



HAL
open science

Analyse d'occultations solaires et stellaires par Titan observées par l'instrument Cassini/VIMS

Aurélie Bellucci

► **To cite this version:**

Aurélie Bellucci. Analyse d'occultations solaires et stellaires par Titan observées par l'instrument Cassini/VIMS. Astrophysique [astro-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2008. Français. NNT: . tel-00347235

HAL Id: tel-00347235

<https://theses.hal.science/tel-00347235v1>

Submitted on 15 Dec 2008

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

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

ÉCOLE DOCTORALE D'ASTRONOMIE ET D'ASTROPHYSIQUE D'ILE-DE-FRANCE
UNIVERSITÉ PARIS VI - PIERRE ET MARIE CURIE

Analyse d'occultations solaires et stellaires par Titan
observées par l'instrument Cassini/VIMS

THÈSE DE DOCTORAT

présentée pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université Paris VI - Pierre et Marie Curie

Spécialité : *Astrophysique et Méthodes Associées*

par

Aurélie BELLUCCI

Soutenue le 31 octobre 2008

devant le jury composé de :

Président du jury : Yves LANGEVIN
Directeur de thèse : Bruno SICARDY
Co-directeur : Pierre DROSSART
Rapporteurs : Michel DOBRIJEVIC
..... Patrick IRWIN
Examineur : Pascal RANNOU



Laboratoire d'Études Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique



"Qui est guidé par une étoile ne regarde jamais en arrière"
Léonard de VINCI

Remerciements

Aujourd'hui «Docteur» après trois années de thèse au sein du LESIA, je tiens à remercier toutes les personnes qui m'ont encadrée, aidée et soutenue pendant cette période afin d'accomplir ce qui était un rêve d'enfant.

Merci tout d'abord à mes encadrants, Bruno Sicardy et Pierre Drossart, pour avoir tenu ce rôle. Je remercie Bruno de m'avoir accepté en stage de DEA puis en thèse et de m'avoir enseigné les mystères des occultations. Je remercie Pierre pour avoir pris le temps de répondre à mes innombrables questions, toujours plus précises, sur Titan et le transfert radiatif. Je lui suis très reconnaissante du rôle qu'il a tenu au cours de ces trois années. Merci à vous deux pour vos conseils et encouragements.

La recherche n'est utile que si elle est diffusée. Je remercie donc mes encadrants pour m'avoir encouragée à participer à de nombreuses conférences, meetings et autres workshops. Cela m'a permis d'acquérir une aisance à l'oral et notamment en anglais qui me sera toujours utile. De plus, visiter le Chili, la Californie, la Floride, l'université de Cornell, Rome, Madrid, Berlin, Nantes et Grenoble est loin d'être une expérience déplaisante !

Pour répondre aux multiples questions que je me suis posée, j'ai collaboré avec de nombreux chercheurs que je tiens à remercier pour leur aide et leur patience. Je remercie particulièrement Pascal Rannou pour son aide concernant les aérosols de Titan. Cette collaboration, qui a débuté en début de 3ème année, a été très importante pour moi sur le plan de ma motivation à cette période. Merci à tous les membres de l'équipe VIMS pour leur accueil et leurs conseils. Phil Nicholson et Matt Hedman tiennent une place particulière dans cette équipe. Thank you very much for the intensive exchange of emails, for answering all my questions about VIMS and occultations. And thank you for welcoming me for two weeks in Cornell, it was really pleasant and useful. Je remercie également ceux que j'appellerai les membres du laboratoire de Nantes bien qu'ils n'y soient plus tous, c'est-à-dire Christophe Sotin, Sebastien Rodriguez, Stéphane Le Mouellic et Lucille Le Corre. Merci pour votre aide précieuse sur Détour et SPICE et pour votre agréable compagnie à diverses réunions. Merci aussi à Katia Garceran pour son travail sur la géométrie des observations VIMS.

Je remercie les membres de mon jury pour avoir accepté cette tâche. Merci à Michel Dobrijevic pour sa relecture rigoureuse qui a révélé les dernières erreurs. Merci à Patrick Irwin pour avoir accepté de rapporter sur une thèse en français. Merci à Yves Langevin, président du jury, et Pascal Rannou, examinateur, pour votre présence. Vous m'avez encouragée à terminer l'article en cours pour que mes résultats aient plus de visibilité dans la communauté scientifique. Cette tâche est en très bonne voie aujourd'hui.

Je remercie également tous les membres du pôle planéto du LESIA. Je ne peux tous vous citer mais je vous remercie pour votre accueil. Je tiens néanmoins à remercier particulièrement Emmanuel Lellouch et Bruno Bézard pour leur aide déterminante dans la validation de mon code et l'analyse des résultats.

En tant que résidente du bâtiment 10, je remercie tous les occupants de ce bâtiment souvent

glacial en hiver (merci d'ailleurs aux radiateurs électriques arrivés en 3ème année!). Je remercie notamment Richardo Melchiorri et Emmanuel Marcq pour avoir répondu à mes petites questions, ainsi que Thomas Widemann dont j'ai beaucoup apprécié la compagnie. Merci à Florence Henry et Pascal Lambert pour avoir partagé leurs expériences de fin de thèse et de réorientation. Merci à Stephane Erard pour ses conseils précieux sur IDL, à Vincent pour avoir réglé mes fréquents problèmes d'impression, à Jean-Michel Réese pour l'organisation de mes formations.

Le LESIA, c'est aussi un grand nombre d'étudiants avec qui partager son expérience de thèse. Je remercie Sandrine V. et Mathieu H. pour leurs conseils avisés sur Titan. J'espère ne pas vous contrarier en vous classant parmi les étudiants! Merci à Arielle M., Frédérique M., Sandrine G., Aurélie G., et Yannick B. d'avoir partagé un temps (trop court probablement) mon bureau. Cet ordre n'est ni préférentiel ni alphabétique mais simplement historique. Pas de jaloux! Enfin il y a tous les autres étudiants avec qui j'ai passé de bons moments à Meudon ou à l'extérieur et qui ont supporté mes fréquentes lamentations sur mon sort. Par ordre alphabétique, je pense ici à Arnaud B., Aurélie L., Cilia D., Erwan R., Marc H., Xavier B.. Et je m'excuse auprès de ceux que j'ai pu omettre.

Je n'oublierais pas non plus le personnel administratif du labo et remercie Cris pour le secrétariat et Denis Savary pour l'organisation de mes missions. Face aux inévitables problèmes informatiques, je remercie Suda, Aurélie S. et tous les membres du GIL et du SIO pour leurs réponses.

En trois ans, j'ai beaucoup appris sur le plan scientifique et sur moi-même. J'ai réalisé que le métier de chercheur, qui a guidé toutes mes études, ne me correspond pas totalement. J'ai donc décidé de me réorienter vers le secteur privé... tout en restant dans le domaine spatial. Mon intérêt pour les étoiles est toujours là! Je tiens à remercier mes encadrants et l'école doctorale pour avoir compris ma décision et permis de suivre des formations précieuses pour ce virage dans mon parcours. Je vous suis vraiment reconnaissante pour la formation au C++, les TTVS, les Doctoriales et le nouveau chapitre de la thèse. Merci à Philippe Bertrand pour sa compétence et son aide pour souligner les aspects positifs de cette expérience de thèse. Je conseille d'ailleurs ces deux dernières formations à tout étudiant en thèse qui lirait ces lignes et désireux d'élargir son univers au-delà du monde académique. Enfin, merci à Elisabeth Raynaud et Laurent Boireau, anciens doctorants du LESIA aujourd'hui reconvertis, pour leurs conseils avisés.

Pour finir je souhaite remercier mes parents pour leur soutien indispensable pendant toutes ces années pas toujours faciles. Vous avez toujours respecté mes choix et m'avez soutenu au diverses étapes de ce parcours. Enfin, pour ton soutien sans faille, ta relecture minutieuse, ton écoute et ta patience, merci à toi Arnaud. Et pour m'avoir remonté le moral un nombre infini de fois, merci à toi Bourriquet!

⁰PS : Si un jour vous souhaitez me joindre, essayer à cette adresse : aurelie.bellucci@gmail.com

Résumé

L'observation d'occultations du Soleil et d'étoiles par Titan permet d'étudier l'atmosphère épaisse de ce satellite de Saturne du point de vue de sa composition en gaz et en aérosols. Le principe de ces observations, réalisées par le spectro-imageur visible/infrarouge VIMS de la sonde Cassini, est de mesurer la transmission du flux solaire ou stellaire à travers l'atmosphère de Titan. Les données sont constituées de courbes de lumière à différentes longueurs d'onde et de spectres infrarouges pour différentes altitudes de visée. L'étude des courbes de lumière montre qu'il s'agit d'occultations par absorption et non par réfraction différentielle comme c'est le cas pour les occultations observées depuis la Terre. La baisse de signal observée est donc due à l'absorption du flux lumineux par le gaz et les aérosols de l'atmosphère.

Les spectres en transmission présentent des bandes d'absorption du méthane à 1,2, 1,4, 1,7, 2,3 et 3,3 μm et du monoxyde de carbone à 4,7 μm . Un code de transfert radiatif en géométrie sphérique et utilisant la méthode de calcul raie par raie a été développé afin de modéliser les bandes observées. L'étude du méthane est centrée principalement sur la bande à 2,3 μm . Au-dessus de 200 km, nos données sont compatibles avec une abondance uniforme de 1,4 - 1,6% telle que mesurée par d'autres instruments. En dessous de 200 km, un effet systématique mal compris empêche une mesure fiable. La molécule de CO est détectée en dessous de 180 km. Une abondance de 33 ± 10 ppm est mesurée entre 70 et 130 km d'altitude. En dessous de 500 km environ, une absorption supplémentaire, centrée sur 3,4 μm se superpose à la bande du méthane à 3,3 μm . Cette bande caractérise la vibration des liaisons $C - H$ au sein de longues chaînes aliphatiques rattachées à de larges molécules organiques qui composent les aérosols.

L'absorption des aérosols fixe le niveau de continu des spectres étudiés. Celle-ci est plus forte aux courtes longueurs d'onde et augmente lorsque l'altitude décroît. Un code d'inversion du continu a été développé afin de déterminer les profils de densité des aérosols et de modéliser leur transmission. L'hypothèse de départ est que les aérosols sont des agrégats fractals composés de sphères de 0,05 μm de rayon dont les propriétés optiques sont celles des tholins de [Khare et al. \(1984\)](#). Les modèles de transmission obtenus révèlent que seuls les agrégats comportant plus de 1 000 sphères sont compatibles avec les observations. De plus, l'absence des deux absorptions caractéristiques à 3 et 4,6 μm dans nos données soulignent les différences significatives entre les tholins et les aérosols réels. Les profils de densité des aérosols indiquent une augmentation exponentielle en dessous de 450 km, caractérisée par une échelle de hauteur de l'ordre de 60 km pour les données de l'occultation solaire (71°S) et de l'ordre de 50 km pour celle de l'occultation de Gamma Crucis (24°N). L'écart constaté est peut-être attribuable à la différence de latitude entre ces deux observations. Enfin, les données de l'occultation rasante d'Antarès comportent de nombreuses variations de flux rapides et intenses (« spikes ») : elles sont attribuées à des ondes de gravité se propageant dans l'atmosphère de Titan.

Abstract

The observation of solar and stellar occultations by Titan allows us to study the thick atmosphere of this Saturnian satellite, regarding its gas and haze composition. The principle of these observations, done by the visible and infrared mapping spectrometer (VIMS) onboard the Cassini spacecraft, is to measure the transmission of the stellar or solar flux through Titan's atmosphere. Data consist in a set of lightcurves at different wavelengths and a set of spectra for different altitudes of the line of sight. The study of those lightcurves reveals that we observe occultations by absorption and not differential refraction, as it is the case for Earth based observations of occultation events. The observed drop of signal is thus caused by the absorption of light by atmospheric gases and haze.

Absorption bands are visible in the transmission spectrum at 1.2, 1.4, 1.7, 2.3 and 3.3 μm for methane and 4.7 μm for carbon monoxide. In order to model those bands, a radiative transfer code was developed taking into account spherical geometry and based on a line by line calculation. The methane study is focused on the 2.3 μm band. Above 200 km, our data are in good agreement with models with a 1.4-1.6 % CH_4 mixing ratio as measured by other instruments. Below 200 km, a systematic effect, yet misunderstood, prevents a reliable measurement. The CO molecule is detected below the 180 km altitude level. A mixing ratio of 33 ± 10 ppm is measured between the altitudes of 70 and 130 km. An extra absorption, centred at 3.4 μm , appears below about 500 km and is mixed with the 3.3 μm methane band. This band characterizes the stretching modes of $\text{C} - \text{H}$ bonds in long aliphatic chains attached to large organic molecules that compose the haze particles.

Haze absorption defines the continuum level in the studied spectrum. This absorption is stronger at short wavelengths and increases as altitude decreases. An inversion code of the continuum was developed in order to retrieve the density profiles of the haze and to model its transmission. The main assumption is that haze particles are fractal aggregates made of spherical monomers of 0,05 μm radius with the optical properties of the tholins produced by [Khare et al. \(1984\)](#). The transmission models reveal that only aggregates with more than 1 000 monomers can reproduce the observations. Furthermore, the characteristic absorptions at 3 and 4.6 μm are not observed in our data, which underlines the significant differences between the tholins and the actual Titan haze. Haze density profiles indicate an exponential growth below 450 km, characterized by a scale height of about 60 km for the solar occultation (71°S) and 50 km for the Gamma Crucis occultation (24°N). This difference may be explained by the difference of latitude of those observations. Finally, the data set from the grazing occultation of Antares indicates the presence of numerous spikes that are attributed to gravity waves propagating in Titan's atmosphere.

Table des matières

I	Introduction	1
1	L'exploration de Titan	3
1.1	Découverte et premières observations	3
1.2	De Voyager à Cassini	5
1.2.1	Les missions Voyager	5
1.2.2	Les observations depuis la Terre	6
1.3	La mission Cassini-Huygens	7
1.3.1	Présentation	7
1.3.2	Le module Huygens	7
1.3.3	La sonde Cassini	9
1.3.4	Principaux résultats	9
2	Titan aujourd'hui	11
2.1	Paramètres physiques et orbitaux	11
2.2	L'atmosphère de Titan	12
2.2.1	Structure des atmosphères planétaires	12
2.2.2	Profil de température	13
2.2.3	Composition de l'atmosphère	14
2.2.4	Dynamique de l'atmosphère	17
2.3	La surface	17
II	Méthodes	19
3	Le principe des occultations	21
3.1	Introduction	21
3.2	Réfraction atmosphérique	22
3.3	Courbes de lumière théoriques et distance de l'observateur	25
4	L'instrument VIMS	27
4.1	Objectifs	27
4.2	Description technique	28
4.2.1	Voie visible	28
4.2.2	Voie infrarouge	30
4.2.3	Description des cubes de données	31
4.3	Spécificité des observations d'occultations	31
4.3.1	Les différents modes d'imagerie	31
4.3.2	Le port solaire	32

4.3.3	Méthodes de stabilisation	33
5	Géométrie	35
5.1	Le système SPICE	35
5.2	Calculs des altitudes sondées	36
5.2.1	Format de stockage du temps	36
5.2.2	Calcul des positions relatives	37
5.2.3	Calcul des altitudes	38
6	L'interaction matière-rayonnement	41
6.1	L'équation du transfert radiatif	41
6.1.1	Définition de l'intensité	41
6.1.2	Equation du transfert	42
6.1.3	Processus d'extinction	43
6.1.4	Résolution de l'équation du transfert	43
6.1.5	Application au cas des occultations	44
6.2	Les bases de la spectroscopie	45
6.2.1	Niveaux et transitions : généralités	45
6.2.2	Niveaux de vibration	46
6.2.3	Niveaux de rotation	47
6.2.4	Transitions possibles	47
6.3	Profil des raies	49
6.3.1	Elargissement naturel	50
6.3.2	Elargissement collisionnel	50
6.3.3	Elargissement Doppler	51
6.3.4	Composition des profils	52
7	Le modèle de transfert radiatif	55
7.1	La méthode raie par raie	56
7.2	Les bases de données moléculaires	57
7.2.1	Absorption par CH ₄	58
7.2.2	Absorption par CO	60
7.3	Le modèle d'atmosphère	60
7.3.1	Paramètres physiques	60
7.3.2	Composition de l'atmosphère	61
7.3.3	Découpage de l'atmosphère en couches	62
7.4	La convolution	64
8	Propriétés des aérosols	69
8.1	Structure des aérosols	70
8.1.1	Caractère fractal	70
8.1.2	Modèles de formation	71
8.2	Propriétés optiques des aérosols	72
8.2.1	Indice complexe de réfraction	72
8.2.2	Analogues de laboratoire	73
8.2.3	Diffusion par des particules	75
8.2.4	Diffusion par des agrégats fractals	75
8.2.5	Modèles utilisés	76
8.3	Application aux données d'occultation	76

8.3.1	Profils d'extinction	76
8.3.2	Profil de densité	79
8.3.3	Autre approche : dépendance spectrale de l'opacité	81
III	L'occultation solaire T10	83
9	Les courbes de lumière	85
9.1	Présentation des données	85
9.1.1	Informations générales	85
9.1.2	Résolution verticale	86
9.1.3	Effets du port solaire	87
9.2	Réduction des données	90
9.2.1	Calibration	90
9.2.2	Calcul des altitudes sondées	90
9.2.3	Calcul des courbes de lumière	91
9.2.4	Correction de la pente de l'émerision	93
9.2.5	Calcul des spectres	95
9.3	Analyse préliminaire	98
9.3.1	Réfraction ou absorption ?	98
9.3.2	Visualisation 2D des données	98
9.3.3	Anomalie à $2\mu\text{m}$	100
10	Les bandes d'absorption	101
10.1	Le méthane	101
10.1.1	Identification	101
10.1.2	Calcul des spectres théoriques	102
10.1.3	Estimation du continu	103
10.1.4	Ajustement aux données	104
10.1.5	Discussion	106
10.2	Le monoxyde de carbone	115
10.2.1	Identification	115
10.2.2	Calcul des spectres théoriques	115
10.2.3	Estimation du continu	116
10.2.4	Ajustement aux données	117
10.2.5	Discussion	123
10.3	Absorption à $3,4\ \mu\text{m}$	123
10.3.1	Détection	123
10.3.2	Observation sur Saturne et comparaison	123
10.3.3	Identification	125
10.3.4	Discussion	126
10.4	Autres absorptions	129
11	L'extinction des aérosols	131
11.1	Profils d'extinction	131
11.2	Profils de densité : calculs	134
11.3	Modèles de transmission des aérosols	137
11.3.1	Valeurs de N_s	137
11.3.2	Absorptions de Khare <i>et al.</i>	141

11.4	Profils de densité : résultats	142
11.4.1	Influence des hypothèses de départ	142
11.4.2	Profils de densité	143
11.4.3	Densité de masse	145
11.5	Dépendance spectrale de l'opacité	147
IV	Les autres occultations	151
12	L'occultation stellaire de Gamma Crucis	153
12.1	Présentation et traitement des données	153
12.1.1	Informations générales	153
12.1.2	Réduction de données	154
12.1.3	Géométrie	154
12.1.4	Courbes de lumière	154
12.1.5	Calcul des spectres	158
12.1.6	Réfraction ou absorption ?	160
12.1.7	Visualisation 2D des données	161
12.2	Bandes d'absorption	161
12.2.1	Le méthane	161
12.2.2	Le monoxyde de carbone	166
12.2.3	Absorption à 3,4 μm	168
12.3	Extinction des aérosols	169
12.3.1	Profils d'extinction	169
12.3.2	Profils de densité : calcul	169
12.3.3	Modèles de transmission des aérosols	172
12.3.4	Profils de densité : résultats	174
12.4	Conclusion	176
13	L'occultation de l'étoile Antares	177
13.1	Présentation	177
13.2	Analyse préliminaire	178
13.3	Perspectives	180
V	Conclusion	183
	Annexes	190
A	Altitudes pour l'occultation solaire T10	193
B	Spectres de l'occultation solaire T10	195
C	Nouveau chapitre de la thèse	209
	Bibliographie	223

Table des figures

1.1	Christiaan Huygens.	4
1.2	Titan observé par Voyager	5
1.3	Images de la surface de Titan observée par DISR	8
1.4	Sonde Cassini et descente de Huygens	8
1.5	Sélection d'images de Cassini	10
2.1	Profil de température mesuré par HASI	13
2.2	Circulation atmosphérique	18
3.1	Courbure des rayons lumineux lors de la traversée d'une atmosphère.	22
3.2	Définition de la géométrie d'une occultation	23
3.3	Diffraction différentielle des rayons lumineux	24
3.4	Altitude sondée dans l'atmosphère en fonction de la distance de l'observateur	26
4.1	L'instrument VIMS	29
4.2	Formation d'un cube de données	30
4.3	Rapport du flux observé par le port solaire et par le port principal	33
5.1	Géométrie utilisée pour les calculs SPICE	38
6.1	Définition de l'intensité spécifique du rayonnement	42
6.2	Définition de la profondeur optique entre les points P'' (source) et P (observateur)	43
6.3	Niveaux de rotation-vibration d'une molécule et transitions autorisées	49
6.4	Bande de rotation-vibration à $4.7 \mu\text{m}$ de CO	50
6.5	Profils de raie Doppler, de Lorentz et de Voigt	53
7.1	Les dix premières polyades du méthane.	60
7.2	Trajet de la lumière dans une atmosphère découpée en couches concentriques	62
7.3	Variation de la densité de colonne en fonction du paramètre α	65
7.4	Profils spectraux de 4 canaux de VIMS-IR	66
8.1	Formation des aérosols	72
8.2	Indice de réfraction imaginaire des tholins de Khare <i>et al.</i>	74
8.3	Variation spectrale des sections efficaces des 10 types d'agrégats considérés	77
8.4	Définition des notations utilisées pour le découpage de l'atmosphère.	78
8.5	Définition des notations pour le calcul des profils d'extinction et de densité pour une altitude minimum de visée $z_{min}(i)$	78
9.1	Occultation solaire : trajet de la sonde Cassini par rapport à Titan	86

9.2	Occultation solaire : trajet du Soleil par rapport à Titan	87
9.3	Occultation solaire : images du Soleil à 2 μm	88
9.4	Occultation solaire : position du pixel le plus brillant	88
9.5	Occultation solaire : comparaison du spectre de référence du Soleil avec celui de l'arrière plan	89
9.6	Occultation solaire : correction des mauvais pixels	92
9.7	Occultation solaire : correction de la pente de l'émerison	94
9.8	Occultation solaire : coefficient directeur de la droite qui corrige l'émerison	95
9.9	Occultation solaire : spectre de référence du Soleil	96
9.10	Occultation solaire : courbes de lumière de l'émerison, normalisées	96
9.11	Occultation solaire : exemples de spectres en transmission	97
9.12	Occultation solaire : comparaison réfraction et absorption	99
9.13	Occultation solaire : image 2D	99
9.14	Occultation solaire : image 2D, agrandissement de l'émerison	100
10.1	Occultation solaire : identification des bandes du méthane	102
10.2	Occultation solaire : transmission du méthane à 257 km d'altitude, calculée avec 3 valeurs de l'abondance de CH_4	103
10.3	Occultation solaire : ajustement du continu des bandes du méthane	105
10.4 a -	Occultation solaire : spectres VIMS à 8 altitudes et modèles à 1,4 et 1,6 % de méthane	107
10.4 b -	suite	108
10.5 a -	Occultation solaire : bande à 1,7 μm du méthane à 8 altitudes et courbes de χ^2 associées	109
10.5 b -	suite	110
10.6 a -	Occultation solaire : bande à 2,3 μm du méthane à 8 altitudes et courbes de χ^2 associées	112
10.6 b -	suite	113
10.7	Occultation solaire : profil de CH_4	114
10.8	Occultation solaire : bande à 4,7 μm de CO observée par VIMS à quatre altitudes	115
10.9	Occultation solaire : modèles de la transmission de CO à 92,3 km d'altitude	116
10.10	Occultation solaire : estimation du continu au niveau de la bande de CO	117
10.11a -	Occultation solaire : ajustement de la bande de CO et courbes de χ^2 associées, pour un continu linéaire	119
10.11	Suite.	120
10.12a -	Occultation solaire : ajustement de la bande de CO et courbes de χ^2 associées, pour un continu du 2 nd degré	121
10.12b -	suite	122
10.13	Occultation solaire : comparaison de l'absorption à 3,4 μm dans les atmosphères de Titan et de Saturne	124
10.14	Occultation solaire : Absorption à 3,4 μm observées dans l'atmosphère de Titan à diverses altitudes	127
10.15	Occultation solaire : Absorption à 3,4 μm observées dans l'atmosphère de Saturne à diverses pressions	128
10.16	Occultation solaire : absorption à 4,2 -4,3 μm et modèles de la bande de CO_2	129
11.1	Occultation solaire : profils du coefficient d'extinction aux longueurs d'onde du continu	133

11.2 Occultation solaire : calcul des barres d'erreur sur le profil de densité des aérosols	137
11.3 a - Occultation solaire : modèles de transmission des aérosols	138
11.3 b - suite	139
11.4 a - Occultation solaire : modèles de transmission des aérosols en double échelle logarithmique	140
11.4 b - suite	141
11.5 Occultation solaire : profil de N_s	142
11.6 Occultation solaire : influence de la référence solaire sur le profil de densité des aérosols	143
11.7 Occultation solaire : profils de densité des aérosols	144
11.8 Occultation solaire : profil de densité massique des aérosols	146
11.9 Occultation solaire : dépendance spectrale de l'opacité	147
11.10 Occultation solaire : exposant q	148
12.1 Occultation de γ Cru : correction des spikes	155
12.2 Occultation de γ Cru : coefficients de la pente des courbes de lumière	157
12.3 Occultation de γ Cru : courbes de lumière à quatre longueurs d'onde	157
12.4 Spectre de Gamma Crucis	158
12.5 Occultation de γ Cru : exemples de spectres	159
12.6 Occultation de γ Cru : bruit des données	160
12.7 Occultation de γ Cru : comparaison réfraction et absorption	161
12.8 Occultation de γ Cru : image 2D	162
12.9 Occultation de γ Cru : bande à $1,7 \mu\text{m}$ du méthane à quatre altitudes	163
12.10a - Occultation de γ Cru : bande à $2,3 \mu\text{m}$ du méthane à 6 altitudes et courbes de χ^2 associées	164
12.10b - Suite	165
12.11 Occultation de γ Cru : profil de CH_4	166
12.12 Occultation de γ Cru : bande à $4,7 \mu\text{m}$ de CO à quatre altitudes	167
12.13 Occultation de γ Cru : bande d'absorption des aérosols à $3,4 \mu\text{m}$	168
12.14 Occultation de γ Cru : profils du coefficient d'extinction aux longueurs d'onde du continu	170
12.15a - Occultation de γ Cru : modèles de transmission des aérosols	172
12.15b - Suite	173
12.16 Occultation de γ Cru : profils de densité des aérosols	175
13.1 Occultation d'Antarès : : image 2D	178
13.2 Occultation d'Antarès : courbes de lumière à quatre longueurs d'onde.	179
13.3 Occultation d'Antarès : spikes.	179
C.1 Avancement du projet de thèse	215

Liste des tableaux

2.1	Principales caractéristiques de Titan.	12
2.2	Liste des molécules détectées dans l'atmosphère de Titan.	15
4.1	Résumé des caractéristiques optiques de VIMS.	31
7.1	Coefficients d'élargissement de Lorentz.	58
7.2	Niveaux de vibration des 4 premières polyades du méthane.	59
7.3	Description de la base de données utilisée pour le méthane.	59
8.1	Principales expériences de laboratoire de synthèse de matière organique.	74
9.1	Occultation solaire : valeurs du bruit.	98
10.1	Occultation solaire : intervalles utilisés pour estimer le continu.	104
10.2	Occultation solaire : abondances de CO	118
10.3	Positions des pics correspondant aux modes d'élongation de $-CH_2$ et $-CH_3$ pour diverses molécules.	126
11.1	Occultation solaire : hauteurs d'échelle du coefficient d'extinction des aérosols.	134
11.2	Occultation solaire : utilisation des fenêtres du continu en fonction de l'altitude.	135
11.3	Occultation solaire : hauteurs d'échelle de la densité des aérosols.	145
12.1	Occultation de γ Cru : hauteurs d'échelle du coefficient d'extinction des aérosols.	171
12.2	Occultation de γ Cru : utilisation des fenêtres du continu en fonction de l'altitude.	171
12.3	Occultation de γ Cru : hauteurs d'échelle de la densité des aérosols.	174
C.1	212
C.2	217
C.3	217

Première partie

I. Introduction

Chapitre 1

L'exploration de Titan

Sommaire

1.1	Découverte et premières observations	3
1.2	De Voyager à Cassini	5
1.2.1	Les missions Voyager	5
1.2.2	Les observations depuis la Terre	6
1.3	La mission Cassini-Huygens	7
1.3.1	Présentation	7
1.3.2	Le module Huygens	7
1.3.3	La sonde Cassini	9
1.3.4	Principaux résultats	9

Depuis sa découverte en 1655, Titan, le plus gros satellite de Saturne, intrigue les scientifiques. Souvent comparé à une « petite terre primitive au congélateur », c'est le seul satellite du système solaire à posséder une atmosphère épaisse composée essentiellement d'azote. Les réactions chimiques complexes qui s'y déroulent produisent une épaisse couche de brumes, opaque au rayonnement visible. La surface de Titan est donc difficilement observable, attisant encore plus la curiosité des chercheurs.

