. Northrop and Hill (1982, 1983) have indeed predicted a precipitation of oxygen-bearing molecules from the rings, the influx being concentrated at mid-latitudes. However, this precipitation has not yet been confirmed from observations. Water and carbon dioxide have been detected in Saturn's stratosphere (Feuchtgruber et al., 1997), but only from planetary-averaged observations. Prangé et al. (2006) tentatively identified a water abundance at  $41^\circ S$  higher than anywhere else on the planet, but they acknowledged that their measurements were ambiguous. Hence, our explanation remains speculative as long as this external oxygen flux confined to mid-latitudes has not been firmly detected. This chemical hypothesis is also lessened by another result from Moses et al. (2000b), who show that the effects of the oxygen influx should not be as pronounced at 0.01 hPa as at 0.1 and 1 hPa.

For the dynamical origin we suggest that the vertical transport timescales are longer at southern mid-latitudes than that at the south pole and at the equator.  $C_2H_2$  and  $C_2H_6$  are produced at higher levels, around  $10^{-4}$  hPa, and transported downwards. In the 1-D seasonal model of Moses and Greathouse (2005) the vertical transport is induced by eddy mixing which is assumed seasonally and meridionally uniform. Roughly, it takes 1–2 years for molecules to be transported from the production level to the 0.01-hPa level. A longer transport timescale at mid-latitudes than for the rest of the southern hemisphere would imply that the hydrocarbon abundances at  $25^\circ S$ – $45^\circ S$  and 0.01 hPa reflect a period of lower production rates, associated with the lower solar irradiance in spring or late winter, than on the rest of the hemisphere, where they should reflect the summer production rates. Following this hypothesis, mid-latitudes have a different phase lag than other latitudes. Such a difference could arise from a smaller eddy mixing coefficient at mid-latitudes resulting from a lower wave activity in this region, or possibly from a vertical updraft induced by the solar heating.

These two explanations would also impact the homopause level: a smaller eddy mixing coefficient would lower the homopause altitude, decreasing the chemical production rates, whereas a vertical updraft would rise the homopause, increasing the production rates. Hence our explanation induces feedback mechanisms which need to be tested numerically.

In the northern hemisphere, the maximum in abundances centered at  $25^\circ N$  cannot be explained by a chemical origin. Situated below the rings, this region has experienced a very low solar irradiation,

implying lower production rates for  $C_2H_2$  and  $C_2H_6$ . We hence suggest a dynamical origin for the northern maximum. Fouchet et al. (2008) showed that the radiative cooling rates at 0.01 hPa were similar at  $25^\circ N$  and  $30^\circ S$ . Since the solar heating rates differ by a factor of 5, this situation is sustainable only if an adiabatic heating compensates the radiative cooling at  $25^\circ N$ , the adiabatic heating being associated with the downward branch of an Hadley circulation. Such a circulation could also transport hydrocarbon molecules from the southern summer hemisphere to the northern one.

Finally, we note that the hydrocarbon meridional profiles at 0.01 and 0.1 hPa, showing large and sharp extrema, are incompatible with a meridional transport that should smooth out the latitudinal gradient. The meridional transport starts playing a major role only at the 1-hPa level, where its timescale becomes shorter than photochemical net lifetimes and vertical diffusion transport timescales.

## 6. Conclusion

Using limb-viewing geometry data from the Cassini/CIRS instrument, we have determined the temperature and abundance profiles of  $C_2H_6$  and  $C_2H_2$  in Saturn's stratosphere in the latitudinal range  $80^\circ S$  to  $70^\circ N$ . Our retrievals cover the range  $3 - 10^{-2}$  hPa at a resolution of  $\sim 1.5$  scale height. We also retrieve the  $C_3H_8$  distribution around 1 hPa at the same latitudes. Information on the temperature and on the abundance vertical profiles are retrieved from the same datasets (same latitudes and dates), which precludes any temperature or temporal bias. In addition, for the first time at this latitudinal resolution, we retrieve detailed information on the winter (northern) hemisphere.

As concerns the temperature field, we find a  $70^\circ N$  to  $80^\circ S$  gradient of 37 K at 1 hPa, consistent with recent measurements by Greathouse et al. (2005b), Howett et al. (2007), Fletcher et al. (2007). At high altitudes and in the equatorial region ( $20^\circ N$  to  $20^\circ S$ ), we derive both meridional and temporal variations of temperature, which may be evidence for wave activity.

For the composition, our results show that at 1 hPa, the three hydrocarbons exhibit very different distributions:  $C_2H_6$  is rather homogeneous in latitude, with a mean volume mixing ratio of  $5.2 \times 10^{-6}$ ; the  $C_2H_2$  distribution lies close to the yearly-averaged insolation, except for a high equatorial abundance and finally, the  $C_3H_8$  abundance globally increases from north to south by a factor of 1.9. Except for  $C_2H_2$  (to first order), 1-D photochemical models (Moses and Greathouse, 2005) fail to reproduce the observed distributions. More complete models are needed, taking into account meridional and seasonal variations of temperature, meridional transport, vertical advection and a better estimation of the eddy mixing coefficient and its variation with latitude. Indeed, the  $C_2H_6$  distribution we inferred at 1 hPa suggests that meridional transport mixes efficiently the atmosphere in both hemispheres, symmetrically with respect to the equator, on a timescale estimated between 150 and 450 years. In addition, we find evidence for downward vertical advection at the equator, highlighted by an abnormally high abundance of  $C_2H_2$  in this region. We infer a vertical wind speed of about 0.25 mm/s at 1 hPa and 0.4 mm/s at 0.1 hPa, about three to ten times greater than the estimated vertical diffusion speed in the Moses and Greathouse (2005) model. The propane meridional distribution cannot be explained in terms of meridional transport, as its lifetime is currently estimated to lie between ethane's and acetylene's lifetimes. As its distribution resembles the current insolation pattern, contrary to the photochemical model predictions, we suggest that its lifetime is similar to or shorter than a Saturn year. More laboratory data on reaction rates involving propane at relevant  $T$ ,  $p$  conditions are needed to confirm or deny this hypothesis.

At higher altitudes (0.1–0.01 hPa), the  $C_2H_6$  and  $C_2H_2$  mole fractions exhibit strong meridional variations, at odds with photochemical model predictions. Abundances of  $C_2H_6$  and  $C_2H_2$  at high southern latitudes do not show an enrichment with respect to the equator, as predicted. This implies that large-scale meridional transport is less efficient than photochemical processes in this pressure range. The strongest departures from the chemical model of Moses and Greathouse (2005) are found in the 25°S to 45°S region, where our derived hydrocarbon abundances present a marked depletion, and at 25°N, where we find a local enhancement. The former could either have a chemical origin via a localized influx of oxygen-bearing molecules, or a dynamical origin (longer vertical eddy mixing timescales at these latitudes, or an upward motion). The enhancement at 25°N cannot be explained by photochemical arguments. As it coincides with the region undergoing ring shadowing, we suggest it might be evidence for a downward branch of an insolation-induced Hadley circulation (see also Fouchet et al. (2008)).

Future work could include a re-analysis of Voyager IRIS data, which were acquired at a wide range of latitudes but only analyzed in detail around 40°N. It would provide information on the temperature and composition of the stratosphere under other insolation conditions than in our study. Voyager data were acquired in 1981, close to northern spring equinox, whereas Cassini observations analyzed in this study were acquired shortly after summer solstice in the southern hemisphere. In addition, Voyager observations were performed at similar insolation conditions as will be achieved in 2011. Indeed, future datasets acquired by Cassini in the incoming extended mission could be compared to Voyager observations and improve our knowledge of the stratospheric temperature and composition. These further observations would help with monitoring localized features reported in this study and in Fouchet et al. (2008). For example, the thermal structure at the equator is expected to evolve with a period of 15 years (Orton et al. 2008). Observations conducted around 2012 (7 years following our study) should show an equatorial maximum of temperature at 0.1 hPa instead of the currently observed minimum, and vice versa at 1 hPa. This will also affect the dynamics: the descent of air reported here should reverse to an upward motion and modify the hydrocarbon vertical profiles at the equator. Another awaited phenomenon is the change in the configuration of the rings' shadow projected on the planet. As equinox will occur in August 2009, the rings' shadow will move from the northern to the southern hemisphere. The region of maximum hydrocarbon abundances observed near 25°N, if linked to ring shadowing, should then relax towards a normal state in the incoming years.

### Acknowledgments

We would like to thank the many people in the CIRS investigation team involved in planning the observational sequences and calibration of the data. We also thank Julianne Moses for providing model outputs for comparison to our results. This research was supported by the Centre National d'Etudes Spatiales (CNES) and the Programme National de Planétologie (PNP/INSU).

### Appendix A. Supplementary data

Supplementary data associated with this article can be found, in the online version, at doi:10.1016/j.icarus.2009.04.002.

### References

- Arié, E., Johns, J.W.C., 1992. The bending energy levels of  $C_4H_2$ . *J. Mol. Spectrosc.* 155, 195–204.
- Atreya, S.K., Romani, P.N., 1985. Photochemistry and clouds of Jupiter, Saturn and Uranus. In: Hunt, G.E. (Ed.), *Recent Advances in Planetary Meteorology*. Cambridge University Press, pp. 17–91.
- Baldwin, M.P., Gray, L.J., Dunkerton, T.J., Hamilton, K., Haynes, P.H., Randel, W.J., Holton, J.R., Alexander, M.J., Hirota, I., Horinouchi, T., Jones, D.B.A., Kinnery, J.S., Marquardt, C., Sato, K., Takahashi, M., 2001. The quasi-biennial oscillation. *Rev. Geophys.* 39, 179–230.
- 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., Frommhold, L., Birnbaum, G., 1988. Collision-induced rototranslational absorption spectra of  $H_2$ -He pairs at temperatures from 40 to 3000 K. *Astrophys. J.* 326, 509–515.
- 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.
- Conrath, B.J., Gautier, D., 2000. Saturn helium abundance: A reanalysis of Voyager measurements. *Icarus* 144, 124–134.
- Conrath, B.J., Gierasch, P.J., Ustinov, E.A., 1998. Thermal structure and para hydrogen fraction on the outer planets from Voyager IRIS measurements. *Icarus* 135, 501–517.
- Cooray, A.R., Elliot, J.L., Bosh, A.S., Young, L.A., Shure, M.A., 1998. Stellar occultation observations of Saturn's north-polar temperature structure. *Icarus* 132, 298–310.
- Courtin, R., Gautier, D., Marten, A., Bézard, B., Hanel, R., 1984. The composition of Saturn's atmosphere at northern temperate latitudes from Voyager IRIS spectra— $NH_3$ ,  $PH_3$ ,  $C_2H_2$ ,  $C_2H_6$ ,  $CH_3D$ ,  $CH_4$ , and the saturnian D/H isotopic ratio. *Astrophys. J.* 287, 899–916.
- de Graauw, T., Feuchtgruber, H., Bézard, 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., Vandenbusche, 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  $H_2O$ . *Astron. Astrophys.* 321, L13–L16.
- Feuchtgruber, H., Lellouch, E., de Graauw, T., Bézard, B., Encrenaz, T., Griffin, M., 1997. External supply of oxygen to the atmospheres of giant planets. *Nature* 389, 159–162.
- Flasar, F.M., Achterberg, R.K., Conrath, B.J., Pearl, J.C., Bjoraker, G.L., Jennings, D.E., Romani, P.N., Simon-Miller, A.A., Kunde, V.G., Nixon, C.A., Bézard, B., Orton, G.S., Spilker, L.J., Spencer, J.R., Irwin, P.G.J., Teanby, N.A., Owen, T.C., Brasunas, J., Segura, M.E., Carlson, R.C., Mamoutkine, A., Gierasch, P.J., Schinder, P.J., Showalter, M.R., Ferrari, C., Barucci, A., Courtin, R., Coustenis, A., Fouchet, T., Gautier, D., Lellouch, E., Marten, A., Prangé, R., Strobel, D.F., Calcutt, S.B., Read, P.L., Taylor, F.W., Bowles, N., Samuelson, R.E., Abbas, M.M., Raulin, F., Ade, P., Edgington, S., Pilorz, S., Wallis, B., Wishnow, E.H., 2005. Temperatures, winds, and composition in the saturnian system. *Science* 307, 1247–1251.
- Flasar, F.M., Kunde, V.G., Abbas, M.M., Achterberg, R.K., Ade, P., Barucci, A., Bézard, B., Bjoraker, G.L., Brasunas, J.C., Calcutt, S., Carlson, R., Césarsky, C.J., Conrath, B.J., Coradini, A., Courtin, R., Coustenis, A., Edberg, S., Edgington, S., Ferrari, C., Fouchet, T., Gautier, D., Gierasch, P.J., Grossman, K., Irwin, P., Jennings, D.E., Lellouch, E., Mamoutkine, A.A., Marten, A., Meyer, J.P., Nixon, C.A., Orton, G.S., Owen, T.C., Pearl, J.C., Prangé, R., Raulin, F., Read, P.L., Romani, P.N., Samuelson, R.E., Segura, M.E., Showalter, M.R., Simon-Miller, A.A., Smith, M.D., Spencer, J.R., Spilker, L.J., Taylor, F.W., 2004. Exploring the Saturn system in the thermal infrared: The composite infrared spectrometer. *Space Sci. Rev.* 115, 169–297.
- Flasar, F.M., Schinder, P.J., Achterberg, R.K., Conrath, B.J., 2008. On combining thermal-infrared and radio-occultation data of Saturn's and Titan's atmospheres. *Bull. Am. Astron. Soc.* 40, 495. Cassini/CIRS Investigation Team and Cassini/RSS Team.
- Fletcher, L.N., Irwin, P.G.J., Orton, G.S., Teanby, N.A., Achterberg, R.K., Bjoraker, G.L., Read, P.L., Simon-Miller, A.A., Howett, C., de Kok, R., Bowles, N., Calcutt, S.B., Hesman, B., Flasar, F.M., 2008. Temperature and composition of Saturn's polar hot spots and hexagon. *Science* 319, 79–81.
- Fletcher, L.N., Irwin, P.G.J., Teanby, N.A., Orton, G.S., Parrish, P.D., de Kok, R., Howett, C., Calcutt, S.B., Bowles, N., Taylor, F.W., 2007. Characterising Saturn's vertical temperature structure from Cassini/CIRS. *Icarus* 189, 457–478.
- Fouchet, T., Guerlet, S., Strobel, D.F., Simon-Miller, A.A., Bézard, B., Flasar, F.M., 2008. An equatorial oscillation in Saturn's middle atmosphere. *Nature* 453, 200–202.
- Gillett, F.C., Forrest, W.J., 1974. The 7.5- to 13.5-micron spectrum of Saturn. *Astrophys. J.* 187, L37–L39.
- Giver, L.P., Varanasi, P., Valero, F.P.J., 1984. Propane absorption band intensities and band model parameters from 680 to  $1580\text{ cm}^{-1}$  at 296 and 200 K. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* 31, 203–213.
- Greathouse, T.K., Lacy, J.H., Bézard, B., Moses, J.I., Griffith, C.A., Richter, M.J., 2005a. Meridional variations of temperature,  $C_2H_2$  and  $C_2H_6$  abundances in Saturn's stratosphere at southern summer solstice. *Icarus* 177, 18–31.
- Greathouse, T.K., Roe, H.G., Richter, M.J., 2005b. Evidence for a mesosphere on Saturn and the seasonal variation of temperature between 2002 and 2004 in Saturn's southern hemisphere. *Bull. Am. Astron. Soc.* 37, 657.
- Greathouse, T.K., Lacy, J.H., Bézard, B., Moses, J.I., Richter, M.J., Knez, C., 2006. The first detection of propane on Saturn. *Icarus* 181, 266–271.
- Holton, J.R., 1992. An introduction to dynamic meteorology. In: Dmowska, R., Holton, J.R. (Eds.), *International geophysics series*, 3rd ed. Academic Press, San Diego, New York, pp. 402–432.
- Howett, C.J.A., Irwin, P.G.J., Teanby, N.A., Simon-Miller, A., Calcutt, S.B., Fletcher, L.N., de Kok, R., 2007. Meridional variations in stratospheric acetylene and ethane in

- the southern hemisphere of the saturnian atmosphere as determined from Cassini/CIRS measurements. *Icarus* 190, 556–572.
- Hubbard, W.B., Porco, C.C., Hunten, D.M., Rieke, G.H., Rieke, M.J., McCarthy, D.W., Haemmerle, V., Haller, J., McLeod, B., Lebofsky, L.A., Marcialis, R., Holberg, J.B., Landau, R., Carrasco, L., Elias, J., Buie, M.W., Dunham, E.W., Persson, S.E., Boroson, T., West, S., French, R.G., Harrington, J., Elliot, J.L., Forrest, W.J., Pipher, J.L., Stover, R.J., Brahic, A., Grenier, I., 1997. Structure of Saturn's mesosphere from the 28 SGR occultations. *Icarus* 130, 404–425.
- Jacquinet-Husson, N., Scott, N.A., Chédin, A., Garceran, K., Armante, R., Chursin, A.A., Barbe, A., Birk, M., Brown, L.R., Camy-Peyret, C., Claveau, C., Clerbaux, C., Coheur, P.F., Dana, V., Daumont, L., Debacker-Barilly, M.R., Flaud, J.M., Goldman, A., Hamdouni, A., Hess, M., Jacquemart, D., Köpke, P., Mandin, J.Y., Massie, S., Mikhailenko, S., Nemtchinov, V., Nikitin, A., Newnham, D., Perrin, A., Perevalov, V.I., Régalia-Jarlot, L., Rublev, A., Schreier, F., Schult, I., Smith, K.M., Tashkun, S.A., Teffo, J.L., Toth, R.A., Tyuterev, V.G., Vander Auwera, J., Varanasi, P., Wagner, G., 2005. The 2003 edition of the GEISA/IASI spectroscopic database. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* 95, 429–467.
- Kim, J.H., Kim, S.J., Geballe, T.R., Kim, S.S., Brown, L.R., 2006. High-resolution spectroscopy of Saturn at 3 microns: CH<sub>4</sub>, CH<sub>3</sub>D, C<sub>2</sub>H<sub>2</sub>, C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>, PH<sub>3</sub>, clouds, and haze. *Icarus* 185, 476–486.
- Koops, T., 1984. The harmonic force field and absolute infrared intensities of diacetylene. *J. Mol. Struct.* 125, 179–196.
- Kunde, V.G., Ade, P.A., Barney, R.D., Bergman, D., Bonnal, J.-F., Borelli, R., Boyd, D., Brasunas, J.C., Brown, G., Calcutt, S.B., Carroll, F., Courtin, R., Cretolle, J., Crooke, J.A., Davis, M.A., Edberg, S., Fettig, R., Flasar, M., Glenar, D.A., Graham, S., Hagopian, J.G., Hakun, C.F., Hayes, P.A., Herath, L., Horn, L., Jennings, D.E., Karpati, G., Kellebenz, C., Lakew, B., Lindsay, J., Lohr, J., Lyons, J.J., Martineau, R.J., Martino, A.J., Matsumura, M., McCloskey, J., Melak, T., Michel, G., Morell, A., Mosier, C., Pack, L., Plants, M., Robinson, D., Rodriguez, L., Romani, P., Schaefer, W.J., Schmidt, S., Trujillo, C., Vellacott, T., Wagner, K., Yun, D., 1996. Cassini infrared Fourier spectroscopic investigation. In: Horn, L. (Ed.), *Cassini/Huygens: A mission to the saturnian systems*. In: Linda Horn (Ed.), *Proc. SPIE*, vol. 2803, pp. 162–177.
- 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. *Astron. Astrophys.* 370, 610–622.
- Lindal, G.F., Sweetnam, D.N., Eshleman, V.R., 1985. The atmosphere of Saturn—An analysis of the Voyager radio occultation measurements. *Astrophys. J.* 90, 1136–1146.
- Moos, H.W., Clarke, J.T., 1979. Detection of acetylene in the saturnian atmosphere, using the IUE satellite. *Astrophys. J.* 229, L107–L108.
- Moses, J.I., Bézard, B., Lellouch, E., Gladstone, G.R., Feuchtgruber, H., Allen, M., 2000a. Photochemistry of Saturn's atmosphere. I. Hydrocarbon chemistry and comparisons with ISO observations. *Icarus* 143, 244–298.
- Moses, J.I., Lellouch, E., Bézard, B., Gladstone, G.R., Feuchtgruber, H., Allen, M., 2000b. Photochemistry of Saturn's atmosphere. II. Effects of an influx of external oxygen. *Icarus* 145, 166–202.
- Moses, J.I., Greathouse, T.K., 2005. Latitudinal and seasonal models of stratospheric photochemistry on Saturn: Comparison with infrared data from IRTF/TEXES. *J. Geophys. Res.* 110, 9007.
- Moses Jr., J., Vervack, R.J., 2006. Saturn's upper atmospheric structure: Forward modeling and comparison with a reanalysis of the Voyager UVS occultation data. *Bull. Am. Astron. Soc.* 38, 500.
- Moses, J.I., Liang, M.-C., Yung, Y.L., Shia, R.-L., 2007. Meridional distribution of hydrocarbons on Saturn: Implications for stratospheric transport. In: *Workshop on Planetary Atmospheres*, LPI contribution No. 1376, pp. 85–86.
- Northrop, T.G., Hill, J.R., 1982. Stability of negatively charged dust grains in Saturn's ring plane. *J. Geophys. Res.* 87, 6045–6051.
- Northrop, T.G., Hill, J.R., 1983. The inner edge of Saturn's B ring. *J. Geophys. Res.* 88, 6102–6108.
- Ollivier, J.L., Billebaud, F., Drossart, P., Dobrijévić, M., Roos-Serote, M., August-Bernex, T., Vauglin, I., 2000a. Seasonal effects in the thermal structure of Saturn's stratosphere from infrared imaging at 10 microns. *Astron. Astrophys.* 356, 347–356.
- Ollivier, J.L., Dobrijévić, M., Parisot, J.P., 2000b. New photochemical model of Saturn's atmosphere. *Planet. Space Sci.* 48, 699–716.
- Orton, G.S., Yanamandra-Fisher, P.A., Fisher, B.M., Friedson, A.J., Parrish, P.D., Nelson, J.F., Bauermeister, A.S., Fletcher, L., Gezari, D.Y., Varosi, F., Tokunaga, A.T., Caldwell, J., Baines, K.H., Hora, J.L., Ressler, M.E., Fujiyoshi, T., Fuse, T., Hagopian, H., Martin, T.Z., Bergstralh, J.T., Howett, C., Hoffmann, W.F., Deutsch, L.K., van Cleve, J.E., Noe, E., Adams, J.D., Kassis, M., Tollestrup, E., 2008. Semi-annual oscillations in Saturn's low-latitude stratospheric temperatures. *Nature* 453, 196–199.
- 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.
- Rodgers, C.D., 2000. *Inverse methods for atmospheric sounding*. World Scientific.
- Sada, P.V., Bjoraker, G.L., Jennings, D.E., Romani, P.N., McCabe, G.H., 2005. Observations of C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> and C<sub>2</sub>H<sub>2</sub> in the stratosphere of Saturn. *Icarus* 173, 499–507.
- Tokunaga, A., Knacke, R.F., Owen, T., 1975. The detection of ethane on Saturn. *Astron. Astrophys. J. Lett.* 197, L77–L78.
- Vander Auwera, J., Moazzen-Ahmadi, N., Flaud, J.-M., 2007. Toward an accurate database for the 12 μm region of the ethane spectrum. *Astrophys. J.* 662, 750–757.
- Winkelstein, P., Caldwell, J., Kim, S.J., Combes, M., Hunt, G.E., Moore, V., 1983. A determination of the composition of the saturnian stratosphere using the IUE. *Icarus* 54, 309–318.

## Annexe C

# Article paru dans *Icarus*, Vol. 209, pp. 682–695, 2010

Guerlet, S., Fouchet, T., Bézard, B., Moses, J. I., Fletcher, L. N., Simon-Miller, A. A., Flasar, F. M.

“Meridional distribution of  $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$  and  $\text{C}_4\text{H}_2$  in Saturn’s stratosphere from CIRS/Cassini limb and nadir observations”





Contents lists available at ScienceDirect

Icarus

journal homepage: [www.elsevier.com/locate/icarus](http://www.elsevier.com/locate/icarus)

## Meridional distribution of $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$ and $\text{C}_4\text{H}_2$ in Saturn's stratosphere from CIRS/Cassini limb and nadir observations

Sandrine Guerlet<sup>a,\*</sup>, Thierry Fouchet<sup>a,b</sup>, Bruno Bézard<sup>a</sup>, Julianne I. Moses<sup>c</sup>, Leigh N. Fletcher<sup>d</sup>, Amy A. Simon-Miller<sup>e</sup>, F. Michael Flasar<sup>e</sup>

<sup>a</sup> LESIA – Observatoire de Paris, 5 place Janssen, 92195 Meudon, France

<sup>b</sup> Université Pierre et Marie Curie, UMR 8109, 4 place Jussieu, 75006 Paris, France

<sup>c</sup> Space Science Institute, 1602 Old Orchard Ln, Seabrook, TX 77586, USA

<sup>d</sup> Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, 4800 Oak Grove Drive, Pasadena, CA 91109, USA

<sup>e</sup> NASA/Goddard Space Flight Center, Code 693, Greenbelt, MD 20771, USA

### ARTICLE INFO

#### Article history:

Received 30 November 2009

Revised 24 March 2010

Accepted 29 March 2010

Available online 3 April 2010

#### Keywords:

Saturn

Infrared observations

Atmospheres, Composition

### ABSTRACT

Limb and nadir spectra acquired by Cassini/CIRS (Composite InfraRed Spectrometer) are analyzed in order to derive, for the first time, the meridional variations of diacetylene ( $\text{C}_4\text{H}_2$ ) and methylacetylene ( $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$ ) mixing ratios in Saturn's stratosphere, from 5 hPa up to 0.05 hPa and  $80^\circ\text{S}$  to  $45^\circ\text{N}$ . We find that the  $\text{C}_4\text{H}_2$  and  $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$  meridional distributions mimic that of acetylene ( $\text{C}_2\text{H}_2$ ), exhibiting small-scale variations that are not present in photochemical model predictions. The most striking feature of the meridional distribution of both molecules is an asymmetry between mid-southern and mid-northern latitudes. The mid-southern latitudes are found depleted in hydrocarbons relative to their northern counterparts. In contrast, photochemical models predict similar abundances at north and south mid-latitudes. We favor a dynamical explanation for this asymmetry, with upwelling in the south and downwelling in the north, the latter coinciding with the region undergoing ring shadowing. The depletion in hydrocarbons at mid-southern latitudes could also result from chemical reactions with oxygen-bearing molecules.

Poleward of  $60^\circ\text{S}$ , at 0.1 and 0.05 hPa, we find that the  $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$  and  $\text{C}_4\text{H}_2$  abundances increase dramatically. This behavior is in sharp contradiction with photochemical model predictions, which exhibit a strong decrease towards the south pole. Several processes could explain our observations, such as subsidence, a large vertical eddy diffusion coefficient at high altitudes, auroral chemistry that enhances  $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$  and  $\text{C}_4\text{H}_2$  production, or shielding from photolysis by aerosols or molecules produced from auroral chemistry. However, problems remain with all these hypotheses, including the lack of similar behavior at lower altitudes.

Our derived mean mixing ratios at 0.5 hPa of  $(2.4 \pm 0.3) \times 10^{-10}$  for  $\text{C}_4\text{H}_2$  and of  $(1.1 \pm 0.3) \times 10^{-9}$  for  $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$  are compatible with the analysis of global-average ISO observations performed by Moses et al. (Moses, J.I., Bézard, B., Lellouch, E., Gladstone, G.R., Feuchtgruber, H., Allen, M. [2000a]. *Icarus* 143, 244–298). Finally, we provide values for the ratios  $[\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}]/[\text{C}_2\text{H}_2]$  and  $[\text{C}_4\text{H}_2]/[\text{C}_2\text{H}_2]$  that can constrain the coupled chemistry of these hydrocarbons.

© 2010 Elsevier Inc. All rights reserved.

### 1. Introduction

In recent years, the composition of Saturn's stratosphere has been intensely studied, mostly from instruments either onboard the Cassini spacecraft or mounted on ground-based telescopes. In particular, the task of mapping the distributions of Saturn's stratospheric hydrocarbons have been endeavored to provide constraints on the chemistry and dynamics (Greathouse et al., 2005, 2006; Prangé et al., 2006; Howett et al., 2007; Hesman et al., 2009; Guerlet et al., 2009). These hydrocarbons are the by-products of a com-

plex photochemistry initiated by the photolysis of methane at the homopause level by solar UV flux and are transported to the rest of the planet by various processes. Meridional and vertical hydrocarbon profiles are governed, to first order, by the dependence of the production and destruction rates on the UV flux, hence on latitude and season, and to second order by vertical and meridional transport schemes and timescales.

One-dimensional photochemical models taking into account the seasonal variability of the solar flux are now able to produce estimates of hydrocarbon abundances as a function of altitude, latitude and time (Moses and Greathouse, 2005). However, horizontal transport in the stratosphere is still poorly known and is not yet incorporated in chemical models. Observations are thus critical

\* Corresponding author. Fax: +33 1 45 07 71 44.  
E-mail address: [Sandrine.Guerlet@obspm.fr](mailto:Sandrine.Guerlet@obspm.fr) (S. Guerlet).

to providing constraints on both chemistry and dynamics in Saturn's stratosphere.

Previous studies have already determined the meridional distribution of the main hydrocarbons, ethane ( $C_2H_6$ ) and acetylene ( $C_2H_2$ ), in the southern hemisphere, at one or two pressure levels between 2 and 0.1 hPa (Greathouse et al., 2005; Howett et al., 2007; Hesman et al., 2009). More recently, Guerlet et al. (2009) derived the meridional and vertical distributions of  $C_2H_6$ ,  $C_2H_2$  and propane ( $C_3H_8$ ), in both hemispheres between 3 hPa and 0.01 hPa.

Comparison of these results with the photochemical model outputs of Moses and Greathouse (2005) revealed some similarities and some differences. On the one hand, the acetylene meridional distribution in the lower stratosphere (1–2 hPa) was found to follow the yearly-averaged solar insolation, as expected for a molecule that has a lifetime longer than Saturn's year ( $C_2H_2$ 's lifetime is  $\sim 100$  years, as calculated at 2 hPa,  $36^\circ S$ ,  $L_s = 273^\circ$  by Moses and Greathouse (2005)). On the other hand, the mixing ratio of ethane, which has an even longer lifetime (700 years, calculated for the same conditions), was found to slightly increase from the equator towards the south pole and to remain constant in the northern hemisphere, whereas the photochemical models predict a decrease towards both poles. This model–data mismatch was interpreted as the consequence of meridional transport that mixes the lower stratosphere on a timescale longer than the  $C_2H_2$  lifetime but shorter than the  $C_2H_6$  lifetime. In the upper stratosphere (0.01 hPa), the ethane and acetylene distributions were observed to be similar, displaying a depletion in mid-southern latitudes and an enrichment around  $25^\circ N$  with respect to photochemical model predictions. These anomalies could result from, respectively, an updraft and a downdraft of air, the latter coinciding with the region undergoing ring shadowing (see Fouchet et al., 2008; Guerlet et al., 2009).

Here we complete this global picture with the study of the meridional and vertical distribution of methylacetylene ( $CH_3C_2H$ ) and diacetylene ( $C_4H_2$ ), which are minor hydrocarbons in the stratosphere. Their chemical time constants are shorter than those of  $C_2H_6$ ,  $C_2H_2$  and  $C_3H_8$ , which could bring complementary information in tracking meridional or vertical motions in this atmospheric region.  $CH_3C_2H$  and  $C_4H_2$  are also diagnostic of the chemical pathways that lead to the destruction and recycling of  $C_2H_2$  and  $C_2H_6$  (Moses et al., 2000a).

Previously, only the disk-averaged volume mixing ratios of  $CH_3C_2H$  and  $C_4H_2$  in Saturn's stratosphere have been measured from a single 1996 Infrared Space Observatory (ISO) observation. Assuming a constant abundance between 0.3 and 10 hPa, de Grauw et al. (1997) first derived a mixing ratio of  $4.0 \times 10^{-10}$  for  $CH_3C_2H$  and of  $5.0 \times 10^{-11}$  for  $C_4H_2$  in this pressure range. This observation was later reanalyzed by Moses et al. (2000a) using hydrocarbon vertical profiles derived from their photochemical model. They found a mixing ratio of  $(1.8 \pm 0.5) \times 10^{-9}$  for  $CH_3C_2H$  at 0.5 hPa and of  $(2.1 \pm 0.5) \times 10^{-10}$  for  $C_4H_2$  at the same pressure level.