1.1 Découverte et premières observations

Au mois de mars 1655, Christiaan Huygens observe à la lunette un objet brillant à proximité de Saturne. Le polonais Hevelius et l'anglais Wren, qui l'avaient déjà observé, pensaient qu'il s'agissait d'une étoile. Mais en observant ce point lumineux plusieurs jours de suite, Huygens observe son déplacement par rapport à Saturne. Il découvrait ainsi Titan et mesurait en même temps sa période de rotation de 16 jours autour de Saturne. L'histoire retiendra la date du 25 mars 1655 pour cette découverte. Ce satellite semblait plus gros que Ganymède, satellite de Jupiter, découvert par Galilée quelques dizaines d'années plus tôt, en 1610. La curiosité des astronomes était donc grande à son sujet. Aucune avancée sur sa nature n'a cependant été faite pendant les deux siècles qui suivirent sa découverte.



FIG. 1.1 – Christiaan Huygens.

La qualité optique des instruments d'astronomie s'améliorant, en 1909, l'espagnol Josep Comas i Solà, observe un assombrissement centre-bord sur le disque de Titan. Ce phénomène d'atténuation de la lumière au niveau du limbe d'une planète ou d'un satellite est associé à la présence d'une atmosphère épaisse. Solà annonce donc la présence d'une atmosphère autour de Titan (Comas Solà 1909). Cependant, des doutes persistent puisque Solà publie également la même conclusion pour les satellites Galiléens, qui eux sont dépourvus d'atmosphère.

L'hypothèse d'une atmosphère de Titan fut donc testée par Sir James Jeans dans ses travaux sur l'échappement atmosphérique (Jeans 1955). Malgré sa petite taille et sa faible gravité, Jeans montre que Titan peut retenir une atmosphère dont la masse atomique moyenne est supérieure ou égale à 16 et la température comprise entre 60 et 100 K.

Les observations qui suivent visent à détecter les composants chimiques possibles de cette atmosphère : l'ammoniac (NH_3), l'azote (N_2), l'argon (Ar), le néon (Ne) et le méthane (CH_4). En 1944, l'astronome hollandais Gerald Kuiper utilise le télescope de 2 m de l'observatoire McDonald au Texas (USA) afin d'obtenir le spectre de Titan. Il identifie dans ses données deux bandes d'absorption du méthane à 619 et 727 nm. C'est la première détection de CH_4 dans l'atmosphère de Titan.

Il faut ensuite attendre 30 ans avant de faire de nouvelles découvertes sur Titan. Les mesures de polarisation et de photométrie à grand angle de phase révèlent une atmosphère complexe (Veeverka 1973, Rages et Pollack 1980). L'avènement des observations infrarouges et millimétriques au sol et à haute résolution permet de détecter la présence de nombreux hydrocarbures, c'est-à-dire des molécules uniquement composées d'atomes de carbone et d'hydrogène et de formule générique C_xH_y . L'éthane (C_2H_6), l'éthylène (C_2H_4), l'acétylène (C_2H_2) et le méthane deutéré (CH_3D) sont ainsi rapidement identifiés (Gillett et al. 1973, Gillett 1975, Low et Rieke 1974, Tokunaga et al. 1980). On suspecte déjà que la chimie produisant ces molécules en produit d'autres bien plus complexes jusqu'à former des particules solides : les aérosols de la brume de Titan.

1.2 De Voyager à Cassini

1.2.1 Les missions Voyager

Les deux sondes jumelles Voyager 1 et 2 ont été lancées en 1977 avec pour objectif commun l'exploration du Système solaire extérieur, en particulier des quatre planètes géantes : Jupiter, Saturne, Uranus et Neptune. Le dernier objectif de Voyager 1 fut le survol de Titan le 12 Novembre 1980 à 4 394 km au-dessus de la surface du satellite. Voyager 1 s'éloigna ensuite du plan de l'écliptique. La sonde atteint aujourd'hui les frontières du système solaire. Le survol de Titan par Voyager 2 le 27 Août 1981 s'est déroulé à une altitude plus élevée de 663 385 km. Cette orbite permit à Voyager 2 d'utiliser l'assistance gravitationnelle de Saturne pour continuer son exploration en direction d'Uranus et Neptune.

Ces missions ont permis une importante avancée des connaissances sur Titan, en particulier de son atmosphère. En effet, l'image de Titan renvoyée par les instruments de Voyager est celle d'une boule de couleur orangée uniforme. La surface du satellite est inobservable à cause d'une épaisse couche de brumes composées d'aérosols photochimiques qui lui donnent cette couleur particulière (figure 1.2).

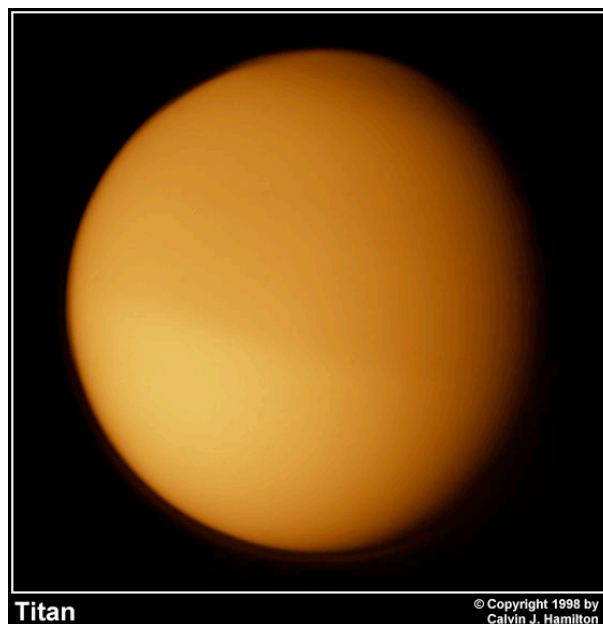


FIG. 1.2 – Titan observé par Voyager : la brume de couleur orangée rend la surface invisible aux yeux humains.

Les principaux résultats des missions Voyager près de Titan concernent donc son atmosphère. Les premiers profils de température ont été déterminés à partir de ces données. Ils indiquent une structure thermique caractérisée par des couches d'inversion définissant une troposphère, une stratosphère et une mésosphère, ce que nous reverrons au chapitre 2.

Du point de vue de la composition chimique, la mission Voyager a permis de déterminer que l'azote est le principale composant atmosphérique avec une abondance proche de 98% dans la stratosphère. La molécule d'azote n'interagit pas avec les rayonnements visible et infrarouge

(Cf. chapitre 6) mais elle a été détectée dans le domaine ultraviolet par l'instrument UVS de Voyager 1 (Ultraviolet Spectrometer Instrument). Le méthane apparaît comme le second gaz le plus abondant. Il représente quelques pourcents de l'atmosphère. Grâce au spectromètre infrarouge IRIS, de nouvelles molécules organiques¹ ont également été détectées allongeant ainsi la liste des composants minoritaires.

Les spectres de l'instrument IRIS sont représentatifs de différentes latitudes de Titan. La comparaison des spectres entre eux permet de mettre en évidence un hémisphère nord plus riche en composés complexes que l'hémisphère sud. Il faut se souvenir qu'au moment du survol des sondes Voyager, Titan était dans une phase de transition de l'hiver dans l'hémisphère nord à celui dans l'hémisphère sud. Ces mesures permettent également de montrer que ces molécules complexes sont plus nombreuses à hautes altitudes, prouvant ainsi qu'elles sont bien produites en altitude.

1.2.2 Les observations depuis la Terre

Après les missions Voyager, l'étude de Titan a continué en utilisant les télescopes terrestres toujours plus puissants, notamment grâce au développement de l'optique adaptative. Les télescopes spatiaux tels que Hubble ou ISO ont également été utilisés pour l'observation de Titan car ils s'affranchissent de l'atmosphère terrestre. Ces observations ont notamment permis de détecter des composés oxygénés dans l'atmosphère : CO par [Lutz et al. \(1983\)](#), CO_2 par [Samuelson et al. \(1983\)](#) et H_2O par [Coustenis et al. \(1998\)](#).

Les observations dans le proche infrarouge démontrent aussi la possibilité d'observer la surface du satellite dans les **fenêtres du méthane**. En effet, dans le proche infrarouge, le méthane absorbe très fortement le rayonnement à certaines longueurs d'onde (**les bandes du méthane**) et très faiblement à d'autres longueurs d'onde (**les fenêtres**). Dans les fenêtres, il est alors possible d'observer la surface. Celles-ci sont situées à 0,83, 0,94, 1,08, 1,28, 1,58, 2,03, 2,75 et 4,9 μm . La première mesure de l'albédo géométrique de la surface est réalisée par [Griffith et al. \(1991\)](#). On découvre par la suite des inhomogénéités dans la brillance de la surface.

Une autre manière d'étudier l'atmosphère de Titan est d'observer l'occultation d'étoiles par le satellite. La réfraction différentielle de rayons lumineux de l'étoile produit une atténuation du flux reçu. L'analyse des courbes de lumière ainsi obtenues permet de remonter aux propriétés physiques de la haute atmosphère. Il est possible d'obtenir des profils de température, densité et pression et d'étudier les vents zonaux² ou l'extinction des aérosols.

L'occultation de 28 Sagittarius observée le 3 juillet 1989 est la première occultation stellaire par Titan jamais observée ([Sicardy et al. 1990](#), [Hubbard et al. 1990](#); [1993](#)). Cette observation permet d'étudier la structure de l'atmosphère entre 250 et 500 km, une gamme d'altitude encore très peu étudiée à cette date. Les profils de température et pression ont été obtenus par inversion des courbes de lumière. Les données permirent également d'étudier l'opacité de la brume. Enfin, les courbes de lumière acquises à proximité du centre de l'ombre présentent un pic central, appelé « flash central », qui correspond à une augmentation du flux par effet de focalisation des rayons par le limbe de Titan. L'étude de ce flash central permet de caractériser la forme du limbe qui

¹On appelle molécule organique une molécule contenant au moins un atome de carbone lié à, au moins, un atome d'hydrogène.

²Les vents zonaux sont les vents parallèles à l'équateur.

le crée. Des contraintes sur la vitesse des vents zonaux et ses variations avec la latitude peuvent alors être établies.

Le 14 novembre 2003 une double occultation stellaire par Titan a également été observée, contribuant à améliorer la connaissance de l'atmosphère entre 250 et 550 km (Sicardy et al. 2006, Zalucha et al. 2007). Les profils de température obtenus présentent en particulier une couche d'inversion très marquée à 515 ± 6 km d'altitude. A ce niveau la température augmente de 15 K en seulement 6 km. Cette inversion est localisée à une altitude similaire à la couche d'inversion observée par la suite dans les profils de température établis par la sonde Huygens (Cf. ci-après). L'étude du flash central a permis d'évaluer le régime des vents zonaux à 250 km d'altitude, mettant en évidence un vent fort (« northern jet ») autour de 55°N avec des vitesses atteignant $200 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ et s'affaiblissant vers les latitudes sud. Un modèle de l'opacité des aérosols a également été développé. Il comporte deux régions : une zone relativement opaque pour les latitudes inférieures à 40°N et une zone plus transparente près du pôle nord. La dépendance spectrale de l'opacité a été établie : elle est proportionnelle à λ^{-q} , avec $q = 1,8 \pm 0,5$ pour λ compris entre 0,51 et $2,2 \mu\text{m}$.

1.3 La mission Cassini-Huygens

1.3.1 Présentation

La mission Cassini-Huygens est réalisée en collaboration avec les agences spatiales américaine (NASA), européenne (ESA) et italienne (ASI). Son objectif est l'étude du système de Saturne, c'est-à-dire de la planète géante, de ses anneaux et de ses nombreux satellites, notamment le plus gros de tous, Titan.

La sonde Cassini-Huygens a été lancée le 15 octobre 1997 de Cap Canaveral. Elle se compose alors de l'orbiteur Cassini et du module Huygens destiné à explorer l'atmosphère de Titan. Le 1er juillet 2004, la sonde est entrée en orbite autour de Saturne en traversant le plan des anneaux entre les anneaux F et G. Cette phase très risquée de la mission a été réalisée avec succès et a permis d'acquérir une grande quantité d'informations nouvelles sur les anneaux observés au plus près.

1.3.2 Le module Huygens

Le 25 décembre 2004, le module Huygens est libéré de la sonde Cassini afin qu'il descende dans l'atmosphère de Titan le 14 janvier 2004. Le module était équipé d'un bouclier thermique permettant la protection des instruments pendant la rentrée atmosphérique. A 180 km d'altitude, l'ouverture du parachute principal permet de freiner la descente de la sonde. Le bouclier thermique est alors largué et les instruments de la sonde peuvent commencer à fonctionner. L'instrument HASI (**H**uygens **A**tmospheric **S**tructure **I**nstruments) a mesuré les paramètres physiques de l'atmosphère, tels que la température et la pression. L'instrument DISR (**D**escent **I**mager/**S**pectral **R**adiometer) a permis d'étudier le rayonnement solaire dans l'atmosphère et sa diffusion par les aérosols dans le domaine spectral 0,85 - $1,27 \mu\text{m}$. Des images étonnantes de la surface, présentant une morphologie complexe, ont été obtenues par l'imageur de DISR. Le flux solaire étant très absorbé au niveau du sol, une lampe a été allumée peu avant l'atterrissage afin d'augmenter la luminosité. Des gaz atmosphériques ont été recueillis et analysés chimiquement par l'instrument GCMS (**G**as **C**hromatograph **M**ass **S**pectrometer), ce qui a permis une identification et une mesure des composés présents.

La descente dans l'atmosphère de Titan a duré un peu plus de 2 heures. Les instruments du SSP (**S**urface **S**cience **P**ackage) avaient pour objectif de déterminer les propriétés physiques de la surface pendant les quelques minutes de vie prévues de la sonde après son atterrissage. En réalité, le faible signal émis par Huygens a été reçu sur Terre pendant plus d'une heure après l'atterrissage, ce qui prouve bien la qualité de cette mission ! A l'atterrissage, un perforateur situé sous la sonde perça la surface afin d'en étudier sa consistance. Celle-ci a d'abord été comparée à la consistance de la crème brûlée, une croûte dure et mince recouvrant un milieu mou comme de la boue ou du sable. Aujourd'hui, notre compréhension des données a évolué. Le sol du site d'atterrissage est probablement granuleux, un peu comme du sable.

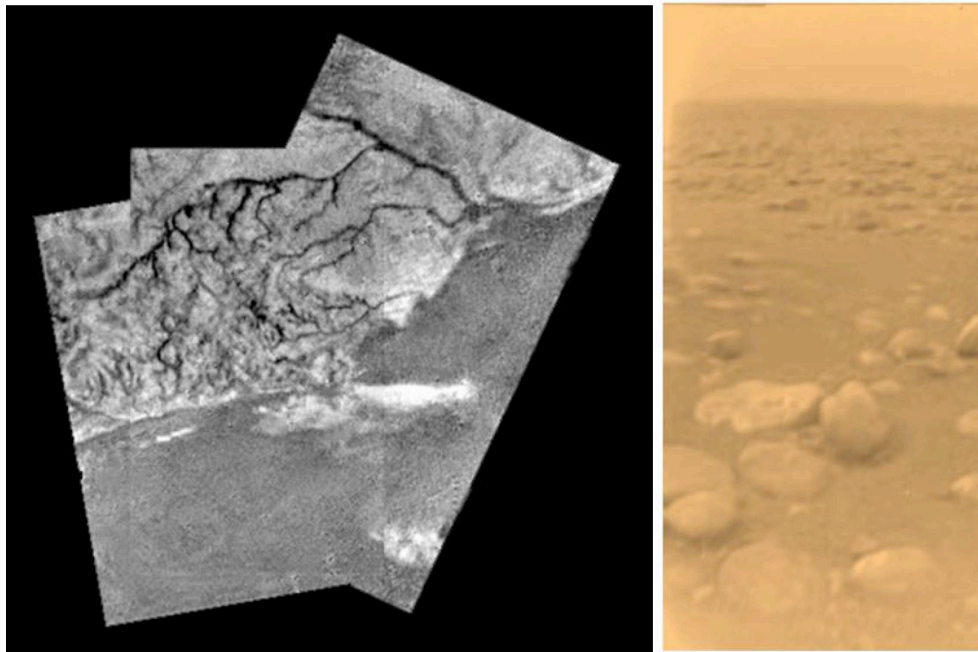


FIG. 1.3 – Images de la surface de Titan observée par DISR pendant la descente (à gauche) et à l'atterrissage (à droite).

1.3.3 La sonde Cassini

La sonde Cassini, en orbite autour de Saturne, étudie la planète géante, ses anneaux et ses satellites avec 12 instruments scientifiques. Ces derniers permettent des études variées de l'environnement de Saturne (magnétosphère, plasma et particules chargées) des atmosphères de Saturne, Titan et Encelade et des surfaces des satellites dans toutes les gammes de longueurs d'onde, des ondes radios à l'UV en passant par le radar, le visible et l'infrarouge. Dans cette thèse nous étudions les données de l'instrument VIMS (**V**isible **I**nfrared **M**apping **S**pectrometer) présentées au chapitre 4. Mais nous évoquerons également les instruments CIRS (**C**omposite **I**nfra**R**ed **S**pectrometer) et ISS (**I**maging **S**cience **S**ubsystem). Le premier est un spectromètre infrarouge qui permet d'acquérir des spectres à haute résolution dans l'infrarouge thermique. Le second est un système de 2 caméras permettant d'obtenir des images détaillées.

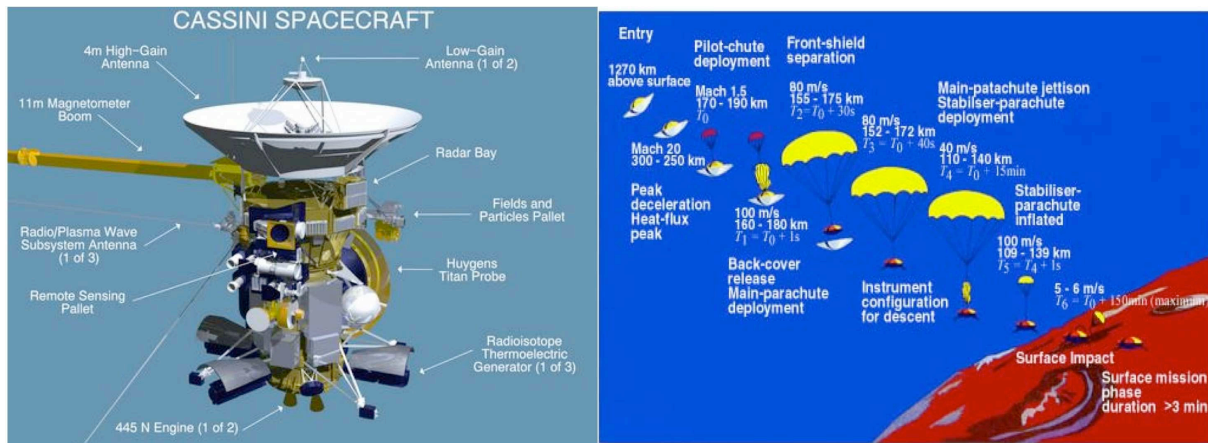


FIG. 1.4 – GAUCHE : Schéma de la sonde Cassini. DROITE : Descente de la sonde Huygens dans l’atmosphère.

1.3.4 Principaux résultats

La mission Cassini-Huygens a permis de fabuleuses découvertes sur le système de Saturne. La quantité de données acquises est telle qu’il faudra encore de nombreuses années pour en étudier la totalité. La mission nominale de 4 ans s’est achevée le 30 juin 2008. La sonde étant en parfait état de marche, la mission a été prolongée de 2 ans, jusqu’en 2010. Une seconde extension de mission est actuellement à l’étude. Les apports de cette mission sont nombreux. On retiendra notamment les superbes images des anneaux de Saturne, de ses nuages, des couches stratifiées de l’atmosphère de Titan, des éjections de matière d’Encelade et du surprenant Japet.

Sur Titan, les images de DISR montrent un paysage côtier et un système de canaux asséchés (Tomasko et al. 2005). Des zones sombres considérées comme des lacs asséchés ont été observés par le RADAR (Stofan et al. 2007). Très récemment, un lac contenant de l’éthane liquide a été repéré par VIMS dans la région du pôle sud (Brown et al. 2008). Des traces de cryovolcanisme³ ont été repérées par VIMS (Sotin et al. 2005). Ce phénomène pourrait être une source de méthane possible dans l’atmosphère (Cf. section 2.2.3 pour le problème du méthane sur Titan). En ce qui concerne l’atmosphère, les mesures in-situ ont permis d’établir un profil de température qui sert aujourd’hui de référence et de mesurer avec précision l’abondance du méthane (Fulchignoni et al. 2005). Les analyses réalisées par CIRS ont encore allongé la liste des nombreuses molécules complexes détectées (Coustenis et al. 2007). L’instrument VIMS a détecté des nuages principalement composés de méthane et d’éthane dont l’évolution est suivie avec attention (Baines et al. 2005, Griffith et al. 2006). Les images ISS ont permis de voir la couche détachée d’aérosols, la stratification de l’atmosphère et la structure particulière du pôle nord (pôle hiver) (Porco et al. 2005).

³éjection en surface des gaz emprisonnés dans le sous-sol glacé.

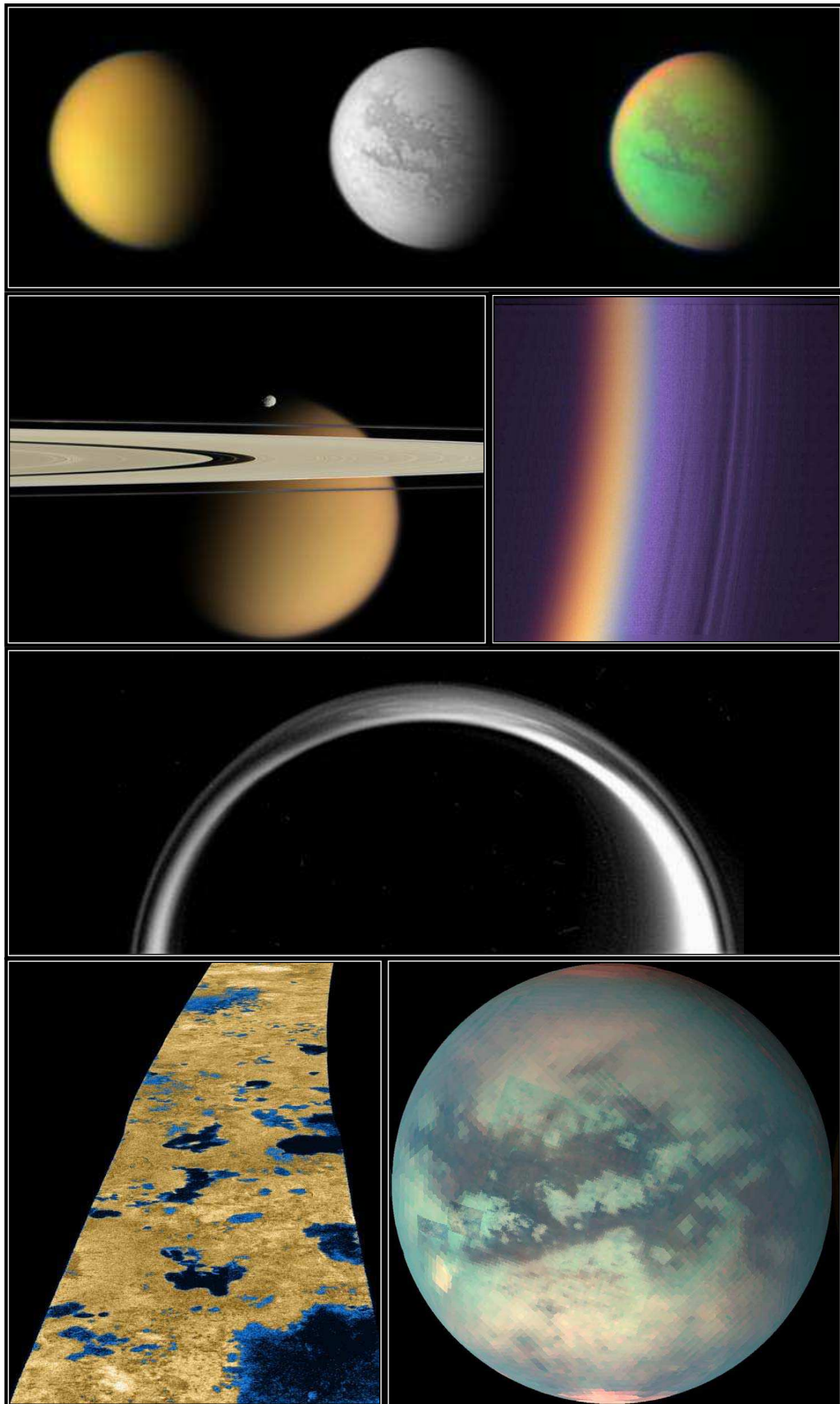


FIG. 1.5 – Sélection d'images de Cassini.

Chapitre 2

Titan aujourd'hui

Sommaire

2.1 Paramètres physiques et orbitaux	11
2.2 L'atmosphère de Titan	12
2.2.1 Structure des atmosphères planétaires	12
2.2.2 Profil de température	13
2.2.3 Composition de l'atmosphère	14
2.2.4 Dynamique de l'atmosphère	17
2.3 La surface	17

Aujourd'hui en 2008, après quatre ans d'exploration de Titan avec Cassini, nous avons une bien meilleure compréhension générale de Titan. Toutefois, de nombreuses questions restent en suspens et de nouvelles interrogations apparaissent. Ce chapitre présente les principales caractéristiques du satellite Titan tel qu'il est connu aujourd'hui, en insistant sur son atmosphère qui est le sujet de cette thèse.

2.1 Paramètres physiques et orbitaux

Titan est le plus gros satellite de Saturne et le second dans le système solaire après Ganymède, satellite galiléen. Avec ses 2 575 km de rayon, Titan est plus grand que Mercure. De magnitude 8,3, il est inobservable à l'oeil nu. Mais ce qui caractérise surtout Titan, c'est son atmosphère étendue, riche en azote et en brumes opaques qui lui donnent sa couleur orangée caractéristique. Titan a tout d'une planète... sauf qu'elle tourne autour de Saturne et non du Soleil. Avec une période orbitale de 16 jours environ, égale à sa période de rotation, Titan est en orbite synchrone ou presque synchrone autour de Saturne. Les saisons sont déterminées par la rotation de Saturne autour du Soleil (en 30 ans) et l'inclinaison de l'axe de Titan. Elles durent environ 7 ans. Au moment du survol des sondes Voyager en 1980, l'hiver se terminait dans l'hémisphère nord, Titan se trouvait dans une période de transition. Aujourd'hui, Cassini observe Titan en plein hiver dans l'hémisphère nord. Les principales caractéristiques de Titan sont résumées dans le tableau 2.1.

Paramètres physiques	
Masse	$1,346 \times 10^{23}$ kg (2,3% celle de la Terre)
Rayon	2 575 km (40,4% du rayon terrestre)
Densité	1,88 g.cm ⁻³ (34,9% de celle de la Terre)
Vitesse d'échappement	2,65 km.s ⁻¹
Magnitude	8,28
Diamètre angulaire	0,8 arcsec
Température de surface	93,65 K
Pression de surface	1,467 bar
Paramètres orbitaux	
Distance au Soleil	9,546 UA
Distance à Saturne	1 221 850 km (20,32 rayons de Saturne)
Période orbitale	15,945 jours terrestres
Période de rotation	15,945 jours terrestres
Excentricité	0,0292
Inclinaison	0,33°
Obliquité	27°
Période orbitale de Saturne	29,46 années terrestres

TAB. 2.1 – Principales caractéristiques de Titan.

2.2 L'atmosphère de Titan

2.2.1 Structure des atmosphères planétaires

La structure d'une atmosphère est déterminée par les lois de l'équilibre hydrostatique. Cette équilibre signifie qu'au niveau de chaque couche atmosphérique, les forces de gravité s'exerçant sur le gaz sont compensées par un gradient de pression de direction opposée. En combinant, la loi hydrostatique et l'équation des gaz parfaits et en supposant l'atmosphère isotherme et la gravité constante, on montre que la pression varie en fonction de l'altitude selon :

$$P(z) = P(z_0)e^{-\frac{z-z_0}{H}} \quad \text{avec} \quad H = \frac{RT}{mg} \quad (2.1)$$

où $R = 8,3145 \text{ J.mol}^{-1}.\text{K}^{-1}$ est la constante des gaz parfaits, T la température, m la masse molaire moyenne de l'atmosphère et g l'accélération de la pesanteur. H est appelé **échelle de hauteur atmosphérique**. H traduit l'épaisseur d'atmosphère sur laquelle la densité et la pression sont divisées par $e \simeq 2,7$.

L'atmosphère étant principalement composée d'azote, sa masse molaire est de l'ordre de $m \simeq 28 \text{ g.mol}^{-1}$. Au sol, l'accélération de la gravité vaut $1,35 \text{ m.s}^{-2}$ et la température est de 94 K, ce qui donne une valeur de $H \simeq 21 \text{ km}$. Dans la stratosphère la température est plus élevée et la hauteur d'échelle est de l'ordre de **$H \simeq 40 \text{ km}$** .

2.2.2 Profil de température

L'instrument HASI de la sonde Huygens a mesuré in-situ le profil de température à la latitude de 10°S et la longitude de 192°W, entre la surface et 1 400 km d'altitude (Fulchignoni et al. 2005). Ce profil est présenté sur la figure 2.1 accompagné du profil du modèle de Yelle (1991) qui était utilisé comme référence avant la mission Cassini-Huygens.

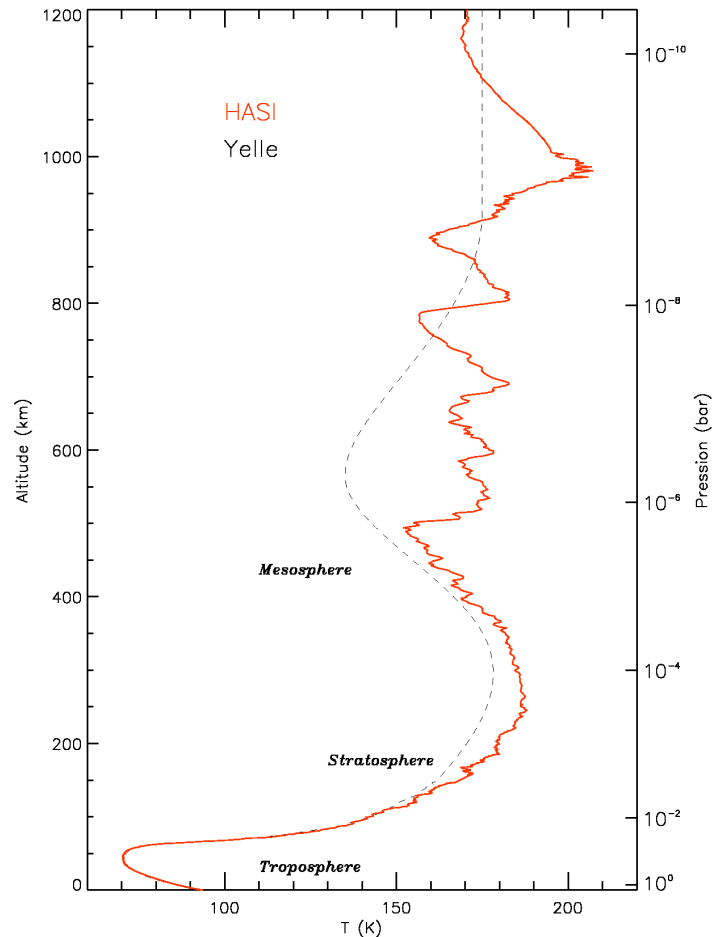


FIG. 2.1 – Profil de température mesuré in-situ par HASI (rouge) et modèle de Yelle (1991) (tirets noirs) (Fulchignoni et al. 2005, Yelle 1991).

Avec un albédo de 0,3 environ, la surface de Titan renvoie 30% du flux solaire reçu vers l'espace. Une planète située à 10 UA du Soleil et absorbant 70% du flux solaire a une température effective de 82 K¹. Mais Titan est pourvue d'une atmosphère qui ne laisse passer que 10% du flux solaire jusqu'à la surface. L'absorption du rayonnement dans l'atmosphère provoque un chauffage de la surface qui réémet cette énergie sous forme de rayonnement infrarouge, qui lui-même réchauffe l'atmosphère. Ce phénomène d'*effet de serre* augmente la température de la surface qui, d'après les observations, atteint 94 K.

¹Une planète de rayon R située à une distance D du Soleil reçoit un flux $F = F_{\odot} \left(\frac{1UA}{D}\right)^2$, où $F_{\odot}=1,37 \times 10^3 \text{ J.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ est la constante solaire. A l'équilibre, la surface est à une température effective T_{eff} telle que la puissance rayonnée $4\pi R^2 \sigma T_{eff}^4$, où $\sigma=5,67 \times 10^{-8} \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-4}$ est la constante de Stefan, soit égale à la puissance absorbée $(1 - A)\pi R^2 F$ où A est l'albédo de la planète : $4\sigma T_{eff}^4 = (1 - A)F$.

Sur le profil de la figure 2.1, on constate la présence de nombreuses inversions de température, c'est-à-dire des d'altitudes où le gradient de température devient positif. Ces inversions existent aussi dans le profil de température terrestre. Elles permettent de définir plusieurs zones dans l'atmosphère :

- **la troposphère** : elle s'étend de la surface jusqu'à la **tropopause** à environ 44 km d'altitude. Dans cette couche, la température décroît quand l'altitude augmente et atteint un minimum de 70 K vers 44 km (Fulchignoni et al. 2005). La troposphère est une zone de convection : l'air chauffé par la surface remonte et l'air froid des altitudes plus élevées plonge. Ce phénomène de convection assure un mélange des composants de la basse atmosphère.
- **La stratosphère** : elle s'étend de la tropopause à la **stratopause** située à 250 km d'altitude environ. La température y croît avec l'altitude car l'atmosphère est chauffée par le rayonnement solaire qui est absorbé dans l'UV et le visible par le méthane et les aérosols. La température augmente jusqu'à 186 K vers 250 km d'altitude. La stratosphère est une zone où le gaz est stratifié : il n'y a pas de convection. L'air se répartie en couches qui se mélangent peu entre elles.
- **La mésosphère** : elle s'étend de la stratopause à la **mésopause** située à environ 490 km. La température y décroît de nouveau quand l'altitude augmente car la densité de gaz devient trop faible pour assurer un phénomène de chauffage. La température atteint un minimum de 152 K à 490 km. Au-dessus, de nombreuses inversions de température ont été mises en évidence par les mesures HASI entre 500 et 1 020 km. Ces variations sont liées à un phénomène dynamique appelé *ondes de gravité*, c'est-à-dire des ondes se propageant verticalement dans l'atmosphère et qui perturbent la stratification interne de l'atmosphère.

2.2.3 Composition de l'atmosphère

Des molécules variées

L'atmosphère de Titan est composée d'azote N_2 à 98%. Le second composant le plus abondant est le méthane CH_4 avec une abondance de 1,4 - 1,6% dans la stratosphère et voisine de 5% près de la surface. Ces deux molécules sont détruites dans la haute atmosphère, au-dessus de 750 km d'altitude, principalement par photodissociation par le rayonnement solaire. Cette destruction peut aussi être engendrée par les rayons cosmiques et les électrons chargés de la magnétosphère de Saturne. Les radicaux produits génèrent une succession de réactions chimiques complexes qui produisent de nombreux hydrocarbures et nitriles². Le radical CH_3 par exemple réagit avec lui-même pour former l'éthane C_2H_6 , l'hydrocarbure le plus abondant après le méthane. Des composés gazeux oxygénés ont également été détectés sur Titan : le monoxyde de carbone CO (Lutz et al. 1983), le dioxyde de carbone CO_2 (Samuelson et al. 1983) et l'eau H_2O (Coustenis et al. 1998). La détection de HCN a un intérêt exobiologique car cette molécule polymérise et produit des acides aminés qui sont les briques des systèmes vivants. La liste des composés détectés sur Titan est présentée sur la figure 2.2.

En plus du gaz, l'atmosphère de Titan contient également de petites particules, solides ou liquides : les aérosols. Ceux-ci forment des couches qui entourent le satellite et sont bien visibles sur les images de Cassini (Cf. figure 1.5). Ces particules sont aussi responsables de la couleur orangée du satellite. Cette brume est opaque au rayonnement visible ce qui rend la surface presque inobservable. Ces composés se forment par coagulation de grosses molécules organiques

²Un nitrile est une molécule organique de formule $R-C\equiv N$.

Gaz		Fraction molaire		Références
<i>composants majeurs</i>		<i>stratosphère</i>	<i>surface</i>	
Azote	N_2	0,97		
Méthane	CH_4	$1,4-1,8 \times 10^{-2}$	$4,9 \times 10^{-2}$	1,2,3
Méthane monodeutééré	CH_3D	$7,5 \times 10^{-6}$		4
Hydrogène	H_2	$1,1 \times 10^{-3}$		5
Argon	^{36}Ar	$2,8 \times 10^{-7}$		2
	^{40}Ar	$4,32 \times 10^{-5}$		2
<i>hydrocarbures</i>		<i>équateur</i>	<i>pôle nord</i>	
Ethane	C_2H_6	$1,3 \times 10^{-5}$	$1,7 \times 10^{-5}$	4
Acétylène	C_2H_2	$3,7 \times 10^{-6}$	$4,0 \times 10^{-6}$	4
Acétylène monodeutééré	C_2HD	$2,0 \times 10^{-9}$		4
Propane	C_3H_8	$6,0 \times 10^{-7}$	$8,0 \times 10^{-7}$	4
Ethylène	C_2H_4	$1,6 \times 10^{-7}$	$1,1 \times 10^{-7}$	4
Méthylacétylène	C_3H_4	$6,4 \times 10^{-9}$	$1,2 \times 10^{-8}$	4
Diacétylène	C_3H_4	$1,3 \times 10^{-9}$	$4,2 \times 10^{-9}$	4
Benzène	C_6H_6	$3,0 \times 10^{-10}$	$1,1 \times 10^{-9}$	4
<i>nitriles</i>		<i>équateur</i>	<i>pôle nord</i>	
Cyanure d'hydrogène	HCN	$1,3 \times 10^{-7}$	$5,5 \times 10^{-7}$	4,6
Cyanoacétylène	HC_3N	$3,0 \times 10^{-10}$	$2,2 \times 10^{-9}$	4
Cyanogène	C_2N_2	$5,0 \times 10^{-10}$	9×10^{-10}	6
Dicyanogène	C_4N_2	solide uniquement		7
Acetonitrile	CH_3CN	$1,5 \times 10^{-9}$		8
<i>composés oxygénés</i>		<i>équateur</i>	<i>pôle nord</i>	
Vapeur d'eau	H_2O	$8,0 \times 10^{-9}$		9
Monoxyde de carbone	CO	$2-6 \times 10^{-5}$		Cf §2.2.3
Dioxyde de carbone	CO_2	$1,5 \times 10^{-8}$	$1,9 \times 10^{-8}$	4
<i>Références</i>				
1. Flasar et al. (2005) 2. Niemann et al. (2005) 3. Tomasko et al. (2005) 4. Coustenis et al. (2007) 5. Samuelson et al. (1997b) 6. Teanby et al. (2006) 7. Samuelson et al. (1997a) 8. Bézard et al. (1993) 9. Coustenis et al. (1998)				

TAB. 2.2 – Liste des molécules détectées dans l'atmosphère de Titan.

produites par la chimie atmosphérique. Les aérosols sédimentent ensuite avant de recouvrir la surface de Titan. Dans l'atmosphère, ils se répartissent principalement dans deux zones : la couche principale en dessous de 200 km et la couche détachée observée actuellement vers 500 km, mais localisée vers 300 à 350 km lors du survol des sondes Voyager. Ces deux couches se rejoignent à proximité du pôle nord. Nous reviendrons au chapitre 8 sur les propriétés de ces aérosols.

Le méthane sur Titan

Le méthane de l'atmosphère de Titan est détruit par le rayonnement solaire UV. Sa durée de vie est de l'ordre de 100 millions d'années environ, un temps court par rapport aux 4,6 milliards d'années du système solaire. Si l'on suppose que l'on n'observe pas aujourd'hui une phase transitoire de la vie de Titan, tout le méthane que contient son atmosphère devrait avoir disparu. Pour justifier sa présence, une source de méthane est indispensable. L'apport externe étant peu probable (peu de comètes passent à proximité), l'origine du méthane doit donc se trouver à la surface ou à l'intérieur de Titan. On a longtemps cru qu'un océan global d'hydrocarbures recouvrait la surface de Titan mais la mission Cassini-Huygens a démontré qu'un tel océan n'existe pas. Les récentes découvertes de cryovolcanisme (Sotin et al. 2005) et de lac de méthane et/ou d'éthane (Stofan et al. 2007, Brown et al. 2008) sont de précieux indices face à cette problématique. Dans le premier cas, le méthane est supposé être piégé dans la glace constituant le sous-sol. Ces pièges sont appelés « clathrates ». Régulièrement, le mélange de gaz et de glace remonte à la surface en libérant le méthane emprisonné, c'est le cryovolcanisme (Tobie et al. 2006). La présence de lacs d'hydrocarbures liquides est une autre source possible de méthane dans l'atmosphère.

Le monoxyde de carbone sur Titan

Le monoxyde de carbone a été détecté pour la première fois sur Titan par Lutz et al. (1983). C'est l'observation d'une bande d'absorption de CO dans la fenêtre atmosphérique à $1,6 \mu\text{m}$ qui permet cette découverte. Une abondance de 60 ppm est alors mesurée. Par la suite, de nombreuses observations ont été faites afin de déterminer l'abondance de CO . Des observations réalisées au VLT par Lellouch et al. (2003) ont permis de mesurer une abondance troposphérique de 32 ± 10 ppm. Les observations d'Hidayat et al. (1998) recouvrent un grand intervalle d'altitudes et indiquent un rapport de mélange qui décroît avec l'altitude. Une abondance de $29 + 9 / - 5$ ppm est mesurée à 60 km, de 24 ± 5 ppm à 175 km et de $4,8 + 3,8 / - 1,5$ ppm à 350 km. Des émissions par fluorescence de CO dans la stratosphère ont été détectées avec le VLT par López-Valverde et al. (2005). Ces observations sont compatibles avec l'abondance troposphérique de 32 ppm mais nécessitent de l'augmenter à 60 ppm dans la stratosphère. Cette augmentation contredit le résultat de Hidayat et al. (1998) mais est en accord avec les valeurs successives publiées par Gurwell et Muhleman (1995; 2000) et Gurwell (2004). Les observations de cette équipe indiquent un profil vertical constant de CO avec une abondance de 50 ± 10 ppm (Gurwell et Muhleman 1995), puis 52 ± 6 ppm (Gurwell et Muhleman 2000) et 51 ± 4 ppm (Gurwell 2004). Depuis 2004, des observations spatiales sont possibles grâce à la sonde Cassini. L'analyse des spectres CIRS conduit à des valeurs de l'abondance stratosphérique de 45 ± 15 ppm (Flasar et al. 2005) et 47 ± 8 ppm (de Kok et al. 2007). L'instrument VIMS a permis de découvrir des émissions thermiques de CO dans l'atmosphère du côté nuit de Titan (Baines et al. 2006). Ces émissions, créées dans la stratosphère, sont compatibles avec une abondance de 32 ± 15 ppm de CO .

La diversité des résultats obtenus soulève la question du profil de CO dans l'atmosphère de Titan, c'est-à-dire la variation de son abondance avec l'altitude. Est-il constant ou présente-t-il une augmentation vers la surface du satellite? Voici la question qui se pose encore. Comme le méthane, CO est photodissocié par le rayonnement solaire. Son temps de vie est de l'ordre de 500 à 1 000 millions d'années (Wong et al. 2002, Lellouch et al. 2003), ce qui est bien supérieur au temps caractéristique de transport dans l'atmosphère de Titan d'environ 160 ans (avec une coefficient de diffusion turbulente de $1\,000 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$) (Lellouch et al. 2003). On s'attend donc à ce que cette molécule soit uniformément mélangée dans l'atmosphère jusqu'à des altitudes élevées.

On peut noter également que CO a le même poids moléculaire que l'azote N_2 , le gaz le plus abondant. De plus, la température ne descend jamais suffisamment bas pour permettre à CO de se condenser.

La question de la variation de CO avec l'altitude est d'importance car elle est liée à la problématique de l'origine de CO sur Titan. En effet pour expliquer les abondances observées ainsi que la présence de CO_2 et H_2O dans l'atmosphère de Titan, une source d'oxygène est nécessaire. Si CO est formé uniquement par les réactions chimiques en œuvre dans l'atmosphère, l'état d'équilibre entre production et destruction se situe autour d'une fraction molaire de 10 ppm selon [Lara et al. \(1996\)](#) et 1,8 ppm selon [Wong et al. \(2002\)](#). Des valeurs qui sont donc bien inférieures à celles observées. Si l'origine de CO est externe, il peut être apporté par les météorites ou les comètes. Mais cette hypothèse est peu à peu écartée car très peu de gaz rares ont été détectés sur Titan indiquant un faible apport externe ([Baines et al. 2006](#), [Niemann et al. 2005](#)). Si l'origine est interne, le gaz peut être piégé dans le sous-sol glacé dans des clathrates et être libéré lors d'épisodes de cryovolcanisme ([Tobie et al. 2006](#)).

Aujourd'hui en 2008, la réponse à cette question n'est toujours pas élucidée. Mais le problème de l'abondance de CO se restreint en même temps que le nombre de mesures disponibles s'agrandit. Dans cette thèse, un élément de plus est apporté à ce débat.

2.2.4 Dynamique de l'atmosphère

Les nuages

L'observation de nuages a été rapportée dès 1998 par [Griffith et al. \(1998\)](#). La plupart sont localisés à des latitudes sud ([Brown et al. 2002](#), [Roe et al. 2005](#)). Quelques détections près du pôle nord ont également été faites ([Griffith et al. 2006](#)). Les instruments ISS et VIMS de la sonde Cassini ont permis d'acquérir des images de ces nuages et d'en assurer le suivi ([Griffith et al. 2005](#)). Leur présence et leur évolution s'expliquent par des mécanismes probablement différents selon leur localisation en latitude.

Circulation atmosphérique

La circulation des masses d'air dans l'atmosphère de Titan varie avec les saisons. Considérons la situation actuelle, à savoir l'hiver dans l'hémisphère nord. L'air plus chaud dans l'hémisphère sud remonte vers les hautes altitudes et se déplace vers le pôle nord en se refroidissant. Les masses d'air plongent vers la surface au niveau du pôle nord et se déplacent vers le sud à proximité de la surface ce qui les réchauffent. Cette grande cellule de circulation reste en place jusqu'à l'équinoxe. A ce moment, le Soleil réchauffe les régions équatoriales au niveau desquelles l'air chaud remonte. On a alors deux cellules de circulation, une dans chaque hémisphère. C'est une phase de transition entre « l'hiver nord » décrit ci-dessus et « l'hiver sud » où la situation est inversée. Ce mécanisme est illustré par la figure 2.2.

2.3 La surface

A cause de la présence d'une épaisse couche de brumes atmosphériques, la surface de Titan est longtemps restée inobservable, même pour les sondes Voyager car ces dernières ne disposaient pas d'instrument dans le proche infrarouge. En effet, [Griffith et al. \(1991\)](#) démontrent qu'il est possible d'étudier la surface en l'observant dans les fenêtres du méthane, c'est-à-dire aux

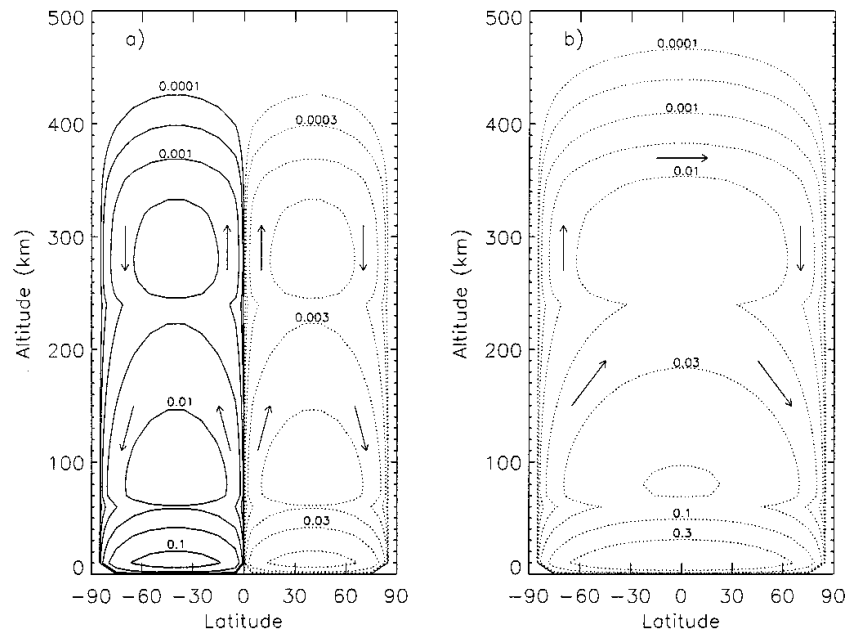


FIG. 2.2 – Illustration de la circulation atmosphérique issue de [Lebonnois et al. \(2001\)](#)

longueurs d'onde du proche infrarouge où le méthane n'absorbe pas ou peu. Pour les premières images, il faut attendre le développement de l'optique adaptative et les observations du télescope spatial Hubble. On détecte alors des différences d'albédo sur le disque de Titan ([Saint-Pé et al. 1993](#), [Smith et al. 1996](#), [Combes et al. 1997](#)). Ces contrastes sont observés à toutes les longueurs d'onde indiquant qu'ils sont liés à la topographie de la surface. Ces images mettent en évidence une asymétrie entre une face sombre, l'hémisphère arrière, et une face brillante, l'hémisphère brillant, sur laquelle on observe un grand continent nommé « Xanadu ».

Lors de la descente du module Huygens dans l'atmosphère de Titan, l'instrument DISR nous a transmis d'impressionnantes images de la surface. On y voit un réseau de « canaux », signe que des liquides ont coulé à la surface. Ces canaux semblent se jeter dans ce qui semble être des lacs asséchés apparaissant comme des zones sombres. Les instruments VIMS et RADAR de la sonde Cassini obtiennent des images précises de la surface permettant de réaliser des cartes recouvrant la totalité de la surface et révélant la complexité de celle-ci. Le RADAR permet d'étudier la topographie du terrain. Des cratères ont ainsi été mis en évidence. L'instrument VIMS obtient des images dans le visible et le proche infrarouge dans les fenêtres du méthane, ce qui permet une analyse spectrale de la surface et donc une étude de sa composition.

L'un des principaux objectifs de l'étude de la surface est la recherche des sources du méthane. Comme on l'a vu ci-dessus, le méthane de l'atmosphère provient du sous-sol de Titan ou de lac d'hydrocarbures à la surface. Les images Cassini ont exclu l'hypothèse initiale d'un océan global, mais VIMS a récemment détecté un lac contenant probablement de l'éthane liquide ([Brown et al. 2008](#)). De part sa forme, ce lac a été nommé Ontario. Les images RADAR corroborent l'idée que des lacs d'hydrocarbures existent à la surface ([Stofan et al. 2007](#)). L'existence de cryovolcanisme n'est pas pour autant écartée puisque VIMS observe des structures circulaires qui pourraient être volcaniques ([Sotin et al. 2005](#)).

Deuxième partie

II. Méthodes

Chapitre 3

Le principe des occultations

Sommaire

3.1	Introduction	21
3.2	Réfraction atmosphérique	22
3.3	Courbes de lumière théoriques et distance de l'observateur	25

3.1 Introduction

On parle d'occultation stellaire lorsqu'un corps céleste (planète, satellite, astéroïde, etc.) passe sur la ligne de visée d'une étoile qui disparaît alors derrière le corps occultant. Si ce dernier est dépourvu d'atmosphère, le flux normalisé de l'étoile passe brutalement de 0 à 1. Cela permet entre autre d'étudier la taille et la forme des astéroïdes si plusieurs cordes d'observation sont disponibles. Mais, si l'objet occultant possède une atmosphère, la diminution du signal est progressive et n'atteint pas forcément le niveau 0. Cette variation de signal est créée par 3 phénomènes simultanés : la réfraction atmosphérique principalement, la focalisation due à la courbure du limbe et l'absorption par les aérosols.

Soit $F(t)$ le flux reçu par le détecteur. Juste avant l'occultation,

$$F(t) = F_1 = F(\text{étoile}) + F(\text{objet occultant}) + F(\text{ciel})$$

Si l'étoile s'éteint totalement, on ne reçoit plus que le flux F_0 de l'astre occultant et du ciel : $F_0 = F(\text{objet occultant}) + F(\text{ciel})$. Le flux normalisé, c'est à dire compris entre 0 et 1, est donné par :

$$\Phi^*(t) = \frac{F(t) - F_0}{F_1 - F_0} = f_{ref} \times f_{foc} \times f_{abs} \quad (3.1)$$

Les facteurs f_{ref} , f_{foc} et f_{abs} traduisent l'effet d'atténuation ou d'amplification des 3 phénomènes précédemment cités, à savoir la réfraction, la focalisation et l'absorption.

Je ne décrirai ici que le phénomène de réfraction atmosphérique, principal facteur d'atténuation de la lumière pour les occultations observées depuis la Terre. La focalisation par la courbure du limbe n'entre quant à elle pas dans le cadre de cette thèse et l'absorption par les gaz et les aérosols fait partie d'une étude plus détaillée dans la suite de ce chapitre.

3.2 Réfraction atmosphérique

Les rayons lumineux provenant de l'étoile, supposée à l'infini, sont considérés parallèles entre eux. Pour tout rayon lumineux provenant de l'étoile, on appelle *paramètre d'impact* $p(r)$ la distance à l'infini entre la direction de ce rayon lumineux et la droite de même direction passant par le centre de la planète. La *distance de plus courte approche* r est la distance minimale entre le rayon lumineux et le centre de l'objet occultant lorsque ce rayon passe à proximité de celui-ci.

Les rayons lumineux subissent dans l'atmosphère une déviation $\omega(r)$ qui dépend des propriétés locales de l'atmosphère et plus précisément de la réfractivité $\nu(r) = \mu(r) - 1$, où $\mu(r)$ est l'indice de réfraction. La réfractivité est liée à la densité : $\nu(r) = \kappa n(r)$, où κ est la réfractivité moléculaire.

On se place dans le cadre des hypothèses de [Baum et Code \(1953\)](#) :

- la planète est supposée sphérique,
- l'atmosphère est supposée isotherme ($n(r) \propto e^{-\frac{r}{H}}$, H =hauteur d'échelle) et de composition uniforme,
- la hauteur d'échelle H de l'atmosphère est constante et bien plus petite que le rayon R de la planète : $H \ll R$.

Dans ce cadre, l'angle de réfraction est donné par [Wasserman et Veverka \(1973\)](#) :

$$\omega(r) = \int_{\text{rayon}} \frac{1}{\mu(r)} \frac{d\mu(r)}{dr} ds \sim \int_{\text{rayon}} \frac{\partial \nu(r)}{\partial r} ds \quad (3.2)$$

L'intégration se fait sur le trajet du rayon lumineux dans l'atmosphère. L'approximation de l'intégrale repose sur l'hypothèse d'une réfractivité très faible : $\nu \ll 1$

La géométrie du problème est présentée sur les figures 3.1 et 3.2.

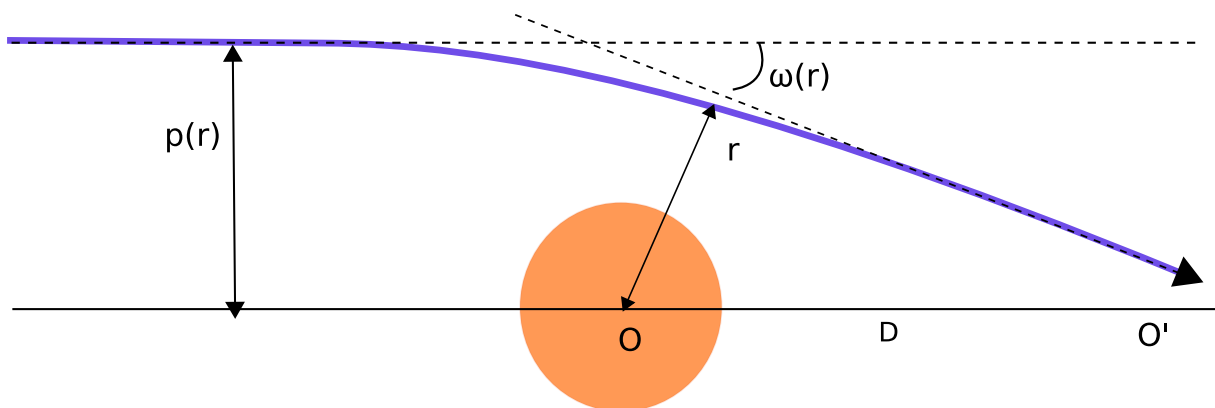


FIG. 3.1 – Courbure des rayons lumineux lors de la traversée d'une atmosphère.

On appelle O le centre de la planète et O' le centre de l'ombre dans le plan de l'observateur. La droite (OO') est parallèle à la direction à l'infini des rayons lumineux. D est la distance entre O et O' . Lors de son passage dans l'atmosphère de la planète, le rayon incident de paramètre d'impact $p(r)$ subit une déviation $\omega(r)$, dont la valeur algébrique est négative et la valeur absolue

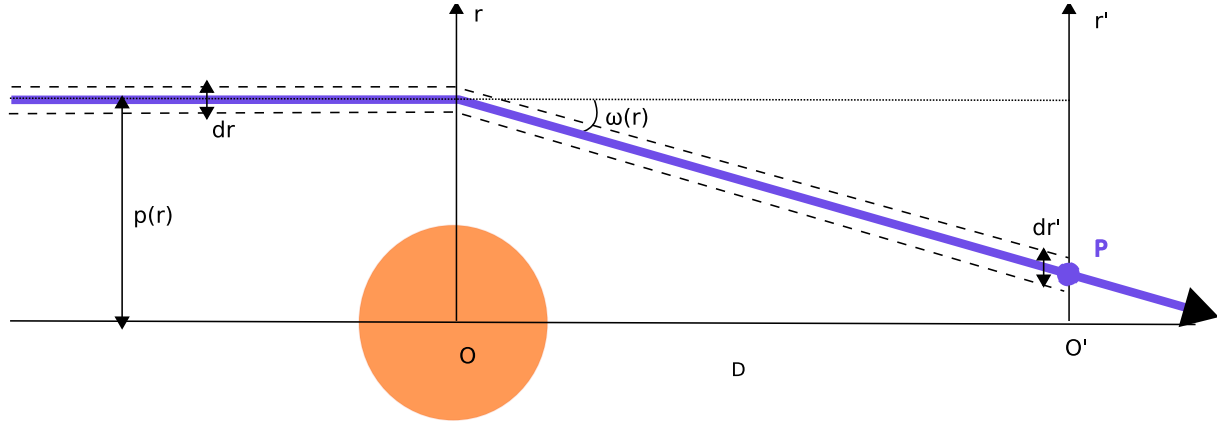


FIG. 3.2 – Définition de la géométrie d'une occultation

très faible ($|\omega(r)| \simeq 10^{-6}$ rad). $\omega(r)$ est l'angle entre les directions du rayon avant et après son passage dans l'atmosphère. La position de l'observateur P est repérée par sa distance r' au centre de l'ombre O' .