In this study, we use limb and nadir data acquired by the Composite InfraRed Spectrometer (CIRS) onboard Cassini to derive the first meridional variations of  $CH_3C_2H$  and  $C_4H_2$  abundances. Combining limb spectra acquired at several tangent altitudes allows us to retrieve information on the vertical profile of these molecules from 5 to 0.05 hPa, at latitudes from  $45^\circ N$  to  $80^\circ S$ . Nadir data provide information on  $C_4H_2$  around the 0.5-hPa level and complete the spatial coverage up to  $65^\circ N$  and  $88^\circ S$ . Details on the characteristics of limb and nadir data are given in Section 2. In Section 3, the forward model and the retrieval method are described and examples are given. We present results on the meridional distribution of  $CH_3C_2H$  and  $C_4H_2$  and how they compare to photochemical models in Section 4. Finally, we discuss our results and their implications in Section 5.

## 2. Cassini/CIRS observations

### 2.1. The CIRS instrument

CIRS is an infrared Fourier transform spectrometer onboard the Cassini spacecraft, which has been in orbit around Saturn since July 2004. In this study, we analyze CIRS data acquired by two of its three focal planes: FP3 and FP4. Both consist of a linear array of ten square detectors with an individual field of view (IFOV) of  $0.273 \times 0.273$  mrad. Their HgCdTe detectors are sensitive, respectively, in the spectral ranges  $600\text{--}1100\text{ cm}^{-1}$  (9–17  $\mu\text{m}$ , FP3) and  $1100\text{--}1400\text{ cm}^{-1}$  (7–9  $\mu\text{m}$ , FP4). The spectral resolution can be tuned from 0.5 to  $15\text{ cm}^{-1}$  for apodized spectra and from 0.26 to  $7.3\text{ cm}^{-1}$  for unapodized spectra. Detailed characteristics of CIRS can be found in Kunde et al. (1996) and Flasar et al. (2004).

### 2.2. Limb data

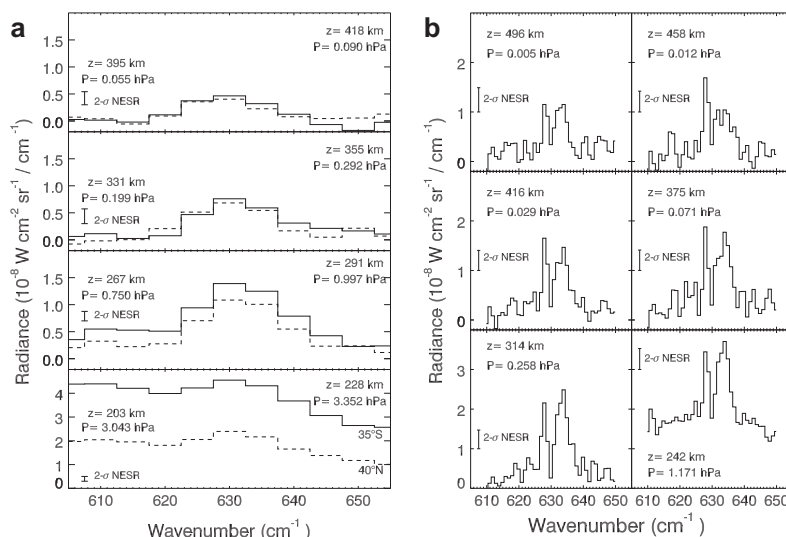
This analysis uses limb datasets which are described in detail in Guerlet et al. (2009); we only provide here a summary of their characteristics. In limb-viewing geometry, the parallel arrays of FP3 and FP4 are set approximately perpendicular to the limb of the planet, so that each detector probes a different altitude. The individual projected field of view of a detector on the planet ranges from 50 to 100 km, i.e. 1–2 scale heights in the vertical direction,  $\sim 0.2^\circ$  in the meridional direction. Most limb spectra were acquired at the lowest spectral resolution between March 2005 and August 2006, every  $5^\circ$  of latitude between  $45^\circ N$  and  $45^\circ S$ . These acquisition dates correspond to mid-summer in the southern hemisphere. Limb data have been acquired at different longitudes, but we suppose that zonal variations are negligible with respect to meridional variations. This has been confirmed by the results of our previous limb data analysis (Guerlet et al., 2009). We choose to work on unapodized data in order to maximize the spectral resolution. A few other spectra were acquired in 2007 and early 2008 at higher latitudes and/or higher spectral resolution ( $0.5$  and  $1.5\text{ cm}^{-1}$ ). For each limb observation, we co-add the individual spectra recorded by each detector to increase the signal-to-noise ratio. Typically, 35–50 spectra are co-added for an acquisition at a resolution of  $7.3\text{ cm}^{-1}$ , with a total integration time of 350–500 s. Each limb spectrum was calibrated with about 120–130 Deep Space spectra (DScal) acquired on the sky.

Examples of limb spectra in the region  $605\text{--}655\text{ cm}^{-1}$  acquired at a resolution of  $7.3\text{ cm}^{-1}$  and  $1.5\text{ cm}^{-1}$  are shown in Fig. 1. The large continuum emission is due to the short-lifetime transition induced by collisions between  $H_2\text{--}H_2$ ,  $H_2\text{--}He$  and  $H_2\text{--}CH_4$ . This continuum becomes negligible above the  $\sim 0.5\text{-hPa}$  level. At a resolution of  $7.3\text{ cm}^{-1}$ , emission from the  $\nu_8$  band of  $C_4H_2$  and from the  $\nu_9$  band of  $CH_3C_2H$  merge into a single broad emission band in the  $620\text{--}640\text{ cm}^{-1}$  region. At a resolution of  $1.5\text{ cm}^{-1}$  or smaller, the two emission bands are clearly resolved:  $C_4H_2$  peaks at  $628\text{ cm}^{-1}$  and  $CH_3C_2H$  at  $633\text{ cm}^{-1}$ .

Unfortunately, as  $C_4H_2$  and  $CH_3C_2H$  are weakly abundant (with mixing ratios about three orders of magnitude lower than that of  $C_2H_2$ ) and as the spectral resolution of  $7.3\text{ cm}^{-1}$  is rather low compared to the bands' spectral width, the emission bands are not detected at high tangent altitudes at this resolution. For most  $7.3\text{ cm}^{-1}$  data, a satisfactory detection is achieved for spectra at tangent pressures between 3 and 0.05 hPa. Higher spectral resolution data (see Fig. 1b), especially from warm regions ( $80^\circ S$  and  $62^\circ S$ ), allow us to probe the upper stratosphere up to  $\sim 0.5$  Pa.

### 2.3. Nadir data

Thousands of nadir spectra are available from the entire Cassini nominal mission and the beginning of the extended mission



**Fig. 1.** Examples of co-added limb spectra acquired by different detectors, thus different tangent altitudes, by CIRS FP3. The tangent altitudes  $z$  and the corresponding atmospheric pressure levels  $P$  are given for each spectrum. Throughout the text and figures, all quoted altitudes are relative to the 1-bar ( $10^5$  Pa) radius, which is defined by the NALF reference ellipsoid. Left panel: Spectra acquired at a resolution of  $7.3\text{ cm}^{-1}$  at  $35^\circ\text{S}$  (histograms in solid lines) and  $40^\circ\text{N}$  (histograms in dashed lines). Right panel: Example of limb spectra at a resolution of  $1.5\text{ cm}^{-1}$  acquired at  $80^\circ\text{S}$ , where the two emission bands of  $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$  and  $\text{C}_4\text{H}_2$  are clearly resolved.

(2004–2009). We have chosen to work with the highest spectral resolution nadir apodized data (i.e. a resolution of  $0.5\text{ cm}^{-1}$ , with a typical individual integration time of 40 s), where the detection of  $\text{C}_4\text{H}_2$  is more evident. However, as the sensitivity to  $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$  and  $\text{C}_4\text{H}_2$  is rather low in nadir spectra, we also had to co-add large sets of spectra to increase the line-to-continuum contrast and the signal-to-noise ratio in a way that allows a satisfactory spatial and temporal resolution. Co-adding several spectra also reduces the amplitude of the spikes (which are due to electronic disturbances), which vary between positive and negative values. Our criteria are the following:

- High-emission-angle spectra ( $45^\circ < \theta < 75^\circ$ ) are chosen to increase the optical path and thus the sensitivity to these minor species.
- We select spectra calibrated with a minimum of 10 DScal to increase the S/N ratio.
- We optimize our selection in order to co-add the maximum number of spectra with the smallest dispersion in acquisition times and latitudes. We choose to select spectra separately from 2004, 2006 (contemporary to most limb data) and to co-add 2008 and 2009 data. Then, for each of these dates, we select spectra in appropriate bins of  $5^\circ$  wide of latitude where the number of spectra that meet the first two requirements is maximum.

Using these criteria, we report the detection of  $\text{C}_4\text{H}_2$  in nadir spectra at 10 different latitudes as indicated in Table 1. The signal-to-noise ratio differs for each latitude, depending mostly on the variable atmospheric temperature and number of DScal spectra. The sigma of the detection, ranging from 2.5 to 7, is also given in Table 1.

Examples of spectra at  $88^\circ\text{S}$ ,  $1^\circ\text{S}$  and  $30^\circ\text{N}$  are shown in Fig. 2. The narrow emission of  $\text{C}_4\text{H}_2$  is detected;  $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$  broad emission is too weak in most spectra to be detected and is moreover blended with a spike located at  $633.4\text{ cm}^{-1}$ . When convoluted at a low spectral resolution, the residual signature of the spike is close to the noise level, so that the retrieval of  $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$  from limb data at a resolution of  $7.3\text{ cm}^{-1}$  is not disturbed by the spike.

### 3. Data analysis

#### 3.1. Method

We use an inverse method in order to retrieve the vertical profiles of  $\text{C}_4\text{H}_2$  and  $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$ . First, a forward model is needed to compute synthetic spectra from *a priori* abundance profiles. Then, observed and synthetic spectra are compared. The difference in radiance between the two is converted in terms of variations in abundance to apply to the *a priori* profiles, in the region of maximum information content of the data. An iterative process allows the retrieval of final hydrocarbons profiles that correspond to best-fits of the observed spectra.

#### 3.2. Forward radiative transfer model

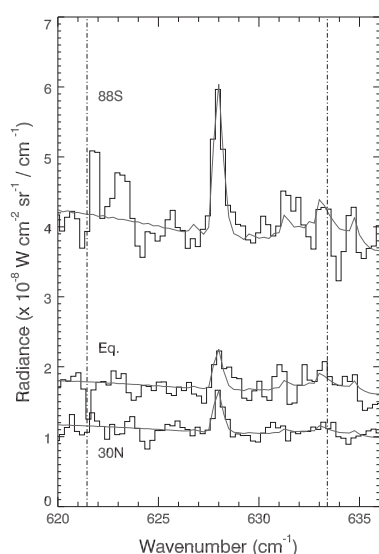
We use a line-by-line radiative transfer model described in Guerlet et al. (2009). This model assumes spherical geometry to compute limb spectra, while we use the plane-parallel approximation to calculate nadir spectra. This latter approximation remains satisfactory for emission angles up to  $70^\circ$ , where the error on the length of optical path is estimated to 3%. For emission angles higher than  $77^\circ$ , this error starts exceeding 10%. The pressure–altitude grid is calculated at each latitude by solving the hydrostatic equilibrium equation. The latitudinal-dependent gravitational field is calculated taking into account the oblate geometry of Saturn and its rapid rotation (Lindal et al., 1985, Appendix). We do not take into account the influence of the zonal winds on the gravity field because no comprehensive meridional information on the zonal winds exists regarding the stratosphere.

Synthetic spectra are computed in the range  $605\text{--}655\text{ cm}^{-1}$  taking into account the opacity from  $\text{C}_2\text{H}_2$ ,  $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$  and  $\text{C}_4\text{H}_2$ . Absorption coefficients are computed at a spectral resolution of  $10^{-3}\text{ cm}^{-1}$ , given the following spectroscopic line parameters:

- $\text{C}_2\text{H}_2$  line parameters are extracted from the GEISA 2003 database (Jacquinet-Husson et al., 2005), which includes the  $^{13}\text{C}$  isotope with a terrestrial value of 88.9 for the ratio  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ .

**Table 1**  
Characteristics of sets of co-added nadir spectra: their mean latitude, acquisition date, mean emission angle, number of co-added spectra and sigma of the detection above the continuum level.

Mean latitude (°)	Date	Emission angle (°)	Number of co-added spectra	Level of the detection
–87.8	07/2008	73	2085	7- $\sigma$
–80.1	10/2006	57	1491	3.6- $\sigma$
–73	09/2004	63	315	2.5- $\sigma$
–67	11/2004	62	5279	4- $\sigma$
–59.5	04/2008 + 02/2009	72.5	6253	3- $\sigma$
–1	02/2006	69	2190	3.9- $\sigma$
30.5	06/2006	63	5659	4.7- $\sigma$
43.5	02/2006	47	3832	4- $\sigma$
57.2	02/2006	60	3872	2.8- $\sigma$
65.5	01/2006	67	2462	2.6- $\sigma$



**Fig. 2.** Examples of sets of co-added nadir spectra (histograms in solid lines) at several latitudes, acquired at  $0.5 \text{ cm}^{-1}$  of resolution.  $\text{C}_4\text{H}_2$  emission is detected at  $628 \text{ cm}^{-1}$ . Vertical dashed lines indicate the position of electronic spikes due to a  $0.5 \text{ Hz}$  interference. Best-fit synthetic spectra are overlaid in continuous solid lines (see Section 3.6).

- $\text{C}_4\text{H}_2$  line data are from the recent work of Jolly et al. (in preparation).
- Line parameters for  $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$  are provided by G. Graner (private communication), based on constants of Pekkala et al. (1991) for the frequency calculations and Blanquet (1992) for intensities of individual lines. These data are now part of the recent GEISA 2008 database (Jacquinet-Husson et al., 2008).

Collision-induced opacity from  $\text{H}_2\text{--H}_2$ ,  $\text{H}_2\text{--He}$  and  $\text{H}_2\text{--CH}_4$  is also included following the method of Borysow et al. (1985, 1988) and Borysow and Frommhold (1986). We use constant hydrogen and helium mole fractions of, respectively, 0.86 and 0.1355 as obtained by Conrath and Gautier (2000) from Voyager measurements. Aerosols are not included in our model as no residual continuum emission was found in our retrievals.

### 3.3. A priori information

In a first step, before retrieving  $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$  and  $\text{C}_4\text{H}_2$ , the temperature and acetylene abundance vertical profiles need to be set. For

limb data, we use our previously derived profiles (see Guerlet et al., 2009) as this study uses the same limb datasets; whereas new temperature and  $\text{C}_2\text{H}_2$  profiles were retrieved from our selection of nadir data following a similar method. We recall that temperature profiles are retrieved from the  $\nu_4$  methane band in the range  $1250\text{--}1350 \text{ cm}^{-1}$  and from the collision-induced continuum in the range  $600\text{--}620$  and  $640\text{--}660 \text{ cm}^{-1}$ . Once the temperature is determined,  $\text{C}_2\text{H}_2$  vertical profiles are retrieved from its  $\nu_5$  band in the range  $700\text{--}760 \text{ cm}^{-1}$ .

To retrieve the abundance of  $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$  and  $\text{C}_4\text{H}_2$ , we use two kinds of a priori profiles. We first use vertical profiles from the Moses and Greathouse (2005) photochemical model corresponding to  $L_s = 310^\circ$ . However, these profiles exhibit some oscillations with altitude, especially in the case of  $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$  that displays a strong minimum of abundance centered at  $0.01 \text{ hPa}$ . We thus build smoothed versions of these a priori profiles for our retrievals in order to avoid forced artificial oscillations.

### 3.4. Information content of the data

The information content of the spectra is estimated through the calculation of the functional derivative matrices  $\mathbf{K}$ . They are defined as  $K_{ij} = \frac{\partial I_i}{\partial \ln(q_j)}$ , where  $I_i$  is the radiance at a wavenumber  $\sigma_i$  and  $q_j$  is the mixing ratio of a molecule at a pressure level  $p_j$ . They represent how much the radiance at a given wavenumber is sensitive to the hydrocarbon abundance at a given pressure level. The functional derivatives are plotted in Fig. 3 for limb spectra at a resolution of  $7.3 \text{ cm}^{-1}$  at five different tangent altitudes for  $\text{C}_4\text{H}_2$  and  $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$  at  $625$  and  $630 \text{ cm}^{-1}$ . In order to account for the rapid variation of atmospheric properties with altitude sampled by each detector, each functional derivative is the average of nine functional derivatives calculated along nine lines of sight per detector, equally spaced in the vertical direction, which explains the fine structure observed.

We note that  $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$  dominates the information content of the spectra at  $630 \text{ cm}^{-1}$  (and at  $635 \text{ cm}^{-1}$  as well, not plotted), whereas  $\text{C}_4\text{H}_2$  and  $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$  have a comparable contribution at  $625 \text{ cm}^{-1}$ . In particular, the  $\text{C}_4\text{H}_2$  weight remains roughly constant with increasing tangent altitude, whereas the  $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$  contribution decreases with altitude, so that we can constrain  $\text{C}_4\text{H}_2$  more easily around  $0.1 \text{ hPa}$  than around  $1 \text{ hPa}$ .

As concerns nadir spectra, we plot in Fig. 4 the functional derivative for  $\text{C}_4\text{H}_2$  at  $628 \text{ cm}^{-1}$  at two latitudes. As expected, the vertical widths of the functional derivatives are broader for nadir than for limb data. Their maximum sensitivity peaks at  $\sim 0.5 \text{ hPa}$ .

### 3.5. Inversion algorithm

The radiance in the spectral interval  $605\text{--}655 \text{ cm}^{-1}$  is assumed to depend on the abundance  $q$  of either one or two molecules,  $\text{C}_4\text{H}_2$  and/or  $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$ . Taking two molecules into account, noted by subscripts 1 and 2, the difference of radiance  $\Delta I$  between observed and synthetic spectra can be written as:

$$\Delta I = \sum_{j=1}^n \frac{\partial I_i}{\partial \ln(q_{j,1})} \Delta \ln(q_{j,1}) + \sum_{j=1}^n \frac{\partial I_i}{\partial \ln(q_{j,2})} \Delta \ln(q_{j,2}) \quad (1)$$

where  $\Delta \ln(q_{1,2})$  is the difference between the logarithm of the abundance profile used to calculate the synthetic spectra and the solution profile. This equation can be expressed in the following vectorial form:  $\Delta \mathbf{I} = K_1 \Delta \ln(\mathbf{q}_1) + K_2 \Delta \ln(\mathbf{q}_2)$ , where  $K_1$  and  $K_2$  are the functional derivative matrices. Following the constrained linear inversion method of Conrath et al. (1998), the formal solution of this inverse problem can be written:

$$\Delta \ln(\mathbf{q}_i) = W_i \Delta \mathbf{I}; \quad W_i = \gamma_i S K_i^T (\gamma_1 K_1 S K_1^T + \gamma_2 K_2 S K_2^T + E^2)^{-1} \quad (2)$$

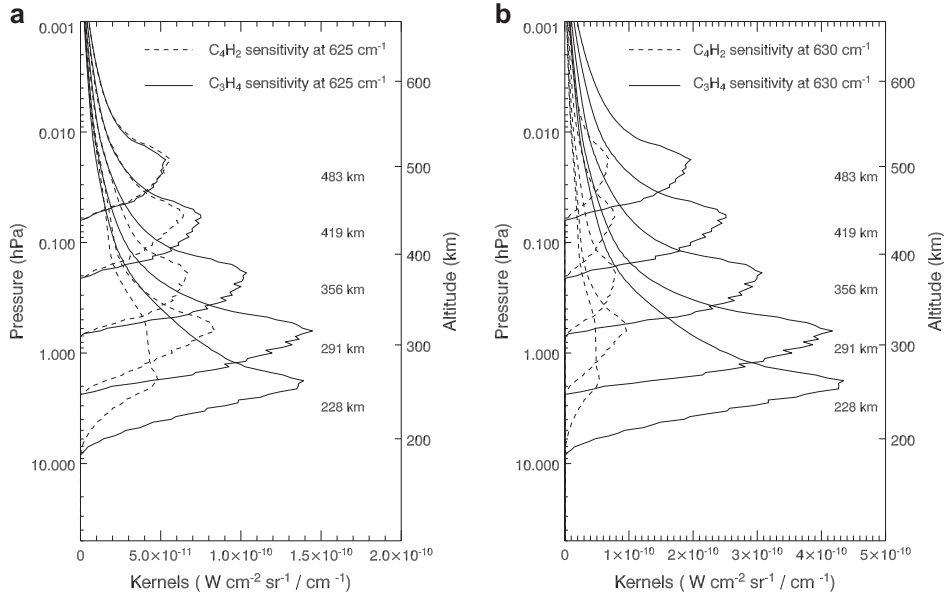


Fig. 3. Functional derivatives for  $C_4H_2$  (dashed lines) and  $CH_3C_2H$  (solid lines) at  $625\text{ cm}^{-1}$  (left panel) and  $630\text{ cm}^{-1}$  (right panel). The plots correspond to a limb acquisition at  $35^\circ S$  and a resolution of  $7.3\text{ cm}^{-1}$ , at the indicated tangent altitudes.

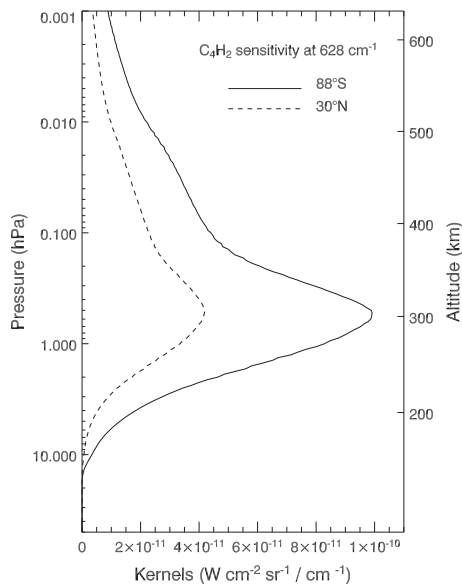


Fig. 4. Functional derivatives for  $C_4H_2$  at  $628\text{ cm}^{-1}$  for nadir spectra at  $88^\circ S$  (solid lines) and  $30^\circ N$  (dashed lines).

In this expression,  $S$  is a correlation matrix used to smooth the vertical profile via a correlation length  $L$  that is chosen between 1.5 and 2.5 (in scale heights units). The matrix  $E$  is diagonal and contains the measurement error. The factors  $\gamma_1$  and  $\gamma_2$  assign a relative weight to the data with respect to the *a priori* values and are determined through numerical experiment. We find that the best values of the parameters correspond to similar traces of  $E^2$ ,  $\gamma_1 K_1 S K_1^T$  and  $\gamma_2 K_2 S K_2^T$  matrices.

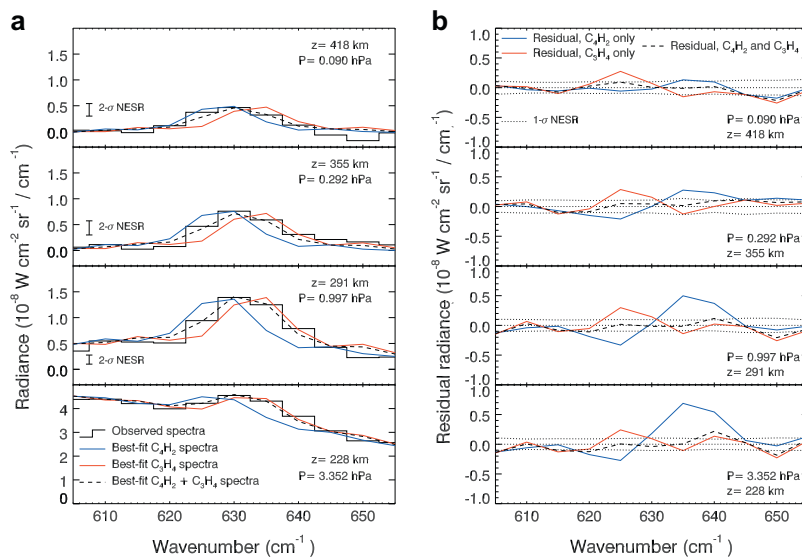
At each iteration, we estimate the quality of the fit by calculating the quantity  $\chi^2 = \sum \left(\frac{\Delta I_i}{E_i}\right)^2$ . Our convergence criterion is achieved when the change in  $\chi^2$  from one iteration to another is less than 1%.

### 3.6. Test of the method, examples and error analysis

In nadir high-resolution spectra or in limb spectra acquired at  $0.5$  and  $1.5\text{ cm}^{-1}$  of resolution, the individual bands of  $C_4H_2$  and  $CH_3C_2H$  are resolved (see Figs. 1b and 2), and we can retrieve simultaneously the mixing ratios profiles of both molecules confidently. However, most of our results are obtained from the analysis of limb spectra at a resolution of  $7.3\text{ cm}^{-1}$ . As the emission bands of the two molecules are mingled in a single band in these spectra, we need to test the robustness of the method in retrieving simultaneously these two vertical profiles.

We first perform the retrieval of a single molecule, by including the opacity of either  $C_2H_2$  and  $CH_3C_2H$ , or  $C_2H_2$  and  $C_4H_2$  only. Fig. 5 shows the comparison between observed spectra at  $35^\circ S$  and best-fit synthetic spectra along with the residual radiances. We note that in the case where the opacity from  $CH_3C_2H$  is omitted, the fit to the observed spectra is poor, especially at  $635$  and  $640\text{ cm}^{-1}$ , where the synthetic radiances are too low by a factor of 3–6 times the  $1-\sigma$  noise level. In the case where the opacity from  $C_4H_2$  is omitted, synthetic spectra provide a better match to the observations, except for a systematic lack of radiance at  $625\text{ cm}^{-1}$  and except at the highest altitudes. This behavior is consistent with the relative strength of the  $C_4H_2$  and  $CH_3C_2H$  contribution functions, as illustrated in Fig. 3. However, these tests demonstrate that our spectra are sensitive to the  $C_4H_2$  abundance. Both  $CH_3C_2H$  and  $C_4H_2$  can be retrieved, though with larger error bars for  $C_4H_2$  than for  $CH_3C_2H$ .

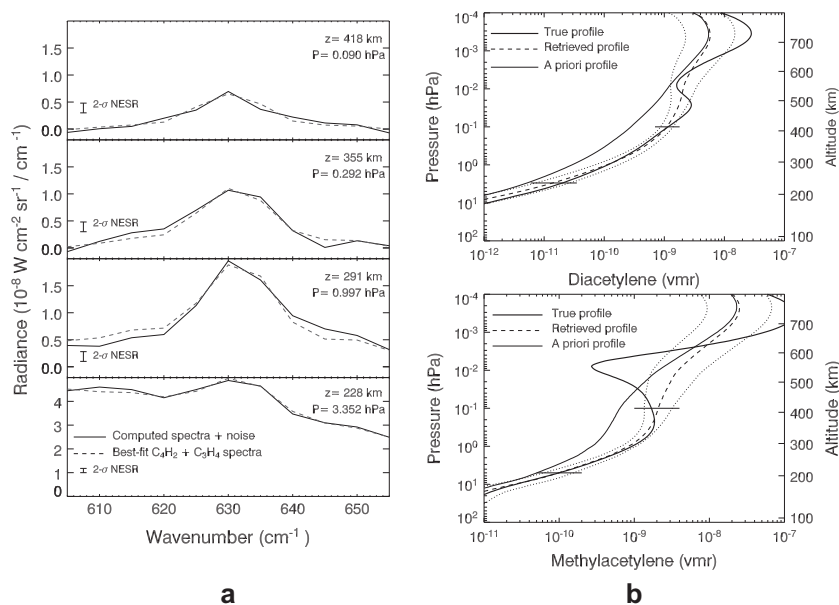
In a second phase, we perform retrievals on spectra calculated from a model atmosphere to test the validity of our algorithm. We start by calculating synthetic limb spectra that correspond to



**Fig. 5.** Left panel: Observed spectra at  $35^\circ S$  (histograms in solid lines) compared to best-fit synthetic spectra obtained from the retrieval of  $C_4H_2$  (no opacity from  $CH_3C_2H$ , in blue) or from the retrieval of  $CH_3C_2H$  (no opacity from  $C_4H_2$ , in red). Best-fit synthetic spectra corresponding to a simultaneous retrieval of both molecules are also displayed (dashed lines). The corresponding residual radiances are displayed in the right panel.

$C_4H_2$  and  $CH_3C_2H$  vertical profiles taken from the Moses and Greathouse (2005) photochemical model (we actually divided by 4 the  $CH_3C_2H$  model profile, as it is more representative of retrieved  $CH_3C_2H$  profiles, see Section 4). Random noise is added to these spectra and the abundance of the two hydrocarbons is retrieved simultaneously, starting from the smoothed *a priori* profiles di-

vided by two. Fits to the artificial spectra are presented in Fig. 6a and show a good agreement within the  $1-\sigma$  noise level. The retrieved profiles are shown Fig. 6b and lie close to the model profiles in the range  $\sim 3$ – $0.05 hPa$ . We are not able to retrieve information above the  $\sim 0.05$ -hPa level, in agreement with the information content of the spectra.



**Fig. 6.** Left panel: Computed limb spectra from true profiles with added noise (solid lines), compared to best-fit synthetic spectra obtained from the simultaneous retrieval of  $CH_3C_2H$  and  $C_4H_2$  (dashed lines). Right panel: True profiles (thick lines) of  $C_4H_2$  (upper panel) and  $CH_3C_2H$  (lower panel) used to validate our retrieval method compared to retrieved profiles (dashed lines). *A priori* profiles are plotted in thin solid lines. True and retrieved profiles agree within error envelopes (in dotted lines) in the range  $3$ – $0.05 hPa$  for  $C_4H_2$ ,  $5$ – $0.05 hPa$  for  $CH_3C_2H$ .

We can thus apply our method to CIRS spectra confidently. Fig. 5a shows an example of fits to observed limb spectra acquired at 35°S, 7.3 cm<sup>-1</sup> of resolution, Fig. 5b displays the residuals and Fig. 7 shows the corresponding profiles retrieved starting from two different *a priori* profiles. We note that the choice of a *a priori* profile has only a marginal influence on the retrieved abundance in the range 5.0–0.05 hPa and leads to similar synthetic spectra. From these retrievals, we calculate the percentage of correlation of the retrieval of the two hydrocarbons given by the matrix  $A = W_1 E W_2^T$ , where the matrices  $W_1$  and  $W_2$  are those defined in Eq. (2). For spectra at a resolution of 7.3 cm<sup>-1</sup>, we find values between 20% and 30% at most pressure levels, with a maximum of 40% of correlation between pressure levels at 0.5 and 0.1 hPa, which is rather high but is consistent with our error bars (see the following section).

Finally, for nadir data, we performed simultaneous retrievals of C<sub>4</sub>H<sub>2</sub> and CH<sub>3</sub>C<sub>2</sub>H but only present the results for C<sub>4</sub>H<sub>2</sub>, as CH<sub>3</sub>C<sub>2</sub>H emission is only detected at the 1 or 2-σ level above the continuum. Examples of fits of nadir spectra at several latitudes are given in Fig. 2.