Si la distance D est suffisamment grande et l'angle ω suffisamment petit, on peut considérer que les axes (Or) et (OO') sont perpendiculaires. La géométrie de la figure 3.1 se simplifie. La géométrie de la figure 3.2 est celle utilisée dans le cadre des calculs présentés ci-après.

Soit $\Phi_{tot}^* = 1$ la valeur du flux non occulté qui traverse la couche d'atmosphère d'épaisseur dr , au rayon r et reçu à l'instant t par l'observateur en P dans l'intervalle $[r', r' + dr']$. La conservation de l'énergie pour une atmosphère transparente impose :

$$\Phi_{tot}^* dr(t) = \Phi^*(t) dr'(t) \quad (3.3)$$

D'où on déduit le flux réfracté normalisé :

$$f_{ref}(t) = \frac{\Phi^*(t)}{\Phi_{tot}^*} = \frac{dr(t)}{dr'(t)} \quad (3.4)$$

Avec $\tan \omega(r) = \frac{r'(t) - r(t)}{D} \simeq \omega(t)$, on a :

$$dr'(t) = dr(t) + Dd\omega(t) \quad (3.5)$$

$$f_{ref}(t) = \frac{1}{1 + D \frac{\partial \omega}{\partial r}} \quad (3.6)$$

Dans le cadre des hypothèses énoncées précédemment, on montre que (Baum et Code 1953) :

$$\omega(r) \sim -\nu(r) \sqrt{\frac{2\pi r}{H}} \quad (3.7)$$

On constate que l'angle de réfraction, en valeur absolue, est proportionnel à la réfractivité de la couche la plus profonde atteinte.

Quand l'étoile passe derrière l'objet occultant, les rayons traversent des couches de plus en plus profondes, de densité, donc de réfractivité croissante : la déviation des rayons augmente

quand r diminue. Il y a divergence des rayons incidents dans la direction orthogonale aux rayons (figure 3.3) : c'est le **réfraction différentielle**. L'énergie reçue par l'observateur est de plus en plus étalée spatialement. La surface (constante!) du détecteur reçoit donc de moins en moins de photons et on observe une diminution du signal. **La diminution du signal est due à la dilatation du flux dans la direction de la déviation.**

L'angle de déviation $\omega(r)$ étant très petit, on peut considérer, dans les calculs, que les rayons traversent l'atmosphère en ligne droite. C'est la grande distance D qui amplifie la divergence des rayons entre eux.

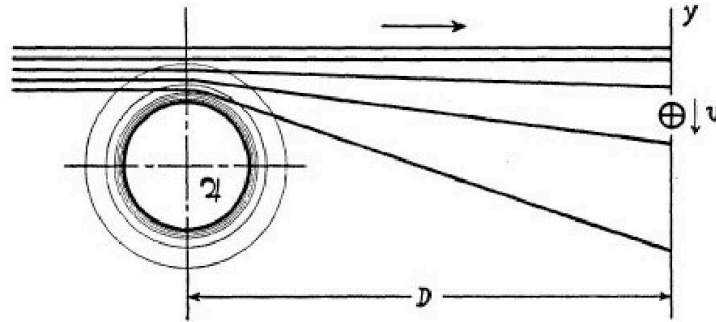


FIG. 3.3 – Diffraction différentielle des rayons lumineux (extrait de Baum et Code (1953))(Ne pas tenir compte du nom des axes)

Si l'on pouvait résoudre l'image de l'étoile descendant dans l'atmosphère, on verrait une image, circulaire au départ, qui s'aplatit dans la direction du mouvement, comme l'image du Soleil qui se couche. En effet, les rayons issus du bord inférieur de l'image subissent une réfraction plus importante que ceux issus du bord supérieur, ce qui déforme l'image en une ellipse.

En remplaçant ω par l'équation 3.7 dans l'équation 3.6, on obtient :

$$f_{ref}(t) = \frac{1}{1 - \frac{D\omega}{H}} \quad (3.8)$$

A la *mi-occultation*, c'est-à-dire lorsque le flux reçu a diminué de moitié ($f_{ref} = 1/2$), on a :

$$\omega(r_{1/2}) = \frac{-H}{D} \quad (3.9)$$

A la mi-occultation, on observe donc une déviation verticale des rayons au niveau de l'observateur de l'ordre de la hauteur d'échelle H .

En utilisant les équations 3.6 et 3.7 à la mi-occultation, on obtient :

$$n(r_{1/2}) \sim \frac{1}{D\kappa} \sqrt{\frac{H^3}{2\pi r_{1/2}}} \quad (3.10)$$

La densité sondée à la mi-occultation est donc inversement proportionnelle à la distance D de l'observateur. Ainsi, **plus l'observateur est proche de l'objet occultant, plus le phénomène de réfraction permet d'étudier des couches d'atmosphère de densité élevée, donc d'altitude faible.** Nous y reviendrons au paragraphe suivant.

Dans le cadre des hypothèses de Baum and Code énoncées précédemment, on montre que le flux stellaire reçu vérifie l'équation :

$$\frac{r'(t) - r'_{1/2}(t_{1/2})}{H} = \left(\frac{\Phi_{tot}^*}{\Phi^*(t)} - 2 \right) + \log \left(\frac{\Phi_{tot}^*}{\Phi^*(t)} - 1 \right) \quad (3.11)$$

Pour un trajet de l'observateur dans l'ombre $r'(t)$, l'équation 3.11 est résolue numériquement pour obtenir une courbe de lumière théorique $\Phi^*(t)$. Plus de détails sur le phénomène de réfraction et les calculs associés sont disponibles dans Wasserman et Veverka (1973), Vapillon et al. (1973) ou encore French et al. (1978).

3.3 Courbes de lumière théoriques et distance de l'observateur

La résolution de l'équation de Baum and Code permet d'obtenir des courbes de lumière théoriques. Mais les conditions d'application sont assez restrictives. En particulier, une atmosphère réaliste a un profil de température variable, donc une hauteur d'échelle variable et la condition $H \ll R$ n'est de plus pas toujours vérifiée.

Il est possible de modéliser des courbes de lumière dans une atmosphère réaliste en utilisant des programmes de *tracé de rayons* qui calculent leur déviation dans chaque couche d'atmosphère. Au cours de cette thèse, j'ai utilisé le programme de tracé de rayons développé par B. Sicardy. Comme on l'a vu au paragraphe précédent, la déviation ω des rayons est faible : on peut alors considérer que le rayon a un parcours en ligne droite dans l'atmosphère et que le paramètre d'impact et la distance de plus courte approche sont égaux : $p(r) \simeq r$.

L'atmosphère est divisée en couches d'épaisseur constante dont la réfractivité $\nu(r)$ est calculée en fonction de la composition gazeuse. Le profil de température est donné par des observations ou des modèles théoriques. Les couches doivent être suffisamment minces pour ne pas créer de larges discontinuités dans les valeurs de la réfractivité $\nu(r)$ aux interfaces des couches. On calcule alors numériquement l'équation 3.2. Pour chaque couche i traversée, on calcule le trajet $ds(i)$ dans la couche et le gradient local de réfractivité dans la direction radiale $\frac{\partial \nu(r)}{\partial r}$, puis on somme sur toutes les couches traversées. Le détail du calcul tient compte également de la focalisation due à la courbure du limbe. Pour chaque valeur du paramètre d'impact $p(r)$, on obtient la déviation $\omega(r)$. En utilisant la distance D de l'observateur, on calcule la position r' dans l'ombre et le flux théorique $\Phi^*(r')$.

Pour obtenir une courbe de lumière, il faut répéter ce calcul pour un ensemble de valeurs de r , c'est-à-dire un ensemble de rayons lumineux. En fait, le programme utilisé prend comme paramètres d'entrée une grille des valeurs de r' souhaitées, à partir desquelles les valeurs de r appropriées sont calculées. Le découpage de la trajectoire de l'observateur en positions r' doit aussi être suffisamment fin pour permettre des interpolations ultérieures, à des positions réelles par exemple.

Ce calcul de tracé de rayons a été mené pour différentes valeurs de la distance de l'observateur D , afin d'étudier la variation, en fonction de D , de l'altitude sondée par réfraction atmosphérique, c'est-à-dire la plage d'altitudes sur laquelle celle-ci est détectée.

On considère une atmosphère de Titan dont le profil de température est donné par le modèle de Yelle (1991). Ce modèle est privilégié dans ce cas aux mesures in situ de la sonde Huygens

car ces dernières présentent des inhomogénéités locales qui se traduisent par des *spikes* (augmentations brèves et intenses du flux par rapport à la moyenne) dans les courbes de lumière simulées. L'atmosphère, supposée composée de 98% d'azote et de 2% de méthane, est découpée en couches de 100 m d'épaisseur.

En ne prenant en compte que la réfraction, des courbes de lumière ont été calculées pour 19 valeurs de D comprises entre 1 000 km et 10^{10} km. Pour chacune d'elles, on a cherché l'altitude de plus courte approche des rayons correspondant à une baisse de signal de 1% et de 50%. Ces résultats sont présentés dans la figure 3.4. On constate que l'altitude sondée par réfraction diminue à mesure que l'observateur s'approche de Titan. Ainsi, pour un observateur terrestre, situé à 10 UA ($\simeq 1,5 \times 10^9$ km), on observe une atténuation de 50% du signal initial lorsque les rayons traversent des couches à 400 km d'altitude. Or, dans le cas des observations par Cassini, qui se font lors des survols de Titan par la sonde, celle-ci est en général à moins de 10 000 km du centre de Titan. Une diminution du signal de 50% due à la réfraction différentielle est observée si les rayons traversent des couches d'altitudes inférieures à environ 100 km.

Or, comme on l'a vu en introduction, l'atmosphère de Titan est riche en gaz variés et en aérosols, capables d'absorber la lumière du Soleil et des étoiles. Ainsi, lorsque VIMS observe une étoile à travers l'atmosphère de Titan, sa lumière est absorbée par les composants atmosphériques, ce qui provoque une diminution du signal à des altitudes bien plus élevées que celles où la réfraction différentielle intervient.

Comme nous le reverrons plus tard, VIMS observe des occultations par absorption, par opposition aux occultations par réfraction observées depuis la Terre.

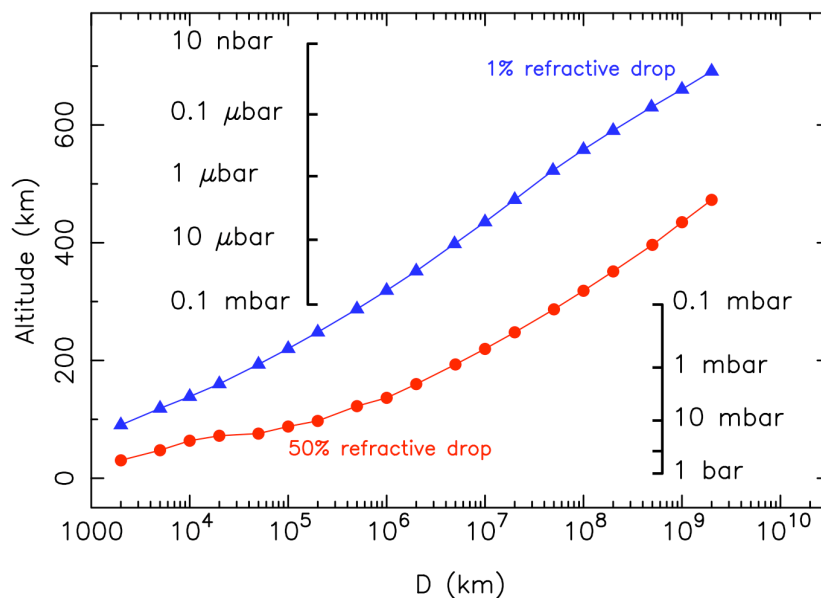


FIG. 3.4 – En fonction de la distance D de l'observateur, altitude sondée dans l'atmosphère de Titan lors de l'observation d'une diminution du signal de 1% et 50% due uniquement à la réfraction différentielle (atmosphère transparente).

Chapitre 4

L'instrument VIMS

Sommaire

4.1 Objectifs	27
4.2 Description technique	28
4.2.1 Voie visible	28
4.2.2 Voie infrarouge	30
4.2.3 Description des cubes de données	31
4.3 Spécificité des observations d'occultations	31
4.3.1 Les différents modes d'imagerie	31
4.3.2 Le port solaire	32
4.3.3 Méthodes de stabilisation	33

L'acronyme VIMS signifie **V**isual **I**nfrared **M**apping **S**pectrometer. Il s'agit d'un spectro-imageur dans le domaine visible et proche-infrarouge ($0,3 \mu\text{m}$ - $5,1 \mu\text{m}$). Cet instrument a hérité de la technologie du spectro-imageur NIMS de la sonde Galiléo qui explora le système de Jupiter entre 1995 et 2003. Il fut développé au sein de quatre laboratoires répartis entre les États-Unis, la France, l'Italie et l'Allemagne. Cette collaboration internationale se retrouve au sein de l'équipe scientifique de l'instrument VIMS, dont le «*Principal Investigator*» est Robert H. Brown, et qui regroupe une vingtaine de membres répartis dans les quatre pays précédemment cités. L'instrument et ses objectifs sont décrits dans cette partie. Pour plus de détails, nous renvoyons le lecteur à [Brown et al. \(2004\)](#)

4.1 Objectifs

Cet instrument a été conçu pour étudier le système de Saturne en mesurant la lumière émise ou diffusée par les surfaces et les atmosphères. C'est un instrument multidisciplinaire capable d'observer une large variété d'objets et de recueillir des données permettant des études chimiques, dynamiques ou géophysiques. L'ensemble des informations recueillies permet de contraindre les processus de formation et d'évolution planétaires. La double capacité spectrale et d'imagerie de VIMS permet d'établir des corrélations entre les observations et leur signature spectrale. Elle permet ainsi une visualisation tridimensionnelle (2 dimensions spatiales et 1 dimension spectrale) de la structure atmosphérique du point de vue de la température, de la chimie et des aérosols.

Les objets étudiés par VIMS sont :

- l'atmosphère complexe et riche en nuages de Saturne, sa dynamique et les distributions verticales des espèces gazeuses et des aérosols,
- la structure des anneaux de Saturne, la distribution des tailles des grains et leur composition minéralogique,
- la surface et l'atmosphère de Titan,
- la nature des satellites glacés, en particulier Japet, Hypériorion et Phoebe.

De manière plus précise, l'étude du satellite Titan par VIMS se divise en deux approches :

- l'observation de la surface dans les fenêtres atmosphériques du proche infrarouge à 0,95 μm , 1,1 μm , 1,3 μm , 1,6 μm , 2,0 μm , 2,7 μm , ce qui permet les études suivantes :
 - cartographie de la surface et détermination de sa composition grâce à l'analyse spectrale,
 - recherche de signes d'activité volcanique et tectonique,
 - étude des interactions surface-atmosphère.
- l'étude des processus chimiques et dynamiques de l'atmosphère :
 - distribution verticale des espèces gazeuses minoritaires (CH_4 , C_2H_2 , CO , CO_2),
 - distribution verticale et propriétés microphysiques des aérosols,
 - variabilité spatiale et temporelle des distributions verticales des gaz et des aérosols,
 - étude des vents et observations des nuages (mouvement, évolution temporelle), d'aurores et d'éclairs.

L'instrument VIMS est capable d'observer des occultations stellaires et solaires par Saturne, ses anneaux ou Titan. Ce type d'observation est particulièrement utile pour l'étude de la structure des anneaux et pour l'étude des atmosphères planétaires en visée au limbe. Dans ce dernier cas, l'observation de la transmission de l'atmosphère permet l'étude à plusieurs altitudes de la composition atmosphérique et de la distribution verticale des aérosols stratosphériques de Saturne et de Titan.

4.2 Description technique

VIMS couvre un large domaine spectral qui s'étend du proche UV à 0,3 μm jusqu'au proche infrarouge à 5,1 μm . Il se compose en fait de deux instruments montés sur une même plateforme : une partie visible VIMS-VIS et une partie proche-infrarouge VIMS-IR. La figure 4.1 présente différentes vues de l'instrument.

4.2.1 Voie visible

La lumière visible est collectée par un télescope optique de 4,5 cm fonctionnant à $f/3,2$ dont le plan focal correspond au plan objet du spectromètre. L'image de la fente du spectromètre est spectralement décomposée par un réseau de diffraction et l'image obtenue est enregistrée sur un CCD. Ce détecteur CCD est une matrice de 512×512 pixels de taille élémentaire $24 \mu\text{m} \times 24 \mu\text{m}$. Seule une portion de 256 (spatial) $\times 480$ (spectral) pixels est effectivement utilisée.

VIMS-VIS est capable d'obtenir en mode *haute résolution* une résolution spectrale de 1,46 nm et une résolution spatiale de 0,17 mrad. En mode normal, l'addition de 5 pixels spectraux et 3 pixels spatiaux permet une résolution spectrale de 7,3 nm et une résolution spatiale de 0,5 mrad. Son champs visuel total est de $2,4^\circ \times 2,4^\circ$ mais seule une portion de $1,8^\circ \times 1,8^\circ$ (32×32 mrad) est effectivement utilisée pour obtenir des images compatibles avec le canal infrarouge de VIMS. Ces propriétés sont rassemblées dans le tableau 4.1.

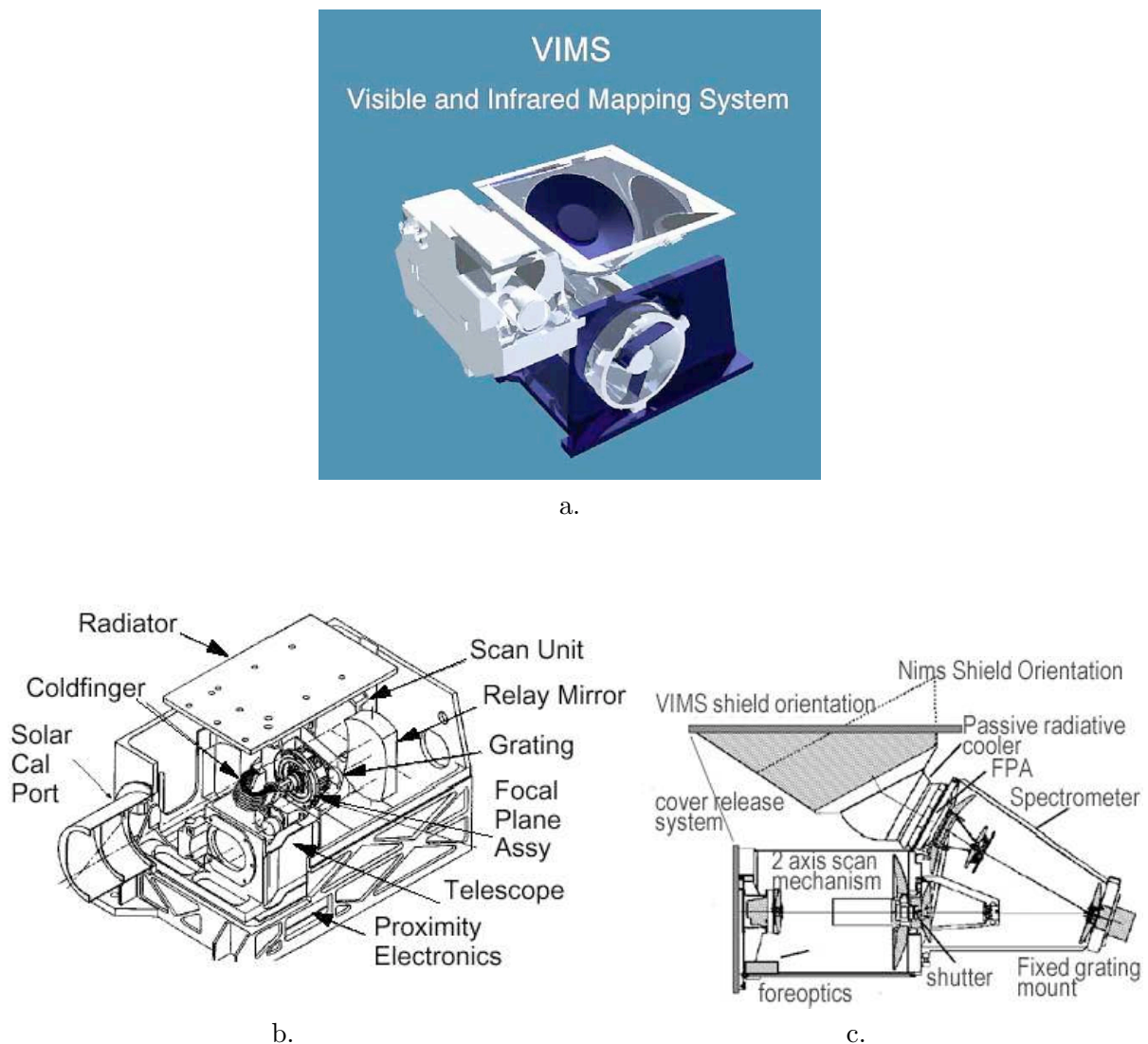


FIG. 4.1 – a. Schéma global de l'instrument VIMS. b. Schéma de la voie visible VIMS-VIS. c. Schéma de la voie infrarouge VIMS-IR.

L'instrument a été conçu pour garantir un rapport signal sur bruit (S/N) supérieur à 100 dans toutes les conditions nominales d'opération.

A chaque exposition, chaque élément de l'image de la fente du spectromètre, de direction y , est dispersé dans la direction x (Cf figure 4.2). Pour former une image, la fente du spectromètre doit viser successivement des zones adjacentes de l'objet étudié. C'est un miroir interne à l'instrument qui permet de déplacer la fente dans la direction t , perpendiculaire à y . Chaque exposition de la fente donne un plan (xy) . En combinant l'ensemble des plans (xy) obtenus en déplaçant le miroir interne, on obtient une image spectrale de l'objet étudié que l'on appelle couramment un **cube**. Un cube se compose donc de deux dimensions spatiales (y et t) et d'une dimension spectrale (*les canaux spectraux*).

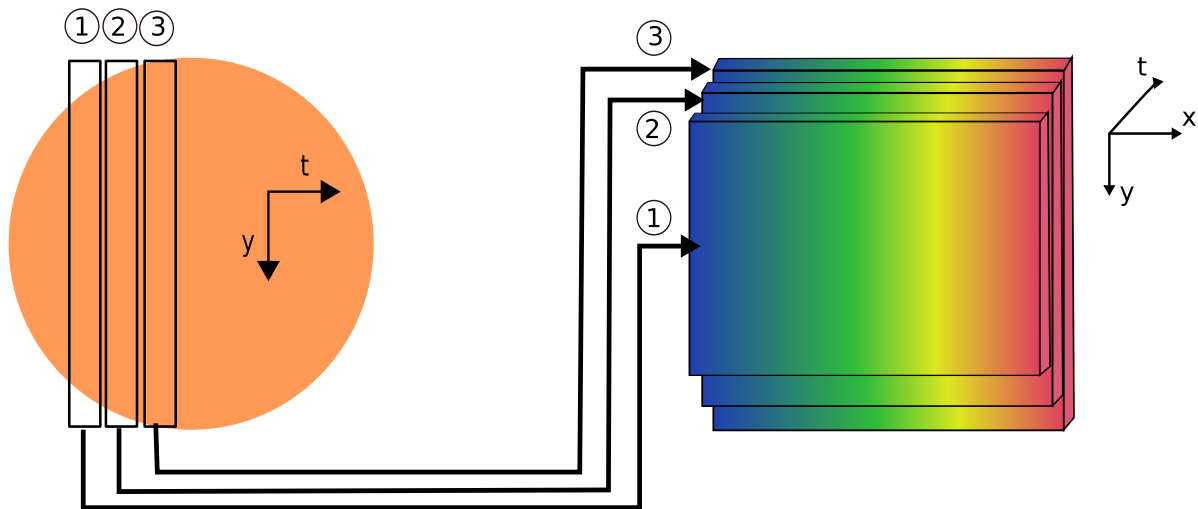


FIG. 4.2 – Formation d'un cube : un miroir mobile modifie la position de la fente selon l'axe t . L'image de la fente, parallèle à y , est dispersée selon x . Illustration inspirée de <http://www-vims.lpl.arizona.edu/Howitworks.html>

4.2.2 Voie infrarouge

VIMS-IR est monté sur la même plateforme que VIMS-VIS ce qui permet l'alignement optique des deux instruments. Cette plateforme permet aussi l'isolation thermique de l'instrument par rapport au reste de la sonde Cassini. En effet, l'isolation thermique est particulièrement importante car le fond de rayonnement thermique des autres instruments est la principale source de bruit des mesures infrarouges. Réduire ce bruit permet d'augmenter la sensibilité de l'instrument. Les températures nominales de fonctionnement du canal infrarouge, obtenues avec une système de refroidissement passif, sont de 120 K pour la partie optique et de 60K pour le détecteur.

La partie optique du canal infrarouge se compose d'un télescope de 23 cm de diamètre fonctionnant à $f/3,5$. Le spectromètre est composé d'un réseau de diffraction à échelottes. Le détecteur infrarouge est linéaire et constitué de 256 photodiodes InSb (Indium Antimonide). Il n'est donc pas possible d'enregistrer en infrarouge la dispersion simultanée de chaque élément de la fente. Un miroir mobile dans la direction parallèle à la fente (*fast-scan*) permet d'enregistrer les spectres de chaque élément vertical. Le même miroir est mobile dans la direction orthogonale à la fente (*slow-scan*), ce qui permet le mouvement de la fente sur l'objet étudié comme pour la voie visible.

Il est important que les données visibles et infrarouges soient compatibles : elles sont rassemblées en un seul et même cube avant l'envoi des données vers la Terre. Pendant le temps d'exposition δt de la fente dans le visible, le canal infrarouge doit disperser *un par un* chacun des 64 éléments de la fente du spectromètre. C'est pourquoi le télescope infrarouge a un miroir plus grand car il doit collecter autant de lumière que la voie visible dans un temps d'exposition par pixel plus court.

VIMS-IR possède un champ total de 32×32 mrad, avec une résolution par pixel de $0,5 \times 0,5$ mrad

(0,25×0,5 mrad en haute-résolution). Sa résolution spectrale est de 16,6 nm par pixel. Ces caractéristiques sont reprises dans le tableau 4.1.

Le détecteur est muni de quatre filtres pour la sélection des ordres de diffraction. Ces filtres servent également à éliminer le rayonnement thermique parasite du système optique. Les limites de ces filtres ont été choisies pour avoir un impact minimal sur les résultats scientifiques. Ainsi, les canaux spectraux situés au niveau de l'un des trois intervalles de séparation sont considérés comme non-fiables et ne sont pas utilisés. On exclut ainsi les canaux suivants :

- 45-46-47 (1,6252 μm - 1,6557 μm)
- 126-127-128 (2,9633 μm - 3,0007 μm)
- 180-181-182 (3,8618 μm - 3,8986 μm)

Les spectres présentés dans cette thèse sont tous représentés avec ces trois discontinuités.

	VIMS-VIS	VIMS-IR
Domaine spectral	0,35 - 1 μm	0,85-5,1 μm
Résolution spectrale	7,3 nm	16,6 nm
Nombre de bandes	96	256
Champ instantané (IFOV)	0,17 × 0,17 mrad	0,25 × 0,5 mrad
Champ instantané effectif	0,5 × 0,5 mrad	0,5 × 0,5 mrad
Champ total	32 × 32 mrad	32 × 32 mrad
Taille maximale des images	64 × 64 pixels	64 × 64 pixels

TAB. 4.1 – Résumé des caractéristiques optiques de VIMS.

4.2.3 Description des cubes de données

Les données VIMS sont stockées sous forme de **cubes**, un format de données en 3 dimensions. On a vu ci-dessus le déroulement de l'acquisition d'un cube. Mais il est plus facile d'imaginer un cube comme une série de N images empilées, de taille X pixels×Z pixels chacune. Le cube à alors une dimension X×Z×N.

Le nombre de bandes, c'est à dire le nombre de canaux spectraux, est de 352 si les voies visibles et infrarouges sont utilisées. Cependant, en mode occultation, on peut spécifier avant l'observation que le temps correspondant à chaque image (de 1 pixel) soit stocké. Les 8 derniers canaux spectraux sont alors réservés au stockage du temps dans le format spécifié dans le chapitre suivant. *En mode occultation les cubes ont donc 344 canaux spectraux au lieu de 352.*

4.3 Spécificité des observations d'occultations

4.3.1 Les différents modes d'imagerie

Lors de la préparation des observations, il est possible de choisir différents modes d'imagerie pour VIMS. Par défaut dans le mode *Image*, les cubes ont une dimension spatiale de 64x64 pixels mais il est possible de choisir manuellement une taille inférieure. Dans ce cas, on peut choisir le décalage souhaité par rapport au centre du champ de l'instrument : une sélection de taille $n_x \times n_y$ n'est pas nécessairement centrée par rapport à la matrice de taille 64x64. Les tailles d'images 64×64 et 12×12 (similaire au champs de vue de l'instrument d'imagerie à champ étroit

ISS NAC de Cassini) sont les plus usuelles. Il existe un mode *Line* qui consiste à enregistrer une rangée de 12 ou 64 pixels. Ce mode, utilisé dans la direction z de l'instrument, permet des comparaisons avec les données des instruments CIRS et UVIS de Cassini dont la fente est parallèle à cet axe. Enfin, le mode *Point* consiste à acquérir des images sur un seul pixel. Ce mode est principalement utilisé pour le mode occultation.

En effet, VIMS est le seul instrument de Cassini capable d'observer des occultations stellaires ou solaires dans le visible et le proche infrarouge. Les occultations stellaires sont observées avec le mode *Occultation* qui utilise le mode *Point*. En effet, pour observer une étoile qui est une source ponctuelle, un seul pixel est suffisant. Une image de l'étoile de 12×12 pixels est obtenue au début de l'observation. Le logiciel de bord détermine le pixel le plus brillant, puis le miroir de VIMS est orienté pour collecter la lumière dans la direction correspondant à ce pixel. L'image de l'étoile est successivement acquise sur cet unique pixel. Les données sont ensuite stockées sous la forme d'un cube de $64 \times 64 \times 352$ éléments comme le sont les cubes en mode image.

Le but des observations d'occultations est, entre autre, d'obtenir des profils verticaux de distributions des gaz et des aérosols de l'atmosphère. La résolution verticale dépend du nombre total de cubes obtenus et donc du temps d'acquisition de chaque cube : plus le temps d'acquisition d'un cube est court, plus le nombre de cubes obtenus est grand. En utilisant le mode *point*, la taille de l'image est réduite au minimum, ce qui réduit le temps d'acquisition et améliore la résolution verticale.

4.3.2 Le port solaire

VIMS a aussi la possibilité d'observer des occultations solaires. On se place alors en mode imagerie, car le Soleil est une source étendue, mais en limitant la taille de l'image pour minimiser le temps d'acquisition. A une distance de 10 unités astronomiques (UA), distance typique de Saturne au Soleil, ce dernier à un diamètre apparent de 0,9 mrad. Etant données certaines difficultés de pointage évoquées par la suite, une taille d'image de 12×12 pixels est un bon compromis entre temps d'acquisition et taille suffisante du champ.

Le Soleil étant un astre bien plus brillant que les objets du système de Saturne pour l'observation desquels VIMS fut conçu, il ne peut être observé par l'entrée principale du télescope. VIMS est muni pour cela d'un **port solaire**. Ce port fut d'abord ajouté pour permettre une calibration radiométrique à bord de l'instrument. Une soustraction précise des effets de l'éclairement solaire améliore la précision des mesures absolues et relatives des réflectances. La présence de ce port donne à VIMS sa capacité à observer des occultations solaires.

L'axe du port solaire est décalé de 20° dans la direction $-Z$ par rapport à l'axe optique principal. Il permet une forte atténuation du spectre solaire. Le flux atténué est dirigé vers les miroirs primaire et secondaire puis vers la fente d'entrée du spectromètre : la lumière suit donc le même parcours optique dans l'instrument que la lumière entrée par le port principal. Un facteur d'atténuation du flux solaire de l'ordre de $\sim 2,5 \times 10^{-7}$ est obtenu par l'action combinée de :

- une faible ouverture : 0,3 % de l'ouverture du port principal,
- une série de 6 réflexions (une à 70° et cinq à 90°) dans un prisme à angle droit en ZnSe (sélénure de zinc). Les réflexions internes du prisme renvoient une grande partie du flux solaire vers l'extérieur, ce qui permet d'obtenir des facteurs d'atténuation de $1,35 \times 10^{-4}$ à $0,85 \mu\text{m}$, $1,09 \times 10^{-4}$ à $3 \mu\text{m}$ et $1,04 \times 10^{-4}$ à $5 \mu\text{m}$.

La faible ouverture du port solaire induit une illumination partielle du réseau de diffraction, ce qui a pour conséquence une différence entre le spectre d'un objet observé à travers le port principal et à travers le port solaire. Les calibrations effectuées avant le lancement de Cassini ont permis de mesurer cette différence. La figure 4.3 montre le rapport des spectres d'un même objet observé successivement par les deux ports.

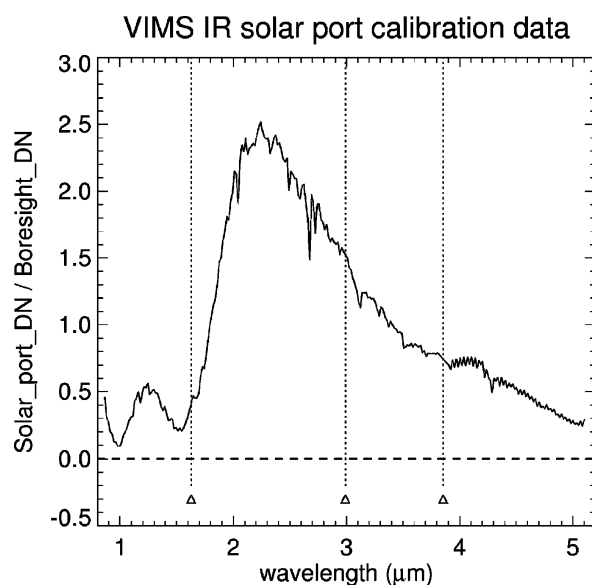


FIG. 4.3 – Rapport des spectres d'une même source observée par le port principal et par le port solaire de VIMS. Seule la voie IR fut ainsi calibrée au sol. Figure issue de [Brown et al. \(2004\)](#).

4.3.3 Méthodes de stabilisation

La stabilisation de la sonde Cassini est indispensable pour assurer un pointage correct des instruments avec une très grande précision. Cette stabilisation peut se faire par deux moyens :

- **les roues à réaction** : leurs rotation, créées par l'accélération ou la décélération d'un rotor, crée un couple qui fournit un couple de réaction à la plateforme. Le couple fournit est calculé pour corriger l'attitude contrôlée par les senseurs d'attitude. C'est un actionneur en continu.
- **les tuyères** (ou *thruster* en anglais) : elles génèrent une poussée par éjection d'ergol sur une durée courte afin de modifier la direction de la vitesse de la sonde. Cet actionneur fonctionne en "tout ou rien".

Les roues à réaction sont la méthode généralement utilisée. Elles assurent une très bonne stabilisation et donc un pointage fiable des instruments. Dans le cas des observations en mode *occultation*, la sonde doit obligatoirement utiliser ce mode de stabilisation car un seul pixel est utilisé, le pointage doit donc être très précis.

Les tuyères sont utilisées principalement lors des survols des satellites comme Titan car un couple important est nécessaire pour compenser la résistance de l'atmosphère résiduelle. Or le couple applicable par les roues est limité par la vitesse maximum du rotor qui est insuffisante dans ce cas. Mais l'utilisation des tuyères induit de légères perturbations de la sonde. Le pointage de la sonde est donc un peu moins précis et fiable dans ce cas.

Chapitre 5

Géométrie

Sommaire

5.1	Le système SPICE	35
5.2	Calculs des altitudes sondées	36
5.2.1	Format de stockage du temps	36
5.2.2	Calcul des positions relatives	37
5.2.3	Calcul des altitudes	38

5.1 Le système SPICE

Le système SPICE (**S**pacecraft **P**lanet **I**nstrument **C**-matrix **E**vents) a été conçu à partir de 1991 par le service NAIF (**N**avigation **A**ncillary **I**nformation **F**acility) de la NASA, basé au Jet Propulsion Laboratory (JPL).

L'objectif de SPICE est d'assister les scientifiques dans la préparation et l'utilisation des observations spatiales. D'une part, il facilite les opérations en vol telles que le pointage des instruments et d'autre part, il permet la reconstruction de la géométrie des observations, ce qui facilite l'analyse et l'interprétation des données, ainsi que la corrélation des observations entre elles. Aujourd'hui, les capacités de SPICE couvrent l'ensemble du cycle de vie d'une mission, du développement du concept à l'archivage des données. SPICE s'occupe de la gestion et du traitement des **données auxiliaires** d'une mission. Ces données auxiliaires (*ancillary data* en anglais) sont les informations d'ingénierie des instruments et des sondes spatiales, de géométrie, d'éphéméride, etc. On peut citer par exemple, la position d'une sonde à un instant donné, l'orientation de ses instruments et les caractéristiques physiques (taille, position, rotation) des objets du système solaire.

SPICE est principalement utilisé en support des missions d'exploration du système solaire de la NASA, mais aussi de certaines missions de l'ESA (Mars Express, Rosetta, Venus Express, etc). Il est employé pour l'archivage des données auxiliaires par la NASA dans le *Planetary Data System* (PDS), ainsi que dans le système d'archivage de l'ESA (*Planetary Science Archive*). Le système SPICE est maintenu par le NAIF/NASA, distribué librement et fortement documenté (disponible à <http://naif.jpl.nasa.gov/naif/pds.html>).

SPICE fournit un grand nombre de routines que les utilisateurs peuvent inclure dans leurs propres programmes en Fortran, en C, en IDL ou en Matlab. Ces routines permettent de récupérer des données auxiliaires comme les informations de pointage et d'attitude et de calculer entre autre des altitudes, des longitudes/latitudes, des angles de phase ou d'incidence, etc.

Les données auxiliaires sont stockées dans des fichiers textes ou binaires appelés **kernels**. Il existe dix types de kernels qui permettent de différencier les types d'informations stockées. Au départ de tout programme utilisant les routines SPICE, il y a chargement, c'est à dire mise en mémoire, des kernels SPICE nécessaires aux calculs prévus. Certains kernels sont généraux car ils contiennent par exemple les positions des objets du système solaire telles que prévues par les éphémérides ou la définition de certains référentiels. D'autres kernels sont dépendants de la mission : ils concernent par exemple l'orientation de la sonde et de ses instruments. Le nombre kernels est élevé car chaque fichier couvre en général une période de temps relativement courte (quelques jours ou semaines). Il faut donc être attentif au choix des kernels.

Une fois les principaux concepts compris, le système SPICE est un outil très puissant et facile d'emploi pour les calculs des positions relatives d'objets du système solaire. C'est donc l'outil utilisé pour les calculs de géométrie présentés ci-après.

5.2 Calculs des altitudes sondées

La courbe de lumière d'une occultation représente la variation du flux de l'étoile en fonction du temps ou de l'altitude de plus courte approche. Dans les données VIMS en mode *occultation*, le temps est stocké en même temps que l'image de l'étoile sur un pixel. Dans le cas des occultations solaires, en mode *image*, les temps de début et de fin d'acquisition du cube sont stockés dans l'entête des fichiers de données. Pour obtenir les altitudes correspondant à ces temps, il faut récupérer à chaque instant les positions relatives de la sonde Cassini, de Titan, du Soleil ou de l'étoile observée et le pointage de VIMS. Le système SPICE est utilisé pour ces calculs. Ensuite, on utilise le programme de tracé de rayon présenté à la section 3.3.

5.2.1 Format de stockage du temps

Dans le cas des observations en mode *occultation*, les programmes de lecture de cubes récupèrent le temps de l'horloge interne de l'instrument VIMS. Ce temps est stocké dans un format spécifique composé d'un nombre de secondes et d'un nombre de ticks :

$$'nombre_de_secondes.nombre_de_ticks'$$

Les **ticks** sont des fractions de secondes. Pour l'horloge VIMS,

$$1 \text{ tick}_{VIMS} = \frac{1}{15 \cdot 959} \text{ s}$$

En mode *occultation*, ces nombres de secondes et de ticks sont stockés dans les 8 derniers plans du cube de données réservés à cet usage (Cf section 4.2.3).

Le système SPICE utilise pour ces calculs le temps interne de la sonde Cassini et non le temps spécifique de chaque instrument. Ce temps, nommé **spacecraft clock**, est stocké dans les kernels de type SCLK sous la forme *'nombre_de_secondes.nombre_de_ticks'*. Or, pour l'horloge de Cassini :

$$1 \text{ tick}_{Cassini} = \frac{1}{256} \text{ s}$$

Il faut donc convertir les temps de l'horloge VIMS en temps de l'horloge Cassini :

$$\text{nombre de ticks 'Cassini'} = \text{nombre de ticks 'VIMS'} \times \frac{256}{15\,959} \quad (5.1)$$

Les temps de chaque image sont convertis en temps universel coordonné UTC et en temps d'éphéméride *ET* grâce aux routines SPICE *cspice_et2utc* et *cspice_scs2e*. Le **temps d'éphéméride**, aussi appelé **temps barycentrique**, est une échelle de temps plus stable que le **temps universel coordonné**. Pour toute conversion entre les échelles de temps, le système SPICE prend en compte les **secondes additionnelles** quand cela est nécessaire. Il faut donc veiller à conserver un kernel (de type LSK) à jour avec la liste de ces secondes additionnelles.

Dans le cas des occultations solaires, on utilise le '*Native_start_time*' et le '*Native_stop_time*' inscrits dans l'entête des cubes. Ces temps correspondent au début (resp. à la fin) de l'exposition du premier (resp. dernier) pixel infrarouge. Ces deux temps sont convertis en temps *ET* et UTC pour chacun des cubes de l'observation. Puis on attribue à chaque cube le temps médian de l'intervalle de temps d'exposition.

5.2.2 Calcul des positions relatives

Pour pouvoir utiliser le programme de tracé de rayon, il nous faut à chaque instant la distance D de l'observateur et sa position z dans l'ombre. Il est aussi intéressant de connaître la latitude étudiée pour comparer les observations entre elles. Ces calculs utilisent des kernels SPICE de type SPK, PCK, FK et IK.

Cas des occultations solaires

On commence par récupérer à chaque temps *ET* la distance d entre le centre de Titan et le centre de la sonde Cassini en utilisant la routine *cspice_spkpos*. Ce calcul se fait dans le référentiel de Titan tel que défini par l'Union Astronomique Internationale (IAU). Notons que le temps de trajet de la lumière entre les deux objets et l'aberration stellaire sont pris en compte.

On détermine ensuite l'angle de phase Θ , c'est à dire l'angle $\widehat{\text{Soleil} - \text{Titan} - \text{Cassini}}$ en utilisant les routines *cspice_spkpos* et *cspice_vsep*. Un simple calcul géométrique illustré par la figure 5.1 permet de calculer D et z .

$$D = d \times \cos(\pi - \Theta) \quad \text{et} \quad z = d \times \sin(\pi - \Theta) \quad (5.2)$$

La routine *cspice_getfov* permet de récupérer un vecteur dont la direction est celle pointée par l'instrument (*boresight* en anglais). Si l'on n'utilise qu'une portion du détecteur, non centrée sur celui-ci, on modifie la direction pointée pour tenir compte de cette translation, puis on définit une droite de même direction passant par le centre de l'instrument VIMS. Les routines *cspice_npedln* et *cspice_reclat* permettent alors de déterminer la distance de plus courte approche de cette droite à la surface de Titan, ainsi que la latitude et la longitude de la position correspondante sur Titan.

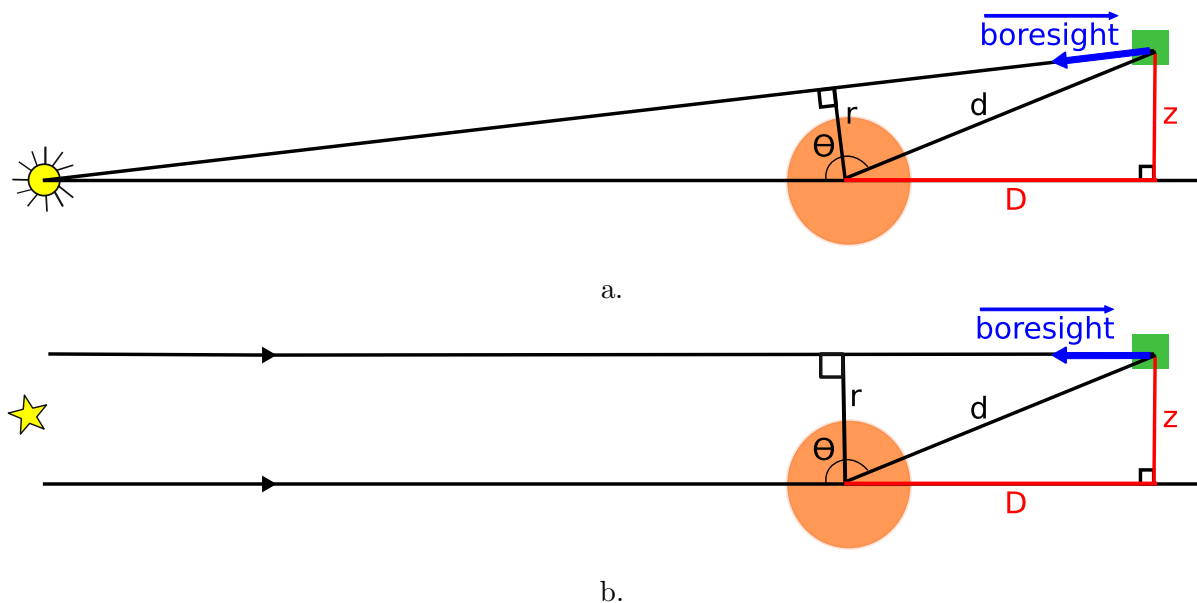


FIG. 5.1 – Illustration des calculs de géométrie réalisés avec le système SPICE a. : pour les occultations solaires, b. : pour les occultations stellaires

Cas des occultations stellaires

Le principe est le même que pour les occultations solaires, mais l'angle Θ nécessaire n'est pas l'angle de phase, mais l'angle *Etoile – Titan – Cassini*. Pour définir la direction de l'étoile, on utilise ses coordonnées, converties dans le référentiel de Titan, puis on applique les équations 5.2. Pour le calcul de la latitude et de la longitude du point de plus courte approche à la surface de Titan, on utilise une droite passant par le centre de l'instrument VIMS et de direction (Cassini-étoile).

Pour ces calculs, on a aussi essayé d'utiliser la direction pointée par VIMS au lieu de la direction de l'étoile. Les différences sur D et z ne sont pas significatives car de l'ordre de quelques centaines de mètres.

5.2.3 Calcul des altitudes

Soit un temps ET^* pour lequel la position de Cassini par rapport à Titan est définie par le couple (D^*, z^*) . On utilise le programme de tracé de rayon pour calculer une courbe de lumière théorique $\Phi_{D^*}(z)$ dans une atmosphère transparente (réfraction seule) pour un observateur situé à une distance D^* . Cette simulation donne aussi le rayon de plus courte approche $r_{D^*}(z)$ pour chaque position z de l'observateur dans l'ombre.

On interpole $\Phi_{D^*}(z)$ et le tableau des rayons de plus courte approche à la position réelle z^* . On obtient alors le flux théorique $\Phi(ET^*) = \Phi_{D^*}(z^*)$ et le rayon de plus courte approche $r(ET^*) = r_{D^*}(z^*)$.

Ce calcul est réitéré pour chaque couple (D, z) , c'est-à-dire pour chaque image. On obtient pour chacune d'elles le rayon de plus courte approche et le flux théorique reçu si la réfraction différentielle était le seul effet observé.

Comme le calcul de tracé de rayon dépend de la longueur d'onde, ce calcul est fait pour les 256 longueurs d'ondes infrarouges VIMS. On constate que le rayon de plus courte approche est quasi-indépendant de la longueur d'onde (variations de un à cinq mètres). On moyenne donc les 256 valeurs obtenues pour chaque image. Enfin, pour obtenir les altitudes, on soustrait le rayon de Titan, 2 575 km, aux rayons de plus courte approche.

Ainsi, dans toute la suite de cette étude, on appelle *altitude sondée*, l'altitude de plus courte approche. C'est une définition raisonnable car la couche la plus profonde traversée est la couche qui apporte la plus importante contribution aux effets de réfraction et d'absorption.

Remarque

Le calcul des positions relatives avec SPICE, développé ci-dessus, permet de calculer la distance de plus courte approche entre la surface de Titan et la droite passant par VIMS dont la direction est celle visée par l'instrument. On constate que cette distance est quasiment égale aux altitudes calculées par le tracé de rayon. C'est un résultat prévisible car on a vu au paragraphe 3.3 que les effets de réfraction ne sont sensibles qu'à basse altitude (en dessous de 130 km) pour des observateurs proches comme l'est Cassini. Il y a toutefois des différences significatives entre les altitudes calculées et les distances prévues par SPICE lorsque ces altitudes sont inférieures à 100 km.

Au-dessus de 100 km, on aurait pu se passer du calcul de tracé de rayons. Néanmoins, le calcul SPICE utilise le vecteur de direction visée par VIMS (en particulier pour les occultations solaires). Ce vecteur a été jugé peu fiable étant donné les erreurs de pointage constatées dans plusieurs jeux de données.

Chapitre 6

L'interaction matière-rayonnement

Sommaire

6.1	L'équation du transfert radiatif	41
6.1.1	Définition de l'intensité	41
6.1.2	Equation du transfert	42
6.1.3	Processus d'extinction	43
6.1.4	Résolution de l'équation du transfert	43
6.1.5	Application au cas des occultations	44
6.2	Les bases de la spectroscopie	45
6.2.1	Niveaux et transitions : généralités	45
6.2.2	Niveaux de vibration	46
6.2.3	Niveaux de rotation	47
6.2.4	Transitions possibles	47
6.3	Profil des raies	49
6.3.1	Elargissement naturel	50
6.3.2	Elargissement collisionnel	50
6.3.3	Elargissement Doppler	51
6.3.4	Composition des profils	52

Ce chapitre présente les principales notions sur l'interaction matière-rayonnement et le transfert radiatif utilisés tout au long de cette thèse. Ces thèmes sont abordés en détails dans [Goody et Yung \(1989\)](#) et [Hanel et al. \(2003\)](#).

6.1 L'équation du transfert radiatif

6.1.1 Définition de l'intensité

Sous la notion d' **intensité** en astronomie, on entend couramment l'**intensité spécifique du rayonnement** ou **radiance**. Il s'agit de la quantité d'énergie qui traverse une unité de surface dans la direction perpendiculaire à celle-ci, par unité de temps, par unité d'angle solide et par unité de fréquence (ou de longueur d'onde).

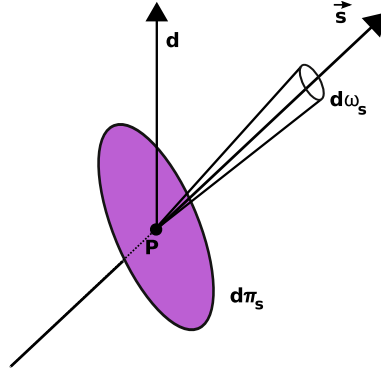


FIG. 6.1 – Définition de l'intensité spécifique du rayonnement

Ainsi, sur la figure 6.1, les rayons contenus dans le cône d'angle solide $d\omega_s$ qui traversent la surface $d\pi_s$ dans la direction \vec{s} pendant le temps dt , avec une fréquence dans l'intervalle $[\nu, \nu + d\nu]$ transportent l'énergie dE_ν :

$$dE_\nu = I_\nu(P, \vec{s})d\pi_s d\omega_s d\nu dt \quad (6.1)$$

où $I_\nu(P, \vec{s})$ est l'intensité spécifique au point P dans la direction \vec{s} .

L'intensité est une grandeur qui n'est pas liée à une source ou à un récepteur et qui se conserve le long de la direction de propagation en l'absence d'extinction ou d'émission. L'intensité est en général une fonction de la fréquence ν ou de la longueur d'onde λ . Ces deux quantités sont reliées par :

$$I_\lambda d\lambda = I_\nu d\nu \quad I_\lambda = \frac{\nu^2}{c} I_\nu \quad (6.2)$$

6.1.2 Equation du transfert

On distingue deux types d'interactions :

- les processus d'**extinction** qui font diminuer la valeur de l'intensité du rayonnement,
- les processus d'**émission** qui font augmenter I_ν .

La loi de Bouguer-Lambert stipule que l'extinction est linéaire, proportionnelle à l'intensité et à la quantité de matière, à condition que l'état physique du milieu (température, pression, composition) soit constant. Ainsi le changement de l'intensité dans la direction \vec{s} par les processus d'extinction s'écrit :

$$dI_\nu(\text{extinction}) = -e_{\nu,\nu} I_\nu ds \quad (6.3)$$

$e_{\nu,\nu}$ est le **coefficient volumique d'extinction**, proportionnel à la densité de matière absorbante selon la loi de Lambert.

Les processus d'émission sont eux-aussi linéaires et on peut écrire :

$$dI_\nu(\text{emission}) = e_{\nu,\nu} J_\nu ds \quad (6.4)$$

Cette équation définit la **fonction source** J_ν .

L'ensemble des interactions entre matière et rayonnement étant de type extinction ou émission, la variation de l'intensité s'écrit :

$$dI_\nu(P, \vec{s}) = dI_\nu(\text{extinction}) + dI_\nu(\text{emission}) \quad (6.5)$$

$$= -e_{v,\nu}[I_\nu(P, \vec{s}) - J_\nu(P, \vec{s})]ds \quad (6.6)$$

On obtient ainsi l'équation du transfert

$$\boxed{-\frac{1}{e_{v,\nu}} \frac{dI_\nu(P, \vec{s})}{ds} = I_\nu(P, \vec{s}) - J_\nu(P, \vec{s})} \quad (6.7)$$

6.1.3 Processus d'extinction

Lorsqu'un photon est absorbé par une molécule, l'énergie interne de celle-ci est modifiée et la molécule est dans un état dit **excité**. Cet état a un temps d'existence limité et l'énergie absorbée est réémise sous la forme d'un ou plusieurs photons. On parle alors de **diffusion**.

En général, la molécule excitée entre en collision avec d'autres particules avant d'avoir réémis le photon. L'énergie du photon absorbé est alors transformée en énergie cinétique de translation de la molécule (ou énergie thermique). C'est un processus d'**absorption**. Le processus inverse est appelé **émission thermique** : l'énergie interne de la molécule est cédée au photon émis.

Tous ces processus étant linéaires, on peut écrire le coefficient d'extinction $e_{v,\nu}$ comme la somme d'un **coefficient d'absorption** $k_{v,\nu}$ et d'un **coefficient de diffusion** $d_{v,\nu}$. (Remarque : l'indice v signifie qu'il s'agit des coefficients volumiques)

$$e_{v,\nu} = k_{v,\nu} + d_{v,\nu} \quad (6.8)$$

6.1.4 Résolution de l'équation du transfert

On considère le rayonnement dans la direction \vec{s} entre les points P'' et P tels que définis sur la figure 6.2.

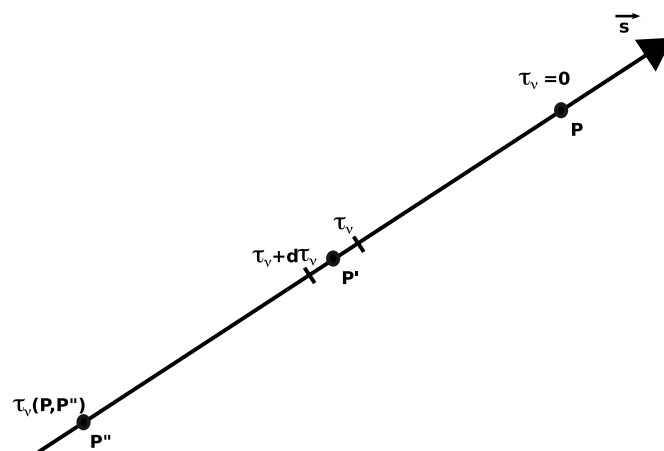


FIG. 6.2 – Définition de la profondeur optique entre les points P'' (source) et P (observateur)

On définit la **profondeur optique** au point P'' par :

$$\tau_\nu(P, P'') = \int_P^{P''} e_{\nu, \nu} dl \quad (6.9)$$

avec P l'origine des profondeurs optiques. On notera que dans l'équation 6.9 $dl = -ds$. La profondeur optique est une quantité positive, elle décroît vers l'observateur, donc de P'' vers P .

L'équation du transfert s'écrit alors :

$$\frac{dI_\nu(P, \vec{s})}{d\tau_\nu} = I_\nu(P, \vec{s}) - J_\nu(P, \vec{s}) \quad (6.10)$$

En intégrant cette équation de P à P'' , on obtient l'intensité en P :

$$I_\nu(P, \vec{s}) = I_\nu(P'', \vec{s}) \exp^{-\tau_\nu(P, P'')} + \int_0^{\tau_\nu(P, P'')} J_\nu(P', \vec{s}) \exp^{-\tau_\nu(P, P')} d\tau_\nu \quad (6.11)$$

6.1.5 Application au cas des occultations

Lorsque l'on observe le Soleil en P à travers l'atmosphère de Titan, son flux est absorbé par le gaz traversé. Le premier terme de l'équation 6.11 représente l'intensité solaire, imposée en P'' avant l'entrée dans l'atmosphère et atténuée sur la profondeur optique $\tau_\nu(P, P'')$. Le second terme de l'équation représente la contribution radiative de chaque élément du gaz (c'est-à-dire son émission thermique) atténuée par l'épaisseur optique appropriée.