### 3.6.1. Error analysis

Our error analysis includes the error due to the noise in the spectra and a smoothing error that originates from the spatial smoothing of the contribution functions over the field of view. We account for the propagation of the error on the retrieved temperature, which is known to within ~±1.4K. It is noted that a fraction of the error on the temperature (about 30%) consists of

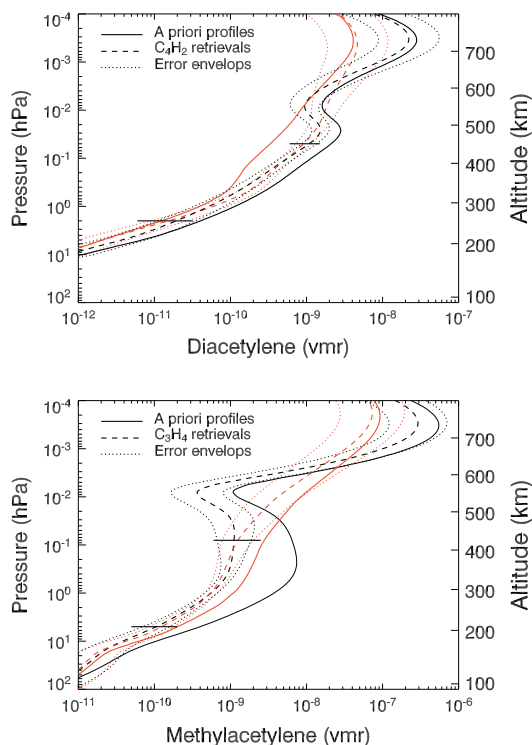


Fig. 7. Two C<sub>4</sub>H<sub>2</sub> and CH<sub>3</sub>C<sub>2</sub>H abundance profiles (black and red dashed lines) retrieved at 35°S, along with the corresponding *a priori* profiles (black and red solid lines). The maximum of information lies in the range 5–0.05 hPa. Error envelopes are indicated as dotted lines and the horizontal segments mark our vertical range of maximum sensitivity.

systematic error through the uncertainty in the methane and helium mole fractions (see Guerlet et al., 2009). For limb spectra, a correction to the tangent altitudes was also retrieved simultaneously to the temperature inversion. Retrieved tangent altitudes have an uncertainty of ~±6 km, which is taken into account in the present error analysis.

We also investigated the impact of the uncertainties in the acetylene mixing ratio and in the helium mole fraction in the retrieval of CH<sub>3</sub>C<sub>2</sub>H and C<sub>4</sub>H<sub>2</sub>, but these contributions were found negligible.

In order to estimate the influence of zonal winds, not included in our model, we computed several pressure–gravity–altitude grids for different wind velocities (50 m/s, 100 m/s and 150 m/s, which are typical zonal wind velocities in the troposphere at mid-latitudes (Choi et al., 2009)). The gravity changes by only 0.5% between the “no winds” case and with winds at 150 m/s, which is negligible. Fixing the 0 km level at the 1-bar pressure level, the altitude at 0.01 mbar changes by only 2 km between these two extreme cases, which is smaller than our error in the retrieved tangent altitudes (±6 km). We can thus conclude that errors in the retrieved tangent altitudes dominate with respect to errors due to variations of zonal wind. Of course, a better knowledge of wind velocities with altitude and latitude would help improve our precision. Combining quadratically these sources of uncertainties, we end up with the errors quoted in Table 2, which ranges from ±28% to ±50% depending on the species and the pressure level. The main contributor to the total error budget comes from the noise in the data, which could be greatly reduced by longer integration times and/or an improved calibration with more DScal spectra.

## 4. Results and comparison with a photochemical model

In this section, we present our results and compare the hydrocarbon meridional variations with predictions of a photochemical seasonal model. This model is an updated version of Moses and Greathouse (2005) model, hereafter referred to as MG05 in the figures. The main changes are:

- H Lyman alpha scattering from the local interstellar medium is now included, which mostly affects abundances in the high-latitude winter hemisphere.
- The temperature is not constant with latitude, but is now set to follow the temperature variations obtained from CIRS results (Guerlet et al. (2009) for temperatures from 80°S to 45°N planetographic latitude, Fletcher et al. (2007) for temperatures from 45°N to 70°N, with an assumed latitude-invariant temperature profile poleward of 70°N).
- Abundances are now calculated on a finer latitudinal grid (87°S–87°N planetocentric latitude, at 6° intervals).
- The reaction list and eddy diffusion coefficient from Model A of Moses et al. (2005) is now used rather than those from Model C. The eddy diffusion coefficient profile is still assumed to be invariant with latitude.

Table 2

Error bars on hydrocarbon abundances, at different pressure levels. The individual error due to the noise is given, as well as the quadratic sum of all individual errors.

	CH <sub>3</sub> C <sub>2</sub> H (limb) (%)		C <sub>4</sub> H <sub>2</sub> (limb) (%)		C <sub>4</sub> H <sub>2</sub> (nadir) (%)	
	Noise only	Quad. sum	Noise only	Quad. sum	Noise only	Quad. sum
1 hPa	22	28	40	50		
0.5 hPa			35	42	19	30
0.1 hPa	34	36	25	30		
0.05 hPa			25	30		

**Table 3**

Chemical loss timescales of  $C_2H_2$ ,  $C_2H_6$ ,  $CH_3C_2H$  and  $C_4H_2$  at two pressure levels as calculated at  $36^\circ S$  and  $L_s = 271^\circ$  from Moses and Greathouse (2005) photochemical model. The diffusion timescale for ethane calculated from the same model is given at two pressure levels.

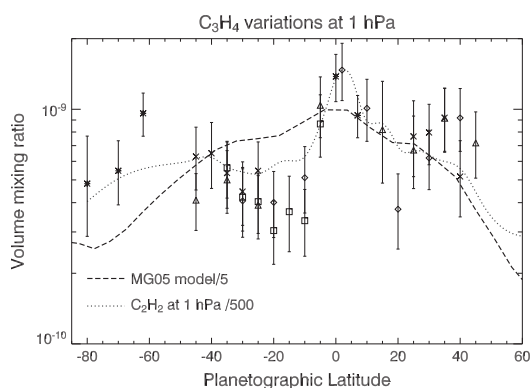
	Loss timescales		Diffusion timescale	
	1 hPa	0.1 hPa	1 hPa	0.1 hPa
$C_2H_6$	1100 years	300 years	38 years	6 years
$C_2H_2$	4 years	3.5 years	–	–
$CH_3C_2H$	50 days	13 days	–	–
$C_4H_2$	6 days	3 days	–	–

We give in Table 3 the loss timescales of four hydrocarbons calculated at  $36^\circ S$  planetocentric and  $L_s = 271^\circ$  from the model of Moses and Greathouse (2005). We note that the loss timescales of  $CH_3C_2H$  and  $C_4H_2$  are much shorter than those of  $C_2H_6$  and  $C_2H_2$ . However, recycling mechanisms can make these minor hydrocarbons much longer lived than their simple loss timescales would suggest. We recommend caution when manipulating these figures, as the time constants of hydrocarbons are highly dependent on latitude and season, especially that of  $CH_3C_2H$  and  $C_4H_2$ . We also give in Table 3 the diffusion timescale of ethane defined as  $H^2/D$ , where  $D$  is the sum of the eddy diffusion coefficient and the ethane molecular diffusion coefficient and  $H$  is the generalized scale height defined in Moses and Greathouse (2005).

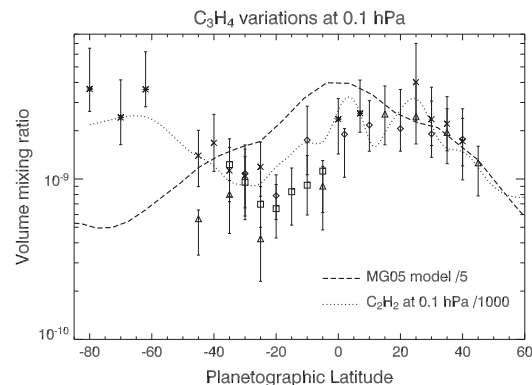
#### 4.1. $C_3H_4$ meridional profile – limb results

Combining information contained in all limb datasets leads to the determination of the spatial distribution of the  $CH_3C_2H$  mixing ratio from  $80^\circ S$  to  $45^\circ N$  and from 5 hPa up to 0.05 hPa. Methylacetylene meridional profiles are shown in Fig. 8 at 1 hPa and in Fig. 9 at 0.1 hPa. In these figures, we compare our results with the photochemical model outputs at  $L_s = 310^\circ$ ; however, we have divided the model mixing ratios by a factor of 5 in order for their absolute values to be similar to CIRS retrievals. We can thus directly compare the relative meridional variations.

At 1 and 0.1 hPa, the  $CH_3C_2H$  mixing ratio is expected to be maximum at the equator and to decrease towards the poles, as the yearly averaged mean daily solar insolation declines. Our derived meridional distribution is more complex and exhibits



**Fig. 8.** Meridional profile of methylacetylene at 1 hPa as derived from CIRS limb data. The various symbols correspond to different acquisition dates: squares, diamonds, crosses, triangles and stars correspond to, respectively, March 2005, December 2005, February 2006, August 2006 and late 2007 or beginning of 2008. The dashed line corresponds to the photochemical model outputs for  $L_s = 310^\circ$  and the dotted line to the  $C_2H_2$  mixing ratio at 1 hPa as derived from CIRS limb data, divided by 500.



**Fig. 9.** Meridional profile of methylacetylene at 0.1 hPa as derived from CIRS limb data. The dashed line corresponds to the photochemical model outputs for  $L_s = 310^\circ$  and the dotted line to the  $C_2H_2$  mixing ratio at 1 hPa as derived from CIRS limb data, divided by 1000. The symbol coding is the same as in Fig. 8.

small-scale variations not predicted by the photochemical seasonal model. The most noticeable differences with the model are the following:

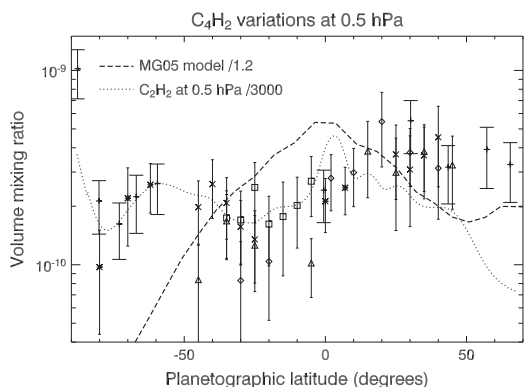
- We infer a low abundance region between  $10^\circ S$  and  $30^\circ S$ , with mixing ratios two to three times lower than those measured at northern tropical latitudes. Although the model predicts a slightly larger mixing ratio at 0.1 mbar in the northern tropics than in the southern tropics, the observed contrast is not matched.
- We infer a high abundance region poleward of  $60^\circ S$ . In particular, at high altitudes (0.1 hPa), we find mixing ratios at  $60\text{--}80^\circ S$  slightly larger than those at the equator, whereas the model predicts a decrease by a factor of  $\sim 7$  from the equator to the  $60\text{--}80^\circ S$  region.

In the northern hemisphere, the  $CH_3C_2H$  distribution is in better agreement with our revised Moses and Greathouse (2005) model, with the mixing ratio decreasing towards the north pole for the limited latitude coverage available, although greater-than-expected local maxima at 1 hPa are observed at the equator and at  $\sim 35^\circ N$ .

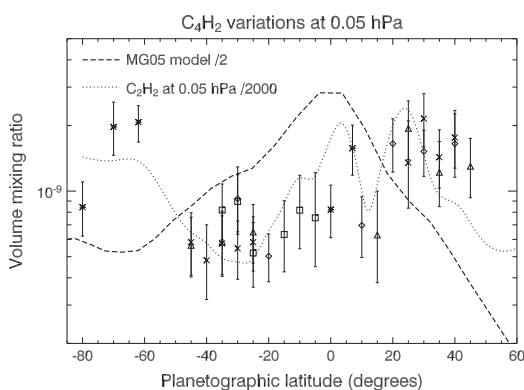
We compare in Figs. 8 and 9 our results with the previously derived  $C_2H_2$  distribution at 1 and 0.1 hPa (Guerlet et al., 2009), divided by a scaling factor. We find that to first order, the  $CH_3C_2H$  distribution follows that of  $C_2H_2$ : the same small-scale variations are found in both molecules' meridional profiles, although the depletion around  $20^\circ S$  is slightly deeper in the case of  $CH_3C_2H$ . The equatorial maximum at 1 hPa mimics that of  $C_2H_2$  at the same pressure level. We find a  $[C_2H_2]/[CH_3C_2H]$  ratio of about 500 at 1 hPa and 1000 at 0.1 hPa. In contrast, photochemical models predict a  $[C_2H_2]/[CH_3C_2H]$  ratio about 4–5 times smaller.

We also compare our mean mixing ratio with ISO results. One ISO observation was performed in 1996, near Saturn's equinox, so that both hemispheres were equally visible from the Earth's orbit. Moses et al. (2000a) analyzed this observation and found a  $CH_3C_2H$  mixing ratio of  $(1.8 \pm 0.5) \times 10^{-9}$  at the 0.5-hPa level, whereas our mean mixing ratio at this pressure level, between  $80^\circ S$  and  $45^\circ N$ , is  $(1.1 \pm 0.3) \times 10^{-9}$ . Our derived mixing ratio is lower than that of Moses et al. (2000a), although both are consistent within error bars. A possible explanation for this difference might be the use of different vertical profiles. Seasonal variations are not likely responsible for this difference of abundance, as the disk-averaged column abundance of  $CH_3C_2H$  is not expected to





**Fig. 10.** Meridional profile of diacetylene at 0.5 hPa as derived from CIRS limb and nadir data. The dashed line corresponds to the photochemical model outputs for  $L_s = 310^\circ$  and the dotted line to the  $C_2H_2$  mixing ratio at 1 hPa divided by 3000, as derived from CIRS limb and nadir data. The symbol coding is the same as in Fig. 8 and crosses stand for nadir results.



**Fig. 11.** Meridional profile of diacetylene at 0.05 hPa as derived from CIRS limb and nadir data. The dashed line corresponds to the photochemical model outputs for  $L_s = 310^\circ$  and the dotted line to the  $C_2H_2$  mixing ratio at 0.05 hPa divided by 2000, as derived from CIRS limb data. The symbol coding is the same as in Fig. 8.

vary by more than  $\sim 10\%$  with season (Moses and Greathouse, 2005). We also note that Moses et al. (2000a) used the same  $CH_3C_2H$  linedata as those used in the present analysis.

#### 4.2. $C_4H_2$ meridional profile – limb and nadir results

Diacetylene meridional profiles, combining limb and nadir datasets, are shown in Fig. 10 at 0.5 hPa and in Fig. 11 at 0.05 hPa. The retrieved profiles are compared with the  $C_2H_2$  distribution determined by Guerlet et al. (2009), extended to  $88^\circ S$  and  $65^\circ N$  by the analysis of the nadir dataset used for the retrieval of  $C_4H_2$ . The predictions from the photochemical model (at  $L_s = 310^\circ$ ) are also overplotted.

$C_4H_2$  chemical loss timescales at all altitudes are shorter than for many other stable hydrocarbons, but  $C_4H_2$  can be recycled once destroyed, and its abundance is coupled non-linearly with its primary parent molecule  $C_2H_2$ —all of which make its chemistry complex and sensitive to local conditions. At  $L_s = 310^\circ$ , according to the seasonal photochemical model, the  $C_4H_2$  mixing ratio is expected to strongly decrease from equator to south pole at the 0.5-hPa level, whereas at the 0.05-hPa level this strong decrease is expected

to take place towards the north pole. This difference can be explained by a combination of various production and destruction processes (photolysis but also reactions with atomic hydrogen) coupled to phase lag due to vertical diffusion.

The main features of our derived  $C_4H_2$  distribution are:

- Our observations reveal the absence of a marked equatorial maximum in the  $C_4H_2$  distribution, in contrast to our previous measurements of the  $C_2H_2$ ,  $C_2H_6$  (Guerlet et al., 2009), and  $CH_3C_2H$  mixing ratios.
- In the southern hemisphere, the  $C_4H_2$  distribution mimics very closely the  $C_2H_2$  distribution. The strong decrease predicted towards the south pole at 0.5 hPa is not observed: the volume mixing ratio of  $C_4H_2$  at  $60\text{--}80^\circ S$  and 0.5 hPa is found similar to that at the equator, whereas the photochemical model predicts a decrease of a factor of  $\sim 10$ .
- In the northern hemisphere at 0.5 hPa, the  $C_4H_2$  distribution differs from that of  $C_2H_2$  by remaining rather constant towards the north pole, while the  $C_2H_2$  mixing ratio derived from CIRS limb and nadir data decreases over that same region.
- As with  $CH_3C_2H$ , a strong asymmetry in  $C_4H_2$  mixing ratios is found between depleted mid-southern and enriched mid-northern latitudes, especially at 0.05 hPa, where we find mixing ratios almost three times higher in the  $20\text{--}45^\circ N$  region than in the  $20\text{--}45^\circ S$  region. This asymmetry was already observed in the  $C_2H_2$  and  $C_2H_6$  distributions at 0.05 hPa but was not significant at 0.5 hPa. The region of high abundance at mid-northern latitudes ( $20\text{--}45^\circ N$ ) is also broader in latitude than for  $C_2H_6$  and  $C_2H_2$ , for which the maximum peak was limited to  $20\text{--}30^\circ N$ .

Nadir data also provide information near the south pole ( $\sim 88^\circ S$ ) around the 0.5-hPa level. We find that both  $C_2H_2$  and  $C_4H_2$  display a strong enhancement with respect to photochemical model predictions, especially for  $C_4H_2$ . This very high concentration of hydrocarbons in the polar region has already been observed for  $C_2H_6$  and  $C_2H_2$  by Hesman et al. (2009) and was interpreted as a consequence of subsidence in the polar vortex.

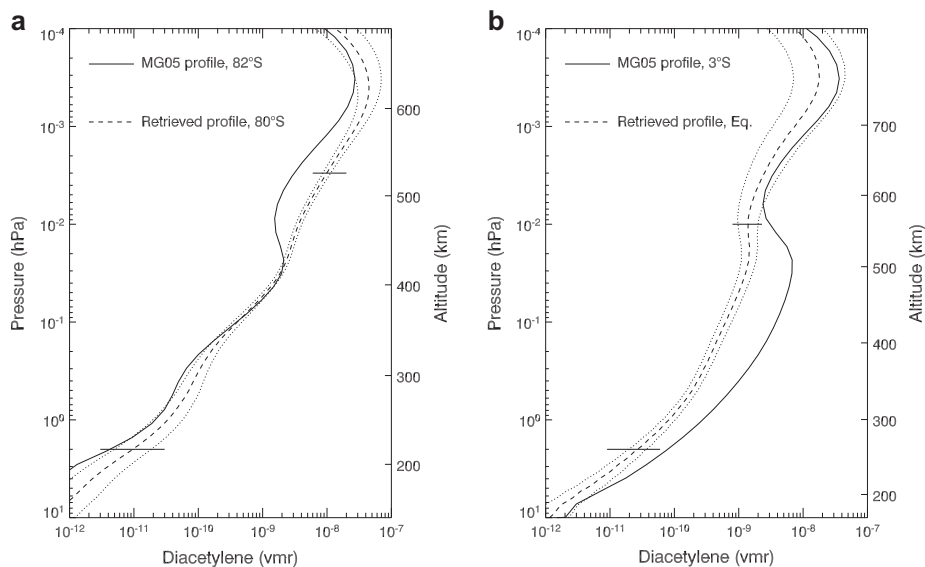
Higher vertical information (up to 0.5 Pa) in the  $C_4H_2$  profile is achieved using limb spectra at  $1.5$  and  $0.5\text{ cm}^{-1}$  of resolution, respectively acquired at  $80^\circ S$  and at the equator.  $C_4H_2$  vertical profiles at these latitudes are presented in Fig. 12 and compared to modeled profiles taken from Moses and Greathouse (2005) photochemical model. We note that  $C_4H_2$  vertical profile at  $80^\circ S$  is in good agreement with the model (with a similar slope and mixing ratio), except above the 3 Pa level, where the model predicts a local decrease of  $C_4H_2$  mixing ratio with altitude which is not matched in the retrieved profile. The equatorial retrieved profile exhibits a  $C_4H_2$  mixing ratio about four times less than that of the model as well as a less steep slope. The minimum of abundance predicted in the modeled profile at 1 Pa (which corresponds to our upper limit in sensitivity) is also not observed.

We note that our mean  $[C_2H_2]/[C_4H_2]$  ratio, between 2000 and 3000 in the 0.5–0.05 hPa region, is in good agreement with that of the photochemical model. Finally, our derived  $C_4H_2$  mean mixing ratio at 0.5 hPa (from  $80^\circ S$  to  $45^\circ N$ ) of  $(2.4 \pm 0.3) \times 10^{-10}$  compares satisfactorily with Moses et al. (2000a) analysis of ISO observations, which yielded a value of  $2.1 \pm 0.5 \times 10^{-10}$  at this pressure level.

## 5. Discussion

Our results show that the observed meridional profiles of  $C_4H_2$  and  $CH_3C_2H$  are not satisfactorily reproduced by the photochemical seasonal model developed by Moses and Greathouse (2005).

The most plausible explanation for the discrepancies is that a meridional redistribution by the global circulation, not included



**Fig. 12.** Vertical profiles of diacetylene at 80°S (left panel) and at the equator (right panel) as derived from CIRS limb data at, respectively, 1.5 and 0.5 cm<sup>-1</sup> of resolution. The solid lines stand for modeled profiles from Moses and Greathouse (2005) photochemical model. Error envelopes are indicated as dotted lines.

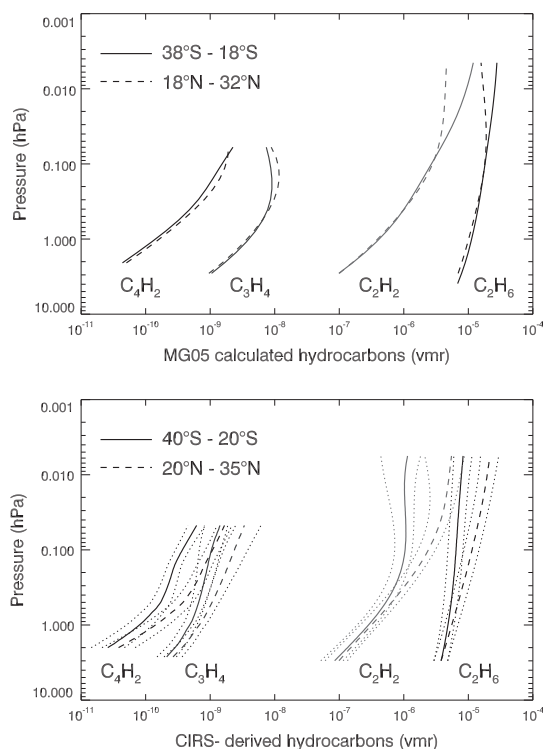
in the photochemical model, occurs in Saturn's stratosphere and modifies the spatial distribution of hydrocarbons. However, a chemical origin for some of the observed discrepancies is also considered.

### 5.1. North/south asymmetry at mid-latitudes

One striking difference between CIRS-derived and predicted distributions is the asymmetry between mid-southern latitude regions (showing a depletion in the retrieved abundances) and mid-northern latitude regions (showing an enrichment), whereas the photochemical model predicts a similar mixing ratio at mid-latitudes in both hemispheres. The ratio of the mean abundance at 20–45°N to that at 20–45°S is calculated for the various hydrocarbons and presented in Table 4. In the previous study (Guerlet et al., 2009), the asymmetry in the C<sub>2</sub>H<sub>2</sub> and C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> mixing ratios was only observed at and above the 0.1-hPa level and was interpreted as resulting from upwelling at mid-southern latitudes and downwelling at mid-northern latitudes, possibly linked together to form a circulation cell. Downwelling at northern mid-latitudes was also suggested from CIRS observations of increased stratospheric temperatures (Fouchet et al., 2008). The enriched region at 25°N has received a very low solar flux during the northern winter, due to the ring shadowing, so that colder temperatures and a lower production rate of photochemical species would have been expected. This low illumination condition could be compensated by adiabatic heating caused by a local downdraft of air. We note that such a downdraft, as well as multiple secondary circulation cells at mid- and high latitudes, are predicted for the winter ring-shadowed

**Table 4**  
Ratio between mean mixing ratios in the region 20–45°N to that in the region 20–45°S, for the different hydrocarbons and at different pressure levels.

	1 hPa	0.5 hPa	0.1 hPa	0.05 hPa	0.01 hPa
C <sub>4</sub> H <sub>2</sub>	2 ± 0.6	2.4 ± 0.6	2.8 ± 0.5	2.7 ± 0.6	–
CH <sub>3</sub> C <sub>2</sub> H	1.7 ± 0.3	1.9 ± 0.4	2.4 ± 0.8	2.5 ± 0.9	–
C <sub>2</sub> H <sub>2</sub>	1.1 ± 0.1	1.2 ± 0.2	2 ± 0.6	2.7 ± 1	4 ± 1.8
C <sub>2</sub> H <sub>6</sub>	1.1 ± 0.1	1.2 ± 0.2	1.5 ± 0.4	1.8 ± 0.5	2.2 ± 0.8



**Fig. 13.** Mean vertical profiles of four hydrocarbons (C<sub>2</sub>H<sub>2</sub>, C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>, C<sub>4</sub>H<sub>2</sub> and CH<sub>3</sub>C<sub>2</sub>H) at mid-southern latitudes (solid lines) and mid-northern latitudes (dashed lines). The upper panel corresponds to the predictions of the photochemical model, whereas the lower panel corresponds to CIRS observations.

hemisphere in the seasonal radiative-dynamical model of Barnet et al. (1992).

We can search for further evidence of advection in our derived profiles by comparing their vertical gradients in various regions of the atmosphere. We plot in Fig. 13 the vertical profiles of four hydrocarbons (both from Moses and Greathouse (2005) model and those retrieved from CIRS) that have been averaged from 20 to 40°S and 15 to 35°N. This figure shows that no variations of gradient is expected between mid-southern and mid-northern latitudes by the photochemical model. In contrast, we note that CIRS-derived hydrocarbons vertical profiles are much less steep at mid-southern than at mid-northern latitudes. This is particularly evident at low pressure levels (1 Pa) in C<sub>2</sub>H<sub>2</sub> and C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> profiles. An almost constant-with-height profile can be explained either from low chemical loss conditions, vertical advection, or a high diffusion coefficient at high altitudes which becomes smaller at low altitudes. As no chemical justification exists for a particularly low chemical loss at these mid-southern latitudes, we thus favor the dynamical explanations. However, these hypotheses are difficult to assess given the few observational constraints available.

In the present analysis, the north–south asymmetry in the C<sub>4</sub>H<sub>2</sub> and CH<sub>3</sub>C<sub>2</sub>H distributions is found as deep as 1 hPa and is more pronounced than in the case of C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> and C<sub>2</sub>H<sub>2</sub>. We attempt to explain this feature in several possible ways:

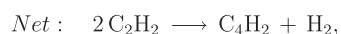
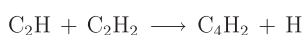
1. Vertical advection is more efficient at increasing or decreasing CH<sub>3</sub>C<sub>2</sub>H and C<sub>4</sub>H<sub>2</sub> abundances because their vertical profiles (in the absence of advection) are steeper than that of C<sub>2</sub>H<sub>2</sub> and C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>.

In order to test this hypothesis, we need to compare the relative steepness of the gradients of unadvected hydrocarbon vertical profiles. Unfortunately, we cannot make this comparison using the profiles derived from CIRS, as they might be altered by advection. As concern the photochemical model, it predicts that C<sub>2</sub>H<sub>2</sub> and CH<sub>3</sub>C<sub>2</sub>H have similar vertical gradients whereas C<sub>4</sub>H<sub>2</sub> has a steeper slope, due to its shorter lifetime. If the model is correct, these profiles are then consistent with a larger N/S asymmetry for C<sub>4</sub>H<sub>2</sub> than for C<sub>2</sub>H<sub>2</sub>, but they cannot account for the strong asymmetry that is observed for CH<sub>3</sub>C<sub>2</sub>H. It is noted that the photochemical model fails to reproduce the absolute value of CH<sub>3</sub>C<sub>2</sub>H abundance by a factor of 5 with respect to our observations, so that CH<sub>3</sub>C<sub>2</sub>H gradient may also be mistaken in the model.

Although this first hypothesis does not seem to hold for CH<sub>3</sub>C<sub>2</sub>H, it seems the most probable to explain our observed meridional and vertical profiles (see Fig. 13). It is worth noting that a similar reasoning is invoked to account for the strong enrichment observed for CH<sub>3</sub>C<sub>2</sub>H and C<sub>4</sub>H<sub>2</sub> mixing ratios in Titan's northern polar vortex, where subsidence is suspected to occur (Bézard, 2009).

2. In addition to vertical advection, there is a chemical coupling between C<sub>2</sub>H<sub>2</sub>, CH<sub>3</sub>C<sub>2</sub>H and C<sub>4</sub>H<sub>2</sub> which enhances the N/S asymmetry: the more C<sub>2</sub>H<sub>2</sub> there is, the more CH<sub>3</sub>C<sub>2</sub>H and C<sub>4</sub>H<sub>2</sub> are produced, and vice versa.

This chemical coupling is expected as CH<sub>3</sub>C<sub>2</sub>H and C<sub>4</sub>H<sub>2</sub> are produced through reactions involving C<sub>2</sub> species. For example, one of the main reaction schemes producing C<sub>4</sub>H<sub>2</sub> is



which also illustrates the origin of the nonlinear dependance of the C<sub>4</sub>H<sub>2</sub> abundance on the C<sub>2</sub>H<sub>2</sub> abundance.

3. Meridional diffusion is more effective at deeper pressures and operates with a timescale that preferentially affects the longer lived species like ethane and acetylene, such that these species get better mixed with latitude.

The conjecture that meridional diffusion might be more effective at 1-hPa pressures and below is also suggested by the different meridional distributions of ethane and acetylene at and below 1 hPa. Preliminary two-dimensional photochemical models indicate that the strong chemical coupling between C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> and C<sub>2</sub>H<sub>2</sub> above 1 hPa, combined with vertical diffusion, results in similar meridional distributions for the two species in the lower stratosphere, unless there is a transition between strong meridional mixing below and weak meridional mixing above the few-hPa level (Moses et al. (2007), see also the Jupiter modeling of Liang et al. (2005)).

4. The vertical advection is more pronounced at high altitudes and is a short-lived phenomenon (i.e., perhaps seasonal); long-lived species like C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> and C<sub>2</sub>H<sub>2</sub> then respond to yearly-averaged insolation and transport conditions whereas shorter-lived species are more affected by recent transport and insolation conditions.

The third and fourth hypotheses are difficult to evaluate at this point in time, given the sparseness of the temporal coverage of the observations.

5. The last hypothesis is that the depletion at mid-southern latitudes is not due to upwelling but rather to chemical destruction by reactions with oxygen-bearing compounds that preferentially enter the atmosphere at these latitudes. In that case, the oxygen chemistry would affect more efficiently the less saturated hydrocarbons like C<sub>4</sub>H<sub>2</sub> and CH<sub>3</sub>C<sub>2</sub>H (and C<sub>2</sub>H<sub>2</sub>) (Moses et al., 2000b).

In this last hypothesis, oxygen-bearing molecules have to be more abundant at southern mid-latitudes than anywhere else on the planet. The recent discovery of plumes on Enceladus (e.g., Porco et al., 2006) resolves a long-standing puzzle about the source of neutral oxygen species in the Saturn system. Models of the fate of the neutral water emanating from Enceladus (Jurac and Richardson, 2005, 2007) suggest that of the 10<sup>28</sup> H<sub>2</sub>O molecules per second being released from Enceladus, about 10% ends up diffusing into Saturn's atmosphere, presumably predominantly at equatorial and low latitudes. If we average this amount over all of Saturn, we derive a global-average influx rate of ~2 × 10<sup>6</sup> H<sub>2</sub>O molecules cm<sup>-2</sup>, which is the right order of magnitude for the flux needed to explain the global-average ISO and SWAS observations of H<sub>2</sub>O on Saturn (e.g., Feuchtgruber et al., 1997, 1999; Moses et al., 2000b; Bergin et al., 2000). Enceladus therefore appears to be the main supplier of water (and oxygen) to Saturn.

However, oxygen can also be delivered to Saturn's stratosphere from the tenuous oxygen atmosphere and ionosphere over the rings that has been detected in situ by Cassini during Saturn Orbit Insertion in 2004 (Tokar et al., 2005; Waite et al., 2005) (see also the Hubble Space Telescope observations of the neutral ring atmosphere, Shemansky et al., 1993; Hall et al., 1996; Richardson et al., 1998). A particle test model (Luhmann et al., 2006) has shown that the dipole field offset (Saturn's dipole field is offset by ~0.04 R<sub>S</sub> towards the north with respect to the planet's gravitational center, Connerney et al., 1983) can induce a latitudinal asymmetry in the precipitation of O<sup>+</sup> and O<sub>2</sub><sup>+</sup> ions from the ring atmosphere into Saturn's atmosphere.