Pour l'émission de Titan, on peut utiliser la fonction source d'un corps noir à une température entre 100 et 200 K, c'est à dire la fonction de Planck définie par :

$$B_\lambda(T) = \frac{C_1 \lambda^{-5}}{\pi (\exp^{C_2/\lambda T} - 1)} \quad (6.12)$$

avec T la température du milieu, et

$$C_1 = 2\pi h c^2 \quad C_2 = \frac{hc}{k_b} \quad (6.13)$$

où h , c , et k_b sont respectivement la constante de Planck, la vitesse de la lumière dans le vide et la constante de Boltzmann.

La fonction $B_\lambda(T)$ atteint son maximum pour :

$$\lambda_{max} = \frac{2,8 \times 10^3}{T} \quad \mu m \quad (6.14)$$

Pour des températures entre 100 et 200 K, ce maximum est atteint entre 14 et 28 μm , soit dans l'infrarouge lointain, hors du domaine d'étude de VIMS. Ce maximum est de l'ordre de 10^4 à $10^6 \text{ J.m}^{-3}\text{s}^{-1}$.

L'intensité $I_\nu(P'', \vec{s})$ du Soleil avant de traverser l'atmosphère est celle d'un corps noir à la température d'émission du Soleil $T_\odot = 5770 \text{ K}$. Ce spectre est maximum dans le domaine visible à $\lambda_{max, \odot} = 0,48 \mu m$ et ce maximum vaut $2,7 \times 10^{13} \text{ J.m}^{-3}\text{s}^{-1}$.

Comme on pouvait s'y attendre, l'émission du Soleil est bien supérieure à celle de l'atmosphère de Titan, en particulier dans le domaine proche infrarouge couvert par l'instrument VIMS. On peut donc négliger cette dernière. Cependant, lors d'une occultation solaire, lorsque la ligne de visée traverse l'atmosphère à très basse altitude, les deux flux peuvent être similaires du fait de l'absorption importante du flux solaire.

Ainsi, l'équation du transfert devient dans le cas des occultations solaires :

$$I_\nu(P, \vec{s}) = I_\nu(P'', \vec{s}) \exp^{-\tau_\nu(P, P'')} \quad (6.15)$$

On définit alors la **transmission** :

$$T_\nu(P) = \frac{I_\nu(\text{observée})}{I_\nu(\text{Soleil})} = e^{-\tau_\nu(P, P'')} \quad (6.16)$$

C'est cette quantité, comprise entre 0 et 1, que l'on mesure. Pour la modéliser, il faut donc calculer :

$$\tau_\nu(P, P'') = \int_P^{P''} k_{\nu, \nu} dl \quad (6.17)$$

Cette équation diffère de la définition (équation 6.9) car on suppose désormais que les processus de diffusion sont négligeables pour nos modèles. En effet, la densité est suffisamment élevée pour que le milieu soit considéré à l'**équilibre thermodynamique local** (LTE), c'est-à-dire que des collisions ont lieu avant la ré-emission des photons par diffusion. Pour le méthane, cette hypothèse est vérifiée en dessous de 500 km environ. L'observation de la fluorescence du méthane par VIMS (émission non-LTE) indique une radiance à 3,3 μm de $0,15 \times 10^4 \text{ J.m}^{-3}.\text{s}^{-1}$ (Brown et al. 2006), donc bien inférieure au flux solaire. Négliger la diffusion est donc bien une hypothèse raisonnable.

6.2 Les bases de la spectroscopie

6.2.1 Niveaux et transitions : généralités

Les interactions entre la matière et le rayonnement environnant sont décrites par la théorie quantique. Dans ce cadre, l'état d'une particule est définie par son énergie. Celle-ci est quantifiée, c'est-à-dire que l'énergie de la particule ne peut prendre qu'un ensemble de valeurs bien défini : ce sont les **niveaux d'énergie** de la particule. Le niveau de plus basse énergie, correspondant à l'état le plus stable, est appelé **niveau fondamental**.

Une molécule ne peut absorber un photon de fréquence ν que si l'énergie $h\nu$ de celui-ci correspond à un écart entre deux niveaux de la molécule. Celle-ci passe alors dans un état excité d'énergie plus élevée, c'est une **transition d'énergie**. Ainsi chaque molécule ne peut absorber ou émettre qu'un certain nombre discret de longueurs d'onde qui lui sont propres, ce qui forme un spectre de raies discret, très différent du spectre continu du corps noir.

L'énergie interne totale d'une molécule peut être répartie entre les différentes formes d'énergie interne, notamment électronique, vibrationnelle et rotationnelle. On distingue ainsi plusieurs familles de niveaux. Les niveaux de vibration et de rotation correspondent à des modes de vibration et de rotation dépendants de la géométrie de la molécule. Chaque molécule a une

structure unique et donc des modes de vibration et de rotation qui lui sont propres. Chaque molécule possède donc un spectre unique qui permet son identification.

Les transitions entre niveaux électroniques correspondent à des différences d'énergies (ΔE) élevées, de l'ordre de quelques électron-volts (eV) observables dans l'ultra-violet (UV) et le visible. Les transitions vibrationnelles et rotationnelles sont moins énergétiques et sont observables dans l'infrarouge. Les transitions entre niveaux de rotation ($\Delta E \in [10^{-4}; 10^{-2}]eV$) correspondent à des différences d'énergie plus faibles que les transitions entre niveaux de vibration ($\Delta E \in [6 \times 10^{-2}; 1]eV$). Si bien que dans le modèle idéal du rotateur rigide, on définit un jeu de niveaux de rotation pour chaque niveau de vibration. (figure 6.3).

La quantification des niveaux d'énergie d'une molécule se traduit par la description de ces niveaux par des nombres entiers appelés **nombres quantiques**. Les niveaux de vibration et de rotation qui nous intéressent ici sont repérés respectivement par les nombres v et J .

6.2.2 Niveaux de vibration

Les molécules diatomiques

La vibration d'une molécule diatomique est très bien décrite en première approximation par le modèle quantique de l'oscillateur harmonique. Dans ce modèle, il n'y a qu'un seul mode de vibration, dit d'*élongation*, à la fréquence propre ν_{vib} . C'est le cas de la molécule CO par exemple. Les niveaux de vibration, repérés par le nombre quantique de vibration v , sont alors également espacés de $h\nu_{vib}$. Ils sont définis par :

$$E_{vib}(v) = h\nu_{vib} \left(v + \frac{1}{2} \right) \quad \text{avec} \quad v = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (6.18)$$

Le niveau fondamental est le niveau $E_{vib}(0) = \frac{1}{2}h\nu_{vib}$.

Les molécules diatomiques réelles ne sont pas des oscillateurs harmoniques parfaits et des termes anharmoniques doivent être ajoutés à l'équation 6.18. L'écart entre les niveaux n'est alors plus constant mais inférieur à $h\nu_{vib}$ et décroît avec v croissant.

Les molécules polyatomiques

Lorsque la molécule possède plus de deux atomes, il y a plusieurs modes de vibration possibles, chacun caractérisé par sa propre fréquence ν_k et par un nombre quantique v_k . L'énergie cinétique totale de vibration est la somme des énergies de chaque mode de vibration :

$$E_c = \sum_k E_{vib}(v_k) = \sum_k h\nu_k \left(v_k + \frac{1}{2} \right) \quad (6.19)$$

L'indice k désigne les modes de vibration de la molécule, ν_k est la fréquence correspondante, et v_k le nombre quantique de vibration.

Le nombre de valeurs possibles pour v_k dépend du nombre de modes de vibration possibles de la molécule. Une molécule linéaire composée de N atomes possède $3N-5$ modes normaux de vibration. Les molécules non-linéaires composées de $N > 2$ atomes possèdent $3N-6$ modes normaux de vibration. Ainsi, le méthane, avec ses $N=5$ atomes, possède 9 modes normaux de vibration. Cependant, la symétrie sphérique de cette molécule induit que seuls 4 modes sont indépendants. On peut donc spécifier l'état d'énergie vibrationnelle du méthane en utilisant les 4 nombres quantiques (v_1, v_2, v_3, v_4) . (Cf. section 7.2.1)

6.2.3 Niveaux de rotation

Les molécules diatomiques

Pour l'étude de la rotation, une molécule diatomique est modélisée par deux masses m_1 et m_2 séparées d'une distance fixe r_e , appelée distance d'équilibre. L'unique axe de rotation est perpendiculaire à la droite reliant les deux atomes. La résolution de l'équation de Schrödinger permet alors de montrer que l'énergie de rotation prend les valeurs discrètes :

$$E_{rot}(J) = \frac{h^2}{8\pi^2\mu r_e^2} J(J+1) \quad \text{avec} \quad J \in \mathbb{N} \quad (6.20)$$

où J est le **nombre quantique de rotation** et $\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$ est la masse réduite de la molécule.

En définissant la constante rotationnelle $B = \frac{h}{8\pi^2 c \mu r_e^2}$, on peut réécrire 6.20 :

$$E_{rot}(J) = hcBJ(J+1) \quad (6.21)$$

Les molécules polyatomiques

Contrairement au cas précédent, les molécules polyatomiques possèdent plusieurs axes de rotation possibles. L'énergie de rotation de la molécule dépend de la norme du moment angulaire $|\vec{L}|$ et de la projection L_α du moment angulaire sur un axe de symétrie α de la molécule s'il existe.

$$|\vec{L}| = \frac{h}{2\pi} [J(J+1)]^{1/2} \quad \text{avec} \quad J \in \mathbb{N} \quad (6.22)$$

$$L_\alpha = \frac{h}{2\pi} K \quad \text{avec} \quad K = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots \quad \text{et} \quad |K| \leq J \quad (6.23)$$

L'énergie de rotation dépend alors des deux nombres quantiques de rotation J et K :

$$E_{rot}(J, K) = hcF(J, K) \quad (6.24)$$

La forme de la fonction F dépend de la géométrie de la molécule : symétrique, linéaire, asymétrique, etc.

6.2.4 Transitions possibles

Les transitions entre niveaux d'énergie résultent de l'interaction entre le champ électrique \vec{E} du rayonnement et le moment dipolaire de la molécule. En première approximation, **seules les molécules possédant un moment dipolaire permanent peuvent avoir un spectre de rotation**. Cependant, s'il existe un moment dipolaire associé à un état de vibration et qu'il varie entre deux états de vibration de la molécule, un spectre de vibration peut alors exister. Le diazote N_2 , gaz majoritaire dans l'atmosphère de Titan, est une molécule symétrique qui ne possède pas de moment dipolaire permanent. Il n'interagit donc pas avec le rayonnement ambiant au sens de la rotation pure. Le méthane est également une molécule symétrique mais un moment dipolaire est créé dans ses états de vibrations. Ce moment varie d'un état vibrationnel à l'autre et interagit avec le rayonnement pour créer les raies de rotation associées aux transitions de vibration.

Néanmoins, dans une atmosphère réelle, la situation n'est pas aussi simple. Lorsque la densité du gaz est suffisamment élevée, l'agitation thermique des molécules provoque des collisions entre celles-ci. Au cours d'une collision, un moment dipolaire induit peut apparaître et des interactions avec le rayonnement sont possibles. On parle alors de *transitions induites par collision*.

Cependant, toutes les transitions ne sont pas possibles entre les niveaux d'énergie définis ci-dessus. La mécanique quantique stipule des **règles de sélection** qui précisent quelles sont les **transitions permises**, dites aussi *fondamentales*. Bien sûr, comme dans tout modèle, il y a des exceptions : ce sont les **transitions interdites**. Ces dernières existent dans un gaz réel mais elles correspondent à des raies d'intensité plus faibles que celles des transitions permises dont nous énonçons les règles dans ce paragraphe.

Les transitions de vibration

Dans le modèle de l'oscillateur harmonique, on montre que la transition entre deux niveaux de vibration v et v' n'est possible que si la différence entre les deux nombres quantiques correspondants est telle que :

$$\Delta v = \pm 1 \quad (6.25)$$

Dans les spectres des molécules réelles, on observe des raies qui correspondent à des harmoniques de cette transition fondamentale. Il s'agit de transitions telles que :

$$\Delta v = \pm 2, \pm 3, \pm 4, \dots \quad (6.26)$$

Les transitions de rotation

On définit l'axe principal de la molécule comme la direction pour laquelle le moment d'inertie est maximal. Il s'agit de l'axe de symétrie de la molécule s'il existe. Pour les transitions entre niveaux de rotation, la règle de sélection dépend de l'orientation du moment dipolaire de la molécule :

- s'il est parallèle à l'axe principal de la molécule, alors $\Delta J = \pm 1$,
- s'il est perpendiculaire à cet axe, alors $\Delta J = 0, \pm 1$.

Les transitions de rotation-vibration

Dans les molécules complexes, ces deux types de transitions ont lieu simultanément et correspondent au passage d'un état (v, J) à un état (v', J') : on parle de **transition de rotation-vibration**. L'écart entre les niveaux de rotation étant bien plus faible que l'écart entre les niveaux de vibration, ce type de transition donne naissance à un ensemble de raies rotationnelles autour de la fréquence de vibration.

La règle de sélection $\Delta J = 1$ induit un ensemble de raies également espacées à des fréquences plus élevées (des longueurs d'onde plus faibles) que la fréquence de vibration, c'est la branche R. La branche P correspond aux transitions telles que $\Delta J = -1$ qui induisent un ensemble de raies à des fréquences plus faibles que la fréquence de vibration. Si des transitions telles que $\Delta J = 0$ sont possibles, on a alors également une branche Q, visible au niveau de la fréquence de vibration, dont les raies sont plus concentrées et qui semble donc plus intense que les branches P et R (mais l'intensité totale est similaire).

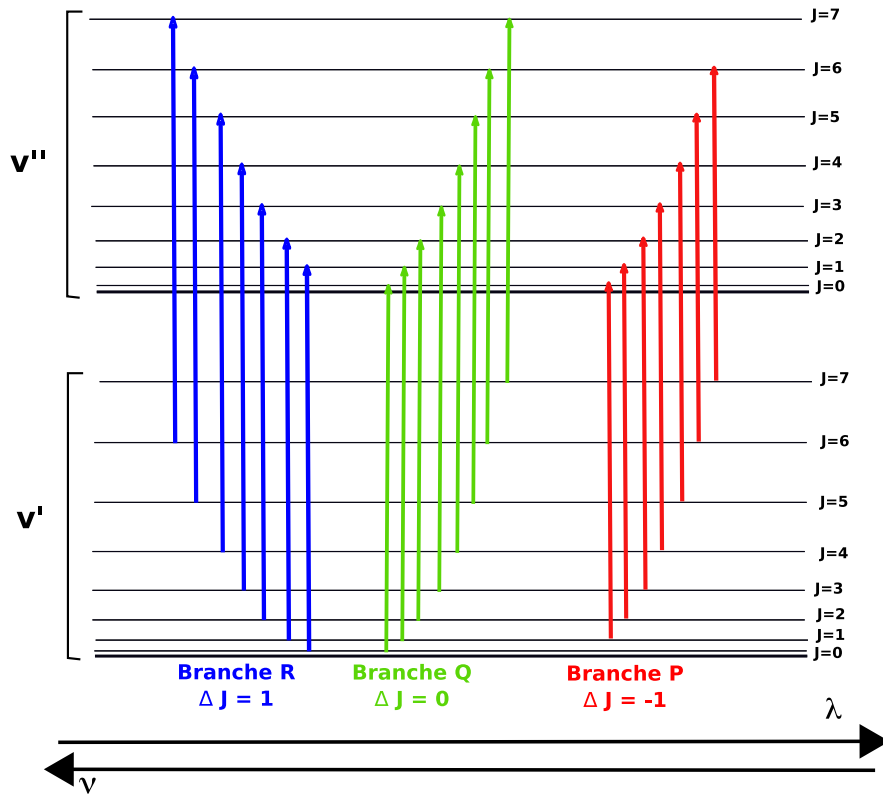


FIG. 6.3 – Illustration de la structure en niveaux de vibration et de rotation d’une molécule et des transitions autorisées entre ces niveaux.

Le diagramme de la figure 6.3 permet de visualiser la structure en niveaux et les transitions possibles. Le spectre de la bande à $4.7 \mu\text{m}$ de la molécule linéaire CO est représenté sur la figure 6.4 comme exemple de bande de rotation-vibration avec des branches P et R.

6.3 Profil des raies

On vient de voir que l’absorption ou l’émission de photons conduit à un spectre de raies positionnées à des longueurs d’onde bien précises. Néanmoins, toute raie a une largeur bien définie : elles ne sont pas infiniment fines. Les transitions ont lieu pour une étroite bande de fréquences autour de la valeur prévue par la théorie quantique.

On définit le profil d’une raie, centrée en ν_0 , par une fonction $f(\nu - \nu_0)$ telle que :

$$k_\nu = S f(\nu - \nu_0) \quad (6.27)$$

k_ν est le coefficient d’absorption défini dans l’équation 6.8 et S est l’intensité de la raie, définie comme l’intégrale sur toute la raie du coefficient d’absorption de la transition correspondante :

$$S = \int k_\nu d\nu \quad (6.28)$$

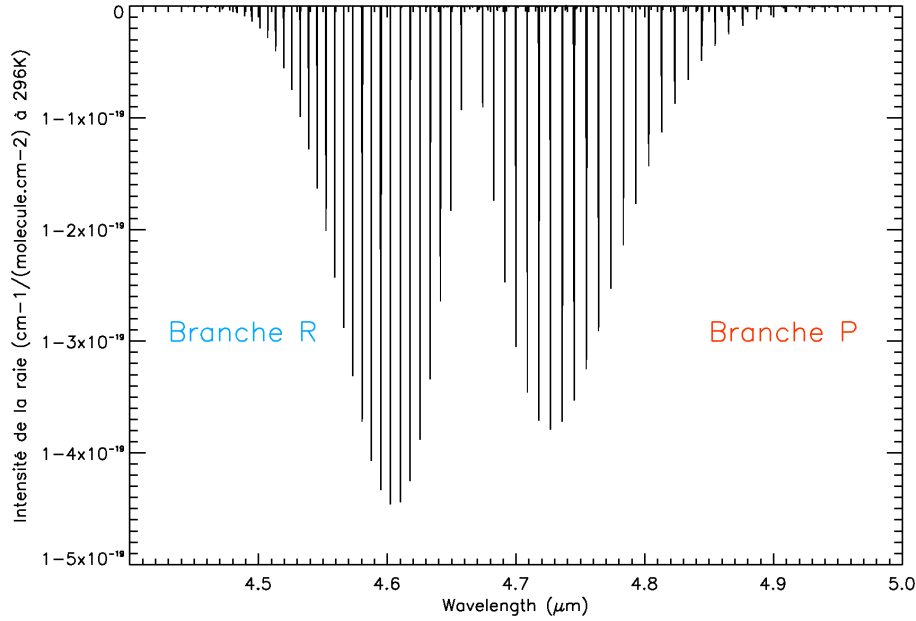


FIG. 6.4 – Bande de rotation-vibration à 4.7 μm de CO d'après la base de données GEISA 03.

6.3.1 Elargissement naturel

Chaque état d'énergie de la molécule a une durée de vie limitée. Même en l'absence de perturbations, une molécule excitée revient à un état de plus basse énergie par émission d'un photon au bout d'un temps moyen Δt . D'après le principe d'incertitude d'Heisenberg, la durée de vie Δt d'un état et l'incertitude ΔE sur la valeur de l'énergie correspondante sont reliées par la relation :

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \frac{h}{2\pi} \quad (6.29)$$

D'après cette équation, un état n'a une énergie parfaitement définie ($\Delta E = 0$) que si son temps de vie est infini. Comme ce n'est jamais le cas, tous les niveaux présentent un certain étalement de l'ordre de :

$$\Delta E_{naturel} \simeq \frac{h}{\Delta t} \quad \Leftrightarrow \quad \Delta \nu_{naturel} \simeq \frac{1}{c\Delta t} \quad (6.30)$$

Cet **élargissement naturel** est en général négligeable devant les autres causes d'élargissement et constitue une limite inférieure pour la largeur d'une raie.

6.3.2 Elargissement collisionnel

Lors de la collision entre deux molécules ou atomes du milieu, il y a échange d'énergie entre les partenaires de la collision et des transitions énergétiques peuvent avoir lieu. Dans les conditions des atmosphères planétaires, la durée d'une collision est bien plus courte que le temps de vie Δt d'une transition naturelle. Les collisions diminuent la durée d'existence des niveaux d'énergie et donc, d'après le principe d'incertitude d'Heisenberg, induisent un élargissement de la raie.

Dans les conditions atmosphériques, la durée d'une collision est aussi bien plus courte que le temps entre deux collisions. On est alors dans le cadre de la *théorie des impacts*. L'intervalle de temps τ_c entre deux collisions suit une loi de Poisson. Ainsi la probabilité que l'intervalle de temps entre deux collisions soit τ_c est donnée par :

$$p(\tau_c) = \frac{1}{\tau_c} e^{-t/\tau_c} \quad (6.31)$$

On montre alors que le profil de raie est *lorentzien* :

$$f_L(\nu - \nu_0) = \frac{\Delta\nu_L}{\pi [(\nu - \nu_0)^2 + \Delta\nu_L^2]} \quad (6.32)$$

$\Delta\nu_L$ est la *largeur de raie*, qui par définition est la demi-largeur, *en fréquence*, à la demi-hauteur du profil de raie. Elle est donnée par :

$$\Delta\nu_L = \frac{1}{2\pi\tau_c} \quad (6.33)$$

La fréquence des collisions dépend de la pression p et de la température T du milieu. Donc $\Delta\nu_L$ en dépend et on peut écrire :

$$\Delta\nu_L(p, T) = \Delta\nu_L(p_0, T_0) \frac{p}{p_0} \left(\frac{T}{T_0} \right)^n \quad (6.34)$$

où p_0 et T_0 sont des pressions de référence. L'indice n est toujours strictement inférieur à 0 et dépend de la molécule et de la transition considérée. Le terme $(\frac{T}{T_0})^n$ est une approximation du rapport des fonctions de partition, valable à basse température.

On voit par cette formule que la largeur de raie est proportionnelle à la pression pour une température donnée. On peut définir le **coefficient d'élargissement collisionnel** :

$$\gamma = \frac{\Delta\nu_L}{p} \quad (6.35)$$

L'élargissement collisionnel dépend de la nature du gaz et des nombres quantiques de rotation et relativement peu de la fréquence de vibration. Les bases de données planétaires, telle que GEISA, donnent la valeur de γ pour les valeurs de référence $T_0 = 296K$ et $p_0 = 1 \text{ atm}$.

6.3.3 Elargissement Doppler

Les molécules du gaz sont constamment en mouvement en raison de l'agitation thermique. Elles possèdent une vitesse relative u par rapport à l'observateur. A cause de l'effet Doppler, on observe un décalage de la fréquence ν du photon émis ou absorbé, par rapport à la fréquence ν_0 en l'absence d'effet Doppler. Ce décalage dépend de la vitesse de la molécule et s'exprime par :

$$\nu - \nu_0 = \frac{\nu_0 u}{c} \quad \text{avec} \quad u/c \ll 1 \quad (6.36)$$

A l'équilibre thermodynamique, la distribution des vitesses u des molécules du gaz suit une distribution maxwellienne. La probabilité d'une vitesse u est :

$$p(u) = \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}} \exp\left(\frac{-mu^2}{2k_B T}\right) \quad (6.37)$$

avec m la masse des molécules et T le température du milieu.

Le profil d'élargissement Doppler est alors donné par :

$$f_D(\nu - \nu_0) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\Delta\nu_D} \exp\left(-\left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_D}\right)^2\right) \quad (6.38)$$

La largeur de raie Doppler $\Delta\nu_D$, ici définie comme la demi-largeur, *en fréquence*, à e^{-1} fois le maximum, vaut :

$$\Delta\nu_D = \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2k_B T}{m}} \quad (6.39)$$

L'élargissement Doppler est donc indépendant de la pression. Ainsi pour des pressions suffisamment faibles, $\Delta\nu_D > \Delta\nu_L$: le profil Doppler domine le profil lorentzien.

6.3.4 Composition des profils

La différence entre les profils Doppler et lorentzien se fait surtout dans les ailes de ces profils, comme on peut le constater sur la figure 6.5 :

- Un profil Doppler est assez piqué au centre et diminue rapidement, comme une fonction exponentielle de la fréquence.
- Un profil Lorentzien a des ailes plus étendues car il diminue beaucoup plus lentement, comme l'inverse du carré de la fréquence.

Dans le gaz réel, il y a à la fois des collisions entre les molécules et une agitation thermique de celles-ci. Le profil de raie résultant est donc la combinaison des profils lorentzien et Doppler.

A cause des collisions, on a un profil lorentzien défini par l'équation 6.32. Mais en raison de l'agitation thermique, la fréquence ν_0 subit un décalage Doppler et vaut $\nu'_0 = \nu_0 + \frac{\nu_0 u}{c}$ avec une probabilité $p(u)$ donnée par l'équation 6.37. Le profil résultant est l'intégrale sur toutes les valeurs de u du profil lorentzien en ν'_0 pondéré par $p(u)$. C'est le **profil de Voigt** :

$$f_v(\nu - \nu_0) = \int_{-\infty}^{+\infty} f_L\left(\nu - \nu_0 - \frac{\nu_0 u}{c}\right) p(u) du \quad (6.40)$$

$$f_v(\nu - \nu_0) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\Delta\nu_L}{\pi \left[(\nu - \nu_0 - \frac{\nu_0 u}{c})^2 + \Delta\nu_L^2\right]} \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T}} \exp\left(\frac{-mu^2}{2k_B T}\right) du \quad (6.41)$$

Dans un profil de Voigt, le coeur de la raie est dominé par le profil Doppler tandis que les ailes sont dominées par le profil lorentzien.

A basse pression, c'est à dire à haute altitude, les raies ont un profil étroit et le coeur Doppler domine. A haute pression, c'est-à-dire à basse altitude, les raies ont une base large due au profil lorentzien.

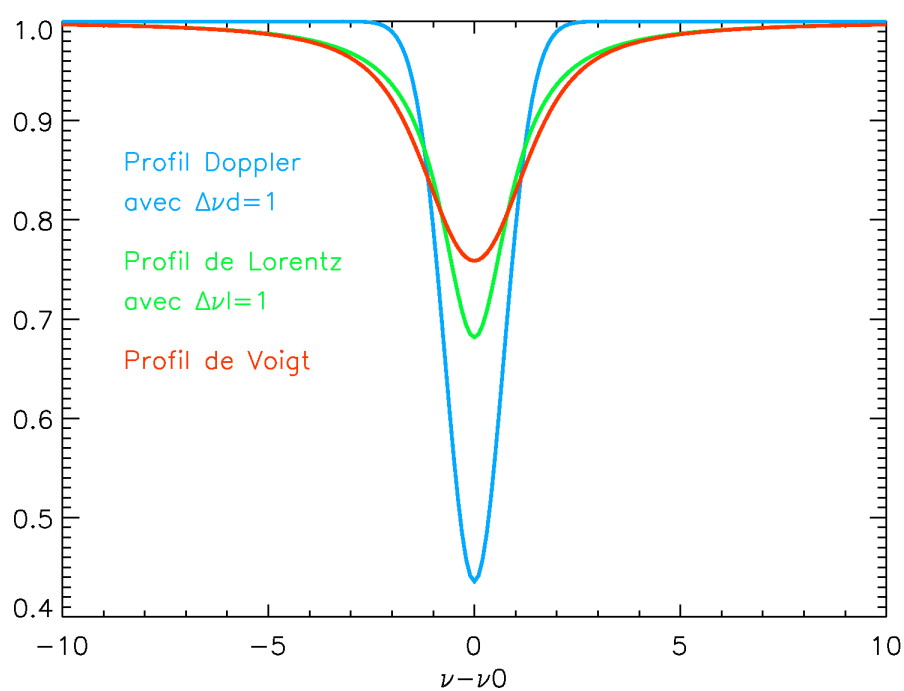


FIG. 6.5 – Comparaison des profils Doppler (bleu) et de Lorentz (vert) tels que $\Delta\nu_D = 1$ et $\Delta\nu_L = 1$. La convolution des deux donne le profil de Voigt (rouge).

Chapitre 7

Le modèle de transfert radiatif

Sommaire

7.1	La méthode raie par raie	56
7.2	Les bases de données moléculaires	57
7.2.1	Absorption par CH ₄	58
7.2.2	Absorption par CO	60
7.3	Le modèle d'atmosphère	60
7.3.1	Paramètres physiques	60
7.3.2	Composition de l'atmosphère	61
7.3.3	Découpage de l'atmosphère en couches	62
7.4	La convolution	64

La majeure partie du travail fournie pour cette thèse a eu pour objectif la modélisation des absorptions moléculaires du méthane et du monoxyde de carbone, visibles dans les spectres en transmission observés par VIMS lors des occultations solaires et stellaires par Titan. Ce chapitre présente le modèle utilisé. Il s'agit d'un **modèle raie par raie** qui prend en compte la **géométrie sphérique** particulière des observations d'occultation. Les paramètres physiques de l'atmosphère (pression, température, densité) sont déterminés par d'autres observations de la sonde Cassini. L'atmosphère est divisée en couches concentriques. Il s'agit alors de calculer la contribution de chaque couche à l'opacité totale vue par les photons lors de leur trajet dans l'atmosphère. Le résultat est un spectre en transmission à haute résolution, dégradé par la suite à la résolution de l'instrument VIMS pour être comparé avec les données.