With their model, Luhmann et al. (2006) find that most ions reaching Saturn precipitate into the 25–45°S region, while less than 10% precipitate in the 30–40°N region. This qualitative picture is in very good agreement with our localized minimum of hydrocarbons located at 20–45°S. However, the flux of precipitating ions might not be sufficient to induce the observed strong depletion in hydrocarbons. For example, Johnson et al. (2006) estimate that  $\sim 10^{27}$  ions are produced per second from the rings, and only  $\sim 1\%$  survives to reach Saturn. If we assume that the ions, which are largely  $O_2^+$ , enter uniformly in the 20–40°S region, the  $O_2^+$  flux is then only  $\sim 2 \times 10^5 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , which is dwarfed by the Enceladus neutral water source, making this fifth hypothesis less likely as a cause for the southern mid-latitude depletions in hydrocarbons. Spatially-resolved Cassini CIRS observations of water rotational lines at far-infrared wavelengths, which have yet to be analyzed, should help determining the meridional distribution of stratospheric water and may motivate a further investigation of this hypothesis.

Although we favor the first two hypotheses, it is not currently clear whether any of these hypotheses can explain all the observed behavior. The future Cassini and ground-based observations will expand our seasonal coverage, and two-dimensional photochemical models or general circulation models should help us assess the likelihood of these scenarios. In any case, the rich and complex behavior indicated by the observed vertical and meridional profiles of the photochemical products attests to the importance of dynamical processes in Saturn's stratosphere.

## 5.2. High southern latitudes enrichment

To account for the enriched southern region poleward of 60°S, we can advance several hypotheses. Meridional transport is unlikely to be the culprit, as previous studies have shown that the transport occurs on timescales longer than  $C_2H_2$ 's lifetime at 1 hPa (Greathouse et al., 2005; Howett et al., 2007; Guerlet et al., 2009, see also Table 3).

Another dynamical effect could be responsible, such as subsidence or a large vertical diffusion coefficient at high altitudes, which would both lead to an enhancement of hydrocarbons at the observed pressure levels.

Evidence for subsidence has been gathered at the south pole through the observation of a hot spot in the troposphere and lower stratosphere (Fletcher et al., 2008). This dramatic increase of temperature (from 150 K at 65°S to 165 K at 90°S, 1 hPa) is likely due to adiabatic heating, hence subsidence in the polar region. This is consistent with the large mixing ratio of  $C_2H_2$  and  $C_4H_2$  we inferred from nadir data at 88°S. However, there is no evidence that subsidence in the south polar region extends to 60°S. The warm stratospheric hood observed by Fletcher et al. (2008), extending from  $\sim 70^\circ\text{S}$  to the south pole, is likely due to aerosol solar absorption rather than large-scale subsidence. This is consistent with strongly-absorbing UV hazes (Pérez-Hoyos et al., 2005) being localised at the south pole, entrained within the south polar stratospheric hood.

Preliminary results of a reanalysis of Voyager UVS occultation data show that the methane homopause level (and the eddy diffusion coefficient  $K_{zz}$ ) varies significantly with latitude across the planet (Moses and Vervack, 2006). There are also hints of a low-lying thermospheric base at high latitudes from the UV data analysis of Gérard et al. (2009) and Gustin et al. (2009), which may also indicate a low-lying methane homopause level (since hydrocarbons are effective coolants); that observation is qualitatively consistent with subsidence at high latitudes.

Our observed enrichment at high southern latitudes could also be the consequence of shielding by aerosols or complex molecules

produced by auroral chemistry, which could prevent the destruction of hydrocarbons by photolysis, thus producing less atomic hydrogen and also minimizing the destruction of  $C_4H_2$  and  $CH_3C_2H$  by reactions with hydrogen. The Karkoschka and Tomasko (2005) analysis of HST images reveals an increase in the opacity of stratospheric haze in a polar hood in both hemispheres. In their model, they derived a small particle size for the haze (0.08  $\mu\text{m}$ ) and inferred an optical depth at 231 nm of  $\sim 0.2$  in mid-latitudes and of  $\sim 0.6$  poleward of  $\pm 60^\circ$ . This enhanced extinction in a polar hood of aerosols is qualitatively consistent with our observation of a high mixing ratio of hydrocarbons poleward of 60°S; however, quantitative problems remain because these aerosols do not appear to be able to provide sufficient optical depth in the  $\sim 150$ –230 nm region to produce effective shielding, even if one considers the geometrical effects from the longer slant paths at high latitudes. Apart from aerosols, the shielding particle could be a complex molecule produced from auroral chemistry in the upper stratosphere (such as PAHs), however, their potential abundance and optical depth have not been precisely quantified. The main problem with the shielding hypothesis is that one would then expect enhanced hydrocarbon abundances at all altitudes in the polar regions, as vertical diffusion effectively connects the different altitudes. The strong enhancements are not visible at 0.5 hPa and deeper, except for a  $C_4H_2$  observation at 88°S, which is in a suspected strong subsidence region right at the pole. Again, invoking strong meridional diffusion at  $\sim 1$  hPa might help resolve this issue.

Another possibility is enhanced production of  $C_2H_2$ ,  $C_2H_6$ ,  $CH_3C_2H$ ,  $C_4H_2$  due to charged-particle chemistry from the aurora. Auroral-chemistry models have not been developed for Saturn as of yet, and the Jupiter models published to date (e.g., Perry et al., 1999; Wong et al., 2000, 2003; Friedson et al., 2002) are vague about the effects of auroral chemistry on the production and destruction rates of these molecules. As with the shielding hypothesis, however, the effects of an enhanced auroral production should propagate to and be visible at lower altitudes, unless rapid meridional diffusion masks this signature or unless these enhanced products of auroral chemistry are confined by a vortex (Orton and Yanamandra-Fisher, 2005), in the same way as the small and UV absorbent aerosols are.

## 6. Summary and perspectives

This study presents the first global mapping of the trace species  $CH_3C_2H$  and  $C_4H_2$  in Saturn's stratosphere, in both hemispheres and from 3 hPa to 0.05 hPa. These species have shorter lifetimes than previously derived hydrocarbons ( $C_2H_6$ ,  $C_2H_2$  and  $C_3H_8$ ) and provide complementary constraints on the stratospheric chemistry and dynamics.

With regard to chemistry, we give ratios between the mixing ratios of  $CH_3C_2H$ ,  $C_4H_2$  and  $C_2H_2$  that might be useful to photochemical modelers, as the chemistry of these species is coupled through specific reactions. We show that the ratio  $[CH_3C_2H]/[C_2H_2]$  is currently overestimated by a factor of  $\sim 4$  in the revised Moses and Greathouse (2005) photochemical model, whereas the ratio  $[C_4H_2]/[C_2H_2]$  is in agreement with the model. In contrast, in our previous study (Guerlet et al., 2009), we found a ratio of  $[C_3H_8]/[C_2H_2]$  about three times higher than expected from their photochemical model. These differences imply that the chemistry producing  $C_3$  molecules needs to be balanced towards a greater production of  $C_3H_8$  and a lesser production of  $CH_3C_2H$ . As mentioned by Moses and Greathouse (2005), interconversion between the different  $C_3$  species is an important process in the chemistry of  $C_3$  hydrocarbons (which is not as well known as that of the  $C_2$  hydrocarbons). Further laboratory and theoretical investigations into the chemistry of  $C_3H_x$  species under low-temperature and low-pressure conditions are warranted.

The vertical structure we have access to using limb data is also informative, as the vertical profiles of hydrocarbons are governed by a combination of net production rates, diffusion and advection. We find variations of slope in the vertical profiles of hydrocarbons between southern and northern mid-latitudes, symptomatic of different dynamical and/or chemical processes at play in these regions.

To first order, we find that the  $C_4H_2$  and  $CH_3C_2H$  meridional distributions are tracking that of  $C_2H_2$  at the same pressure levels, which is consistent with the strong chemical coupling between these species. One striking feature is a south/north asymmetry (a depletion around 20–40°S and an enrichment around 20–40°N), whose amplitude is greater for the short-lived  $CH_3C_2H$  and  $C_4H_2$  than for long-lived  $C_2H_6$  and  $C_2H_2$ . This behavior is consistent with a combination of chemical coupling and vertical advection, with upwelling in mid-southern latitudes and downwelling in mid-northern latitudes, under the ring's shadow. However, other hypotheses are not excluded, such as reactions with oxygen-bearing molecules to account for the depletion.

We also find that  $C_4H_2$  and  $CH_3C_2H$  are enriched towards the south pole with respect to photochemical model predictions, especially at high altitudes (~0.1 hPa). This enrichment might result either from a downdraft of air enriched in hydrocarbons, strong vertical diffusion at high altitudes, or enhanced auroral production. Another possibility is the presence of a large amount of aerosols or other complex molecules produced by auroral chemistry that could prevent the photolysis of hydrocarbons. Hints of subsidence and of variations of the homopause level, as well as auroral bombardment in high-latitude regions, are consistent with the observed polar enrichment in hydrocarbons; however, as far as we know, current knowledge in these fields is not quantitative enough to distinguish between these hypotheses.

Along with the previous study regarding the mapping of  $C_2H_6$ ,  $C_2H_2$  and  $C_3H_8$  (Guerlet et al., 2009), we now have a snapshot of the spatial distribution of five hydrocarbons, having different lifetimes, during mid-summer in the southern hemisphere. We now need to obtain similar maps during different seasons, as well as to develop tools such as global circulation models that will be able to couple dynamics, radiative transfer and chemistry to test our hypotheses. The Cassini mission, extended until Saturn's solstice in 2017, should provide the opportunity to realize these maps one season apart from this study, during mid-fall/spring (2010–2012) and at the beginning of winter in southern hemisphere (2015–2017). This further temporal coverage will help discriminate between the hypotheses of a seasonal circulation cell (linked to the location of the ring's shadow) and other possible explanations.

Another mean to probe vertical advection in Saturn's stratosphere is the determination of the variation of the methane homopause level with latitude. Further analysis of UV occultation data are thus warranted. Eventually, further observations of aerosols and of the distribution of oxygen-bearing molecules will help better constrain the chemistry of the planet and evaluate their impact on the hydrocarbon distributions.

#### Acknowledgments

We would like to thank the CIRS investigation team involved in planning the observational sequences and calibration of the data. This research was supported by the Centre National d'Etudes Spatiales (CNES) and the Programme National de Planétologie (PNP/INSU). Fletcher was supported by an appointment to the NASA Postdoctoral Program at the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, under contract for the National Aeronautics and Space Administration (NASA), administered by Oak Ridge Associated Universities through a contract with NASA. Moses

acknowledges support from the NASA Cassini Data Analysis Program, Grant Number NNX08AQ79G. We thank the two referees for their useful comments.

#### References

- Barnet, C.D., Beebe, R.F., Conrath, B.J., 1992. A seasonal radiative-dynamic model of Saturn's troposphere. *Icarus* 98, 94–107.
- Bergin, E.A., and 21 colleagues, 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.
- Bézard, B., 2009. Composition and chemistry of Titan's stratosphere. *Philos. Trans. R. Soc. A* 367, 683–695.
- Blanquet, G., 1992. Absolute line intensities of the  $\nu_9$  band of propyne at 15.5  $\mu$ m. *Spectrochim. Acta A* 48, 1231–1233.
- 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. Collision-induced rototranslational absorption spectra of  $H_2$ -He pairs at temperatures from 40 to 3000 K. *Astrophys. J.* 326, 509–515.
- Choi, D.S., Showman, A.P., Brown, R.H., 2009. Cloud features and zonal wind measurements of Saturn's atmosphere as observed by Cassini/VIMS. *J. Geophys. Res.* 114, E04007.
- Connerney, J.E.P., Acuna, M.H., Ness, N.F., 1983. Currents in Saturn's magnetosphere. *J. Geophys. Res.* 88, 8779–8789.
- Conrath, B.J., Gautier, D., 2000. Saturn helium abundance: A reanalysis of Voyager measurements. *Icarus* 144, 124–134.
- Conrath, B.J., Gierasch, P.J., Ustinov, E.A., 1998. Thermal structure and para hydrogen fraction on the outer planets from Voyager IRIS measurements. *Icarus* 135, 501–517.
- de Graauw, T., and 18 colleagues, 1997. First results of ISO-SWS observations of Saturn: Detection of  $CO_2$ ,  $CH_3C_2H$ ,  $C_4H_2$  and tropospheric  $H_2O$ . *Astron. Astrophys.* 321, L13–L16.
- Feuchtgruber, H., Lellouch, E., de Graauw, T., Bézard, B., Encrenaz, T., Griffin, M., 1997. External supply of oxygen to the atmospheres of the giant planets. *Nature* 389, 159–162.
- Feuchtgruber, H., Lellouch, E., Encrenaz, T., Bézard, 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 SP-427, pp. 133–136.
- Flasar, F.M., and 44 colleagues, 2004. Exploring the Saturn system in the thermal infrared: The Composite Infrared Spectrometer. *Space Sci. Rev.* 115, 169–297.
- Fletcher, L.N., Irwin, P.G.J., Teanby, N.A., Orton, G.S., Parrish, P.D., de Kok, R., Howett, C., Calcutt, S.B., Bowles, N., Taylor, F.W., 2007. Characterising Saturn's vertical temperature structure from Cassini/CIRS. *Icarus* 189, 457–478.
- Fletcher, L.N., and 13 colleagues, 2008. Temperature and composition of Saturn's polar hot spots and hexagon. *Science* 319, 79–81.
- Fouchet, T., Guerlet, S., Strobel, D.F., Simon-Miller, A.A., Bézard, B., Flasar, F.M., 2008. An equatorial oscillation in Saturn's middle atmosphere. *Nature* 453, 200–202.
- Friedson, A.J., Wong, A., Yung, Y.L., 2002. Models for polar haze formation in Jupiter's stratosphere. *Icarus* 158, 389–400.
- Gérard, J., Bonfond, B., Gustin, J., Grodent, D., Clarke, J.T., Bisikalo, D., Shematovich, V., 2009. Altitude of Saturn's aurora and its implications for the characteristic energy of precipitated electrons. *Geophys. Res. Lett.* 36, L02202.
- Greathouse, T.K., Lacy, J.H., Bézard, B., Moses, J.I., Griffith, C.A., Richter, M.J., 2005. Meridional variations of temperature,  $C_2H_2$  and  $C_2H_6$  abundances in Saturn's stratosphere at southern summer solstice. *Icarus* 177, 18–31.
- Greathouse, T.K., Lacy, J.H., Bézard, B., Moses, J.I., Richter, M.J., Knez, C., 2006. The first detection of propane on Saturn. *Icarus* 181, 266–271.
- Guerlet, S., Fouchet, T., Bézard, B., Simon-Miller, A.A., Michael Flasar, F., 2009. Vertical and meridional distribution of ethane, acetylene and propane in Saturn's stratosphere from CIRS/Cassini limb observations. *Icarus* 203, 214–232.
- Gustin, J., Gérard, J., Pryor, W., Feldman, P.D., Grodent, D., Holsclaw, G., 2009. Characteristics of Saturn's polar atmosphere and auroral electrons derived from HST/STIS, FUSE and Cassini/UVIS spectra. *Icarus* 200, 176–187.
- Hall, D.T., Feldman, P.D., Holberg, J.B., McGrath, M.A., 1996. Fluorescent hydroxyl emissions from Saturn's ring atmosphere. *Science* 272, 516–518.
- Hesman, B.E., and 10 colleagues, 2009. Saturn's latitudinal  $C_2H_2$  and  $C_2H_6$  abundance profiles from Cassini/CIRS and ground-based observations. *Icarus* 202, 249–259.
- Howett, C.J.A., Irwin, P.G.J., Teanby, N.A., Simon-Miller, A.A., Calcutt, S.B., Fletcher, L.N., de Kok, R., 2007. Meridional variations in stratospheric acetylene and ethane in the southern hemisphere of the saturnian atmosphere as determined from Cassini/CIRS measurements. *Icarus* 190, 556–572.
- Jacquinot-Husson, N., and 41 colleagues, 2005. The 2003 edition of the GEISA/IASI spectroscopic database. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Trans.* 95, 429–467.
- Jacquinot-Husson, N., and 52 colleagues, 2008. The GEISA spectroscopic database: Current and future archive for Earth and planetary atmosphere studies. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Trans.* 109, 1043–1059.

- Johnson, R.E., and 12 colleagues, 2006. Production, ionization and redistribution of O<sub>2</sub> in Saturn's ring atmosphere. *Icarus* 180, 393–402.
- Jurac, S., Richardson, J.D., 2005. A self-consistent model of plasma and neutrals at Saturn: Neutral cloud morphology. *J. Geophys. Res.* 110, L09220.
- Jurac, S., Richardson, J.D., 2007. Neutral cloud interaction with Saturn's main rings. *Geophys. Res. Lett.* 34, L08102.
- Karkoschka, E., Tomasko, M., 2005. Saturn's vertical and latitudinal cloud structure 1991–2004 from HST imaging in 30 filters. *Icarus* 179, 195–221.
- Kunde, V.G., and 50 colleagues, 1996. Cassini infrared Fourier spectroscopic investigation. In: Horn, L. (Ed.), *Cassini/Huygens: A Mission to the Saturnian Systems*. Proc. SPIE 2803, pp. 162–177.
- Liang, M.-C., Shia, R.-L., Lee, A.Y.-T., Allen, M., Friedson, A.J., Yung, Y.L., 2005. Meridional transport in the stratosphere of Jupiter. *Astrophys. J.* 635, L177–L180.
- Lindal, G.F., Sweetnam, D.N., Eshleman, V.R., 1985. The atmosphere of Saturn – An analysis of the Voyager radio occultation measurements. *Astrophys. J.* 90, 1136–1146.
- Luhmann, J.G., Johnson, R.E., Tokar, R.L., Ledvina, S.A., Cravens, T.E., 2006. A model of the ionosphere of Saturn's rings and its implications. *Icarus* 181, 465–474.
- Moses, J.I., Greathouse, T.K., 2005. Latitudinal and seasonal models of stratospheric photochemistry on Saturn: Comparison with infrared data from IRTF/TEXES. *J. Geophys. Res.* 110, E09007.
- Moses, J., Vervack Jr., R.J., 2006. Saturn's upper atmospheric structure: Forward modeling and comparison with a reanalysis of the Voyager UVS occultation data. *Bull. Am. Astron. Soc.* 38, 500.
- Moses, J.I., Bézard, B., Lellouch, E., Gladstone, G.R., Feuchtgruber, H., Allen, M., 2000a. Photochemistry of Saturn's atmosphere. I. Hydrocarbon chemistry and comparisons with ISO observations. *Icarus* 143, 244–298.
- Moses, J.I., Lellouch, E., Bézard, B., Gladstone, G.R., Feuchtgruber, H., Allen, M., 2000b. 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.* 110, E08001.
- Moses, J.I., Liang, M.-C., Yung, Y.L., Shia, R.-L., 2007. Meridional distribution of hydrocarbons on Saturn: Implications for stratospheric transport. In: *Planetary Atmospheres Workshop*, pp. 85–86.
- Orton, G.S., Yanamandra-Fisher, P.A., 2005. Saturn's temperature field from high-resolution middle-infrared imaging. *Science* 307, 696–698.
- Pekkala, K., Graner, G., Włodarczak, G., Demaison, J., Koput, J., 1991. A global treatment of the  $\nu_3 = 1$  and  $\nu_10 = 2$  vibrational levels of propyne. *J. Mol. Spectrosc.* 214–229.
- Pérez-Hoyos, S., Sánchez-Lavega, A., French, R.G., Rojas, J.F., 2005. Saturn's cloud structure and temporal evolution from ten years of Hubble Space Telescope images (1994–2003). *Icarus* 176, 155–174.
- Perry, J.J., Kim, Y.H., Fox, J.L., Porter, H.S., 1999. Chemistry of the jovian auroral ionosphere. *J. Geophys. Res.* 104 (E7), 16541–16566.
- Porco, C.C., and 24 colleagues, 2006. Cassini observes the active south pole of Enceladus. *Science* 311, 1393–1401.
- 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.
- Richardson, J.D., Eviatar, A., McGrath, M.A., Vasyliūnas, V.M., 1998. OH in Saturn's magnetosphere: Observations and implications. *J. Geophys. Res.* 103 (E9), 20245–20256.
- Shemansky, D.E., Matheson, P., Hall, D.T., Hu, H., Tripp, T.M., 1993. Detection of the hydroxyl radical in the Saturn magnetosphere. *Nature* 363, 329–331.
- Tokar, R.L., and 12 colleagues, 2005. Cassini observations of the thermal plasma in the vicinity of Saturn's main rings and the F and G rings. *Geophys. Res. Lett.* 32, L14504.
- Waite, J.H., and 10 colleagues, 2005. Oxygen ions observed near Saturn's A ring. *Science* 307, 1260–1262.
- Wong, A., Lee, A.Y.T., Yung, Y.L., Ajello, J.M., 2000. Jupiter: Aerosol chemistry in the polar atmosphere. *Astrophys. J.* 534, L215–L217.
- Wong, A., Yung, Y.L., Friedson, A.J., 2003. Benzene and haze formation in the polar atmosphere of Jupiter. *Geophys. Res. Lett.* 30 (8), 1447.

---

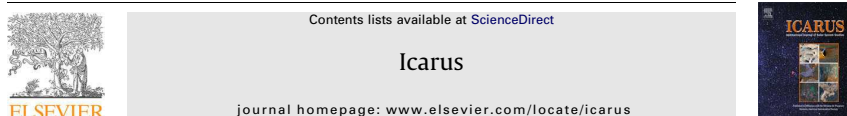
## Annexe D

# Article paru dans *Icarus*, Vol. 208, pp. 337–352, 2010

Fletcher, L.N., Achterberg, R.K., Greathouse, T.K., Orton, G.S., Conrath, B.J., Simon-Miller, A.A., Teanby, N., Guerlet, S., Irwin, P.G.J., Flasar, F.M.

“Seasonal change on Saturn from Cassini/CIRS observations, 2004–2009”





## Seasonal change on Saturn from Cassini/CIRS observations, 2004–2009

Leigh N. Fletcher<sup>a,b,\*</sup>, Richard K. Achterberg<sup>c</sup>, Thomas K. Greathouse<sup>d</sup>, Glenn S. Orton<sup>a</sup>, Barney J. Conrath<sup>e</sup>, Amy A. Simon-Miller<sup>f</sup>, Nicholas Teanby<sup>b</sup>, Sandrine Guerlet<sup>g</sup>, Patrick G.J. Irwin<sup>b</sup>, F.M. Flasar<sup>f</sup>

<sup>a</sup>Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, 4800 Oak Grove Drive, Pasadena, CA 91109, USA

<sup>b</sup>Atmospheric, Oceanic & Planetary Physics, Department of Physics, University of Oxford, Clarendon Laboratory, Parks Road, Oxford OX1 3PU, UK

<sup>c</sup>Department of Astronomy, University of Maryland, College Park, MD 20742, USA

<sup>d</sup>Southwest Research Institute, Division 15, 6220 Culebra Road, San Antonio, TX 78228, USA

<sup>e</sup>Department of Astronomy, Cornell University, Ithaca, NY 14853, USA

<sup>f</sup>NASA/Goddard Spaceflight Center, Greenbelt, MD 20771, USA

<sup>g</sup>LESIA – Observatoire de Paris, 92195 Meudon, France

### ARTICLE INFO

#### Article history:

Received 2 December 2009

Revised 25 January 2010

Accepted 26 January 2010

Available online 10 February 2010

#### Keywords:

Saturn  
Atmospheres, Composition  
Atmospheres, Structure

### ABSTRACT

Five years of thermal infrared spectra from the Cassini Composite Infrared Spectrometer (CIRS) are analyzed to determine the response of Saturn's atmosphere to seasonal changes in insolation. Hemispheric mapping sequences at 15.0 cm<sup>-1</sup> spectral resolution are used to retrieve the variation in the zonal mean temperatures in the stratosphere (0.5–5.0 mbar) and upper troposphere (75–800 mbar) between October 2004 (shortly after the summer solstice in the southern hemisphere) and July 2009 (shortly before the autumnal equinox).

Saturn's northern mid-latitudes show signs of dramatic warming in the stratosphere (by 6–10 K) as they emerge from ring-shadow into springtime conditions, whereas southern mid-latitudes show evidence for cooling (4–6 K). The 40-K asymmetry in stratospheric temperatures between northern and southern hemispheres (at 1 mbar) slowly decreased during the timespan of the observations. Tropospheric temperatures also show temporal variations but with a smaller range, consistent with the increasing radiative time constant of the atmospheric response with increasing pressure. The tropospheric response to the insolation changes shows the largest magnitude at the locations of the broad retrograde jets. Saturn's warm south-polar stratospheric hood has cooled over the course of the mission, but remains present.

Stratospheric temperatures are compared to a radiative climate model which accounts for the spatial distribution of the stratospheric coolants. The model successfully predicts the magnitude and morphology of the observed changes at most latitudes. However, the model fails at locations where strong dynamical perturbations dominate the temporal changes in the thermal field, such as the hot polar vortices and the equatorial semi-annual oscillation (Orton, G., and 27 colleagues [2008], *Nature* 453, 196–198). Furthermore, observed temperatures in Saturn's ring-shadowed regions are larger than predicted by all radiative-climate models to date due to the incomplete characterization of the dynamical response to the shadow. Finally, far-infrared CIRS spectra are used to demonstrate variability of the para-hydrogen distribution over the 5-year span of the dataset, which may be related to observed changes in Saturn's tropospheric haze in the spring hemisphere.

© 2010 Elsevier Inc. All rights reserved.

### 1. Introduction

Saturn's rotational axis is tilted by 26.7° with respect to the plane of the planet's orbit, resulting in large seasonal variations in solar energy deposition over the course of its 29.5 year orbit around the Sun. The temperature structure, gaseous distribution and cloud

properties in the upper troposphere and stratosphere of the gas giant are determined by the redistribution of energy and gaseous material from multiple sources: internal heat and latent energy release powering convective motion within the deep troposphere, and radiative heating (due to absorption by the key heaters, methane and aerosols) and cooling (due to emission by hydrocarbons, primarily acetylene and ethane) in the upper troposphere and stratosphere. As a consequence, seasonal variations in the rate of solar energy deposition can have measurable effects on Saturn's atmospheric heating (and hence the stability against convection), large-scale global circulation, photochemistry and aerosol production.

The Cassini spacecraft arrived in the Saturn system in July 2004 (at a heliocentric longitude,  $L_s \approx 293^\circ$ ), shortly after the southern summer solstice in October 2002 ( $L_s = 270^\circ$ ). Five years later, as Saturn approached the northern spring equinox and ring-plane crossing in August 2009 ( $L_s = 360^\circ$ ), Cassini began to see evidence of seasonal changes as the cold northern hemisphere emerged from 15 years of winter darkness. The Composite Infrared Spectrometer (CIRS, Flasar et al., 2004) provides the capability for sounding the thermal structure above the cloud tops in the upper troposphere and stratosphere. Fletcher et al. (2007) used CIRS mapping during the first 18 months of the mission ( $L_s \approx 307^\circ$ ) to derive latitude-pressure cross-sections of temperatures. These demonstrated that contrasts between warm cyclonic belts and cold anticyclonic zones were correlated with the mean zonal winds, superimposed onto a global seasonal asymmetry in temperatures. The asymmetry weakened with increasing pressure due to the longer radiative time constants in the deeper atmosphere, and disappeared below approximately 500 mbar. In addition, a temperature 'knee', observed just below the tropopause by Voyager/IRIS (Hanel et al., 1981) and Cassini/CIRS (Fletcher et al., 2007), showed hemispheric variations, being absent in the cold northern hemisphere. The most striking hemispheric temperature asymmetry was observed in the polar stratospheres, where the south pole exhibited a warm 'hood' polewards of 70°S, suggestive of entrainment of UV-absorbant aerosols, chemicals and adiabatic heating due to subsidence, which was absent from the cold north pole (Fletcher et al., 2008).

Besides the asymmetry in global mean temperatures, new Cassini results have demonstrated that other features of Saturn's atmospheric structure respond to seasonal changes in forcing. At the beginning of Cassini's mission in 2004, the northern hemisphere appeared blue in visible light as methane absorption was stronger than in the south, suggesting thinner or deeper tropospheric hazes in the winter hemisphere (West et al., 2009). Recent visible-light observations indicate that a reversal of this asymmetry was underway in 2007–2008 (West et al., 2009), with Saturn's northern blue hues being eroded away and replaced by the more familiar ochre and yellow coloration as the mission progressed. Although detailed haze microphysical models have not yet been developed, this obscuration of the gaseous methane absorption is possibly related to the growth of aerosols as sunlight reached high northern latitudes (e.g. aerosols appeared to be larger in the summer than in the winter in HST observations, Karkoschka and Tomasko, 2005). Furthermore, Cassini/VIMS observations at 5  $\mu\text{m}$  (Baines et al., 2006) demonstrated an asymmetry in thermal emission related to differences in the cloud and aerosol structures between the summer and winter hemispheres, being brighter at 5  $\mu\text{m}$  (thinner hazes) in the north than in the south.

Besides differences in aerosol structures, Cassini has also observed compositional asymmetries. The ortho- to para-hydrogen ratio (para-H<sub>2</sub> fraction,  $f_p$ ), which depends on both vertical advection and the thermal history of the air parcels, has long been observed to be out of equilibrium in the upper troposphere (Conrath et al., 1998). Furthermore, Fletcher et al. (2007) demonstrated an asymmetry in the extent of the para-H<sub>2</sub> disequilibrium. Saturn's equatorial zone and winter latitudes polewards of 40°N experienced sub-equilibrium conditions ( $f_p < f_{\text{eqm}}$ , suggesting either rapid upwelling in the upper troposphere or slow conversion timescales of ortho-H<sub>2</sub> to para-H<sub>2</sub> in the winter hemisphere), whereas the summer hemisphere experienced either super-equilibrium conditions ( $f_p > f_{\text{eqm}}$ , suggesting large-scale subsidence beneath the tropopause) or, more likely, near-equilibrium conditions (rapid conversion of ortho-H<sub>2</sub> to para-H<sub>2</sub>,  $f_p \approx f_{\text{eqm}}$ ). The two possible interpretations in the summer hemisphere stem from uncertainties in Saturn's helium abundance, to be discussed in Section 3.2.2. Finally, the meridional distribution of chemicals such as eth-

ane, acetylene, propane (Guerlet et al., 2009; Greathouse et al., 2005; Howett et al., 2007) and phosphine (Fletcher et al., 2009a) indicate hemispheric asymmetries, likely due to large-scale meridional transport (for the hydrocarbons) and differences in photochemical lifetimes (for PH<sub>3</sub>).

Cassini has observed that hemispheric asymmetries exist, but until now no spacecraft has been capable of tracking the variation of these asymmetries through time to better constrain radiative-dynamical models. Ground-based filtered imaging (Orton et al., 2008) from 1984 to 2007, limited to latitudes equatorward of 40° and to the hemisphere facing Earth, indicate the gradual brightening of the southern stratospheric methane and ethane emission (from 7.8 and 12.2  $\mu\text{m}$  imaging) since the November 1995 northern autumnal equinox ( $L_s = 180^\circ$ ), and observations from 1984 to 1995 ( $L_s = 45\text{--}170^\circ$ ) demonstrated the cooling of the northern stratosphere. Cassini/CIRS offers full spectroscopic coverage from 7 to 1000  $\mu\text{m}$ , with spatial resolutions smaller than 1° latitude in the mid-IR and global coverage of both northern and southern hemispheres, used in this paper to determine the atmospheric response to the seasonal insolation cycle. In Section 2 we describe the analytical techniques used to measure the seasonal temperature changes in Saturn's troposphere and stratosphere. Section 3 presents the observed changes in the stratospheric and tropospheric temperature and composition. Section 4 compares the measured stratospheric variations to the predictions of a general radiative climate model (Greathouse et al., 2008). Section 5 discusses the variations of temperature and para-H<sub>2</sub> disequilibrium and the evolution of equatorial and polar phenomena visible in the CIRS results, and relates them to aerosol opacity in the visible and near-IR.

### 2. CIRS data and retrieval methodology

The Composite Infrared Spectrometer (CIRS, Flasar et al., 2004) features a shared telescope and foreoptics feeding incoming thermal radiation to two interferometers: a polarizing Martin-Puplett interferometer for the far-IR (10–600 cm<sup>-1</sup>) whose beam is focused onto a circular bolometer detector (known as FP1) with a 3.9 mrad instantaneous field-of-view (IFOV); and a Michelson interferometer for the mid-IR with two 1 × 10 HgCdTe arrays (FP3, 600–1100 cm<sup>-1</sup> and FP4, 1100–1500 cm<sup>-1</sup>) with an IFOV of 0.273 × 0.273 mrad. As the mid-IR spatial resolution exceeds that of the far-IR, the two spectral ranges are used in a two-stage retrieval process described below. The number of target interferograms for each latitude exceeds the number of cold-deep-space observations used for calibration (see Table 1), so the noise equivalent spectral radiance (NESR) on averaged spectra is dominated by the random error on the deep space interferograms. As a consequence, uncertainties in the retrieved temperatures are directly related to the number of calibration reference spectra used in the analysis.

#### 2.1. Observations

This study uses a series of dedicated hemispheric mapping observations at 15.0 cm<sup>-1</sup> spectral resolution, known as FIRMAPs, taken between October 2004 ( $L_s = 297.4^\circ$ ) and July 2009 ( $L_s = 358.6^\circ$ ). Details of the observations are given in Table 1. In these observations, the fields of view are repeatedly scanned along Saturn's central meridian, generally between one pole and the equator, with longitudinal coverage provided by Saturn's rotation. Because data are typically taken from an equatorial orbit, all data at the same latitude have nearly the same emission angle. The observations are usually taken at a distance of 20–40 Saturn radii, providing a spatial resolution of 5–8° of arc in FP1, and 0.5–2.0° in FP3 and FP4.

\* Corresponding author. Address: Atmospheric, Oceanic & Planetary Physics, Department of Physics, University of Oxford, Clarendon Laboratory, Parks Road, Oxford OX1 3PU, UK.

E-mail address: fletcher@atm.ox.ac.uk (L.N. Fletcher).

For all focal planes, spectra were coadded in 2°-wide latitude bins, stepped every degree to provide Nyquist sampling. Non-uniformities in the FP1 response were considered to be unimportant when binning spectra on individual dates, because (a) the response is centre-weighted to the middle of the IFOV (Flasar et al., 2004), and (b) thermal contrasts measured with the higher-resolution mid-IR focal planes were found to be co-located with those determined from the lower-resolution far-IR focal plane (see Section 3). As only five signal channels are available for the 10-element FP3 and FP4 arrays, the mid-IR focal planes were oriented east–west and adjacent detectors were paired to maximize the signal-to-noise ratio. Only spectra with an emission angle within 10° of the median for each latitude were included in the average. As the FP3 and FP4 detector arrays are slightly offset from one another, we preserved the geometries (emission angles and latitudes) of the two focal planes, fitting both geometries simultaneously for a particular latitude to derive the temperature structure.

## 2.2. Retrieval models

Two independent retrieval models, one using optimal estimation (Irwin et al., 2008) and another using the constrained linear inversion technique (Conrath et al., 1998), were used to derive tropospheric and stratospheric temperatures for each date. Both models include collision-induced absorption of H<sub>2</sub>–H<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>–He, H<sub>2</sub>–CH<sub>4</sub> and CH<sub>4</sub>–CH<sub>4</sub> pre-calculated from the tabulations of Borysow (1991, 1993), Borysow et al. (1988), Borysow and Frommhold (1986, 1987) and references therein. The helium abundance He/H<sub>2</sub> was set to 0.135 (Conrath and Gautier, 2000).

Stratospheric temperatures were derived by fitting the ν<sub>4</sub> CH<sub>4</sub> emission features at 1304 cm<sup>-1</sup>, using a deep mole fraction of 4.7 × 10<sup>-3</sup> (Fletcher et al., 2009b). Comparisons between Cassini and Voyager UV data suggest that the CH<sub>4</sub> homopause level varies with latitude and time between approximately 0.001–0.1 μbar (Nagy et al., 2009). Although CIRS nadir spectra are insensitive to such low pressures, the CH<sub>4</sub> abundance drops with altitude due to both diffusive processes and photochemical reactions throughout the 1–1000 mbar range, as reviewed by Moses et al. (2000). If the altitude dependence of CH<sub>4</sub> were seasonally-variable, then this would lead to systematic offsets in the derived temperatures. As the stratospheric CH<sub>4</sub> distribution cannot be uniquely determined from CIRS observations alone, we assume a latitude-independent CH<sub>4</sub> abundance throughout the retrievals and the subsequent radiative-climate modeling. Finally, line data for methane were taken from the work of Brown et al. (2003), hydrogen-broadened using a half-width of 0.061 cm<sup>-1</sup> atm<sup>-1</sup> at 296 K and a temperature dependence,  $n$ , of 0.45 (B. Bézard, pers. comm.).

Both retrieval algorithms converged to the same results for the temperature asymmetry, as described below, so the following details pertain to the optimal estimation model alone. The reference atmospheric structure was defined on 120 levels equally spaced in log( $p$ ) between 1 μbar and 10 bar. Below the tropopause we use a mean of the nadir-derived CIRS  $T(p)$  from Fletcher et al. (2007) as a *priori*; with a mean of the limb-derived CIRS  $T(p)$  from Guerlet et al. (2009) above the tropopause. There is no information content in nadir CIRS spectra at pressures less than about 0.5 mbar, so the inclusion of the  $T(p)$  from limb-observations ensures an accurate representation of the high stratosphere. Finally, both this work and Guerlet et al. (2009) use the updated C<sub>2</sub>H<sub>2</sub> linedata of Vander Auwera et al. (2007), which decreased the required C<sub>2</sub>H<sub>2</sub> abundances relative to the analyses of Howett et al. (2007) and Grotzinger et al. (2005). Hence we include mean hydrocarbon profiles (ethane, acetylene, propane) following the most recent CIRS analysis of Guerlet et al. (2009).

### 2.2.1. Retrieval methodology

The nature of the CIRS instrument means that information about the troposphere deeper than the 200-mbar level comes from a focal plane with a lower spatial resolution (FP1) than information from the tropopause region (75–250 mbar, FP3) and the stratospheric region (0.5–5.0 mbar, FP4). Thus, the order in which the focal planes are used to determine the temperature structure could have some small effect on the final results. Fletcher et al. (2007) derived tropospheric temperatures from the low-resolution FP1 first, followed by sequential updates from FP3 and finally FP4 (Method A). In order to permit simultaneous retrievals of PH<sub>3</sub> and aerosols, Fletcher et al. (2009a) adopted a two-step approach, starting from FP1 and then performing a combined FP3 and FP4 retrieval (Method B). In this work, we confirmed that Methods A and B gave identical results, suggesting that the artificial separation of temperature retrievals from FP3 and FP4 is unnecessary.

However, functional derivatives calculated for the collision-induced continuum of FP1 and FP3 show sensitivity to the lower stratosphere, in particular the broad emission from the instantaneous pressure-induced S(0) and S(1) dipole absorptions of H<sub>2</sub>. Thus, in the FP1 retrieval, the use of a latitude-independent stratospheric *a priori* in the first steps of Methods A and B may lead to thermal inaccuracies just above the tropopause. Furthermore, using a global mean  $T(p)$  can produce an *a priori* offset from the true stratospheric temperature by up to 20 K at high latitudes. A third approach was tested (Method C), using temperatures derived by Fletcher et al. (2007) as a latitude-dependent *a priori* for the fitting of FP1.

Compared to Methods A and B, Method C produced a systematic shift in temperatures at the mid-latitudes but left the amplitude of the north–south asymmetry and equatorial temperatures unaltered. The differences were of the order of 1 K in the stratosphere and northern troposphere, but up to 2 K in the southern troposphere. Formal retrieval errors on the temperatures are 0.6–1.0 K between 80 and 250 mbar, 1.0–2.0 K between 250 and 700 mbar and approximately 1.0–1.3 K at 1.0 mbar, so the systematic offsets from the non-uniqueness of the inversion problem exceed the random errors on the retrievals in parts of the troposphere. This does not affect the amplitude of the relative warming and cooling trends discussed in Section 3. However, the use of a latitude-dependent *a priori* in Method C with pre-existing belt–zone contrasts and asymmetries could lead to spurious structure in the new retrievals. Optimal estimation retrievals must necessarily balance the *a priori* structure with the quality of the fit to the data. It is more desirable to have meridional structure in the results driven solely by the *data* than by *prior* assumptions. Hence the latitude-independent *a priori* (Method B) is preferred, but the absolute values of the retrieved temperatures have uncertainties of 1–2 K due to the non-uniqueness of the inversion problem.

The details of the two-stage retrieval approach are summarized as follows:

**2.2.1.1. Stage one: far-IR retrieval.** Following the multi-stage retrieval described by Fletcher et al. (2007), we first fit the 35–550 cm<sup>-1</sup> continuum by varying the temperature structure, para-H<sub>2</sub> ( $f_p(p)$ ) profile and the PH<sub>3</sub> abundance. The continuum provides tropospheric temperature sensitivity between 100 and 800 mbar (measured from the full width at half maximum of the contribution function averaged over this spectral range), with a contribution function peak at 500 mbar (Fletcher et al., 2007). As the para-H<sub>2</sub> fraction affects the relative population of the S(0) and S(1) states, it alters the shape of the collision-induced spectrum. CIRS is therefore sensitive to the para-H<sub>2</sub> fraction between 100 and 500 mbar, although correlation analyses suggest that it can only be reliably separated from the effects of temperature in the 150–400 mbar range (Fletcher et al., 2007; Conrath et al., 1998). Most of the

**Table 1**  
Details of the FIRMAT observations used in this study. The long-format name of the observations have the form CIRS\_aaaSA\_FIRMA/bbb\_PRIME, which has been shortened to aaa\_bbb in this table. The latitudes and number of spectra are relevant to FP3, with FP4 results being very similar. All latitudes are planetographic.

Obs. name	Date	Start time	Duration (h)	Sub-spacecraft latitude (°)	Number of FP3 spectra	Number of FP3 calibration spectra	Mid-IR spatial resolution (°)	Number of FP1 spectra	Number of FP1 calibration spectra	Far-IR spatial resolution (°)	Northern latitude (°)	Southern latitude (°)
00A_001	2004-10-30	17:00	11	-13	20,043	45	0.70	4209	36	5.39	-17	-89
00A_004	2005-03-10	19:50	21	0	52,628	21	0.56	9055	23	4.29	83	-10
00E_005A	2005-04-08	08:25	11	-4	22,454	34	1.1	3989	18	8.11	-1	-85
00E_005B	2005-04-09	05:50	11	-4	20,507	59	1.0	4469	35	7.78	-14	-85
00E_007	2005-05-22	19:30	22	0	54,433	22	0.60	8728	24	4.60	85	-13
01Z_009	2005-07-30	02:00	22	-20	40,432	38	0.71	8263	29	5.25	-27	-90
01Z_008	2005-08-03	15:28	21	0	44,772	29	0.58	8087	18	4.28	0	-85
01Z_010	2005-10-30	20:30	11	0	38,015	264	0.41	6613	261	3.13	83	-7
018_011	2005-11-25	17:25	11	0	30,046	26	0.51	4986	12	3.88	83	-9
02Z_014A	2006-03-22	10:49	11	0	27,031	20	0.58	4259	21	4.42	83	-9
02Z_014B	2006-03-23	07:49	11	0	22,348	31	0.76	3442	33	5.53	83	-12
02Z_015	2006-08-13	22:50	13	2	25,815	41	0.73	3876	42	5.53	83	-8
040_018	2007-03-02	10:21	14	54	38,232	324	0.64	7867	323	5.38	90	31
049_020	2007-09-01	16:50	11	-2	16,931	62	0.88	2801	51	6.71	-5	-81
055_030	2008-01-01	18:18	11	36	38,859	225	0.55	7565	226	5.59	90	0
060_007	2008-03-05	13:45	11	12	24,267	32	0.71	4239	34	5.60	90	1
060_007	2008-03-06	10:51	14	18	31,725	31	0.74	5599	32	6.79	90	3
068_A024	2008-05-20	05:44	11	1	12,531	11	0.57	2041	12	4.33	85	-11
068_B024	2008-05-21	05:48	11	11	13,367	13	0.63	2374	14	5.06	90	1
075_A002	2008-07-10	02:37	11	4	23,384	22	0.58	4479	24	4.38	89	-7
076_B002	2008-07-11	02:37	11	14	27,498	23	0.58	4832	25	5.01	90	5
076_C002	2008-07-12	02:22	11	25	30,415	15	0.50	5396	17	5.26	90	19
076_A001	2008-07-16	03:07	13	-8	32,087	28	0.50	6567	17	3.74	-7	-82
076_B001	2008-07-17	02:06	14	4	24,303	33	0.60	4423	24	4.41	7	-82
082_001	2008-08-24	07:19	10	16	28,432	17	0.55	2781	8	4.24	7	90
095_001	2008-11-28	18:36	13	20	35,436	21	0.55	6162	5	5.09	90	5
097_002	2008-12-19	10:53	22	-29	75,412	228	0.42	15,195	228	4.62	0	-86
098_001	2008-12-29	04:45	19	-29	61,896	249	0.50	11,603	250	4.42	0	-90
099_001	2009-01-01	04:40	13	25	39,492	12	0.50	7139	15	5.06	90	1
101_002	2009-01-26	07:18	11	-44	40,040	345	0.43	7125	296	3.70	-21	-90
110_001	2009-05-16	23:40	12	57	41,384	441	0.77	8740	435	6.76	90	24
114_001	2009-07-03	22:33	12	31	28,927	21	0.91	4081	12	9.44	90	1

L.N. Fletcher et al./Icarus 208 (2010) 337–352

348

information on the para-fraction comes from the translational continuum on the long-wavelength side of the  $S(0)$  line (approximately  $90\text{--}310\text{ cm}^{-1}$ ), which also shows considerable sensitivity to  $\text{PH}_3$ .  $\text{PH}_3$  was therefore retrieved simultaneously with the temperatures and para-fraction in the far-IR, resulting in a meridional  $\text{PH}_3$  distribution very similar to that shown by Fletcher et al. (2009a), with an equatorial maximum, belt/zonal contrasts and a north–south asymmetry in the  $\text{PH}_3$  distribution. The  $T(p)$  and  $f_p(p)$  profiles were then used as *a priori* for the second stage.

**2.2.1.2. Stage two: mid-IR retrieval.** The  $600\text{--}680\text{ cm}^{-1}$ ,  $900\text{--}1050\text{ cm}^{-1}$  and  $1100\text{--}1430\text{ cm}^{-1}$  spectral ranges were fitted simultaneously by varying  $T(p)$ , the gas scale height of  $\text{PH}_3$  and the opacity of a tropospheric grey-absorbing haze between 75 and 400 mbar (Fletcher et al., 2009a). The higher spatial resolution of the mid-IR focal planes allows us to study finer-scale details of the hemispheric asymmetries. The  $600\text{--}680\text{ cm}^{-1}$  region is sensitive to tropospheric temperatures between 60 and 230 mbar (with a peak at 140 mbar), whereas the  $1200\text{--}1400\text{ cm}^{-1}$  region is sensitive to stratospheric temperatures between 0.5 and 6.0 mbar (with a peak at 2.2 mbar).

### 2.3. Data products

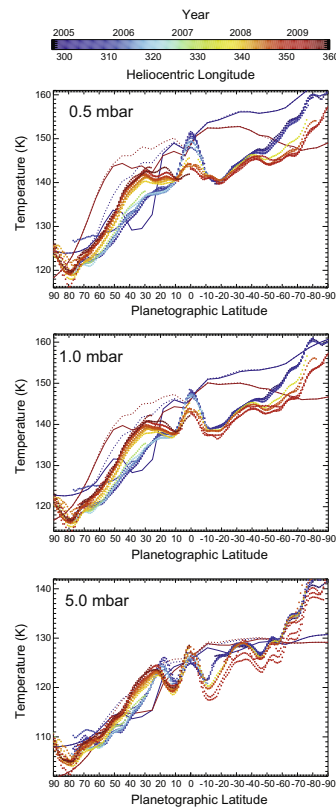
The FIRMAP dataset in Table 1 was acquired irregularly over the course of the mission, resulting in the retrieved  $T(p)$  and  $f_p(p)$  profiles being sparsely-gridded over the range of heliocentric longitudes considered in this study. We employ the spline interpolation algorithms developed by Teanby (2007) to fit heavily-damped curves through the datapoints at every pressure level. We use as a boundary condition that the first observation of a particular latitude had the same value as at the start of the mission, allowing us to interpolate over the full range of  $L_s$  values. While these are ineffective in showing the absolute range of the temperature variations on each date, they are extremely useful to show mean trends (i.e. either warming or cooling at a particular latitude) for comparison with radiative-climate models, discussed in Section 4.

The  $L_s$  values for each date were calculated using the IDL interface (ICY) to the C-SPICE software toolkit distributed by the Navigation and Ancillary Information Facility (NAIF, Acton, 1996) at the NASA Jet Propulsion Laboratory.

## 3. Results of data analysis

### 3.1. Stratospheric seasonal change

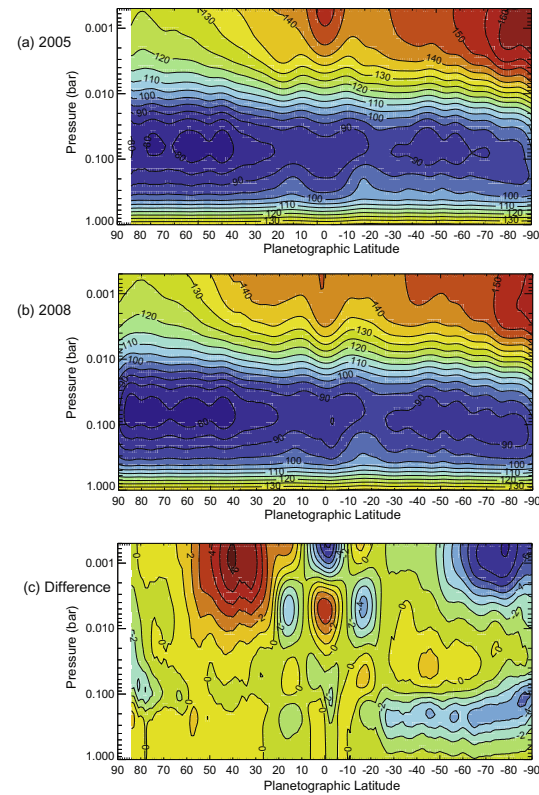
CIRS-derivations of stratospheric temperatures in Fig. 1 show systematic changes in temperature at 0.5 mbar of approximately 10 K between October 2004 and July 2009. The size of the seasonal change is smaller at higher pressures, as predicted by the longer radiative response times of the atmosphere at deeper levels (Conrath et al., 1990). Fig. 1 compares the measured temperature at three pressures (0.5, 1.0 and 5.0 mbar) with the predictions of a radiative climate model for the first and last day in the temporal range of this study (see Section 4). The errors on the stratospheric temperatures are smallest where the signal is largest (in the south polar region), and largest in the cold northern hemisphere emerging into sunlight. Typical retrieval errors are 1.0–1.5 K over the 0.5–5.0 mbar range. Fig. 2 indicates the difference between the temperature fields derived in 2005 and 2008 from a mean of the observations in Table 1 taken in those years. The figures show (a) a dramatic warming of the mid-northern latitudes as they emerge from ring-shadow; (b) cooling of the southern high latitudes and the warm polar vortex poleward of  $70^\circ\text{S}$  of Orton and Yanamandra-Fisher (2005) and Fletcher et al. (2008); and (c) equa-



**Fig. 1.** Stratospheric temperatures measured by Cassini/CIRS compared with seasonal model predictions at three altitudes: 0.5 (top), 1.0 (middle) and 5.0 (bottom) mbar, representing the range of altitudes sounded by nadir spectra of the  $\nu_4$   $\text{CH}_4$  band at  $7.7\ \mu\text{m}$ . The individual dates in Table 1 are color coded from October 2004 ( $L_s = 297.4^\circ$ , dark blue) and July 2009 ( $L_s = 358.6^\circ$ , dark red) to distinguish between early and late observations. Typical error bars on individual points are 1.2 K at 5.0 mbar, 1.1 K at 1.0 mbar and 1.4 K at 0.5 mbar, but the precise retrieval error depends on the number of spectra in the individual coadd and the observational geometry. The solid blue line represents model predictions for October 2004, the solid red line is the model prediction for July 2009 using the hydrocarbon distributions of Guerlet et al. (2009). The dotted blue and red lines are predictions made in the absence of ring-shadowing effects for the October 2004 and July 2009, respectively.

torial temperature changes which are likely to be associated with Saturn's Semi-Annual Oscillation (SSAO) (Fouchet et al., 2008; Orton et al., 2008).

The warming of the spring hemisphere is most striking between  $10^\circ\text{N}$  and  $60^\circ\text{N}$ , with peak temperature changes occurring at  $40^\circ\text{N}$ .



**Fig. 2.** A comparison of the temperature fields derived from a mean of all CIRS observations in (a) 2005 and (b) 2008 respectively. Panel (c) shows the difference between the 2005 and 2008 datasets, demonstrating the warming and cooling of the northern and southern stratosphere, respectively. The changing equatorial temperature field is a result of the propagation of the waves associated with Saturn's semi-annual oscillation. Although the hemispherical asymmetry has altered, the belt/zonal morphology of Saturn's troposphere has not.

Poleward of  $60^\circ\text{N}$ , where sunlight has only just started to penetrate the winter atmosphere, the stratosphere between 1 and 100 mbar was still showing a cooling trend between 2005 and 2008. The hemispheric asymmetry in stratospheric temperatures observed in earlier retrievals by Flasar et al. (2005) and Fletcher et al. (2007) is now beginning to 'flatten' at mid-latitudes, where the 2009 observations indicate temperatures of 142–145 K at both  $30\text{--}40^\circ\text{N}$  and  $30\text{--}40^\circ\text{S}$ . The warming of the northern mid-latitudes appears to be more rapid than the cooling at southern mid-latitudes because (a) the rate of cooling by hydrocarbon emission is less rapid in the cold northern hemisphere so that the heating effects due to  $\text{CH}_4$  absorption are more pronounced; and (b) the rate of change of insolation is greater at northern mid-latitudes as they move out of ring-shadow than in the south. To support the first

statement (a), the rate of cooling generally increases with both the abundances of  $\text{C}_2\text{H}_2$  and  $\text{C}_2\text{H}_6$  and the temperature of the line-forming region, as both factors enhance the flux escape to space. The heating rate, on the other hand, depends predominantly on  $\text{CH}_4$ , which is well-mixed vertically and meridionally, unlike the  $\text{C}_2\text{H}_2$  and  $\text{C}_2\text{H}_6$ . As Saturn approached the August 2009 equinox, the southern hemisphere was much hotter than the north so that the cooling rate was much stronger in the south. Conversely, temperatures were colder in the spring hemisphere so that the cooling was less rapid. Heating rates, on the other hand, were similar for both hemispheres. In the south, the higher cooling rates come close to canceling the heating rate, causing only small variations with time. But in the north the heating rate is far stronger than the cooling rate, so the change in temperature is quite pronounced. As the

temperatures in the north increase so will the cooling rates, bringing the northern stratosphere closer to radiative equilibrium.

The amplitude of the temperature change at northern mid-latitudes decreases with increasing pressure. The minimum stratospheric temperatures at all three altitudes occurs at 78–82°N, at the same latitude as Saturn's hexagonal wave in the troposphere. The warming of the atmosphere poleward of 82°N suggests subsidence of polar air and adiabatic heating. The same dynamical explanation may account for the warm stratospheric south-polar hood poleward of 70°S. The southern hood was present in thermal imaging of the polar region throughout the 5-year study, but the zonally-averaged results in Fig. 1 demonstrate that the region has cooled by 6–9 K at 80°S (at 1.0 and 0.5 mbar, respectively) between 2004 and 2009.

The dynamical perturbations caused by the SSAO are evident equatorward of 20° in both hemispheres in Fig. 2. Temperatures at 0.5 and 1.0 mbar have cooled at the equator (by 2.0 K/year and 1.4 K/year, respectively) but warmed at 10–20°, whereas temperatures at 5 mbar actually show the opposite – warming at the equator (by 0.9 K/year) and cooling at 10–20°. This is consistent with the downward propagation of the train of cool and warm stratospheric features in Fig. 1 of Fouchet et al. (2008). At 5.0 mbar, this appears to push the warm 'belts' and cold 'zones' either side of the equator to higher latitudes over the timespan of the observations. The appearance of a bright, warm equatorial band in 7.8- $\mu$ m ground-based imaging since 2004 (Fig. 2 of Orton et al. (2008)) suggests sensitivity to pressures greater than 2.0 mbar (estimated to be 20 mbar by Orton et al. (2008)). The 14.8-year period of the SSAO suggests that the equatorial maximum at 5.0 mbar is most pronounced at the equinoxes, and smallest at the solstices. The reverse is true in the stratosphere above 1.0 mbar, where the bright equatorial band was most pronounced at the solstice and has been decreasing since as a cool region of the wave moves downwards.

The stratospheric temperature changes discussed here are compared to a general radiative climate model in Section 4.

### 3.2. Tropospheric asymmetries

#### 3.2.1. Tropospheric temperatures

Figs. 2–4 demonstrate that more subtle seasonal changes are occurring in the deeper atmosphere, below the 80-mbar temperature minimum (tropopause). Fig. 3 shows the measured temperature changes for 100, 200, 300 and 500 mbar. The deepest two altitudes were retrieved from the 35–550  $\text{cm}^{-1}$  region of the low spatial resolution far-IR spectra, whereas the upper two altitudes were retrieved from the 600–680  $\text{cm}^{-1}$  region using the far-IR profiles as a *priori*. The formal retrieval errors on the profiles are 0.6–1.0 K in the 75–250 mbar region, and 1.0–2.0 K in the 250–700 mbar region; the precise error estimates depending on the number of spectra in the coadd, the number of calibration spectra and the signal strength (see Table 1 for details of each observation). The seasonal response of the atmosphere is less pronounced at the higher pressures, and considerably smaller than the changes in the stratosphere. Nevertheless, high southern latitudes cooled be-

tween 2005 and 2008 (Fig. 2), whereas northern tropospheric temperatures remained approximately constant.

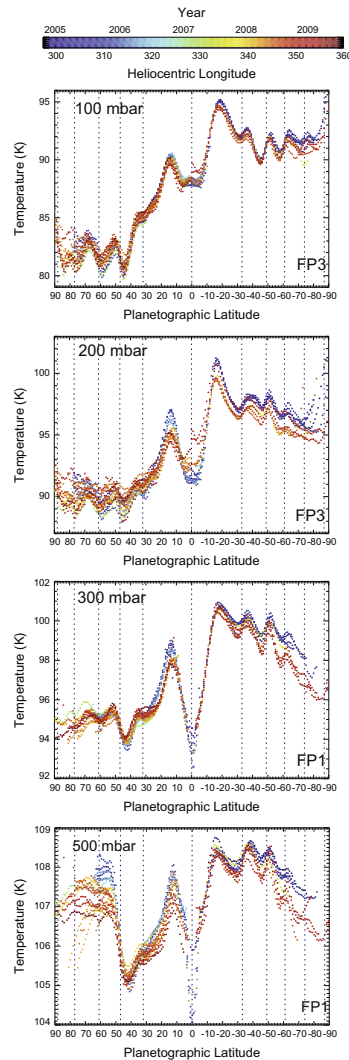


Fig. 3. Temperature changes in the upper troposphere for four altitudes: 100–200 mbar (from the 600–680  $\text{cm}^{-1}$  continuum measured by FP3); and 300–500 mbar (from the 35–550  $\text{cm}^{-1}$  continuum measured by FP1 at a lower spatial resolution). The individual dates in Table 1 are plotted from October 2004 ( $L_s = 297.4^\circ$ , dark blue) and July 2009 ( $L_s = 358.6^\circ$ , dark red). The vertical dotted lines are the locations of the peak velocities of the prograde (eastward) jets on Saturn. Typical error bars on individual points are 0.6–0.8 K at 100–200 mbar and 0.8–1.0 K at 300–500 mbar, but the precise retrieval error depends on the number of spectra in the individual coadd and the observational geometry.

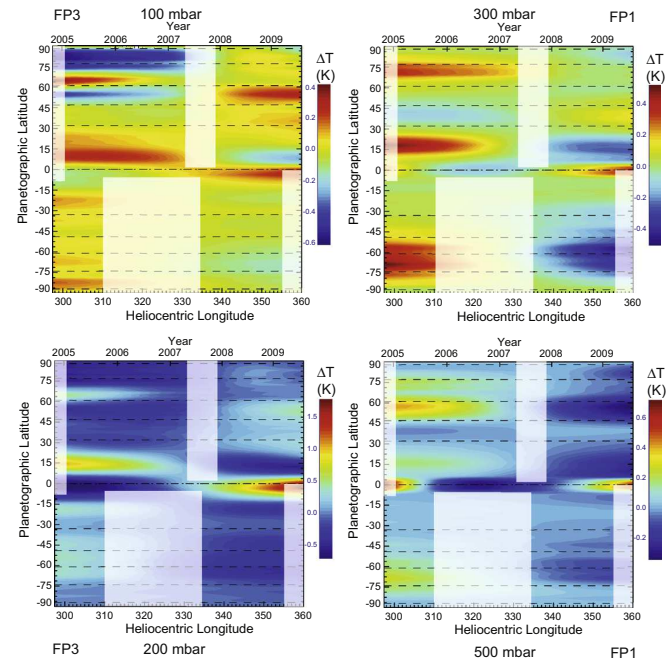


Fig. 4. Temporal changes of tropospheric temperature as a function of latitude. To create the contour plots, the temporal mean temperature is subtracted and a smooth curve is fitted by spline interpolation through the irregularly-spaced observations. The grey shaded blocks cover regions of time where there were substantial gaps in coverage during the Cassini mission, and the contours are simply a smooth interpolation between widely-separated dates. The figure demonstrates the changes in tropospheric temperatures with time at 100, 200, 300 and 500 mbar. The horizontal dashed lines indicate the latitudes of the peak velocities of the eastward jets.

The thermal changes observed in the troposphere are complex. The SSAO continues to modulate the equatorial temperatures in Fig. 3 even below the tropopause, with cooling of both the equatorial belts (NEB and SEB) and a tentative equatorward movement of the peak temperatures at all four altitudes in Fig. 3, plus a warming of the equatorial zone at 200 mbar. The SEB remained warmer than the NEB throughout the Cassini mission, and is expected to remain that way through to  $L_s = 8-17^\circ$  (when Voyager/IRIS retrievals from the previous equinox showed the same asymmetry between the two belts, Conrath and Pirraglia, 1983).

At first glance, it would appear that temperature changes are stronger at 200 mbar than they are at 100 mbar. This may be a side-effect of the information content of the FP1 and FP3 data, which has a larger peak contribution function at the 150–250 mbar level than it does at the 50–150 mbar level. In the retrieval process, this would lead to larger perturbations of the 200-mbar temperatures, which would propagate upwards due to the smoothing constraints imposed on the model. However, we cannot rule out a real effect at the 200-mbar level which relates to the 'knee' in the thermal structure first identified by Voyager (Hanel et al., 1981; Lindal

et al., 1985), and later studied by Fletcher et al. (2007). This distinct knee in the  $T(p)$  profile, which was more prevalent in the southern summer hemisphere, was believed to be the location of maximal heating from solar energy deposition via absorption at the top of the tropospheric haze (75–400 mbar, Pérez-Hoyos et al., 2005). Thus we might expect to see a faster response to heating at this altitude, but detailed radiative balance calculations (with improved aerosol models from Cassini/VIMS) will be required to test this hypothesis.

At 500 mbar, the patterns in Fig. 3 are more complex, with few indications of variations at mid-latitudes, except for a cooling of the 'step' in temperatures (Fletcher et al., 2007) observed poleward of 45°N. The high-latitude results from the far-IR focal plane are less robust because of the projection of a large field of view to high viewing angles, meaning we are less sensitive to the deep atmosphere at higher latitudes. The equatorial temperatures in Fig. 3 show a 2-K variation (from warm to cool to warm) which is likely an artifact due to contamination of equatorial FP1 spectra by contributions from Saturn's rings at the edge of the 4.3 mrad FOV, despite our efforts to remove ring-contaminated spectra from this

analysis. The tropospheric temperature changes observed here are compared to the predictions of Voyager-era climate models in Section 4.3.