La paramètre à ajuster est l'abondance de la molécule à étudier. Des spectres modèles sont produits pour un grand nombre de valeurs de cette abondance, afin de déterminer l'abondance qui permet le meilleur ajustement des données. Cet ajustement est estimé par la méthode classique des moindres carrés après une estimation délicate de la valeur du continu.

7.1 La méthode raie par raie

La méthode raie par raie est la méthode la plus précise pour simuler un spectre, mais c'est aussi une méthode coûteuse en temps de calcul. En effet, elle prend en compte l'ensemble des transitions possibles des molécules étudiées dans l'intervalle de longueur d'onde choisi. Cela nécessite la connaissance pour chaque transition :

- du centre de raie ν_0 ,
- de l'intensité S de la raie,
- de l'énergie fondamentale E_0 de la transition.

Ces informations sont fournies par les bases de données décrites dans la section suivante 7.2.

Dans tout ce chapitre, on cherche à calculer la transmission théorique pour des rayons lumineux dont la distance de plus courte approche est r .

D'après l'équation 6.16, la transmission théorique dépend de l'opacité totale de l'atmosphère sur le trajet des rayons lumineux. Celle-ci est la somme des opacités élémentaires dans chaque couche d'atmosphère traversée (équation 6.17). L'opacité τ_λ à la longueur d'onde λ est donnée par :

$$\tau_\lambda = \sum_{\text{toutes les couches } i} d\tau_\lambda(i) \quad (7.1)$$

L'équation 6.17 relie l'opacité et le coefficient d'absorption pour une seule raie et une seule molécule. Pour obtenir l'opacité totale du gaz, il faut tenir compte de toutes les raies de toutes les molécules considérées. Pour la couche i :

$$d\tau_\lambda(i) = \sum_{l,j} q_l(i) n(i) S_j^l(T(i)) f_j^l(\nu - \nu_{0,j}^l) ds(i) \quad (7.2)$$

Il s'agit d'une somme sur toutes les molécules étudiées (indice l) et toutes les raies (indice j) de ces molécules dans l'intervalle de longueur d'onde étudié :

- $n(i)$ est la densité du gaz dans la couche i , exprimée en molécules.cm⁻³.
- q_l est l'abondance de la molécule l dans la couche i , exprimée en pourcentage de $n(i)$.
- $S_j^l(T)$ est l'intensité de la raie j de la molécule l à la température locale $T(i)$ de la couche, exprimée en cm⁻¹/(molécule.cm⁻²).
- $\nu_{0,j}^l$ est le centre de la raie j de la molécule l .
- $f_j^l(\nu - \nu_{0,j}^l)$ est le profil de la raie j de la molécule l . On utilise le profil de Voigt défini par l'équation 6.41, exprimé en 1/cm⁻¹¹.
- $ds(i)$ est la distance parcourue par la lumière dans la couche i , exprimée en cm.

L'intensité de la raie j de la molécule l est fournie par les bases de données à une température de référence T_0 , en général 296 K. A la température T du milieu, l'intensité de la raie est donnée par :

$$S_j^l(T(i)) = S_j^l(T_0) \exp\left(-C_2 E_{0,j}^l \left(\frac{1}{T(i)} - \frac{1}{T_0}\right)\right) \left(\frac{T_0}{T(i)}\right)^{m_i} \quad (7.3)$$

Cette expression est issue de l'expression quantique de l'intensité d'une raie.

¹On convertit $f_j^l(\nu - \nu_{0,j}^l)$ de l'unité 1/Hz en 1/cm⁻¹ (pour 1/nombre d'onde) en divisant par la vitesse de la lumière c .

- $S_j^l(T_0)$ est l'intensité de la raie à la température de référence T_0 fournie dans les bases de données.
- Le facteur exponentiel traduit la population, selon la loi de Boltzman, des niveaux d'énergie entre lesquels a lieu la transition
 - $C_2 = \frac{hc}{k_B} = 1,44 \text{ cm.K}$
 - $E_{0,j}^l$ est l'énergie du niveau inférieur de la transition
- Le dernier facteur traduit de manière approchée le rapport des fonctions de partition de rotation à chaque température. L'exposant m_l vaut 1 pour les molécules linéaires et diatomiques et vaut 1,5 pour les molécules non-linéaires telles que CH_4 .

Le profil de Voigt défini par l'équation 6.41 peut s'écrire :

$$f_\nu(\nu - \nu_0) = \frac{H(a, u)}{\sqrt{\pi}\Delta\nu_D} \quad (7.4)$$

$$\text{avec} \quad a = \frac{\Delta\nu_L}{\Delta\nu_D} \quad \text{et} \quad u = \frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_D} \quad (7.5)$$

$$\text{et} \quad H(a, u) = \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-y^2}}{a^2 + (u - y)^2} dy \quad (7.6)$$

L'élargissement Doppler est défini par l'équation 6.39 reprise ici :

$$\Delta\nu_D = \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2k_B T}{m_{\text{gaz}}}} \quad (7.7)$$

m est ici la masse moléculaire moyenne du gaz. ν_0 est le milieu de l'intervalle d'étude et non le centre de chaque raie. Cela permet de définir un élargissement Doppler identique pour toutes les raies. Cette approximation est raisonnable car les calculs se font dans des petits intervalles de fréquences (intervalles en nombre d'onde inférieur à 1 000 cm^{-1}).

L'élargissement lorentzien, défini par l'équation 6.34, dépend des collisions entre les molécules du gaz. Dans cette thèse, deux partenaires de collision ont été pris en compte : l'azote N_2 , gaz majoritaire de Titan, et l'argon Ar . L'élargissement de Lorentz pour la molécule l s'exprime alors comme la somme des élargissements dus aux collisions avec ces deux partenaires :

$$\Delta\nu_L(p, T) = \frac{p}{p_0} \left(\Delta\nu_L(N_2; p_0, T_0) \left(\frac{T}{T_0} \right)^{n_{N_2}} + \Delta\nu_L(Ar; p_0, T_0) \left(\frac{T}{T_0} \right)^{n_{Ar}} \right) \quad (7.8)$$

Les coefficients $\Delta\nu_L(N_2; p_0, T_0)$, $\Delta\nu_L(Ar; p_0, T_0)$, n_{N_2} et n_{Ar} sont donnés dans la littérature. Les valeurs utilisées dans cette thèse sont présentées dans le tableau 7.1 (Jacquinet-Husson et al. 2005).

7.2 Les bases de données moléculaires

Les paramètres de raies (position, intensité, énergie, etc) des molécules sont rassemblés dans de vastes bases de données spécialement créées pour les études atmosphériques, aussi bien sur Terre que dans le système solaire. Les principales bases de données de spectroscopie moléculaire sont GEISA (Gestion et Etude des Informations Spectroscopiques Atmosphériques) (Jacquinet-Husson et al. 2008) et HITRAN (High Resolution Transmission Molecular Absorption Database) (Rothman et al. 2005). Les valeurs compilées dans ces bases proviennent à la fois de calculs théoriques et de mesures de laboratoires. Leur précision est variable selon la molécule étudiée.

		$\Delta\nu_L(N_2; p_0, T_0)(\text{cm}^{-1})$	n_{N_2}	$\Delta\nu_L(Ar; p_0, T_0)(\text{cm}^{-1})$	n_{Ar}
CH_4	1,7 μm	$5,3 \times 10^{-2}$	0,6	$4,8 \times 10^{-2}$	0,05
	2,3 μm	$5,7 \times 10^{-2}$	0,6	$4,8 \times 10^{-2}$	0,05
	3,3 μm	$6,0 \times 10^{-2}$	0,6	$4,8 \times 10^{-2}$	0,05
CO	4,7 μm	$6,5 \times 10^{-2}$	0,75	$4,8 \times 10^{-2}$	0,05
CH_3D	4,3 μm	$6,0 \times 10^{-2}$	0,6	$4,8 \times 10^{-2}$	0,05

TAB. 7.1 – Valeurs des coefficients d'élargissement nécessaires au calcul de l'élargissement de Lorentz par collision avec N_2 et Ar des raies de CH_4 , CO et CH_3D .

7.2.1 Absorption par CH_4

Pour les modèles d'absorption du méthane, nous avons choisi d'utiliser la base de données issue des travaux réalisés à l'université de Dijon (Boudon et al. 2004). Le calcul de cette liste de raies résulte d'un ajustement du modèle sur des spectres expérimentaux obtenus en laboratoire sur lesquels sont mesurés la position et l'intensité des raies. Les résultats de cette analyse seront prochainement inclus (courant 2008) dans les bases de données GEISA et HITRAN (Nikitin et al. 2008).

Avec ses 5 atomes, le méthane possède $3 \times 5 - 6 = 9$ modes de vibration (cf. section 6.2.2). Cependant, c'est une molécule à symétrie sphérique : l'atome de carbone occupe le centre d'un tétraèdre régulier formés par les 4 atomes d'hydrogène. Cette géométrie particulière conduit à la dégénérescence de certains modes de vibration, c'est-à-dire qu'il correspondent à une même fréquence de vibration. Le méthane possède seulement quatre fréquences fondamentales de vibration. Son état peut donc être décrit en utilisant quatre nombres quantiques vibrationnels (v_1, v_2, v_3, v_4), avec $v_i \in \mathbb{N}$ pour $i = 1, 2, 3, 4$:

- Le mode v_1 , non dégénéré, correspondant à une raie à $\nu_1=3,43 \mu\text{m}$ ($2\,916 \text{ cm}^{-1}$)
- Le mode v_2 , deux fois dégénéré, correspondant à une raie à $\nu_2=6,52 \mu\text{m}$ ($1\,533 \text{ cm}^{-1}$)
- Le mode v_3 , trois fois dégénéré, correspondant à une raie à $\nu_3=3,31 \mu\text{m}$ ($3\,019 \text{ cm}^{-1}$)
- Le mode v_4 , trois fois dégénéré, correspondant à une raie à $\nu_4=7,63 \mu\text{m}$ ($1\,311 \text{ cm}^{-1}$)

Les modes v_1 et v_3 sont des modes de vibration *d'élongation* (« stretching mode ») tandis que les modes v_2 et v_4 sont des modes de *déformation* (« bending mode »).

Il s'agit des modes fondamentaux, correspondants à des transitions entre le niveau fondamental et le premier niveau excité. Des transitions entre niveaux d'énergies plus élevées sont possibles, ce sont des harmoniques des raies fondamentales. La complexité du spectre du méthane est encore accrue par l'existence de bandes dites de **combinaison** ou de **différence** des modes normaux. Il s'agit de transitions pour lesquelles deux nombres quantiques de vibration changent simultanément. La raie correspondante est observée pour un nombre d'onde égal à la somme (ou la différence) des nombres d'onde des modes normaux mis en jeu. De plus, à chaque transition de vibration s'ajoute une structure complexe de raies rotationnelles, réparties en 3 bandes P, Q et R, comme discuté à la section 6.2.4.

Les fréquences des modes normaux du méthane sont reliées par l'expression approchée :

$$\nu_1 \simeq \nu_3 \simeq 2\nu_2 \simeq 2\nu_4 \quad (7.9)$$

Cette relation conduit à une structure *polyade* (Boudon et al. 2006). Chaque polyade P_n , identifiée par un entier n , est un ensemble de niveaux de vibration, chacun d'eux étant décrit par un quadruplet d'entiers (v_1, v_2, v_3, v_4) tels que :

$$n = 2(v_1 + v_3) + v_2 + v_4 \quad (7.10)$$

Tous les niveaux d'une polyade ont une énergie proche. Le nombre de niveaux dans une polyade croît très rapidement avec n ce qui fait de l'identification de ces niveaux un travail long et complexe. La base de données de Nikitin et al. (2008) regroupe les résultats d'une étude approfondie des quatres premières polyades.

Le tableau 7.2 présente les niveaux de vibration des 4 premières polyades et leur longueur d'onde associée. Ainsi, le niveau de vibration $2\nu_2 + \nu_4$ correspond à un état de vibration $(v_1 = 0, v_2 = 2, v_3 = 0, v_4 = 1)$. On peut vérifier que la relation 7.10 est satisfaite et que, d'après la relation 7.9, les niveaux d'une même polyade correspondent approximativement à une même fréquence. La figure 7.1 montre la complexité des niveaux de vibration du méthane.

Polyades	Niveaux de vibration	Longueur d'onde (Nombre d'onde)
Dyade ($n = 1$)	ν_2 ν_4	7,03 μm (1 422 cm^{-1})
Pentade ($n = 2$)	ν_1 $2\nu_2$ $\nu_2 + \nu_4$ ν_3 $2\nu_4$	3,46 μm (2 893 cm^{-1})
Octade ($n = 3$)	$3\nu_2$ $\nu_1 + \nu_2$ $2\nu_2 + \nu_4$ $3\nu_4$ $\nu_1 + \nu_4$ $\nu_2 + 2\nu_4$ $\nu_3 + \nu_2$ $\nu_3 + \nu_4$	2,31 μm (4 328 cm^{-1})
Tétracade ($n = 4$)	$2\nu_1$ $\nu_1 + \nu_3$ $\nu_1 + 2\nu_2$ $2\nu_2 + 2\nu_4$ $\nu_1 + \nu_2 + \nu_4$ $2\nu_3$ $\nu_1 + 2\nu_4$ $3\nu_2 + \nu_4$ $\nu_3 + \nu_2 + \nu_4$ $4\nu_2$ $\nu_3 + 2\nu_2$ $\nu_2 + 3\nu_4$ $4\nu_4$ $\nu_3 + 2\nu_4$	1,72 μm (5 794 cm^{-1})

TAB. 7.2 – Niveaux de vibration des 4 premières polyades du méthane.

Les modèles d'absorption présentés dans cette thèse utilisent la liste de raies fournie par V.Boudon (communication privée) couvrant les séries Tétracade et Octade pour $^{12}\text{CH}_4$ et Pentade pour $^{12}\text{CH}_4$ et $^{13}\text{CH}_4$. Le tableau 7.3 présente le nombre de raies incluses dans cette base de données et l'intervalle spectral couvert. Son nombre de raies est bien supérieur à celui des listes actuellement présentes dans GEISA ou HITRAN car, contrairement à ces bases, il n'y pas de seuil en intensité mais seulement un seuil sur les valeurs de J .

	Nombre de raies	Domaine spectral
Tétracade	410 020	4 362 - 6 757 cm^{-1} (1,48 - 2,29 μm)
Octade	2 210 949	2 735 - 5 581 cm^{-1} (1,79 - 3,66 μm)
Pentade	8 706 165	1 106 - 4 416 cm^{-1} (2,26 - 9,03 μm)

TAB. 7.3 – Description de la base de données utilisée pour le méthane.

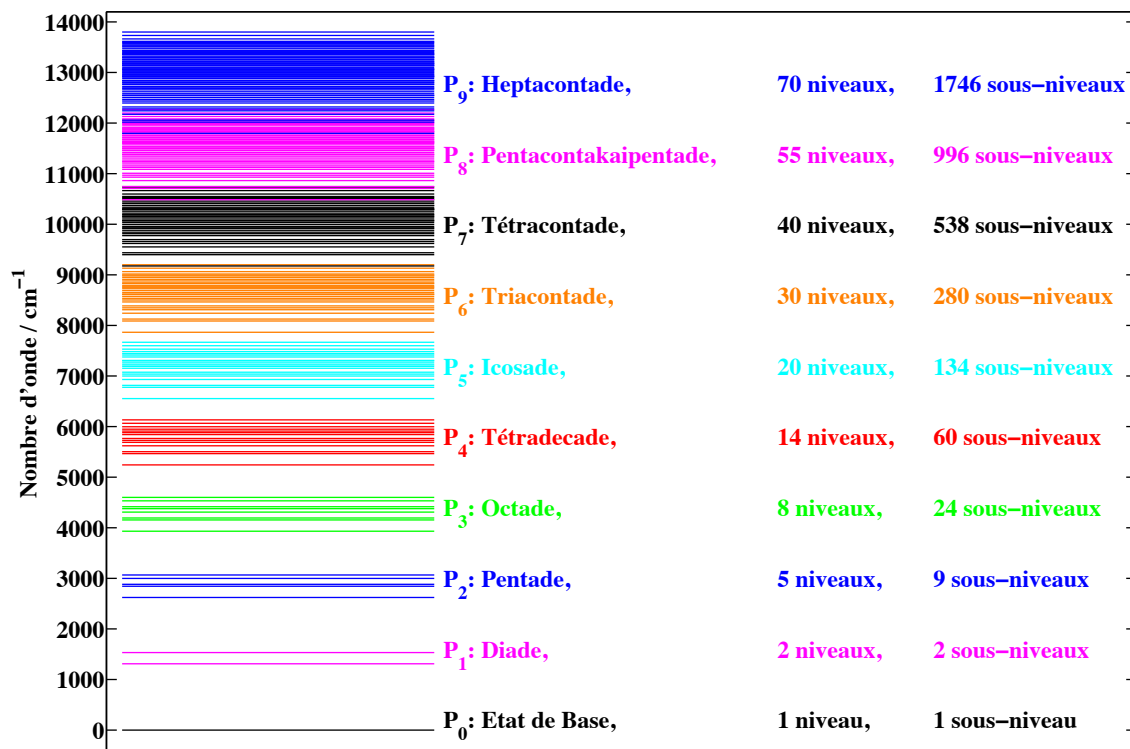


FIG. 7.1 – Les dix premières polyades du méthane et le nombre de niveaux et sous-niveaux pour chacune d’elles (Boudon et al. 2006).

7.2.2 Absorption par CO

Pour les modèles d’absorption par CO, nous avons utilisé la liste de raies issue de la base de données GEISA, 2003 (Jacquinet-Husson et al. 2008), qui contient une liste de 13 515 raies pour les 6 isotopes de cette molécule, couvrant un domaine spectral de $1,18 \mu\text{m}$ à $2,9 \times 10^3 \mu\text{m}$ ($3,41\text{-}8\,464 \text{ cm}^{-1}$).

Le monoxyde de carbone CO est une molécule diatomique, qui possède donc un seul mode de vibration (cf. section 6.2.2). La transition fondamentale correspond à une transition vibrationnelle entre les niveaux $v = 0$ et $v = 1$ à la longueur d’onde $4,67 \mu\text{m}$ ($2\,143 \text{ cm}^{-1}$). Les transitions de rotation associées à cette transition de vibration produisent deux branches symétriques P et R autour de la longueur d’onde $4,67 \mu\text{m}$ du centre de la bande (cf. section 6.2.4). La figure 6.4 représente cette double structure. Ce spectre, tracé à partir des données GEISA, n’est pas parfaitement symétrique à cause de la présence de raies correspondant à des transitions d’ordre supérieur.

7.3 Le modèle d’atmosphère

7.3.1 Paramètres physiques

Les calculs de transfert radiatif présentés ci-dessus nécessitent la connaissance de la concentration totale, de la température et de la pression du milieu. Nous avons utilisé les caractéristiques physiques de l’atmosphère de Titan résultant des mesures in-situ de la sonde Huygens. Dans la section 3.3, pour les calculs de réfraction différentielle des rayons lumineux, ce sont les

profils du modèle de Yelle (1991) qui sont utilisés. Pour les calculs spectroscopiques présentés ici, l'utilisation des mesures in-situ fut jugée préférable. Néanmoins, des tests ont été effectués pour juger de l'impact du choix de l'une ou l'autre des méthodes. Aucune différence significative ne fut détectée dans le résultat final, c'est-à-dire dans les bandes d'absorption à la résolution de l'instrument VIMS.

L'instrument HASI (**H**uygens **A**tmospheric **S**tructure **I**nstrument) de la sonde Huygens a effectué des mesures in-situ lors de la descente de la sonde dans l'atmosphère à la latitude de 10°S (Fulchignoni et al. 2005). Les résultats de ces mesures sont disponibles sur le serveur du PDS (**P**lanetary **D**ata **S**ystem, <http://pds.jpl.nasa.gov/>). Ces fichiers contiennent le profil de pression et de température entre la surface et l'altitude 1380 km avec un échantillonnage croissant, d'une vingtaine de mètres en dessous de 2 km d'altitude, de l'ordre de 250 m à 150 km d'altitude et de 1,7 km au-dessus de 500 km d'altitude. Le profil de densité est aussi disponible pour les altitudes inférieures à 146 km, une fois le parachute ouvert et le bouclier thermique largué. Avant l'ouverture des parachutes (phase d'entrée dans l'atmosphère), les données ont été reconstruites à partir des informations collectées par l'accéléromètre de HASI. Après l'ouverture des parachutes (phase de descente), les données ont été directement recueillies par les capteurs de température et de pression.

Nous avons utilisé les profils de température et de pression résultant des mesures HASI, en nous limitant aux altitudes inférieures à 1000 km, limite supérieure choisie pour l'atmosphère. Nous en avons ensuite déduit un profil de densité en utilisant la loi des gaz parfaits. Les profils de température et de densité sont utilisés dans le calcul de l'épaisseur optique selon l'équation 7.2. Les valeurs du profil de pression sont utilisées pour le calcul de l'élargissement lorentzien des raies (équation 7.8).

Bien que le profil de température varie avec la latitude, nous avons conservé le profil mesuré par HASI à 10°S pour nos modèles. Des tests ont été réalisés en utilisant les profils de température mesurés par l'instrument CIRS à d'autres latitudes. Ces tests indiquent que les variations de température avec la latitude ont un effet négligeable sur les modèles calculés. La raison de ce constat est que nous nous intéressons au proche infrarouge et non à l'infrarouge thermique.

7.3.2 Composition de l'atmosphère

Dans notre modèle, l'atmosphère est composée de :

- N_2 avec un rapport de mélange de 0,98 ($M_{N_2} = 28 \text{ g.mol}^{-1}$),
- CH_4 en quantité variable ($M_{CH_4} = 16 \text{ g.mol}^{-1}$),
- CO en quantité variable ou nulle ($M_{CO} = 28 \text{ g.mol}^{-1}$),
- Ar avec un rapport de mélange de $4,35 \times 10^{-5}$ ($M_{Ar} = 39,9 \text{ g.mol}^{-1}$), mesurée par l'instrument GCMS de la sonde Huygens (Niemann et al. 2005).

Pour l'étude des bandes du méthane, le programme de transfert radiatif fut exécuté pour diverses valeurs de l'abondance de CH_4 , l'azote et l'argon étant les seuls autres constituants de l'atmosphère.

Pour l'étude de la bande de CO à 4,7 μm , l'abondance de CO fut modifiée à chaque exécution du programme de transfert radiatif avec une abondance constante de méthane égale à $1,6 \times 10^{-2}$. Il s'agit de la valeur mesurée par l'instrument CIRS de Cassini (Flasar et al. 2005). Une abondance de $7,5 \times 10^{-6}$ de CH_3D fut aussi incluse (Coustenis et al. 2007). En effet, cet isotope du méthane présente des raies d'absorption dans la branche R de la molécule CO .

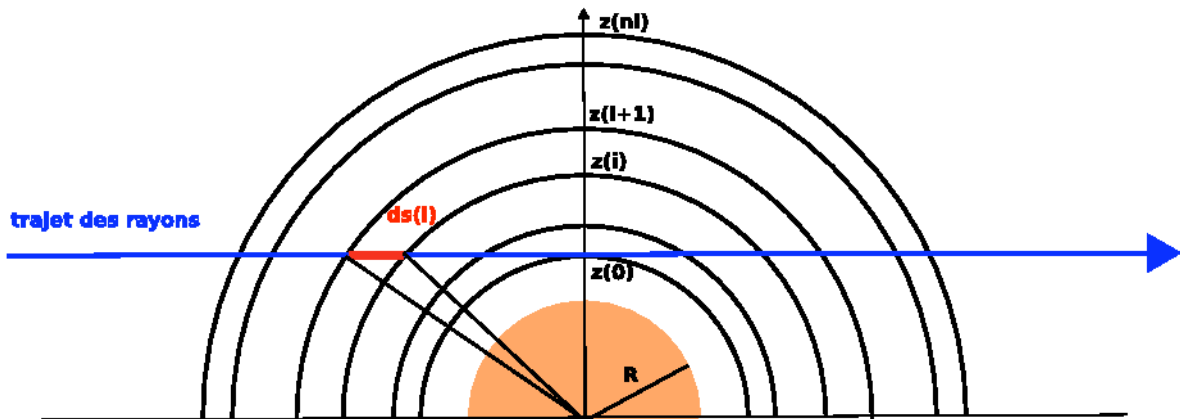


FIG. 7.2 – Trajet de la lumière dans une atmosphère découpée en couches concentriques

7.3.3 Découpage de l'atmosphère en couches

Il est classique pour ce type d'étude de découper l'atmosphère en couches concentriques. L'opacité totale le long du trajet des photons se calcule alors en sommant la contribution de chaque couche d'atmosphère (équation 7.1). Il est nécessaire de calculer le trajet $ds(i)$ dans chaque couche i (équation 7.2).

Des couches équidistantes ?

Supposons que l'atmosphère soit découpée en n_l couches concentriques d'égale épaisseur dont les $n_l + 1$ limites (ou niveaux) sont positionnées en $z(i)$ avec $i = 0, 1, 2, \dots, n_l$. L'altitude $z(i = 0)$ correspond à l'altitude minimale r à laquelle passent les rayons et $z(i = n_l)$ correspond à la limite supérieure choisie pour l'atmosphère, soit 1 000 km dans cette thèse. Le trajet de la lumière dans la couche i délimitée par $z(i)$ et $z(i + 1)$ est donnée par l'application du théorème de Pythagore dans la figure 7.2 :

$$ds(i) = \sqrt{(R + z(i + 1))^2 - (R + z(0))^2} - \sqrt{(R + z(i))^2 - (R + z(0))^2} \quad (7.11)$$

où R est le rayon de Titan, soit 2 575 km.

Si l'écart entre les niveaux $z(i)$ est constant, alors $ds(i)$ est une fonction décroissante de i . Le parcours $ds(i)$ est donc plus long dans les couches les plus basses. Or ce sont les couches les plus basses, donc les plus denses, qui contribuent majoritairement aux effets d'opacité. Un parcours trop long (supérieur à la hauteur d'échelle) dans la couche la plus profonde induit un effet moyennant qui dégrade la précision du résultat. Pour obtenir un calcul précis, il faut donc réduire l'écart entre les couches pour que le parcours dans la couche la plus profonde soit suffisamment faible. Mais cela induit aussi des couches extrêmement fines et nombreuses à haute altitude, alors que l'écart entre les couches est moins critique à haute altitude.

Nous avons donc choisi un découpage en couches concentriques d'épaisseur variable. L'épaisseur des couches est choisie de sorte que le parcours $ds(i)$ dans chaque couche soit quasi-constant et égal à une fraction de la hauteur d'échelle moyenne.

Des couches non-équidistantes

Au départ, l'atmosphère est divisée en n_{l_0} couches entre l'altitude minimum de visée $z_0(0) = r$ et la limite supérieure de l'atmosphère $z_0(n_{l_0}) = 1\,000$ km, en utilisant le découpage défini par les fichiers de données HASI. On calcule alors, à chacun des $n_{l_0} + 1$ niveaux, la gravité $g(z_0)$:

$$g(z_0(i)) = \frac{GM_{tit}}{(R + z_0(i))^2} \quad \text{pour } i = 0, 1, 2, \dots, n_{l_0} \quad (7.12)$$

avec $G = 6,67 \times 10^{-11} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$ la constante de gravité et $M_{tit} = 1,34 \times 10^{23} \text{ kg}$ la masse de Titan.

On en déduit la hauteur d'échelle atmosphérique à chaque niveau :

$$H(z_0(i)) = \frac{k_B T(z_0(i))}{g(z_0(i)) m_{gaz}} \quad (7.13)$$

où m_{gaz} est la masse moléculaire moyenne de l'atmosphère, calculée en fonction de la composition de l'atmosphère :

$$m_{gaz} = (28 \times q_{N_2} + 39,9 \times q_{Ar} + 16 \times q_{CH_4}) \times 10^{-3} \times \frac{1}{\mathcal{N}_a} \simeq 4,6 \times 10^{-26} \text{ kg} \cdot \text{molecules}^{-1} \quad (7.14)$$

où $\mathcal{N}_a = 6,022 \times 10^{23} \text{ g} \cdot \text{mol}^{-1}$ est la constante d'Avogadro et q_{N_2} , q_{Ar} et q_{CH_4} sont les pourcentages volumiques des principaux composants de l'atmosphère de Titan. L'abondance très faible de CO n'est pas prise en compte car ce calcul de m_{gas} ne sert qu'à estimer une valeur moyenne de la hauteur d'échelle afin de définir le découpage en couches de l'atmosphère. Ce n'est donc pas une valeur déterminante dans le résultat final.

On calcule alors la hauteur d'échelle moyenne \bar{H} entre $z_0(0)$ et $z_0(n_{l_0})$.

La géométrie du problème est symétrique par rapport à l'axe $(0z)$, lui-même perpendiculaire au rayon lumineux au point de plus courte approche (figure 7.2). On peut donc faire le calcul des opacités sur la moitié du trajet total dans l'atmosphère, puis multiplier ce résultat par 2. La longueur du demi-trajet dans l'atmosphère vaut :

$$\frac{1}{2} \text{trajet_total} = \sqrt{(R + z_0(n_{l_0}))^2 - (R + z_0(0))^2} \quad (7.15)$$

Ce trajet est divisé en n_l trajets élémentaires $ds(i)$, tous égaux à une fraction de \bar{H} .

$$\forall i = 0, 1, \dots, n_l - 1 \quad ds(i) \simeq \frac{\bar{H}}{\alpha} \quad (7.16)$$

où la valeur de α est libre de choix.