### 3.2.2. Para-hydrogen

A careful comparison of independent temperature retrievals from the 35–550 and 600–680  $\text{cm}^{-1}$  ranges indicated the need to account for the meridional asymmetry in para-hydrogen ( $f_p$ , the para- $\text{H}_2$  fraction) disequilibrium observed by Fletcher et al. (2007) and described in Section 1. The vertical profile of para-hydrogen was retrieved simultaneously with temperature on every date from the collision-induced continuum measured in FP1. The top two panels of Fig. 5 show the measured para- $\text{H}_2$  fraction at 100 and 300 mbar from far-IR spectra over the course of the mission. Formal retrieval errors on the para- $\text{H}_2$  fraction (including random measurement errors and vertical smoothing assumptions, Rodgers, 2000) range from 0.01 between 200 and 500 mbar, to 0.015 between 75 and 200 mbar.

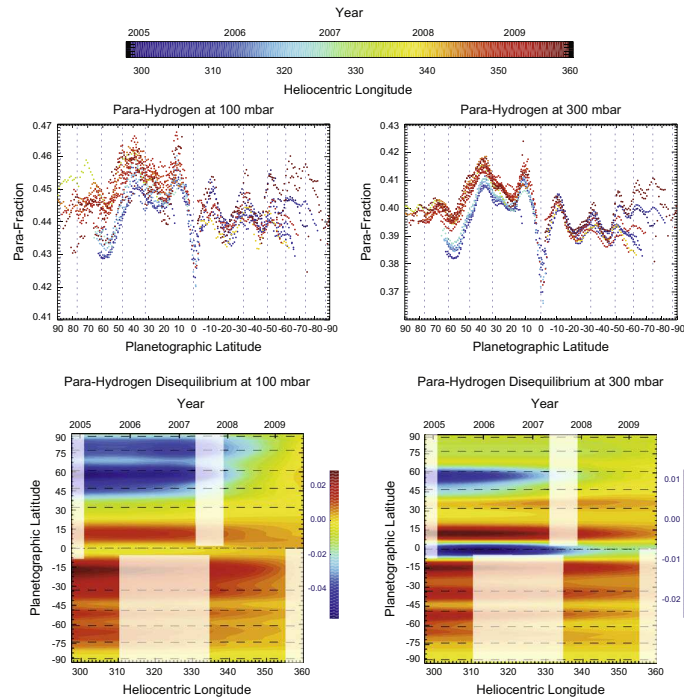


Fig. 5. Seasonal changes in the para-hydrogen distribution at 100 mbar (left column) and 300 mbar (right column), related to both the warming of the northern hemisphere and the expected increase in haze opacity as spring progresses. Top row: The measured para- $\text{H}_2$  fraction for each far-IR observation. The vertical dotted lines are the locations of the peak velocities in the eastward prograde jets. Bottom row: Using the temperature fields derived for each individual date, we calculate the deviation of the observed para- $\text{H}_2$  fraction from that expected for thermal equilibrium. We interpolate the measured para- $\text{H}_2$  fraction onto a smooth grid of latitude versus heliocentric longitude. The results show the decreasing sub-equilibrium conditions in the northern hemisphere. Grey boxes represent regions where we had no far-IR data. Horizontal dashed lines are the locations of the peak prograde jets.

However, these formal error estimates fail to account for three potentially important sources of uncertainty, which we discuss before presenting the results of this analysis. First, the possibility of a modified  $\text{He}/\text{H}_2$  ratio could lead to large systematic offsets in the absolute value of the para- $\text{H}_2$  fraction (of 0.05–0.08, from Fig. 6 of Fletcher et al. (2007)), implying that the degree of disequilibrium could change considerably (the super-equilibrium conditions found in Saturn's southern hemisphere by Fletcher et al. (2007) may be reduced). However, changes to Saturn's helium abundance should systematically affect the absolute values and not the asymmetry in disequilibrium observed here. Second, the errors do not take into account the uncertain effects of aerosol opacity in the far-IR, although testing by Fletcher et al. (2007) suggested that aerosols had negligible effects on the spectral fits. Finally, and most difficult to quantify, is the degree of correlation between the temperatures and the para- $\text{H}_2$  fraction. The solutions presented here are non-unique, because both temperatures and para- $\text{H}_2$  are derived from the shape of the collision-induced continuum. Only by

applying the same retrieval methodology (with the same smoothing assumptions and *a priori* weighting) to each observation can we hope to preserve the real trends in the underlying atmospheric properties which determine the shape of the continuum.

With the caveat that asymmetries in para- $\text{H}_2$  are robust, but absolute values may be subject to systematic uncertainties, Fig. 5 indicates that the para-fraction has varied in the northern hemisphere but stayed reasonably constant in the south over the time-span of these observations. The degree of disequilibrium (deviation from  $f_{\text{eqm}}$ ) was calculated based on the derived  $T(p)$ , and interpolated over the range of  $L_s$  values in the bottom set of panels in Fig. 5.  $f_p$  has grown poleward of 30°N over the course of the mission, meaning that the sub-equilibrium conditions ( $f_p < f_{\text{eqm}}$ ) associated with the winter hemisphere have begun to retreat to higher northern latitudes as the spring hemisphere emerges out of the winter shadow. This northward extension can be seen clearly in comparisons of the 2005 and 2008 distributions in Fig. 6 (where the para- $\text{H}_2$  fraction is valid over the 100–400 mbar range only), but changes in the southern hemisphere are negligible over the 5-year span of these observations. The distribution on the southern hemisphere para- $\text{H}_2$  values is within the random error envelopes at 100 and 300 mbar for low latitudes, but shows increasing scatter towards high latitudes because of (a) the large FP1 IFOV and (b) the high emission angles for these latitudes when observed from an equatorial orbit. In the northern hemisphere, the observed trend exceeds the 0.015 random error envelope, suggesting that the increasing para- $\text{H}_2$  fraction observed in the north cannot be explained by statistical error alone. The seasonal variability of para-hydrogen will be further discussed in Section 5.

### 3.2.3. Phosphine

Finally, Fletcher et al. (2009a) noted an asymmetry in tropospheric  $\text{PH}_3$ , with higher abundances in the summer hemisphere

than in the north. As the rate of photochemical destruction strongly depends on the shielding properties of the tropospheric hazes, it was expected that the tropospheric abundances might track seasonal changes to the abundance of the aerosols. This resulted in a greater abundance of  $\text{PH}_3$  in the hazier southern hemisphere because of the extended photochemical lifetime. The fractional scale height of  $\text{PH}_3$  was retrieved simultaneously with temperatures from FP3 and FP4, but no significant changes to the asymmetry were detectable outside of the retrieval errors. At the present time, the signal is too low in the regions of  $\text{PH}_3$  absorption to permit accurate measurements without coadding data from multiple dates. Nevertheless, it will be important to track the changes to the  $\text{PH}_3$  asymmetry over the remaining lifetime of the mission to understand the shifting balance between tropospheric upwelling and variable photochemical lifetimes.

## 4. Seasonal radiative models

### 4.1. Stratospheric climate model

Fig. 7 compares the measured warming and cooling at stratospheric altitudes to the predictions of the general radiative seasonal climate model of Greathouse et al. (2008) in an attempt to understand the stratospheric response to variations in insolation across the disk. The model successfully reproduces the gross temporal behavior and hemispherical asymmetry of the stratospheric temperatures, but fails to reproduce the detailed morphology in specific regions. The principal cause of this is the absence of dynamical effects from the radiative model, as described below. The dotted and dashed lines in Fig. 1 are the predicted atmospheric temperatures at the beginning and end of this survey ( $L_s = 297\text{--}360^\circ$ ), showing the expected range of thermal changes.

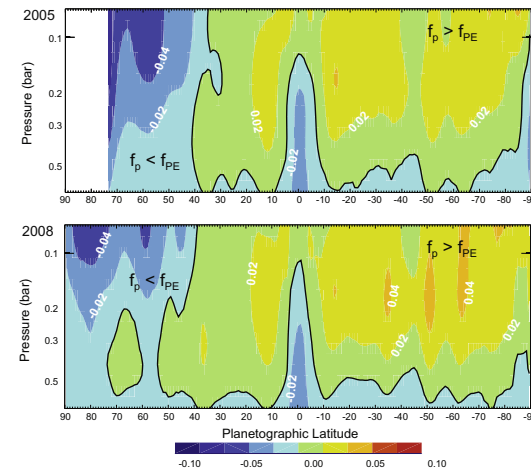


Fig. 6. Contour plots of the distribution of para-hydrogen disequilibrium in 2005 and 2008, for comparison with the results of Fletcher et al. (2007). The thick solid line demonstrates equilibrium conditions, with light shading indicating super-equilibrium ( $f_p > f_{\text{eqm}}$ ) conditions and dark shading indicating sub-equilibrium ( $f_p < f_{\text{eqm}}$ ) conditions. Although the para- $\text{H}_2$  fraction is plotted over the 70–700 mbar range, it is only valid for the 100–400 mbar range (shown by the thick dashed lines to the right of each plot), with extrapolation to lower and higher pressures by smooth relaxation to the *a priori* profile.

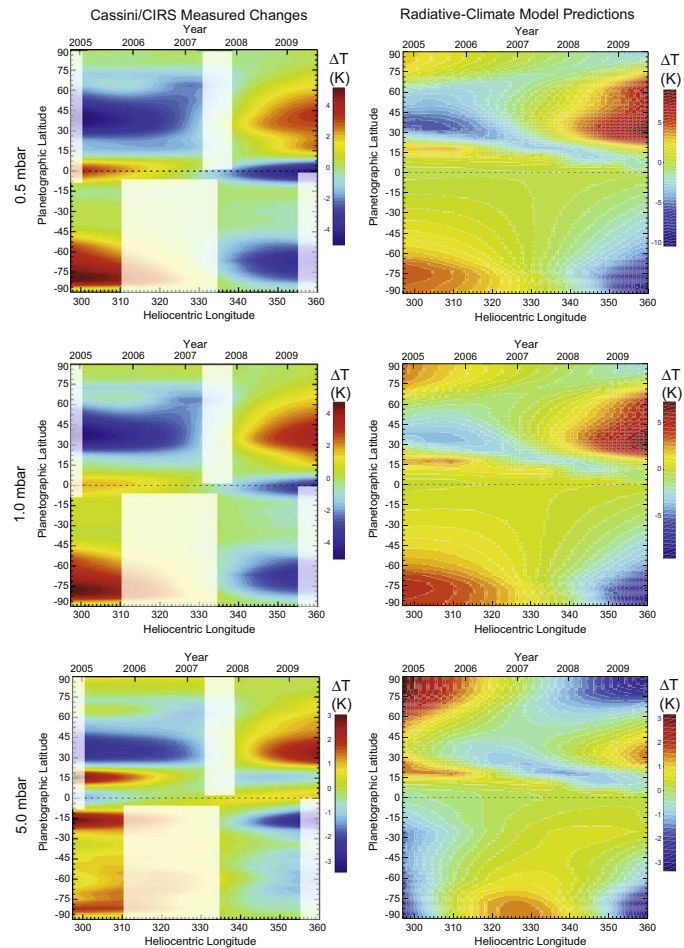


Fig. 7. Comparing the measured stratospheric temperature changes (at 0.5, 1.0 and 5.0 mbar, left column) to the predictions of a radiative climate model (Greathouse et al., 2008) with the hydrocarbon abundances of Guerlet et al. (2009) (right column). The separation of adjacent contours is 0.5 K, with solid contours representing values greater than zero, and dotted contours representing values lower than zero. To create the contour plots on the left, we use a spline interpolation over the irregularly-spaced observations, and subtract the mean temperature at each latitude during the 2004–2009 timeframe. The grey shaded blocks cover regions of time where there were substantial gaps in coverage, and the contours are simply a smooth interpolation between widely-separated dates. We perform the same subtraction of the mean for the output of the radiative climate model, but without the need for interpolation.

The core of the model uses a multi-layer radiative transfer code to compute (a) the radiative heating from absorption of sunlight by methane gas (preliminary tests with the aerosol distribution of

Karkoschka and Tomasko (2005) suggest that stratospheric aerosols add less than 1 K to the seasonal stratospheric temperature variations) and (b) radiative cooling via emission from the mid-IR

bands of  $\text{CH}_4$ ,  $\text{C}_2\text{H}_2$  and  $\text{C}_2\text{H}_6$  and collision-induced continuum emissions of  $\text{H}_2$ – $\text{H}_2$ ,  $\text{H}_2$ –He and  $\text{H}_2$ – $\text{CH}_4$  from 0 to  $10^5 \text{ cm}^{-1}$ . The model accounts for the attenuation of incident radiation by Saturn's ring system using the opacities discussed in Moses and Greathouse (2005). Thermal emission and scattering from the rings are presently omitted. The base of the model is assumed to have a constant radiant flux as it is not intended to model tropospheric temperatures (it also lacks opacities due to  $\text{PH}_3$  and  $\text{NH}_3$ , and neglects tropospheric aerosol absorption which is likely to be extremely important at deeper altitudes). The oblateness of the planet and the eccentricity of the orbit were used to determine the seasonal dependence of the insolation at each latitude.

Unlike earlier radiative-climate models which assumed hydrocarbon distributions which were independent of latitude (Bézar and Gautier, 1985; Conrath et al., 1990), the updated model uses the latitudinal variability of ethane and acetylene derived during the Cassini epoch (using two example distributions from Greathouse et al. (2005, 2009)) and holds them fixed over the saturnian year. Comparing the two models with different  $\text{C}_2\text{H}_2$  and  $\text{C}_2\text{H}_6$  distributions produced modeled temperatures with 3–5 K differences at 1.0 mbar, comparable to the differences between the CIRS observations and the models (see below). This is still an approximation to the true atmospheric composition, as insolation variations will affect the photochemical production and loss rates, but the modeling of seasonally-dependent hydrocarbon distributions is beyond the scope of the present analysis. Furthermore, both the retrievals and the radiative model use a latitude-invariant  $\text{CH}_4$  distribution. The model was run at the equator,  $\pm 3^\circ$  and then at higher latitudes in  $6^\circ$  steps all the way to both poles. The model results were then interpolated to create a regular grid for comparison with observations on the right-hand side of Fig. 7.

#### 4.2. Comparing model and observations in the stratosphere

The signal-to-noise ratio of Voyager/IRIS spectra, taken after the last northern spring equinox in November 1980 ( $L_s \approx 8^\circ$ ) and August 1981 ( $L_s \approx 17^\circ$ ), were too low to derive meaningful stratospheric temperature cross-sections. Nevertheless, the radiative-climate models of Bézar and Gautier (1985) and Conrath et al. (1990) were developed to make predictions which we can now compare to the CIRS results. The key features of these models were the homogeneous hydrocarbon distributions (with both latitude and season), but we show that both the Voyager-era models and the radiative climate model discussed above (and plotted in Fig. 7) are capable of reproducing the north–south asymmetry observed during the Cassini epoch.

The Greathouse et al. (2008) model predicts that the 1.0-mbar temperatures range from 123 K at the north pole to 161 K at the south pole at  $L_s = 300^\circ$ , changing to 117–147 K at the equinox. The predicted morphology of the warming and cooling is shown in the right-hand column of Fig. 7. The CIRS-derived north polar temperatures do not appear to be changing quite so dramatically as the model predicts, but the south polar temperatures do show the correct magnitude of the cooling trend. Although the absolute values of the temperature fields predicted by the models tend to be offset from the retrievals by 5–10 K, the predicted asymmetries are of a similar size to the observations. Both the Greathouse-model at 5.0 mbar (predicting 105 K at the north pole and 135 K at the south pole, a 30-K north–south asymmetry) and the model of Bézar and Gautier (1985) (estimating a 115–140 K range) are broadly consistent with the CIRS observations (110–145 K range at 5.0 mbar, a 35-K asymmetry). The observations appear to show a slightly larger asymmetry (35 K) than the models (25–30 K) at 5.0 mbar, but we caution that this could be an artifact of the vertical smoothing applied to the retrieval of  $T(p)$  profiles. The Conrath et al. (1990) model predicts a smaller 20-K thermal range at 1.0 mbar (140–

160 K) which is inconsistent with the observations (120–160 K, a 40 K difference between the northern and southern polar regions).

The cause of these absolute offsets in the predicted temperatures is that the modeled stratospheric temperatures are extremely sensitive to the cooling effects of hydrocarbons – different hydrocarbon distributions yield different temperature fields. Using the higher  $\text{C}_2\text{H}_2$  and  $\text{C}_2\text{H}_6$  abundances from Greathouse et al. (2005) generally resulted in model temperatures which were lower by 3–5 K at 0.5 and 1.0 mbar than using the abundances from Guerlet et al. (2009). Nevertheless, both hydrocarbon distributions lead to predictions of 0.5 and 1.0 mbar temperatures at mid-latitudes that are warmer than Cassini has measured (by around 10 K), despite the observed polar temperatures and equatorial temperatures being in agreement with the models. To adjust the model to be cooler at mid-latitudes would require some form of excess cooling by emission from elevated hydrocarbon abundances (or additional perturbations by atmospheric dynamics), stronger at mid-latitudes than elsewhere. The only exception is in the region emerging from ring-shadow ( $20$ – $40^\circ\text{N}$ ) where modeled temperatures are substantially cooler than the observations. Careful studies of the evolution of the hydrocarbon distribution over the remainder of the Cassini mission will be vital to constrain the source of this additional cooling.

At 0.5 and 1.0 mbar, both the model and the data in Fig. 7 show a steady cooling of the southern hemisphere poleward of  $40^\circ\text{S}$ , with relatively little change to the temperatures equatorward of  $40^\circ\text{S}$ . In the northern hemisphere the model predicts steady warming between  $30^\circ\text{N}$  and  $70^\circ\text{N}$ , which is broadly consistent with the CIRS observations. However, CIRS observations show that the  $10$ – $30^\circ\text{N}$  region is also warming to the same extent, suggesting some discrepancy between the model and the data near the equator. Indeed, the complex energy redistribution associated with the SSAO at the equator is not reproduced by the model, which predicts steady equatorial temperatures throughout the Cassini mission. The same is true of 5.0 mbar predictions from an extrapolation of Fig. 5 of Bézar and Gautier (1985), which correctly predicts equatorial temperatures of 131 K at  $L_s = 300^\circ$  (the CIRS observations have a 127–135 K range) but does not include the complexity of the equatorial oscillation.

The anticipated timing of polar temperature changes at 5.0 mbar in both the Bézar-model and the Greathouse-model disagree slightly with the observations (with the caveat that the CIRS  $L_s$  coverage is incomplete). The Bézar and Gautier (1985) model predicts a peak south polar temperature at  $L_s = 340^\circ$ , the Greathouse-model peaks slightly earlier at  $L_s = 325^\circ$ . The difference between the two models is most likely a result of (a) the different  $\text{C}_2\text{H}_2$  and  $\text{C}_2\text{H}_6$  meridional and vertical distributions; (b) the different  $\text{CH}_4$  abundance and (c) the use of updated  $\text{CH}_4$  opacities in the near-IR (Irwin et al., 2006), although (a) is likely to be dominant because of the strong meridional dependence of the model results on the calculated cooling rates at each latitude. CIRS data at 5 mbar do not show the existence of such a peak in south polar temperatures, and are consistent with steady cooling of the south polar region throughout the mission, but there is a gap in our temporal coverage between  $L_s = 310^\circ$  and  $335^\circ$ . Furthermore, this conclusion relies on the successful separation of 1-mbar and 5-mbar temperatures in the retrieval process. The incorrect timing of the peak polar temperatures is perhaps unsurprising, given that they are influenced by the presence of the south polar vortex (Fletcher et al., 2008). However, mid-latitude CIRS data do not show evidence for any peak in 5-mbar temperatures between 2004 and 2009, either.

Modelling at the poles is further complicated by the existence of a high-latitude stratospheric UV-absorber (Karkoschka and Tomasko, 2005), which may contribute to the radiative balance. Temperature offsets of 1 K or less were obtained when the seasonal model

was tested with the latitudinally-dependent stratospheric haze of Karkoschka and Tomasko (2005) as an absorber. However, latitudinally-varying stratospheric hazes have yet to be fully incorporated into the radiative energy budget because of our lack of knowledge about the time variability of their spatial distribution and optical properties.

Furthermore, deposition of auroral energy may play a role in the radiative balance at the poles. The importance of auroral energy deposition in thermospheric heating (i.e. Joule heating above the 100-nbar pressure level) has been modeled extensively by Müller-Wodarg et al. (2006), but the depth of energy penetration into the stratosphere from magnetospheric coupling is extremely uncertain. Updated models now extend down to the microbar level (I. Müller-Wodarg, pers. comm.), and the calculations suggest that direct energy particle precipitation, which ionize the neutral atmosphere and permit currents to flow, can lead to non-negligible Joule heating at the microbar level in the polar regions. However, the magnitude of the heating effect depends on the details of the energy spectrum of the precipitating particles, and may be balanced by ion recombination processes. As a result, the extent of the penetration to the millibar levels of the stratosphere and the contribution to the radiative balance and atmospheric chemistry have never been fully quantified. Without the additional dynamics, chemistry and energetics, the radiative-climate models do not predict the presence of the distinct warm polar hood at the south pole. Based on the predicted symmetry in the seasonal dynamic response of both hemispheres to changing insolation, we expect the southern stratospheric hood to dissipate and a similar northern warm hood to form as Saturn approaches northern summer solstice in 2017. However, northern hemisphere summer temperatures are likely to be lower than southern summer temperatures, because of modulation by Saturn's slightly eccentric orbit.

The starkest discrepancy between the model and the data occurs in the region emerging from ring-shadow. When the obscuration of the rings is included, the model predicts cooler temperatures (by 8–10 K) in the ring shadow regions than are observed. As a demonstration of the effects of the rings, Fig. 1 has two versions of the model prediction for the start (dotted lines) and end (dashed lines) dates of this survey – one with ring obscuration, and one without. The addition of ring obscuration cools the model by more than 10 K at 0.5 mbar between 10°N and 50°N, and similar large ring-shadow effects were predicted by Bézard and Gautier (1985) at the time of the Voyager encounters. But Saturn's atmosphere does not respond to this reduction in solar energy in a purely radiative manner. Horizontal and vertical advection of heat into the shadowed region is not accounted for in the models, which would serve to minimize the effects of ring-shadowing. For example, Guelet et al. (2009) observed local maxima in the meridional distributions of ethane and acetylene in the 0.01–0.1 mbar range at 20–30°N, consistent with subsidence of a hydrocarbon-enriched airmass over the shadowed regions. And despite the different meridional morphologies in the model and the data, the model correctly predicts the magnitude of the observed warming: 8 K between  $L_s = 300^\circ$  and equinox. Reproduction of the morphology of the temperature field in the region of ring-shadow will be a topic of ongoing studies.

#### 4.3. Tropospheric models

The general north–south asymmetry in Saturn's tropospheric temperatures was first noted in Voyager/IRIS retrievals (Conrath and Pirraglia, 1983), which led to the development of seasonal climate models (Bézard et al., 1984; Conrath et al., 1990; Barnet et al., 1992) which focused on tropospheric changes above the radiative-convective boundary. Unlike the stratospheric models, these models required the addition of tropospheric aerosols as the dominant

contributor to radiative heating. Saturn's tropospheric haze exhibits an asymmetry during the present epoch, being optically thicker in the summer hemisphere than the winter hemisphere (e.g. Karkoschka and Tomasko, 2005; Baines et al., 2006; Fletcher et al., 2009a), but it is unclear how this asymmetry varies with season and altitude, adding substantial uncertainty to radiative climate modelling in the troposphere.

Fig. 4 shows the interpolated seasonal changes observed at a variety of tropospheric altitudes. At 150 mbar, the CIRS observations show a north–south temperature range of 85–94 K at  $L_s \approx 300^\circ$ , changing to 87–93 K at  $L_s \approx 350^\circ$  (neglecting the tropospheric hotspots at both poles, Fletcher et al., 2008). The decreasing hemispheric asymmetry with time (from 9 K to 6 K) is expected as the southern hemisphere moves into autumn, and the amplitude is consistent with the 6.9–7.3 K asymmetry modeled by Bézard et al. (1984) and the  $\approx 6$  K amplitude modeled by Conrath et al. (1990) for the Voyager encounters. At 150 mbar, Bézard et al. (1984) predicted a seasonal amplitude of 8.4–8.5 K at the north pole and 9.6–9.5 K at the south pole, sufficient to reverse the asymmetry presently observed in the CIRS data. The amplitude is smaller in the northern hemisphere because of the eccentricity of Saturn's orbit, which moves the planet further from the Sun during northern summer than southern summer.

All temperatures at pressures of 100–300 mbar generally demonstrate cooling of southern mid-to-high latitudes (by 0.25 K/year at 100 mbar, 0.4 K/year at 200 mbar, 0.25 K/year at 300 mbar); and a general warming of northern mid-to-high latitudes (0.5 K/year at 100 and 200 mbar, 0.25 K/year at 300 mbar). However, there is also some structure in these thermal changes, suggesting that certain regions of the troposphere respond faster than others. In Figs. 3 and 4 we overplot the peak prograde zonal jet velocities derived from cloud-tracking measurements in the southern (Porco et al., 2005; Vasavada et al., 2006) and northern (Sanchez-Lavega et al., 2000; Godfrey, 1988) hemispheres. There is a correlation between the jet locations and the atmospheric response: the largest temperature changes (with the exception of equatorial changes associated with the SSAO) at 100 and 200 mbar take place between the prograde jets (i.e. at locations of the broader, weaker, westward jets). It is interesting to note that these regions at the westward jet peaks have been interpreted as latitudes where the atmosphere violates Arnol'd's second stability theorem (Read et al., 2009), possibly leading to significant eddy activity in these locations (waves, large vortices, the hexagon and the ribbon wave, etc.). It would also appear that these regions exhibit the most rapid atmospheric response to seasonal insolation changes in the troposphere.

#### 5. Discussion

The principal results of this study are encapsulated in the comparison between thermal structures in 2005 and 2008 in Fig. 2, which demonstrate (a) the stratospheric warming occurring throughout the northern spring hemisphere as it emerges from ring-shadow; (b) the stratospheric cooling of southern mid-latitudes and the south polar hood, leading to a flattening of the hemispheric asymmetry observed at the start of the Cassini mission (Fletcher et al., 2007); (c) the tropospheric cooling of the southern hemisphere and high northern latitudes; and (d) the changing equatorial structure associated with the propagation of the SSAO.

Given the close correspondence between the Greathouse-model and the CIRS observations in the present epoch, the model was used to make predictions for the stratospheric temperature field in the coming decades in Fig. 8, for comparison with results from the Cassini solstice mission. The model reproduces the increasing phase lag with pressure because of the increasing radiative time constants (Conrath et al., 1990). The north pole should have been

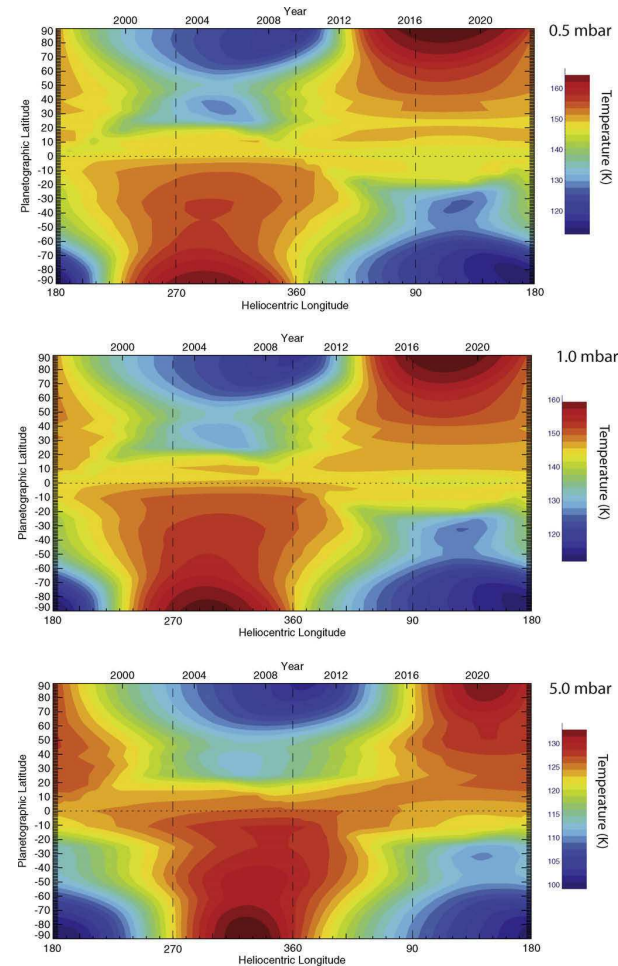


Fig. 8. Predictions from the radiative climate model of Greathouse, showing the expected thermal changes at 0.5, 1.0 and 5.0 mbar from the last equinox (1995) through to the end of the Cassini solstice mission (2017). The dashed vertical lines show the location of the solstices and equinoxes, to demonstrate the lag in the temperature response.

at its coldest at the 2009 equinox (a phase lag of  $90^\circ$  at 5 mbar), and warm by approximately 45 K at 0.5 mbar until the northern summer solstice. The asymmetry observed by Fletcher et al. (2007) at the start of the Cassini mission will be completely reversed by the end of the solstice mission in 2017. It is interesting

to note that northern hemisphere summer temperatures are not expected to be as large as southern summer conditions because of modulation by the eccentricity of Saturn's orbit. Furthermore, the atmospheric response does not exhibit a similar sine wave response to the changes in the seasonal cycle – the phase lag for the

hottest summer temperatures is around 60° at 5 mbar, compared to the 90° phase lag for the coolest winter temperatures, because the rate of atmospheric cooling is dependent on the local temperature. Continued monitoring of stratospheric temperatures by Cassini aims to confirm these large-scale trends, while monitoring the dynamic perturbations at the equator and poles.

The lack of tropospheric aerosols and the opacity of important tropospheric constituents from the model prevents similar predictions being made in the upper troposphere. Nevertheless, the increasing radiative timescale with increasing pressure results in much smaller hemispheric variations at depth. When the radiative response time reaches a saturnian year (300–500 mbar, from Fig. 2 of Conrath et al. (1990)), we might expect there to be no variation at all. However, the observation of a peculiar 'step' in the 500-mbar temperatures poleward of 50°N (which is close to the radiative-convective boundary) suggests either (a) a seasonal effect on the haze distribution which is not being accurately accounted for in the retrieval process because of the absence of identifiable aerosol spectral features, or (b) the radiative modulation of the convective dynamics in the northern hemisphere. The broad minimum in temperatures between 20°N and 50°N is expected to warm in the coming decades as a similar feature forms in the southern hemisphere, if the two hemispheres respond symmetrically.

Visible imaging of Saturn by Cassini/ISS has indicated that the blue coloration of high northern latitudes in 2004 (due to thinner tropospheric hazes and larger gaseous CH<sub>4</sub> absorptions, see Section 1) is slowly being replaced by the more familiar yellow and ochre colors as the northern hemisphere emerges into sunlight (West et al., 2009), consistent with increased haze production in the spring hemisphere. Using CIRS observations at the beginning of the Cassini mission, Fletcher et al. (2007) showed that Saturn's troposphere exhibited an asymmetry in the extent of para-H<sub>2</sub> disequilibrium. The equator and northern hemisphere poleward of 40°N exhibited sub-equilibrium conditions ( $f_p$  lower than equilibrium), whereas the southern hemisphere apparently experienced near-equilibrium or super-equilibrium conditions (depending on the assumed value of the He/H<sub>2</sub> mole fraction). They related this hemispheric difference to an asymmetry in tropospheric aerosols, suggesting that relaxation to thermal equilibrium occurred most rapidly in the hemisphere with the greatest number of catalytic sites on aerosol surfaces. Note that this argument cannot account for super-equilibrium conditions, which would require downward transport of cold, high- $f_p$  air from the tropopause to deeper levels over the entire southern hemisphere, which is not supported by the distribution of other dynamical tracers (PH<sub>3</sub>, for example, Fletcher et al., 2009a). Fig. 6 shows that the para-H<sub>2</sub> disequilibrium asymmetry shifted between 2005 and 2008, with the region of sub-equilibrium conditions being pushed northwards. This is qualitatively consistent with the growth of aerosols (and hence decreased relaxation timescales to thermal equilibrium) as the spring hemisphere emerges into sunlight, and it will be important to track the distribution of para-hydrogen as the haze distribution changes with time. If the peak aerosol opacity is related to the peak insolation, then we might expect the southern hemisphere hazes to dissipate or sediment downwards, reducing the catalysis rate for ortho-para conversion and thereby leading to the emergence of sub-equilibrium conditions in the southern hemisphere as winter approaches. Cross comparison with seasonal change observed by the Cassini visible and near-infrared instruments will be vital to understanding the hemispheric asymmetry in the deeper troposphere.

The radiative-climate models are particularly sensitive to the distribution of important stratospheric coolants, ethane and acetylene, which are not constant with latitude, altitude or season. While limb observations from Cassini/CIRS (Guerlet et al., 2009)

have provided our best estimate yet of the vertical profiles of these constituents, we rely on ground-based monitoring to constrain the seasonal dependence of the distribution (Greathouse et al., 2005). If the rates of cooling are underestimated, then the radiative relaxation times at each altitude have been overestimated. The inclusion of better constrained coolant distributions will substantially improve the comparison between the model and the data. Finally, the effects of large-scale dynamic transport of heat and constituents have not yet been included. Future models should incorporate the dynamics of the polar vortices, the SSAO, belt/zone structures, dissipating inertia-gravity waves and large-scale horizontal advection in order to better reproduce the temporally-varying temperature field observed by Cassini.

## 6. Conclusions

Cassini's prime and equinox missions have provided the first long-baseline measurements of seasonal change on a gas giant planet from space. Temperature fields in Saturn's stratosphere and troposphere determined from modelling of Cassini/CIRS thermal infrared spectra show signs of the lagged seasonal changes predicted by radiative-climate models. The northern mid-latitudes, which have been shadowed by the rings throughout northern winter, now show signs of dramatic warming. The southern mid-latitudes are slowly cooling, and will continue to do so until the asymmetries observed early in the Cassini mission are reversed at the northern summer solstice. Northern summer temperatures are not expected to reach as high as southern summer temperatures because of modulation by Saturn's eccentric orbit. Changes in the temperature of the equatorial stratosphere are consistent with the downward propagation of airmasses associated with the semi-annual oscillation (Orton et al., 2008; Fouchet et al., 2008). The localised cyclonic hotspots and the north polar hexagon remain persistent features throughout the 5-year span of these observations, though the southern stratospheric warm hood shows evidence for cooling. Based on a hemispheric symmetry in the seasonal response to changing insolation, it is expected that the north pole will form a similar stratospheric warm hood as northern spring progresses to summer. The upper troposphere shows evidence for much slower changes than the stratosphere, with the intriguing observation that the regions of the atmosphere responding fastest to the seasonal change correspond with the broad westward jet peaks. Finally, the distribution of para-hydrogen derived from the far-IR shows evidence for decreasing sub-equilibrium conditions in the spring hemisphere, possibly tracking the changes observed in the aerosol distribution at visible wavelengths and suggesting the increasing availability of catalytic sites on aerosol surfaces as spring progresses.

All of these observations, plus other Cassini inferences of hemispheric asymmetries, will be monitored in the coming years by ground-based imaging and spectroscopy in support of the Cassini solstice mission.

## Acknowledgments

Fletcher is the Glasstone Science Fellow at the University of Oxford, and was supported during some of this work by an appointment to the NASA Postdoctoral Program at the Jet Propulsion Laboratory, administered by Oak Ridge Associated Universities through a contract with NASA. Achterberg was supported by the Cassini Project. Irwin and Teanby acknowledge the support of the UK Science and Technology Facilities Council. Greathouse was funded by NASA PATM Grant NNX08AL95G. Orton carried out part of this research at the Jet Propulsion

Laboratory, California Institute of Technology, under a contract with NASA, and acknowledges support from the Cassini Project. We thank I. Müller-Wodarg and two anonymous reviewers for their helpful discussions of this manuscript. We thank the members of the CIRS investigation team who have assisted in the design of the imaging sequences, instrument commands and other vital operational tasks, and the Ground Systems Operations for the Cassini Project.

## References

- Acton, C.H., 1996. Ancillary data services of NASA's navigation and ancillary information facility. *Planet. Space Sci.* 44, 65–70.
- Baines, K.H., Momyar, T.W., Root-Serote, M.L. and the Cassini/VIMS Science Team, 2006. North vs. south on Saturn: Discovery of a pronounced hemispherical asymmetry in Saturn's 5-micron emission and associated deep cloud structure by Cassini/VIMS. *Bull. Am. Astron. Soc.* 38, 488 (abstract).
- Barnet, C.D., Beebe, R.F., Conrath, B.J., 1992. A seasonal radiative-dynamic model of Saturn's troposphere. *Icarus* 98, 94–107.
- Bézard, B., Gautier, D., 1985. A seasonal climate model of the atmospheres of the giant planets at the Voyager encounter time. I – Saturn's stratosphere. *Icarus* 61, 296–310.
- Bézard, B., Gautier, D., Conrath, B., 1984. A seasonal model of the saturnian upper troposphere: Comparison with Voyager infrared measurements. *Icarus* 60, 274–288.
- Borysow, A., 1991. Modelling of collision-induced infrared-absorption spectra of H<sub>2</sub>-H<sub>2</sub> pairs in the fundamental band at temperatures from 20 K to 300 K. *Icarus* 92, 273–279.
- Borysow, A., 1993. Erratum: "Modelling of collision-induced infrared absorption spectra of H<sub>2</sub>-H<sub>2</sub> pairs in the fundamental band at temperatures from 20 to 300 K" [*Icarus*, Vol. 92, No. 2, p. 273–279 (Aug 1991)]. *Icarus* 106, 614.
- Borysow, A., Frommhold, L., 1986. Theoretical collision-induced rotational-translational absorption spectra for the outer planets: H<sub>2</sub>-CH<sub>4</sub> pairs. *Astrophys. J.* 304, 849–865.
- Borysow, A., Frommhold, L., 1987. Collision-induced rotational-translational absorption spectra of CH<sub>4</sub>-CH<sub>4</sub> pairs at temperatures from 50 to 300 K. *Astrophys. J.* 318, 940–943.
- Borysow, J., Frommhold, L., Birnbaum, G., 1988. Collision-induced rotational-translational absorption spectra of H<sub>2</sub>-He pairs at temperatures from 40 to 3000 K. *Astrophys. J.* 326, 509–515.
- Brown, L.R., and 19 colleagues, 2003. Methane line parameters in HIRAN. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Trans.* 82, 219–238.
- Conrath, B.J., Gautier, D., 2000. Saturn helium abundance: A reanalysis of Voyager measurements. *Icarus* 144, 124–134.
- Conrath, B.J., Pirraglia, J.A., 1983. Thermal structure of Saturn from Voyager infrared measurements – Implications for atmospheric dynamics. *Icarus* 53, 286–292.
- Conrath, B.J., Gierasch, P.J., Leroy, S.S., 1990. Temperature and circulation in the stratosphere of the outer planets. *Icarus* 83, 255–281.
- Conrath, B.J., Gierasch, P.J., Ustinov, E.A., 1998. Thermal structure and para hydrogen fraction on the outer planets from Voyager IRIS measurements. *Icarus* 135, 501–517.
- Flasar, F.M., and 44 colleagues, 2004. Exploring the Saturn system in the thermal infrared: The Composite Infrared Spectrometer. *Space Sci. Rev.* 115, 169–297.
- Flasar, F.M., and 45 colleagues, 2005. Temperatures, winds, and composition in the saturnian system. *Science* 307, 1247–1251.
- Fletcher, L.N., Irwin, P.G.J., Teanby, N.A., Orton, G.S., Parrish, P.D., Calcutt, S.B., de Kok, R., Howett, C., Bowles, N., Taylor, F.W., 2007. Characterising Saturn's vertical temperature structure from Cassini/CIRS. *Icarus* 189, 457–478.
- Fletcher, L.N., and 13 colleagues, 2008. Temperature and composition of Saturn's polar hot spots and hexagon. *Science* 319, 79–82.
- Fletcher, L.N., Orton, G.S., Teanby, N.A., Irwin, P.G.J., 2009a. Phosphine on Jupiter and Saturn from Cassini/CIRS. *Icarus* 202, 543–564.
- Fletcher, L.N., Orton, G.S., Teanby, N.A., Irwin, P.G.J., Bjoraker, G.L., 2009b. Methane and its isotopologues on Saturn from Cassini/CIRS observations. *Icarus* 199, 351–367.
- Fouchet, T., Guerlet, S., Strobel, D., Simon-Miller, A., Bézard, B., Flasar, F., 2008. An equatorial oscillation in Saturn's middle atmosphere. *Nature* 453 (7192), 200–202.

- Godfrey, D.A., 1988. A hexagonal feature around Saturn's north pole. *Icarus* 76, 335–356.
- Greathouse, T.K., Lacy, J.H., Bézard, B., Moses, J.J., Griffith, C.A., Richter, M.J., 2005. Meridional variations of temperature, C<sub>2</sub>H<sub>2</sub> and C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> abundances in Saturn's stratosphere at southern summer solstice. *Icarus* 177, 18–31.
- Greathouse, T.K., Strong, S., Moses, J., Orton, G., Fletcher, L., Dowling, T., 2008. A general radiative seasonal climate model applied to Saturn, Uranus, and Neptune. AGU Fall Meeting (Abstract P21806).
- Guerlet, S., Fouchet, T., Bézard, B., Simon-Miller, A.A., Flasar, F.M., 2009. Vertical and meridional distribution of various hydrocarbons in Saturn's stratosphere from Cassini/CIRS limb observations. *Icarus* 203, 214–232.
- Hanel, R., and 15 colleagues, 1981. Infrared observations of the saturnian system from Voyager 1. *Science* 212, 192–200.
- Howett, C.J.A., Irwin, P.G.J., Teanby, N., Simon-Miller, A., Calcutt, S.B., Fletcher, L.N., de Kok, R., 2007. Meridional variations in stratospheric acetylene and ethane in the saturnian atmosphere as determined from Cassini/CIRS measurements. *Icarus* 190 (2), 556–572.
- Irwin, P.G.J., Sromovskiy, L.A., Strong, E.K., Sihra, K., Teanby, N.A., Bowles, N., Calcutt, S.B., Remedios, J.J., 2006. Improved near-infrared methane band models and  $k$ -distribution parameters from 2000 to 9500 cm<sup>-1</sup> and implications for interpretation of outer planet spectra. *Icarus* 181, 309–319.
- Irwin, P., Teanby, N., de Kok, R., Fletcher, L., Howett, C., Tsang, C., Wilson, C., Calcutt, S., Nixon, C., Parrish, P., 2008. The NEMESIS planetary atmosphere radiative transfer and retrieval tool. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Trans.* 109 (6), 1136–1150.
- Karkoschka, E., Tomasko, M., 2005. Saturn's vertical and latitudinal cloud structure 1991–2004 from HST imaging in 30 filters. *Icarus* 179, 195–221.
- Lindal, G.F., Sweetnam, D.N., Eshleman, V.R., 1985. The atmosphere of Saturn – An analysis of the Voyager radio occultation measurements. *Astron. J.* 90, 1136–1146.
- Moses, J.J., Greathouse, T.K., 2005. Latitudinal and seasonal models of stratospheric photochemistry on Saturn: Comparison with infrared data from IRIF/TEXES. *J. Geophys. Res. (Planets)* 110, E09007.1–E09007.16.
- Moses, J.J., Bézard, B., Lellouch, E., Gladstone, G.R., Feuchtgruber, H., Allen, M., 2000. Photochemistry of Saturn's atmosphere. I. Hydrocarbon chemistry and comparisons with ISO observations. *Icarus* 143, 244–298.
- Müller-Wodarg, I.C.F., Mendillo, M., Yelle, R.V., Ajayward, A.D., 2006. A global circulation model of Saturn's thermosphere. *Icarus* 180, 147–160.
- Nagy, A., Klore, A., Mendillo, M., Miller, S., Moore, L., Moses, J., Müller-Wodarg, I., Shemansky, D., 2009. Upper atmosphere and ionosphere of Saturn. In: Dougherty, M.K., Eposito, L.W., Krimigis, S.M. (Eds.), Saturn from Cassini-Huygens, pp. 181–202.
- Orton, G.S., Yamamandra-Fisher, P.A., 2005. Saturn's temperature field from high-resolution middle-infrared imaging. *Science* 307, 696–698.
- Orton, G., and 27 colleagues, 2008. Semi-annual oscillations in Saturn's low-latitude stratospheric temperatures. *Nature* 453, 196–198.
- Pérez-Hoyos, S., Sánchez-Lavega, A., French, R.G., Rojas, J.F., 2005. Saturn's cloud structure and temporal evolution from ten years of Hubble Space Telescope images (1994–2003). *Icarus* 176, 155–174.
- Porco, C.C., and 34 colleagues, 2005. Cassini imaging science: Initial results on Saturn's atmosphere. *Science* 307, 1243–1247.
- Read, P.L., Conrath, B.J., Fletcher, L.N., Gierasch, P.J., Simon-Miller, A.A., Zuchowski, L.C., 2009. Mapping potential vorticity dynamics on Saturn: Zonal mean circulation from Cassini and Voyager data. *Planet. Space Sci.* 57 (14–15), 1682–1698.
- Rodgers, C.D., 2000. Inverse Methods for Atmospheric Remote Sounding: Theory and Practice. World Scientific.
- Sánchez-Lavega, A., Rojas, J.F., Sada, P.V., 2000. Saturn's zonal winds at cloud level. *Icarus* 147, 405–420.
- Teanby, N., 2007. Constrained smoothing of noisy data using splines in tension. *Math. Geol.* 39 (4), 419–434.
- Vander Auwera, J., Moazzen-Ahmadi, N., Flaud, J., 2007. Toward an accurate database for the 12  $\mu$ m region of the ethane spectrum. *Astrophys. J.* 662, 750–757.
- Vasavada, A.R., Hörst, S.M., Kennedy, M.R., Ingersoll, A.P., Porco, C.C., Del Genio, A.D., West, R.A., 2006. Cassini imaging of Saturn: Southern hemisphere winds and vortices. *J. Geophys. Res. (Planets)* 111, E05004.1–E05004.13.
- West, R., Baines, K., Karkoschka, E., Sánchez-Lavega, A., 2009. Clouds and aerosols in Saturn's atmosphere. In: Dougherty, M.K., Eposito, L.W., Krimigis, S.M. (Eds.), Saturn from Cassini-Huygens, p. 161.



---

## Annexe E

# Communications en premier auteur

### Communications avec actes

- **“Evolution of the equatorial oscillation in Saturn’s stratosphere”** (*oral, accepté*)  
European Planetary Science Conference, Sept. 2010
- **“Saturn’s stratospheric hydrocarbons derived from Cassini/CIRS : constraints on photochemistry and dynamics”** (*poster, lauréat du Skinner prize*)  
Faraday Discussion # 147, “Chemistry of the Planets”, Juin 2010
- **“Meridional distributions of methylacetylene and diacetylene in Saturn’s stratosphere from CIRS/Cassini observations.”** (*oral*)  
American Astronomical Society, DPS meeting #41, Oct. 2009
- **“Vertical and meridional distribution of various hydrocarbons in Saturn’s stratosphere from Cassini/ CIRS limb observations.”** (*oral*)  
American Astronomical Society, DPS meeting #40, Oct. 2008
- **“Hydrocarbons meridional and vertical distribution in Saturn’s stratosphere from Cassini/CIRS limb observations.”** (*oral*)  
European Planetary Science Conference, Sept. 2008
- **“Ethane, acetylene and propane distribution in Saturn’s stratosphere from Cassini/CIRS limb observations”** (*oral*)  
Journées de la Société Française d’Astronomie et d’Astrophysique, Juin 2008.
- **“Venus cloud particle properties using VIRTIS / Venus Express data.”** (*poster*)  
American Astronomical Society, DPS meeting #39, Oct. 2007

### Autres communications

- “Distribution des hydrocarbures dans la stratosphère de Saturne” (*poster*)  
École d’été du CNRS “SPECATMO : de la spectroscopie à l’atmosphère”, Juin 2009.
- **Séminaires** donnés au pôle planétologie du LESIA (Juin 2009), à l’Université d’Exeter, groupe “Exoplanets” (Janv. 2010) et à SRON, Utrecht (Fév. 2010)
- Présentations orales lors de **réunions de l’équipe CIRS** (Juin et Oct. 2008, Juin 2009).
- Conférence des doctorants en astrophysique d’Île de France, “Elbereth” (2008 et 2009).
- Journées des thèses du LESIA (2008 et 2009).

---

# Table des figures

I.1	Profil vertical typique de la température dans l’atmosphère de Saturne . . . . .	5
I.2	Schéma de réaction des principaux hydrocarbures . . . . .	9
I.3	Couplages entre transfert de rayonnement, chimie et dynamique . . . . .	12
I.4	Variations méridiennes de $C_2H_6$ et $C_2H_2$ mesurées par Greathouse et al. [2005a] .	15
I.5	Profils verticaux des hydrocarbures d’après le modèle de Moses et al. [2000a] . .	18
I.6	Carte de la fonction courant d’après le modèle de Barnet et al. [1992] . . . . .	19
I.7	Régions sondées selon le mode de visée (limbe ou nadir), pour la détermination de profils de température et d’abondance . . . . .	20
II.1	Représentation des plans focaux de CIRS . . . . .	25
II.2	Géométries de pointage et projection des détecteurs sur la planète . . . . .	27
II.3	Latitude planétocentrique <i>vs</i> planétographique . . . . .	28
II.4	Couverture en latitude et en temps des jeux de données analysés . . . . .	30
II.5	Exemple de spectres à $1,5\text{ cm}^{-1}$ de résolution, $80^\circ\text{S}$ . . . . .	32
II.6	Exemple de spectre à $7,5\text{ cm}^{-1}$ de résolution - FP3 . . . . .	33
II.7	Exemple de spectre à $7,5\text{ cm}^{-1}$ de résolution - FP4 . . . . .	33
II.8	Exemple de spectre au nadir - FP3 . . . . .	34
II.9	Exemple de spectre au nadir - FP4 . . . . .	34
III.1	Schéma du transfert de rayonnement dans l’approximation plan-parallèle . . . . .	37
III.2	Fonction de Chapman . . . . .	39
III.3	Schéma du transfert de rayonnement en géométrie sphérique . . . . .	40
III.4	Structure ro-vibrationnelle d’une bande d’émission d’une molécule diatomique. . .	44
III.5	Diagramme de l’algorithme d’inversion . . . . .	53
IV.1	Exemple d’ajustement aux spectres de FP3 et FP4 dans le cas de l’inversion de la température <i>vs.</i> inversion simultanée de la température et de l’altitude tangente	57
IV.2	Radiance intégrée des bandes du méthane et du continu hydrogène–hélium tracés en fonction de l’altitude, comparaison observations - meilleurs ajustements. . . .	58
IV.3	Ajustements aux données lors d’une inversion “synthétique” de la température et du décalage en altitude . . . . .	59
IV.4	Profils de température inversés . . . . .	60
IV.5	Kernels - sensibilité à la température . . . . .	62
IV.6	Inversion de la température à partir des données nadir . . . . .	65
IV.7	Carte de la température en 2005–2006 . . . . .	66
IV.8	Carte de la température en 2010, et différence entre les deux cartes . . . . .	67
IV.9	Coupe des cartes de température à différents niveaux de pression . . . . .	68

TABLE DES FIGURES

IV.10	Profil de température inversé à 2°N et comparaison des ajustements aux observations de la bande du méthane pour ce profil et un profil sans oscillation . . . . .	69
IV.11	Comparaison de nos résultats sur la température à ceux de [Fletcher et al., 2007] et Greathouse et al. [2005a] . . . . .	71
IV.12	Comparaison des gradients de température avec ceux prédits par le modèle de Greathouse et al. [2008] . . . . .	73
V.1	Kernels - sensibilité à l'éthane . . . . .	77
V.2	Inversion synthétique du profil de C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> . . . . .	78
V.3	Tests d'inversion de C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> en utilisant deux bases de données spectroscopiques différentes. . . . .	79
V.4	Kernels - sensibilité à l'acétylène et au propane. . . . .	81
V.5	Inversion de l'acétylène avec ou sans propane sur des données à 30°S . . . . .	82
V.6	Profils déterminés après inversion synthétique simultanée de l'acétylène et du propane. . . . .	83
V.7	Problème de résolution spectrale variable d'un détecteur à l'autre . . . . .	84
V.8	Problème de décalage spectral des données à haute résolution . . . . .	85
V.9	Kernels - Sensibilité à C <sub>4</sub> H <sub>2</sub> et CH <sub>3</sub> C <sub>2</sub> H . . . . .	86
V.10	Inversion de CH <sub>3</sub> C <sub>2</sub> H et/ou de C <sub>4</sub> H <sub>2</sub> à partir de données à 35°S . . . . .	87
V.11	Inversion synthétique simultanée de CH <sub>3</sub> C <sub>2</sub> H et C <sub>4</sub> H <sub>2</sub> , spectres et profils . . . . .	88
V.12	Profils du CH <sub>3</sub> C <sub>2</sub> H et du C <sub>4</sub> H <sub>2</sub> déterminés à 35°S à partir d' <i>a priori</i> différents . . . . .	89
V.13	Exemples d'ajustements et de profils de CH <sub>3</sub> C <sub>2</sub> H et C <sub>4</sub> H <sub>2</sub> inversés à partir des spectres acquis à 80°S et 1,5 cm <sup>-1</sup> de résolution . . . . .	90
V.14	Kernels des hydrocarbures pour les données nadir . . . . .	91
V.15	Ajustement des bandes d'émission de C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> et C <sub>2</sub> H <sub>2</sub> pour les spectres au nadir et profils inversés correspondants . . . . .	91
V.16	Ajustement des bandes d'émission de C <sub>4</sub> H <sub>2</sub> pour les spectres au nadir et profils inversés correspondants . . . . .	92
V.17	Variations méridiennes du rapport de mélange de C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> et C <sub>2</sub> H <sub>2</sub> à 1 mbar . . . . .	94
V.18	Comparaison de spectres à 5°S acquis en mars 2005 et février 2006 . . . . .	96
V.19	Variations méridiennes du rapport de mélange de C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> et C <sub>2</sub> H <sub>2</sub> à 0,1 mbar . . . . .	97
V.20	Variations méridiennes du rapport de mélange de C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> et C <sub>2</sub> H <sub>2</sub> à 0,01 mbar . . . . .	97
V.21	Variations méridiennes du rapport de mélange du propane à 1 mbar . . . . .	99
V.22	Variations méridiennes du rapport de mélange de CH <sub>3</sub> C <sub>2</sub> H à 1 mbar . . . . .	100
V.23	Variations méridiennes du rapport de mélange de CH <sub>3</sub> C <sub>2</sub> H à 0,1 mbar . . . . .	101
V.24	Variations méridiennes du rapport de mélange de C <sub>4</sub> H <sub>2</sub> à 0,5 mbar . . . . .	101
V.25	Variations méridiennes du rapport de mélange de C <sub>4</sub> H <sub>2</sub> à 0,1 mbar . . . . .	102
V.26	Profils moyens d'hydrocarbures comparés à ceux du modèle de J. Moses . . . . .	104
V.27	Variations temporelles de la distribution de C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> et C <sub>2</sub> H <sub>2</sub> dans la région équatoriale . . . . .	105
V.28	Éthane à 2 mbar - Comparaison avec les observations précédentes . . . . .	107
V.29	Acétylène à 1 mbar - Comparaison avec les observations précédentes . . . . .	108
V.30	Acétylène à 0,1 mbar - Comparaison avec les observations précédentes . . . . .	108
V.31	Spectres observés et meilleurs ajustements dans la région 660–675 cm <sup>-1</sup> , bande du CO <sub>2</sub> . . . . .	110
V.32	Signatures spectrales non identifiées dans l'aile droite du méthane, spectres au limbe à 80°S . . . . .	111
V.33	Bande d'émission non identifiée à 700 cm <sup>-1</sup> vue sur deux spectres au limbe à 80°S (Saturne) et 80°N (Titan) . . . . .	112

---

VI.1	Carte du vent thermique correspondant à la carte de température de 2005–2006 .	115
VI.2	Évolution temporelle du profil de vent zonal à l'équateur dans la stratosphère terrestre . . . . .	115
VI.3	Illustration par étapes du mécanisme de l'oscillation équatoriale terrestre . . . . .	117
VI.4	Comparaison des profils de C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> et C <sub>2</sub> H <sub>2</sub> à l'équateur à la moyenne des profils à 10°N et 10°S multipliés par 1,05 . . . . .	118
VI.5	Comparaison des profils de température à l'équateur entre fin 2005 et début 2010. Carte du vent zonal en 2010. . . . .	120
VI.6	Comparaison des profils méridiens de C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> et C <sub>2</sub> H <sub>2</sub> à 1 mbar avec différents modèles de chimie incluant ou non une redistribution méridienne . . . . .	124
VI.7	Comparaison des profils méridiens de C <sub>3</sub> H <sub>8</sub> à 1 mbar avec différents modèles de chimie incluant ou non une redistribution méridienne . . . . .	124
VI.8	Taux de refroidissement de l'atmosphère (en K/ jour) à 30°N et 30°S . . . . .	126
VII.1	Schéma des échanges radiatifs entre différentes couches d'atmosphères. . . . .	131
VII.2	Taux de refroidissement à 30°S, avec le détail des contributions dues aux échanges gaz-gaz, gaz-nuage et gaz-espace. Profils de température à 30°N, 30°S et 80°S . . . . .	134
VII.3	Taux de refroidissement à 30°N et 80°S, avec le détail des contributions dues aux échanges gaz-gaz-, gaz-nuage et gaz-espace . . . . .	135
VII.4	Puissances nettes échangées entre une couche atmosphérique (située à 10 <sup>-1</sup> , 1 et 10 mbar) et le reste de l'atmosphère . . . . .	136
VII.5	Taux de refroidissement total à 30°S et détail des taux de refroidissement dus aux différentes sources d'opacité. . . . .	137

---

# Liste des tableaux

I.1	Mesures précédentes des hydrocarbures . . . . .	16
II.1	Caractéristiques des données au limbe analysées . . . . .	29
II.2	Caractéristiques des données nadir sélectionnées . . . . .	31
III.1	Références des données spectroscopiques . . . . .	49
IV.1	Bilan d'erreur sur la température . . . . .	64
V.1	Rapport de mélange de C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> obtenus à partir de deux bases de données spectroscopiques. . . . .	79
V.2	Bilan d'erreur sur les hydrocarbures . . . . .	93
V.3	Résumé des rapports de mélange des cinq hydrocarbures mesurés à 1 et 0,1 mbar, moyennés entre 45°N et 45°S. Comparaison des rapports entre [C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> ] et les autres hydrocarbures, déterminés par cette étude et prédits par le modèle de photochimie de Moses and Greathouse [2005]. . . . .	104
V.4	Rapport de mélange du CO <sub>2</sub> mesuré à 2 mbar . . . . .	110
VI.1	Rapport entre l'abondance des hydrocarbures dans la région 20–45°N et celle dans la région 20–45°S, à différents niveaux de pression. . . . .	128



---

# Bibliographie

- Achterberg, R. K. and Flasar, F. M. (1996). Planetary-Scale Thermal Waves in Saturn's Upper Troposphere. *Icarus*, 119 :350–369. [116](#)
- Appleby, J. F. (1990). CH<sub>4</sub> nonlocal thermodynamic equilibrium in the atmospheres of the giant planets. *Icarus*, 85 :355–379. [7](#)
- Badman, S. V., Cowley, S. W. H., Gérard, J.-C., and Grodent, D. (2006). A statistical analysis of the location and width of saturn's southern auroras. *Annales Geophysicae*, 24(12) :3533–3545. [112](#)
- Baldwin, M. P., Gray, L. J., Dunkerton, T. J., Hamilton, K., Haynes, P. H., Randel, W. J., Holton, J. R., Alexander, M. J., Hirota, I., Horinouchi, T., Jones, D. B. A., Kinniersley, J. S., Marquardt, C., Sato, K., and Takahashi, M. (2001). The quasi-biennial oscillation. *Reviews of Geophysics*, 39 :179–230. [115](#), [116](#)
- Barnet, C. D., Beebe, R. F., and Conrath, B. J. (1992). A seasonal radiative-dynamic model of Saturn's troposphere. *Icarus*, 98 :94–107. [13](#), [19](#), [195](#)
- Ben Jaffel, L., Leers, V., and Sandel, B. R. (1995). Dark Auroral Oval on Saturn Discovered in Hubble Space Telescope Ultraviolet Images. *Science*, 269 :951–953. [112](#)
- 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., and Zhang, Y. F. (2000). Submillimeter Wave Astronomy Satellite Observations of Jupiter and Saturn :Detection of 557 GHz Water Emission from the Upper Atmosphere. *ApJ*, 539 :L147–L150. [127](#)
- Bézard, B., Drossart, P., Encrenaz, T., and Feuchtgruber, H. (2001a). Benzene on the Giant Planets. *Icarus*, 154 :492–500. [15](#), [16](#), [109](#)
- Bézard, B., Feuchtgruber, H., Moses, J. I., and Encrenaz, T. (1998). Detection of methyl radicals (CH<sub>3</sub>) on Saturn. *A&A*, 334 :L41–L44. [15](#)
- Bézard, B. and Gautier, D. (1985). A seasonal climate model of the atmospheres of the giant planets at the Voyager encounter time. I - Saturn's stratosphere. *Icarus*, 61 :296–310. [13](#), [67](#)
- Bézard, B., Moses, J. I., Lacy, J., Greathouse, T., Richter, M., and Griffith, C. (2001b). Detection of Ethylene (C<sub>2</sub>H<sub>4</sub>) on Jupiter and Saturn in Non-Auroral Regions. In *Bull. Am. Astron. Soc.*, volume 33, pages 1079–+. [15](#)
- Blanquet, G. (1992). Absolute line intensities of the  $\nu_9$  band of propyne at 15.5  $\mu\text{m}$ . *Spectrochimica Acta Part A : Molecular Spectroscopy*, 48 :1231–1233. [49](#)

- Borysow, A. and Frommhold, L. (1986). Theoretical collision-induced rototranslational absorption spectra for the outer planets - H<sub>2</sub>-CH<sub>4</sub> pairs. *ApJ*, 304 :849–865. 48
- Borysow, J., Frommhold, L., and Birnbaum, G. (1988). Collision-induced rototranslational absorption spectra of H<sub>2</sub>-He pairs at temperatures from 40 to 3000 K. *ApJ*, 326 :509–515. 48
- Borysow, J., Trafton, L., Frommhold, L., and Birnbaum, G. (1985). Modeling of pressure-induced far-infrared absorption spectra Molecular hydrogen pairs. *ApJ*, 296 :644–654. 48
- Briggs, F. H. and Sackett, P. D. (1989). Radio observations of Saturn as a probe of its atmosphere and cloud structure. *Icarus*, 80 :77–103. 7
- Cess, R. D. and Caldwell, J. (1979). A Saturnian stratospheric seasonal climate model. *Icarus*, 38 :349–357. 13
- Choi, D. S., Showman, A. P., and Brown, R. H. (2009). Cloud features and zonal wind measurements of Saturn’s atmosphere as observed by Cassini/VIMS. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 114 :4007–+. 10, 64
- Conrath, B. J. and Gautier, D. (2000). Saturn Helium Abundance : A Reanalysis of Voyager Measurements. *Icarus*, 144 :124–134. 7, 56
- Conrath, B. J., Gierasch, P. J., and Leroy, S. S. (1990). Temperature and circulation in the stratosphere of the outer planets. *Icarus*, 83 :255–281. 13, 19, 63
- Conrath, B. J., Gierasch, P. J., and Ustinov, E. A. (1998). Thermal Structure and Para Hydrogen Fraction on the Outer Planets from Voyager IRIS Measurements. *Icarus*, 135 :501–517. 50, 51
- Cooray, A. R., Elliot, J. L., Bosh, A. S., Young, L. A., and Shure, M. A. (1998). Stellar Occultation Observations of Saturn’s North-Polar Temperature Structure. *Icarus*, 132 :298–310. 70
- Courtin, R., Gautier, D., Marten, A., Bezaud, B., and Hanel, R. (1984). The composition of Saturn’s atmosphere at northern temperate latitudes from Voyager IRIS spectra - NH<sub>3</sub>, PH<sub>3</sub>, C<sub>2</sub>H<sub>2</sub>, C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>, CH<sub>3</sub>D, CH<sub>4</sub>, and the Saturnian D/H isotopic ratio. *ApJ*, 287 :899–916. 12, 14, 16
- Coustenis, A., Schmitt, B., Khanna, R. K., and Trotta, F. (1999). Plausible condensates in Titan’s stratosphere from Voyager infrared spectra. *Planetary and Space Sciences*, 47 :1305–1329. 111
- de Graauw, T., Feuchtgruber, H., Bezaud, 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., and Naylor, D. A. (1997). First results of ISO-SWS observations of Saturn : detection of CO<sub>2</sub>, CH<sub>3</sub>C<sub>2</sub>H, C<sub>4</sub>H<sub>2</sub> and tropospheric H<sub>2</sub>O. *A&A*, 321 :L13–L16. 14, 15
- Dobrijevic, M., Hébrard, E., Plessis, S., Carrasco, N., Pernot, P., and Bruno-Claeys, M. (2010). Comparison of methods for the determination of key reactions in chemical systems : Application to titan’s atmosphere. *Advances in Space Research*, 45 :77–91. 18

- Dobrijevic, M., Ollivier, J. L., Billebaud, F., Brillet, J., and Parisot, J. P. (2003). Effect of chemical kinetic uncertainties on photochemical modeling results : Application to Saturn's atmosphere. *A&A*, 398 :335–344. 18
- Drossart, P., Fouchet, T., Crovisier, J., Lellouch, E., Encrenaz, T., Feuchtgruber, H., and Champion, J. P. (1999). Fluorescence in the  $3\mu\text{m}$  bands of methane on Jupiter and Saturn from ISO/SWS observations. In P. Cox & M. Kessler, editor, *The Universe as Seen by ISO*, volume 427 of *ESA Special Publication*, pages 169–+. 6
- Dufresne, J.-L., Fournier, R., Hourdin, C., and Hourdin, F. (2005). Net Exchange Reformulation of Radiative Transfer in the  $\text{CO}_2$  15- $\mu\text{m}$  Band on Mars. *Journal of Atmospheric Sciences*, 62 :3303–3319. 132
- Eymet, V., Dufresne, J. L., Ricchiazzi, P., Fournier, R., and Blanco, S. (2004). Long-wave radiative analysis of cloudy scattering atmospheres using a net exchange formulation. *Atmospheric Research*, 72 :239–261. 132
- Eymet, V., Fournier, R., Dufresne, J., Lebonnois, S., Hourdin, F., and Bullock, M. A. (2009). Net exchange parameterization of thermal infrared radiative transfer in Venus' atmosphere. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 114 :11008–+. 132
- Feuchtgruber, H., Lellouch, E., de Graauw, T., Bézard, B., Encrenaz, T., and Griffin, M. (1997). External supply of oxygen to the atmospheres of the giant planets. *Nature*, 389 :159–162. 8, 127
- Feuchtgruber, H., Lellouch, E., Encrenaz, T., Bézard, B., Coustenis, A., Drossart, P., Salama, A., de Graauw, T., and Davis, G. R. (1999). Oxygen in the stratospheres of the giant planets and Titan. In P. Cox & M. Kessler, editor, *The Universe as Seen by ISO*, volume 427 of *ESA Special Publication*, pages 133–+. 127
- Flasar, F. M., Achterberg, R. K., Conrath, B. J., Pearl, J. C., Bjoraker, G. L., Jennings, D. E., Romani, P. N., Simon-Miller, A. A., Kunde, V. G., Nixon, C. A., Bézard, B., Orton, G. S., Spilker, L. J., Spencer, J. R., Irwin, P. G. J., Teanby, N. A., Owen, T. C., Brasunas, J., Segura, M. E., Carlson, R. C., Mamoutkine, A., Gierasch, P. J., Schinder, P. J., Showalter, M. R., Ferrari, C., Barucci, A., Courtin, R., Coustenis, A., Fouchet, T., Gautier, D., Lellouch, E., Marten, A., Prangé, R., Strobel, D. F., Calcutt, S. B., Read, P. L., Taylor, F. W., Bowles, N., Samuelson, R. E., Abbas, M. M., Raulin, F., Ade, P., Edgington, S., Pilorz, S., Wallis, B., and Wishnow, E. H. (2005). Temperatures, Winds, and Composition in the Saturnian System. *Science*, 307 :1247–1251. 7, 12, 56
- Flasar, F. M., Kunde, V. G., Abbas, M. M., Achterberg, R. K., Ade, P., Barucci, A., Bézard, B., Bjoraker, G. L., Brasunas, J. C., Calcutt, S., Carlson, R., C'esarsky, C. J., Conrath, B. J., Coradini, A., Courtin, R., Coustenis, A., Edberg, S., Edgington, S., Ferrari, C., Fouchet, T., Gautier, D., Gierasch, P. J., Grossman, K., Irwin, P., Jennings, D. E., Lellouch, E., Mamoutkine, A. A., Marten, A., Meyer, J. P., Nixon, C. A., Orton, G. S., Owen, T. C., Pearl, J. C., Prang'e, R., Raulin, F., Read, P. L., Romani, P. N., Samuelson, R. E., Segura, M. E., Showalter, M. R., Simon-Miller, A. A., Smith, M. D., Spencer, J. R., Spilker, L. J., and Taylor, F. W. (2004). Exploring The Saturn System In The Thermal Infrared : The Composite Infrared Spectrometer. *Space Science Reviews*, 115 :169–297. 25

- Flasar, F. M., Schinder, P., Achterberg, R., and Conrath, B. (2008). On combining thermal-infrared and radio-occultation data of Saturn's and Titan's atmospheres. In *Bull. Am. Astron. Soc.* **63**
- Fletcher, L. N., Achterberg, R. K., Greathouse, T. K., Orton, G. S., Conrath, B. J., Simon-Miller, A. A., Teanby, N., Guerlet, S., Irwin, P. G. J., and Flasar, F. M. (2010). Seasonal change on Saturn from Cassini/CIRS observations, 2004 - 2009. *Icarus*, **208** :337–352. [13](#), [140](#)
- Fletcher, L. N., Irwin, P. G. J., Orton, G. S., Teanby, N. A., Achterberg, R. K., Bjoraker, G. L., Read, P. L., Simon-Miller, A. A., Howett, C., de Kok, R., Bowles, N., Calcutt, S. B., Hesman, B., and Flasar, F. M. (2008). Temperature and Composition of Saturn's Polar Hot Spots and Hexagon. *Science*, **319** :79–81. [95](#)
- Fletcher, L. N., Irwin, P. G. J., Teanby, N. A., Orton, G. S., Parrish, P. D., de Kok, R., Howett, C., Calcutt, S. B., Bowles, N., and Taylor, F. W. (2007). Characterising Saturn's vertical temperature structure from Cassini/CIRS. *Icarus*, **189** :457–478. [70](#), [71](#), [93](#), [196](#)
- Fletcher, L. N., Orton, G. S., Teanby, N. A., Irwin, P. G. J., and Bjoraker, G. L. (2009). Methane and its isotopologues on Saturn from Cassini/CIRS observations. *Icarus*, **199** :351–367. [7](#), [12](#)
- Fouchet, T., Guerlet, S., Strobel, D. F., Simon-Miller, A. A., Bézard, B., and Flasar, F. M. (2008). An equatorial oscillation in Saturn's middle atmosphere. *Nature*, **453** :200–202. [114](#), [126](#)
- Friedson, A. J. (1999). New Observations and Modelling of a QBO-Like Oscillation in Jupiter's Stratosphere. *Icarus*, **137** :34–55. [115](#)
- Friedson, A. J., Wong, A., and Yung, Y. L. (2002). Models for Polar Haze Formation in Jupiter's Stratosphere. *Icarus*, **158** :389–400. [112](#)
- Gezari, D. Y., Mumma, M. J., Espenak, F., Deming, D., Bjoraker, G., Woods, L., and Folz, W. (1989). New features in Saturn's atmosphere revealed by high-resolution thermal infrared images. *Nature*, **342** :777–780. [12](#)
- Gillett, F. C. and Forrest, W. J. (1974). The 7.5- to 13.5- $\mu\text{m}$  Spectrum of Saturn. *ApJ*, **187** :L37+. [14](#)
- Gray, L. J., Phipps, S. J., Dunkerton, T. J., Baldwin, M. P., Drysdale, E. F., and Allen, M. R. (2001). A data study of the influence of the equatorial upper stratosphere on northern-hemisphere stratospheric sudden warmings. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **127** :1985–2004. [115](#)
- Greathouse, T. K., Lacy, J. H., Bézard, B., Moses, J. I., Griffith, C. A., and Richter, M. J. (2005a). Meridional variations of temperature,  $\text{C}_2\text{H}_2$  and  $\text{C}_2\text{H}_6$  abundances in Saturn's stratosphere at southern summer solstice. *Icarus*, **177** :18–31. [13](#), [14](#), [15](#), [16](#), [70](#), [71](#), [95](#), [106](#), [107](#), [108](#), [122](#), [195](#), [196](#)
- Greathouse, T. K., Lacy, J. H., Bézard, B., Moses, J. I., Richter, M. J., and Knez, C. (2006). The first detection of propane on Saturn. *Icarus*, **181** :266–271. [6](#), [15](#), [16](#), [80](#), [106](#)
- Greathouse, T. K., Roe, H. G., and Richter, M. J. (2005b). Evidence for a mesosphere on Saturn and the seasonal variation of temperature between 2002 and 2004 in Saturn's southern hemisphere. In *Bull. Am. Astron. Soc.*, volume **37**, pages 657–+. [67](#)

- Greathouse, T. K., Strong, S., Moses, J., Orton, G., Fletcher, L., and Dowling, T. (2008). A General Radiative Seasonal Climate Model Applied to Saturn, Uranus, and Neptune. In *AGU Fall Meeting Abstracts*, pages B6+. [iii](#), [14](#), [72](#), [73](#), [125](#), [138](#), [140](#), [141](#), [196](#)
- Green, J. S. A. (1967). Division of radiative streams into internal transfer and cooling to space. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, *93* :371–372. [131](#)
- Grevesse, N., Asplund, M., and Sauval, A. J. (2007). The Solar Chemical Composition. *Space Science Reviews*, *130* :105–114. [7](#)
- Guerlet, S., Fouchet, T., Bézard, B., Moses, J., Fletcher, L., Simon-Miller, A. A., and Michael Flasar, F. (2010). Meridional distribution of CH<sub>3</sub>C<sub>2</sub>H and C<sub>4</sub>H<sub>2</sub> in Saturn’s stratosphere from CIRS/Cassini limb and nadir observations. *Icarus*, *Sous presse*.
- Guerlet, S., Fouchet, T., Bézard, B., Simon-Miller, A. A., and Michael Flasar, F. (2009). Vertical and meridional distribution of ethane, acetylene and propane in Saturn’s stratosphere from CIRS/Cassini limb observations. *Icarus*, *203* :214–232. [72](#), [74](#), [93](#)
- Hall, D. T., Feldman, P. D., Holberg, J. B., and McGrath, M. A. (1996). Fluorescent Hydroxyl Emissions from Saturn’s Ring Atmosphere. *Science*, *272* :516–518. [126](#)
- Hanel, R. A., Conrath, B. J., Kunde, V. G., Pearl, J. C., and Pirraglia, J. A. (1983). Albedo, internal heat flux, and energy balance of Saturn. *Icarus*, *53* :262–285. [5](#)
- Hesman, B. E., Jennings, D. E., Sada, P. V., Bjoraker, G. L., Achterberg, R. K., Simon-Miller, A. A., Anderson, C. M., Boyle, R. J., Nixon, C. A., Fletcher, L. N., and McCabe, G. H. (2009). Saturn’s latitudinal C<sub>2</sub>H<sub>2</sub> and C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> abundance profiles from Cassini/CIRS and ground-based observations. *Icarus*, *202* :249–259. [14](#), [16](#), [95](#)
- Holton, J. R. (1992). *An introduction to dynamic meteorology*. International geophysics series, San Diego, New York : Academic Press, 3rd ed. [118](#)
- Howett, C. J. A., Irwin, P. G. J., Teanby, N. A., Simon-Miller, A., Calcutt, S. B., Fletcher, L. N., and de Kok, R. (2007). Meridional variations in stratospheric acetylene and ethane in the southern hemisphere of the saturnian atmosphere as determined from Cassini/CIRS measurements. *Icarus*, *190* :556–572. [14](#), [16](#), [70](#), [71](#), [95](#), [106](#), [107](#), [108](#)
- Hubbard, W. B., Dougherty, M. K., Gautier, D., and Jacobson, R. (2009). *Saturn from Cassini-Huygens*, chapter The Interior of Saturn, pages 75–81. Springer. [7](#)
- Hubbard, W. B., Porco, C. C., Hunten, D. M., Rieke, G. H., Rieke, M. J., McCarthy, D. W., Haemmerle, V., Haller, J., McLeod, B., Lebofsky, L. A., Marcialis, R., Holberg, J. B., Landau, R., Carrasco, L., Elias, J., Buie, M. W., Dunham, E. W., Persson, S. E., Boroson, T., West, S., French, R. G., Harrington, J., Elliot, J. L., Forrest, W. J., Pipher, J. L., Stover, R. J., Brahic, A., and Grenier, I. (1997). Structure of Saturn’s Mesosphere from the 28 SGR Occultations. *Icarus*, *130* :404–425. [5](#), [70](#)
- Humlíček, J. (1982). Optimized computation of the Voigt and complex probability functions. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, *27* :437–444. [47](#)
- Jacquinet-Husson, N., Scott, N. A., Chédin, A., Crépeau, L., Armante, R., Capelle, V., Orphal, J., Coustenis, A., Boone, C., Poulet-Crovisier, N., Barbe, A., Birk, M., Brown, L. R., Camy-Peyret, C., Claveau, C., Chance, K., Christidis, N., Clerbaux, C., Coheur, P. F., Dana, V.,

- Daumont, L., De Backer-Barilly, M. R., Di Lonardo, G., Flaud, J. M., Goldman, A., Hamdouni, A., Hess, M., Hurley, M. D., Jacquemart, D., Kleiner, I., Köpke, P., Mandin, J. Y., Massie, S., Mikhailenko, S., Nemtchinov, V., Nikitin, A., Newnham, D., Perrin, A., Perevalov, V. I., Pinnock, S., Régalia-Jarlot, L., Rinsland, C. P., Rublev, A., Schreier, F., Schult, L., Smith, K. M., Tashkun, S. A., Teffo, J. L., Toth, R. A., Tyuterev, V. G., Vander Auwera, J., Varanasi, P., and Wagner, G. (2008). The GEISA spectroscopic database : Current and future archive for Earth and planetary atmosphere studies. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 109 :1043–1059. 48
- Jacquinet-Husson, N., Scott, N. A., Chédin, A., Garceran, K., Armante, R., Chursin, A. A., Barbe, A., Birk, M., Brown, L. R., Camy-Peyret, C., Claveau, C., Clerbaux, C., Coheur, P. F., Dana, V., Daumont, L., Debacker-Barilly, M. R., Flaud, J. M., Goldman, A., Hamdouni, A., Hess, M., Jacquemart, D., Köpke, P., Mandin, J. Y., Massie, S., Mikhailenko, S., Nemtchinov, V., Nikitin, A., Newnham, D., Perrin, A., Perevalov, V. I., Régalia-Jarlot, L., Rublev, A., Schreier, F., Schult, I., Smith, K. M., Tashkun, S. A., Teffo, J. L., Toth, R. A., Tyuterev, V. G., Vander Auwera, J., Varanasi, P., and Wagner, G. (2005). The 2003 edition of the GEISA/IASI spectroscopic database. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 95 :429–467. 48, 78, 79
- Johnson, R. E., Luhmann, J. G., Tokar, R. L., Bouhram, M., Berthelier, J. J., Sittler, E. C., Cooper, J. F., Hill, T. W., Smith, H. T., Michael, M., Liu, M., Crary, F. J., and Young, D. T. (2006). Production, ionization and redistribution of O<sub>2</sub> in Saturn’s ring atmosphere. *Icarus*, 180 :393–402. 127
- Jolly, A., Fayt, A., Benilan, Y., Jacquemart, D., Nixon, C. A., and Jennings, D. E. (2010). The  $\nu_8$  Bending Mode of Diacetylene : From Laboratory Spectroscopy to the Detection of <sup>13</sup>C Isotopologues in Titan’s Atmosphere. *ApJ*, 714 :852–859. 49
- Jurac, S. and Richardson, J. D. (2005). A self-consistent model of plasma and neutrals at Saturn : Neutral cloud morphology. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 110 :9220–+. 127
- Jurac, S. and Richardson, J. D. (2007). Neutral cloud interaction with Saturn’s main rings. *Geophys. Res. Lett.*, 34 :8102–+. 127
- Karkoschka, E. and Tomasko, M. (2005). Saturn’s vertical and latitudinal cloud structure 1991–2004 from HST imaging in 30 filters. *Icarus*, 179 :195–221. 72
- Karkoschka, E. and Tomasko, M. G. (1993). Saturn’s upper atmospheric hazes observed by the Hubble Space Telescope. *Icarus*, 106 :428–+. 36
- Kim, J. H., Kim, S. J., Geballe, T. R., Kim, S. S., and Brown, L. R. (2006). High-resolution spectroscopy of Saturn at 3 microns : CH<sub>4</sub>, CH<sub>3</sub>D, C<sub>2</sub>H<sub>2</sub>, C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>, PH<sub>3</sub>, clouds, and haze. *Icarus*, 185 :476–486. 107
- Kunde, V. G., Ade, P. A., Barney, R. D., Bergman, D., Bonnal, J.-F., Borelli, R., Boyd, D., Brasunas, J. C., Brown, G., Calcutt, S. B., Carroll, F., Courtin, R., Cretolle, J., Croke, J. A., Davis, M. A., Edberg, S., Fettig, R., Flasar, M., Glenar, D. A., Graham, S., Hagopian, J. G., Hakun, C. F., Hayes, P. A., Herath, L., Horn, L., Jennings, D. E., Karpati, G., Kellebenz, C., Lakew, B., Lindsay, J., Lohr, J., Lyons, J. J., Martineau, R. J., Martino, A. J., Matsumura, M., McCloskey, J., Melak, T., Michel, G., Morell, A., Mosier, C., Pack, L., Plants, M., Robinson, D., Rodriguez, L., Romani, P., Schaefer, W. J., Schmidt, S., Trujillo, C., Vellacott, T.,

- Wagner, K., and Yun, D. (1996). Cassini infrared Fourier spectroscopic investigation. In Horn, L., editor, *Proc. SPIE Vol. 2803, p. 162-177, Cassini/Huygens : A Mission to the Saturnian Systems, Linda Horn ; Ed.*, volume 2803 of *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, pages 162–177. 25
- 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., and Coradini, A. (2004). Jupiter’s Atmospheric Composition from the Cassini Thermal Infrared Spectroscopy Experiment. *Science*, 305 :1582–1587. 123
- Lacis, A. A. and Oinas, V. (1991). A description of the correlated-k distribution method for modelling nongray gaseous absorption, thermal emission, and multiple scattering in vertically inhomogeneous atmospheres. *J. Geophys. Res.*, 96 :9027–9064. 72
- Lacy, J. H., Richter, M. J., Greathouse, T. K., Jaffe, D. T., and Zhu, Q. (2002). TEXES : A Sensitive High-Resolution Grating Spectrograph for the Mid-Infrared. *PASP*, 114 :153–168. 121
- Lellouch, E., Bézard, B., Fouchet, T., Feuchtgruber, H., Encrenaz, T., and de Graauw, T. (2001). The deuterium abundance in Jupiter and Saturn from ISO-SWS observations. *A&A*, 370 :610–622. 56
- Leovy, C., Friedson, A., and Orton, G. (1991). The quasiquadrennial oscillation of jupiter’s equatorial stratosphere. *Nature*, 354 :380–382. 115
- Li, L., Gierasch, P. J., Achterberg, R. K., Conrath, B. J., Flasar, F. M., Vasavada, A. R., Ingersoll, A. P., Banfield, D., Simon-Miller, A. A., and Fletcher, L. N. (2008). Strong jet and a new thermal wave in Saturn’s equatorial stratosphere. *Geophys. Res. Lett.*, 35 :23208–+. 28, 70, 116, 121, 122
- Liang, M.-C., Shia, R.-L., Lee, A. Y.-T., Allen, M., Friedson, A. J., and Yung, Y. L. (2005). Meridional Transport in the Stratosphere of Jupiter. *ApJ*, 635 :L177–L180. 123
- Lindal, G. F., Sweetnam, D. N., and Eshleman, V. R. (1985). The atmosphere of Saturn - an analysis of the Voyager radio occultation measurements. *AJ*, 90 :1136–1146. 5, 56
- Luhmann, J. G., Johnson, R. E., Tokar, R. L., Ledvina, S. A., and Cravens, T. E. (2006). A model of the ionosphere of Saturn’s rings and its implications. *Icarus*, 181 :465–474. 126
- Moos, H. W. and Clarke, J. T. (1979). Detection of acetylene in the Saturnian atmosphere, using the IUE satellite. *ApJ*, 229 :L107+. 14
- Moses, J. and Vervack, Jr., R. J. (2006). Saturn’s upper atmospheric structure : forward modeling and comparison with a reanalysis of the voyager uvs occultation data. In *Bull. Am. Astron. Soc.* 6, 63, 127



- Moses, J. I., Bézard, B., Lellouch, E., Gladstone, G. R., Feuchtgruber, H., and Allen, M. (2000a). Photochemistry of Saturn's Atmosphere. I. Hydrocarbon Chemistry and Comparisons with ISO Observations. *Icarus*, 143 :244–298. [5](#), [8](#), [9](#), [10](#), [14](#), [15](#), [16](#), [17](#), [18](#), [56](#), [63](#), [76](#), [94](#), [103](#), [106](#), [195](#)
- Moses, J. I. and Greathouse, T. K. (2005). Latitudinal and seasonal models of stratospheric photochemistry on Saturn : Comparison with infrared data from IRTF/TEXES. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 110 :9007–+. [iii](#), [11](#), [14](#), [17](#), [18](#), [56](#), [76](#), [80](#), [81](#), [85](#), [88](#), [89](#), [93](#), [100](#), [101](#), [102](#), [103](#), [104](#), [109](#), [140](#), [141](#), [199](#)
- Moses, J. I., Lellouch, E., Bézard, B., Gladstone, G. R., Feuchtgruber, H., and Allen, M. (2000b). Photochemistry of Saturn's Atmosphere. II. Effects of an Influx of External Oxygen. *Icarus*, 145 :166–202. [8](#), [109](#), [110](#), [119](#), [126](#), [127](#)
- Moses, J. I., Liang, M.-C., Yung, Y. L., and Shia, R.-L. (2007). Meridional Distribution of Hydrocarbons on Saturn : Implications for Stratospheric Transport. In *Planetary Atmospheres*, pages 85–86. [17](#), [124](#), [125](#)
- Nixon, C. A., Achterberg, R. K., Conrath, B. J., Irwin, P. G. J., Teanby, N. A., Fouchet, T., Parrish, P. D., Romani, P. N., Abbas, M., Leclair, A., Strobel, D., Simon-Miller, A. A., Jennings, D. J., Flasar, F. M., and Kunde, V. G. (2007). Meridional variations of C<sub>2</sub>H<sub>2</sub> and C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> in Jupiter's atmosphere from Cassini CIRS infrared spectra. *Icarus*, 188 :47–71. [123](#)
- Ollivier, J. L., Billebaud, F., Drossart, P., Dobrijévic, M., Roos-Serote, M., August-Bernex, T., and Vauglin, I. (2000a). Seasonal effects in the thermal structure of Saturn's stratosphere from infrared imaging at 10 microns. *A&A*, 356 :347–356. [14](#)
- Ollivier, J. L., Dobrijévic, M., and Parisot, J. P. (2000b). New photochemical model of Saturn's atmosphere. *Planetary and Space Sciences*, 48 :699–716. [8](#), [17](#)
- Ortiz, J. L., Moreno, F., and Molina, A. (1996). Saturn 1991-1993 : Clouds and Hazes. *Icarus*, 119 :53–66. [36](#)
- Orton, G. S. and Yanamandra-Fisher, P. A. (2005). Saturn's Temperature Field from High-Resolution Middle-Infrared Imaging. *Science*, 307 :696–698. [13](#)
- Orton, G. S., Yanamandra-Fisher, P. A., Fisher, B. M., Friedson, A. J., Parrish, P. D., Nelson, J. F., Bauermeister, A. S., Fletcher, L., Gezari, D. Y., Varosi, F., Tokunaga, A. T., Caldwell, J., Baines, K. H., Hora, J. L., Ressler, M. E., Fujiyoshi, T., Fuse, T., Hagopian, H., Martin, T. Z., Bergstralh, J. T., Howett, C., Hoffmann, W. F., Deutsch, L. K., van Cleve, J. E., Noe, E., Adams, J. D., Kassis, M., and Tollestrup, E. (2008). Semi-annual oscillations in Saturn's low-latitude stratospheric temperatures. *Nature*, 453 :196–199. [115](#), [121](#), [140](#)
- Pekkala, K., Graner, G., Wlodarczak, G., Demaison, J., and Koput, J. (1991). A global treatment of the  $\nu_9 = 1$  and  $\nu_{10} = 2$  vibrational levels of propyne. *Journal of Molecular Spectroscopy*, 149 :214–229. [49](#)
- Perry, J. J., Kim, Y. H., Fox, J. L., and Porter, H. S. (1999). Chemistry of the Jovian auroral ionosphere. *J. Geophys. Res.*, 104 :16541–16566. [112](#)
- Porco, C. C., Helfenstein, P., Thomas, P. C., Ingersoll, A. P., Wisdom, J., West, R., Neukum, G., Denk, T., Wagner, R., Roatsch, T., Kieffer, S., Turtle, E., McEwen, A., Johnson, T. V.,

- Rathbun, J., Veverka, J., Wilson, D., Perry, J., Spitale, J., Brahic, A., Burns, J. A., Del Genio, A. D., Dones, L., Murray, C. D., and Squyres, S. (2006). Cassini Observes the Active South Pole of Enceladus. *Science*, 311 :1393–1401. [126](#)
- Prangé, R., Fouchet, T., Courtin, R., Connerney, J. E. P., and McConnell, J. C. (2006). Latitudinal variation of Saturn photochemistry deduced from spatially-resolved ultraviolet spectra. *Icarus*, 180 :379–392. [14](#)
- Proffitt, C. R. (1994). Effects of heavy-element settling on solar neutrino fluxes and interior structure. *ApJ*, 425 :849–855. [7](#)
- Richardson, J. D., Eviatar, A., McGrath, M. A., and Vasyliūnas, V. M. (1998). OH in Saturn’s magnetosphere : Observations and implications. *J. Geophys. Res.*, 103 :20245–20256. [126](#)
- Rodgers, C. D. (2000). *Inverse Methods for Atmospheric Sounding*. World Scientific. [50](#), [51](#)
- Rothman, L. S., Gordon, I. E., Barbe, A., Benner, D. C., Bernath, P. F., Birk, M., Boudon, V., Brown, L. R., Campargue, A., Champion, J., Chance, K., Coudert, L. H., Dana, V., Devi, V. M., Fally, S., Flaud, J., Gamache, R. R., Goldman, A., Jacquemart, D., Kleiner, I., Lacombe, N., Lafferty, W. J., Mandin, J., Massie, S. T., Mikhailenko, S. N., Miller, C. E., Moazzen-Ahmadi, N., Naumenko, O. V., Nikitin, A. V., Orphal, J., Perevalov, V. I., Perrin, A., Predoi-Cross, A., Rinsland, C. P., Rotger, M., Šimečková, M., Smith, M. A. H., Sung, K., Tashkun, S. A., Tennyson, J., Toth, R. A., Vandaele, A. C., and Vander Auwera, J. (2009). The HITRAN 2008 molecular spectroscopic database. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 110 :533–572. [48](#)
- Rothman, L. S., Wattson, R. B., Gamache, R., Schroeder, J. W., and McCann, A. (1995). HITRAN HAWKS and HITEMP : high-temperature molecular database. In J. C. Dainty, editor, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 2471, pages 105–111. [48](#)
- Sada, P. V., Bjoraker, G. L., Jennings, D. E., Romani, P. N., and McCabe, G. H. (2005). Observations of C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> and C<sub>2</sub>H<sub>2</sub> in the stratosphere of Saturn. *Icarus*, 173 :499–507. [14](#), [16](#)
- Sánchez-Lavega, A., Hueso, R., and Pérez-Hoyos, S. (2007). The three-dimensional structure of Saturn’s equatorial jet at cloud level. *Icarus*, 187 :510–519. [122](#)
- Schinder, P. J., Flasar, F. M., Kliore, A. J., French, R. G., Marouf, E. A., Nagy, A., Rappaport, N., Anabtawi, A., Asmar, S., Barbini, E., Fleischman, D. U., Goltz, G. L., Johnston, D. V., Rochblatt, D., and McGhee, C. A. (2005). Vertically Propagating Waves in the Upper Atmosphere of Saturn From Cassini Radio Occultations. In *AGU Fall Meeting Abstracts*, pages D6+. [116](#)
- Shemansky, D. E., Matheson, P., Hall, D. T., Hu, H., and Tripp, T. M. (1993). Detection of the hydroxyl radical in the Saturn magnetosphere. *Nature*, 363 :329–331. [126](#)
- Simon-Miller, A. A., Poston, B. W., Orton, G. S., and Fisher, B. (2007). Wind variations in Jupiter’s equatorial atmosphere : A QO counterpart ? *Icarus*, 186 :192–203. [115](#)
- Tokar, R. L., Johnson, R. E., Thomsen, M. F., Delapp, D. M., Baragiola, R. A., Francis, M. F., Reisenfeld, D. B., Fish, B. A., Young, D. T., Crary, F. J., Coates, A. J., Gurnett, D. A., and Kurth, W. S. (2005). Cassini observations of the thermal plasma in the vicinity of Saturn’s main rings and the F and G rings. *Geophys. Res. Lett.*, 32 :14–+. [126](#)

- Tokunaga, A., Knacke, R. F., and Owen, T. (1975). The detection of ethane on Saturn. *ApJ*, 197 :L77+. [14](#)
- Tokunaga, A. T., Caldwell, J., Gillett, F. C., and Nolt, I. G. (1978). Spatially resolved infrared observations of Saturn. II - The temperature enhancement at the South Pole of Saturn. *Icarus*, 36 :216–222. [12](#)
- Vander Auwera, J., Moazzen-Ahmadi, N., and Flaud, J.-M. (2007). Toward an Accurate Database for the 12  $\mu\text{m}$  Region of the Ethane Spectrum. *ApJ*, 662 :750–757. [49](#), [78](#), [79](#), [103](#)
- Waite, J. H., Cravens, T. E., Ip, W., Kasprzak, W. T., Luhmann, J. G., McNutt, R. L., Niemann, H. B., Yelle, R. V., Mueller-Wodarg, I., Ledvina, S. A., and Scherer, S. (2005). Oxygen Ions Observed Near Saturn’s A Ring. *Science*, 307 :1260–1262. [126](#)
- West, R. A. (1983). Spatially resolved methane band photometry of Saturn. II - Cloud structure models at four latitudes. *Icarus*, 53 :301–309. [36](#)
- West, R. A., Baines, K. H., Karkoschka, E., and Sánchez-Lavega, A. (2009). *Saturn from Cassini-Huygens*, chapter Clouds and Aerosols in Saturn’s Atmosphere, pages 161–179. Springer. [6](#)
- Winkelstein, P., Caldwell, J., Kim, S. J., Combes, M., Hunt, G. E., and Moore, V. (1983). A determination of the composition of the Saturnian stratosphere using the IUE. *Icarus*, 54 :309–318. [14](#), [16](#)
- Wong, A., Lee, A. Y. T., Yung, Y. L., and Ajello, J. M. (2000). Jupiter : Aerosol Chemistry in the Polar Atmosphere. *ApJ*, 534 :L215–L217. [112](#)
- Wong, A., Yung, Y. L., and Friedson, A. J. (2003). Benzene and Haze Formation in the Polar Atmosphere of Jupiter. *Geophys. Res. Lett.*, 30(8) :080000–1. [112](#)
- Yelle, R., Griffith, C. A., and Young, L. (2001). Structure of the Jovian stratosphere at the Galileo probe entry site. *Icarus*, 152 :331–346. [138](#)