Le nombre n_l de couches dans l'atmosphère est donc :

$$n_l = \frac{\frac{1}{2} \text{trajet_total}}{\bar{H}/\alpha} \quad (7.17)$$

Connaissant $ds(i)$, on calcule alors les niveaux $z(i)$ correspondant aux couches ainsi définies en inversant l'équation 7.11. Puis on interpole les profils de pression, température et densité aux $n_l + 1$ altitudes $z(i)$.

Choix du paramètre α

Le découpage en couches de l'atmosphère est un outil pour le calcul des opacités. Le résultat final se doit d'être indépendant du nombre ou de l'épaisseur des couches. Si l'on combine les équations 7.1 et 7.2 et que l'on suppose qu'il n'y a qu'une seule molécule absorbante (indice l), l'opacité à la longueur d'onde λ est donnée par :

$$\tau_\lambda = \sum_{\text{toutes les couches } i} q_l(i)n(i)ds(i) \left(\sum_j S_j^l(T(i)) f_j^l(\nu - \nu_{0,j}^l) \right) \quad (7.18)$$

On définit la **densité de colonne** (sur la ligne de visée) de la molécule étudiée, intégrée sur le trajet total des photons dans l'atmosphère par :

$$\mathcal{N}_{col}^l = 2 \sum_{\text{toutes les couches } i} q_l(i)n(i)ds(i) \quad (7.19)$$

Le facteur 2 permet la prise en compte de la symétrie du problème.

La densité de colonne traduit la quantité de molécules absorbantes sur la ligne de visée, par mètres-carré perpendiculairement à celle-ci. Elle doit être indépendante du découpage en couches de l'atmosphère, donc du coefficient α qui détermine la taille de ces couches.

Pour le vérifier, la valeur de \mathcal{N}_{col}^l a été calculée pour différentes valeurs du coefficient α : $\alpha \in [1; 15]$. Ce test a été réitéré pour des valeurs de l'altitude minimum sondée entre 50 et 900 km. Les résultats de cette étude sont présentés dans la figure 7.3.

La valeur de α est choisie de sorte que la densité de colonne soit relativement constante au-delà . Il faut aussi veiller à choisir une valeur suffisamment faible pour que le temps de calcul reste raisonnable. En effet, augmenter α augmente le nombre de couches et donc le temps de calcul. Après de nombreux tests, la valeur optimale $\alpha = 7$ a été choisie.

Lorsque l'altitude minimum sondée est de 700 km, on a $\bar{H}=69,2$ km , soit $d(s)=9,9$ km. On définit alors 145 couches entre 700 et 1 000 km. Lorsque l'altitude minimum sondée est de 50 km, on a $\bar{H}=44,1$ km , soit $d(s)=6,3$ km. On définit alors 386 couches entre 50 et 1 000 km.

7.4 La convolution

Le calcul de transfert radiatif détaillé dans les paragraphes précédents permet d'obtenir la valeur de la transmission avec une très haute résolution spectrale. Cette résolution importante est nécessaire pour pouvoir séparer les raies entre elles. Cependant, pour pouvoir comparer ce modèle aux observations réelles, on doit dégrader le spectre théorique à la résolution de l'instrument VIMS.

Pour cela, il faut convoluer la transmission à haute résolution $T_{HR}(\lambda)$ avec le profil spectral $PF_{\lambda_0}(\lambda)$ de chaque canal spectral centré en λ_0 . La transmission pour chaque longueur d'onde λ_0 de VIMS est alors donnée par :

$$T(\lambda_0) = \int_{-\infty}^{+\infty} T_{HR}(\lambda) PF_{\lambda_0}(\lambda) d\lambda \quad (7.20)$$

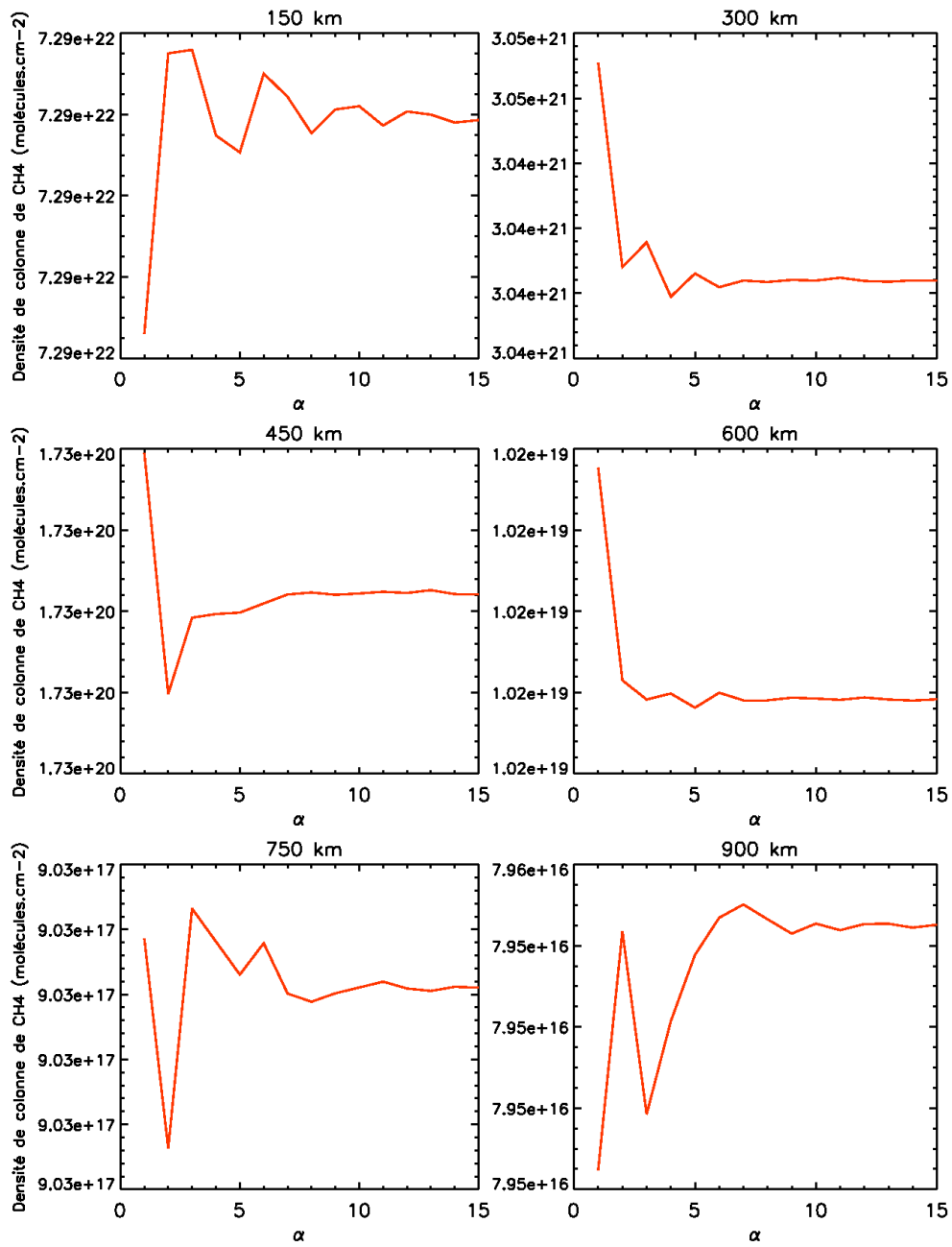


FIG. 7.3 – Pour six altitudes de visée, variation de la densité de colonne en fonction du paramètre α : le trajet dans chaque couche vaut $\frac{H}{\alpha}$.

La forme des profils spectraux des canaux de VIMS-IR est très proche de celle d'une gaussienne (figure 7.4). On note également la présence de petits lobes gaussiens de part et d'autre du profil principal, probablement due à des réflexions dans l'instrument (Brown et al. 2004). Avec une intensité inférieure à 2% de l'intensité du profil principal, nous négligeons ces lobes latéraux.

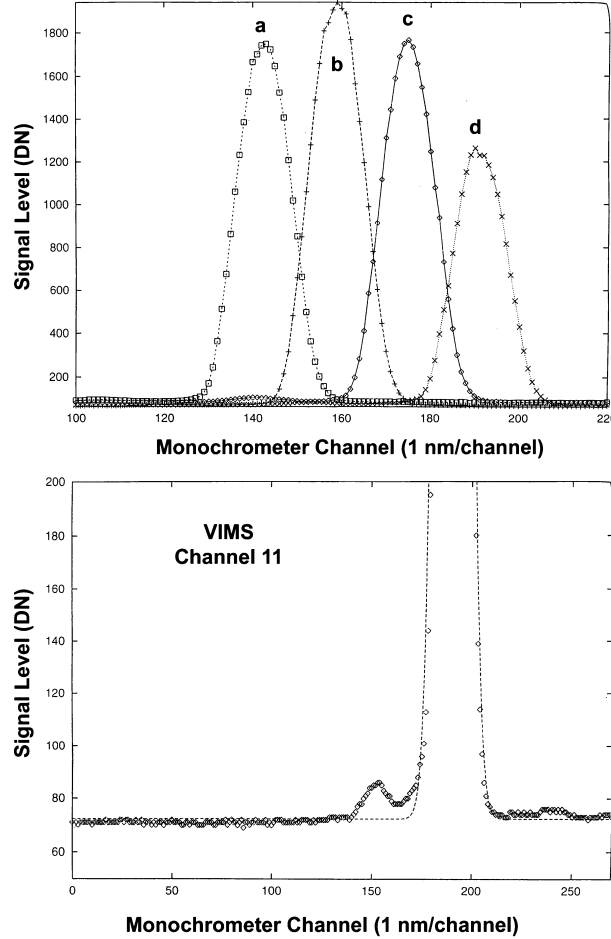


FIG. 7.4 – HAUT : Profils spectraux de 4 canaux de VIMS-IR. BAS : Agrandissement de la base de l'un des profils.

Nous avons donc utilisé pour chaque canal spectral, centré en λ_0 , un profil gaussien tel que :

$$PF_{\lambda_0}(\lambda) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{\lambda-\lambda_0}{\sigma}\right)^2} \quad (7.21)$$

$$\text{avec } \sigma = \frac{FWHM(\lambda_0)}{2\sqrt{2\ln 2}} \quad (7.22)$$

$FWHM(\lambda_0)$ est la largeur à mi-hauteur (**F**ull **W**idth at **H**alf-**M**aximum) du profil spectral du canal centré en λ_0 . Cette largeur dépend du canal, donc il ne s'agit pas ici d'une véritable convolution au sens mathématique du terme.

Du point de vue de la méthode numérique, il faut construire autant de fonctions $PF_{\lambda_0}(\lambda)$ que de canaux spectraux, soit 256 pour la voie infrarouge de VIMS. Ces fonctions doivent être définies pour les mêmes valeurs λ que le spectre théorique $T_{HR}(\lambda)$. Si le spectre théorique couvre un intervalle de longueurs d'onde $[\lambda_a, \lambda_b]$ qui comprend p canaux spectraux de VIMS, alors le spectre convolué $T(\lambda_0)$ est défini pour les p valeurs de λ_0 correspondantes :

$$T(\lambda_0) = \frac{\sum_{\lambda} T_{HR}(\lambda) \times PF_{\lambda_0}(\lambda)}{\sum_{\lambda} PF_{\lambda_0}(\lambda)} \quad (7.23)$$

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les différentes étapes du modèle de transfert radiatif permettant d'obtenir des spectres en transmission théoriques pour les molécules étudiées, CH_4 et CO . En pratique, le programme est exécuté pour diverses valeurs d'abondance de ces molécules afin d'obtenir un grand nombre de spectres théoriques. D'autre part, la valeur du continu est estimée selon diverses méthodes qui sont exposées dans les chapitres traitant de chaque jeu de données. Les transmissions théoriques associées à l'estimation du continu forment un ensemble de spectres modèles qui sont ajustés aux observations VIMS.

Le coeur du programme (calcul raie par raie) de transfert radiatif me fut donné au début de ma thèse par Pierre Drossart. Mon travail sur ce code, conçu pour des observations en visée nadir, a été de l'adapter à l'étude des occultations. Cela comprend la prise en charge de la géométrie sphérique, diverses adaptations pour le changement de planète et l'optimisation des calculs pour réduire le temps d'exécution.

Chapitre 8

Propriétés des aérosols

Sommaire

8.1	Structure des aérosols	70
8.1.1	Caractère fractal	70
8.1.2	Modèles de formation	71
8.2	Propriétés optiques des aérosols	72
8.2.1	Indice complexe de réfraction	72
8.2.2	Analogues de laboratoire	73
8.2.3	Diffusion par des particules	75
8.2.4	Diffusion par des agrégats fractals	75
8.2.5	Modèles utilisés	76
8.3	Application aux données d'occultation	76
8.3.1	Profils d'extinction	76
8.3.2	Profil de densité	79
8.3.3	Autre approche : dépendance spectrale de l'opacité	81

Jusqu'à présent nous nous sommes intéressés aux bandes d'absorption dues aux composants gazeux de l'atmosphère, à leur origine et à leur modélisation. Dans les spectres en transmission typiques des observations d'occultations par VIMS, on constate que le continu devient rapidement inférieur à 1 lorsque l'altitude sondée diminue. De plus, cette absorption continue est plus importante aux courtes longueurs d'onde. L'origine de cette absorption est l'extinction du rayonnement par les aérosols présents dans l'atmosphère.

Ce chapitre présente les modèles d'aérosols existants du point de vue de leur formation, de leur structure et de leurs propriétés optiques. Nous verrons ensuite comment ces notions sont utilisées dans le traitement des données d'occultations pour déterminer de nouvelles contraintes sur les aérosols (structure, densité).

8.1 Structure des aérosols

8.1.1 Caractère fractal

La structure des aérosols de Titan détermine leurs propriétés de diffusion et de polarisation, qui sont des quantités mesurables. Avant l'arrivée des premières missions spatiales, l'observation de Titan depuis la Terre ne donnait accès qu'à de petits angles de phase, compris entre 0° et 6° . Avec les missions Pioneer 11 et Voyager 2, des mesures de photopolarimétrie et de photométrie furent possibles à divers angles de phases. Les conclusions de ces différentes observations créèrent un débat sur la taille des aérosols, alors supposés être des particules sphériques. Les sondes Pioneer 11 et Voyager 2 (Tomasko et Smith 1982, West et al. 1983) ont mesuré des valeurs élevées de la polarisation (due à la diffusion simple) pour des angles de phase de 90° , ce qui correspond à des particules de rayon inférieur à $0,1 \mu\text{m}$. Cependant, les mesures d'intensité à grand angle de phase (Rages et Pollack 1983) soutiennent l'idée que ces particules sont des sphères plus grosses dont le rayon est compris entre $0,2$ et $0,5 \mu\text{m}$.

Plusieurs théories furent développées pour résoudre ce conflit. Sur la base d'observations UV, visibles et infrarouges et du modèle microphysique développé par McKay et al. (1989), Courtin et al. (1991) proposèrent une distribution bi-modale de particules. Des particules sphériques de petites tailles ($< 0,02 \mu\text{m}$) permettent d'expliquer les observations dans l'UV ($\lambda < 300 \text{ nm}$) et des particules plus grosses ($0,1-0,5 \mu\text{m}$) rendent compte des observations dans le proche UV, le visible et l'infrarouge. Cette distribution bi-modale fut ensuite développée par Toon et al. (1992).

L'hypothèse de sphéricité des aérosols ne permettant pas un accord satisfaisant avec l'ensemble des données, des modèles de structure plus complexes des aérosols virent le jour. West (1991) et West et Smith (1991) calculèrent les propriétés optiques d'agrégats de particules sphériques appelés **monomères**. West et Smith (1991) montrèrent que la plupart des observations photométriques et polarimétriques de Titan peuvent s'expliquer par une structure fractale des agrégats dont l'aire projetée est celle d'une sphère de $0,14 \mu\text{m}$ de rayon, composée de monomères de $0,06 \mu\text{m}$ de rayon. Ils durent ajouter une seconde population de particules plus petites ($0,03 \mu\text{m}$ de rayon) pour rendre compte des observations dans le domaine UV ($\lambda < 0,25 \mu\text{m}$).

Cette structure fractale des aérosols a été développée par la suite par Cabane et al. (1992; 1993) et Rannou et al. (1993). Les propriétés optiques de ces aérosols furent étudiées dans Rannou et al. (1995; 1997; 1999; 2003) et Botet et al. (1997). Un modèle similaire fut développé par ailleurs par Tomasko et al. (1997; 2008) et comparé aux observations in-situ de l'instrument DISR (Descent Imager Spectral Radiometer) de la sonde Huygens (Tomasko et al. 2005).

Remarque sur les fractales : Un objet fractal est un objet irrégulier qui présente la même structure quelque soit l'échelle à laquelle on l'observe : **le tout est semblable à une de ses parties**. Cette autosimilarité peut être exacte : elle est alors décrite par des équations mathématiques (triangle de Sierpinski par exemple). L'autosimilarité peut aussi être statistique, comme c'est le cas pour la côte bretonne ou le brocoli. Les aérosols de Titan sont de ce deuxième type.

Par ailleurs, les objets fractals sont caractérisés par leur *dimension fractale* D_f qui est une mesure de l'espace physique occupé par l'objet. Un objet fractal de dimension D_f est ainsi inclus dans un espace euclidien de dimension $d > D_f$.

8.1.2 Modèles de formation

Le **modèle microphysique** développé par Cabane et al. (1992; 1993) est une approche eulérienne de la production et de la croissance des aérosols. Il s'agit de suivre l'évolution temporelle de la distribution de particules en utilisant des lois microphysiques (coagulation, coalescence, sédimentation et diffusion turbulente) et les conditions photochimiques de production, afin d'obtenir une solution stationnaire de la concentration en fonction de l'altitude.

La croissance des aérosols est décrite en deux étapes :

- Une première phase se déroule à l'altitude de production photochimique du matériau formant les aérosols. L'*accrétion par collisions* des petites particules (1 nm à 0,1 μm) entre elles conduit à la formation de particules sphériques compactes, les *monomères*. La taille des monomères dépend de la pression locale, donc de l'altitude de production photochimique que l'on situait entre 350 et 400 km d'altitude à l'époque de Voyager et vers 500 km aujourd'hui. Cette taille élémentaire augmente quand l'altitude de production diminue.
- La deuxième phase est une phase de *sédimentation* dans l'atmosphère qui débute lorsque les monomères ont atteint une taille suffisante. Au cours de cette sédimentation, la taille des aérosols augmente par un processus de *croissance ballistique agrégat-agrégat* (Cabane et al. 1993). Ce processus d'agrégation conduit à des agrégats fractals cotonneux de dimension fractale D_f voisine de 2.

Cette évolution est décrite sur la figure 8.1.

L'altitude de formation de 350-400 km est celle déterminée pour expliquer les observations Voyager en utilisant le modèle 1D de Cabane et al. (1992; 1993). Le modèle à 2 dimensions (altitude-latitude) de circulation globale atmosphérique (GCM) développé par Rannou et al. (2004) a montré qu'une seule zone de production permet d'expliquer à la fois la couche principale d'aérosols et la couche détachée. Cette zone de production se situe approximativement au niveau de la couche détachée qui était observée vers 350-400 km à l'époque des survols des sondes Voyager. Aujourd'hui, les observations Cassini indiquent que la couche détachée se situe à plus haute altitude, vers 500 km environ. Les raisons de cette élévation sont encore mal comprises mais sont probablement liées à la photochimie de formation des aérosols. Actuellement, les aérosols sont donc probablement produits vers 500 km d'altitude.

La distribution de masse d'un agrégat fractal est telle que la masse située dans une sphère de rayon r centrée sur un monomère vérifie la relation :

$$m(r) \propto r^{D_f} \quad (8.1)$$

Ce type de modèle eulérien permet une description complète de la distribution des aérosols et permet de suivre son évolution temporelle. Néanmoins, la résolution numérique des équations microphysiques en fait un outil très couteux en temps de calcul. Ces modèles ne sont pas adaptés pour une utilisation intensive dans le cadre d'études d'atmosphères planétaires. Pour l'étude de l'atmosphère de Titan, on s'intéresse en général uniquement à l'état stationnaire, mais l'on cherche l'influence d'un grand nombre de paramètres. Ce type d'étude nécessite des modèles rapides permettant de considérer de nombreuses possibilités. Pour ces raisons, Rannou et al. (2003) présentent un modèle plus rapide permettant d'obtenir des résultats équivalents.

Le modèle Rannou et al. (2003), basé sur l'approche de McKay et al. (1989), est une solution analytique de la croissance et de la sédimentation des aérosols. La densité des aérosols se

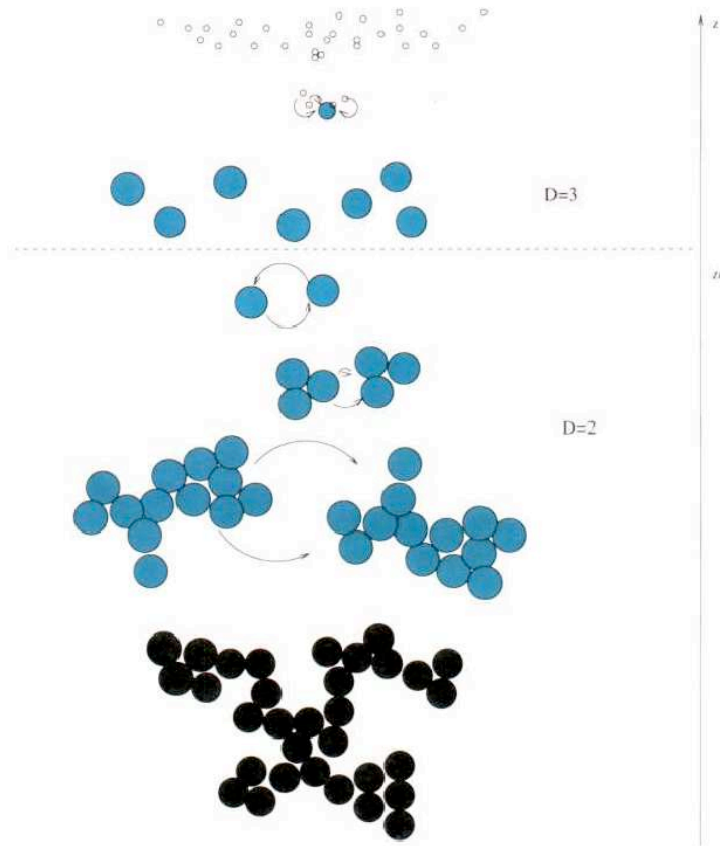


FIG. 8.1 – Mécanisme de formation des aérosols en deux étapes

déduit de la vitesse de sédimentation et de la conservation de la masse. En supposant un état stationnaire, le modèle permet donc d'obtenir la taille et la densité des aérosols en fonction de l'altitude.

La croissance des aérosols se déroule en deux phases, similaires à celles du modèle de [Cabane et al. \(1992\)](#), mais inclut également des processus de diffusion turbulente. Dans la zone de production, les aérosols sont des sphères de tailles très hétérogènes. En dessous de l'altitude de formation, les monomères sphériques ont tous à peu près la même taille et s'agrègent entre eux pour former des structures fractales.

8.2 Propriétés optiques des aérosols

8.2.1 Indice complexe de réfraction

Une onde plane se propageant dans un milieu conserve son caractère plan jusqu'à ce qu'elle rencontre une particule diffusante. La présence de cette particule déforme l'onde incidente ce qui a pour conséquence :

- d'une part, de diminuer l'amplitude de l'onde,
- d'autre part, à une distance grande devant la longueur d'onde et la taille de la particule, de générer une onde sphérique s'éloignant de la particule.

L'énergie totale cédée par l'onde incidente correspond à l'*extinction*. L'énergie emportée par l'onde sphérique est l'énergie *diffusée*. La différence avec l'extinction représente l'énergie *absorbée*.

La résolution des équations de Maxwell dans un milieu différent du vide permet d'écrire le champ électrique d'une onde se propageant dans la direction x comme :

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i\frac{\omega}{c}(\tilde{n}x - ct)} \quad (8.2)$$

où ω est la fréquence de l'onde, \vec{E}_0 sa norme et \tilde{n} est appelé **indice de réfraction complexe**.

En décomposant les parties réelle et imaginaire, on a :

$$\tilde{n} = n_r + in_i \quad (8.3)$$

L'indice de réfraction dépend de la permittivité diélectrique du milieu, de la perméabilité magnétique et de la conductivité du milieu.

Avec le développement de l'équation 8.3, le champ électrique peut s'écrire :

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{-\frac{\omega}{c}n_i x} e^{i\frac{\omega}{c}(n_r x - ct)} \quad (8.4)$$

Il s'agit donc d'une onde dont l'amplitude décroît lors de sa propagation dans le milieu. **La partie imaginaire n_i traduit les propriétés d'extinction du milieu.** La partie réelle n_r de l'indice de réfraction correspond à l'indice tel que le conçoit l'optique géométrique, c'est à dire le rapport entre la vitesse de l'onde dans le vide c et celle dans le milieu considéré.

8.2.2 Analogues de laboratoire

Depuis 30 ans, des expériences de laboratoire sont menées par différentes équipes afin de synthétiser des analogues des aérosols de Titan. Ces expériences visent à reproduire les conditions de production photochimique des aérosols. Un mélange gazeux, composé d'azote et de méthane en proportions variables, est irradié avec de la lumière UV, des décharges électriques ou des électrons de haute énergie. Ces processus visent à reproduire la source d'énergie responsable de la dissociation de N_2 et de CH_4 . Sur Titan, la source d'énergie provient du rayonnement UV du Soleil, des rayons cosmiques et du bombardement de l'atmosphère par des électrons très énergétiques de la magnétosphère de Saturne. Ces expériences produisent de la matière organique solide appelée « tholins » par Carl Sagan (ce qui signifie « boue » en grec), de couleur variable, entre l'orangé et le brun.

Par la suite, la composition du matériau produit, sa structure organique et ses propriétés optiques sont étudiées. Ces dernières sont particulièrement importantes car ce sont elles qui permettent de comparer les analogues produits avec les observations réelles d'absorption et de diffusion par les aérosols de Titan. Les propriétés optiques des tholins trouvent des applications autres que sur Titan dans l'étude des surfaces des objets du système solaire.

Les résultats des expériences de [Khare et al. \(1984\)](#) restent aujourd'hui les plus utilisés, ce qui facilite la comparaison des modèles entre eux. La raison principale de la large utilisation des constantes optiques des tholins de [Khare et al. \(1984\)](#) est qu'elles permettent de reproduire les observations à courte longueur d'onde, dans l'UV et le visible. L'autre avantage de cette étude est la large gamme spectrale couverte, qui s'étend de $0,025 \mu\text{m}$ à $920 \mu\text{m}$. Ces tholins sont donc considérés comme des analogues raisonnables des aérosols de Titan.

Dans l'expérience de [Khare et al. \(1984\)](#), les tholins sont produits par une décharge électrique continue (D.C.) dans un mélange gazeux constitué de 90% de N_2 et de 10% de CH_4 à basse pression (0,2 mbar) et à température ambiante. Les parties réelle et imaginaire de l'indice de réfraction complexe des tholins furent mesurées entre 0,025 μm à 920 μm . L'indice de réfraction imaginaire est tracé sur la figure 8.2 dans l'intervalle spectral 0,4 μm - 5 μm .

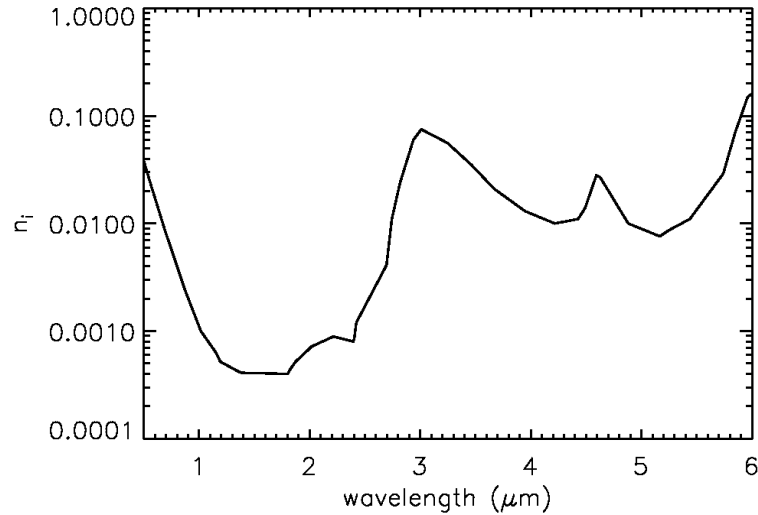


FIG. 8.2 – Variation de l'indice de réfraction imaginaire k des tholins de [Khare et al. \(1984\)](#)

Sur la figure 8.2, on constate une forte absorption en dessous de 0,7 μm , c'est-à-dire dans le domaine visible. Ce constat est en accord avec le comportement spectral des brumes de Titan, totalement opaques dans le domaine visible et donnant à Titan sa couleur orangée caractéristique. On remarque également deux augmentations de n_i à 3 μm et 4,6 μm . Le pic à 4,6 μm est caractéristique de la transition vibrationnelle de la liaison $C\equiv N$. Celui à 3 μm a été attribué à la liaison $C-H$ par [Khare et al. \(1984\)](#), puis à la liaison $N-H$ par [Imanaka et al. \(2004\)](#).

D'autres expériences de laboratoire du même type ont été réalisées dans des conditions expérimentales variées. Un récapitulatif est présenté dans la tableau 8.1.

Référence	Pression	Température	Mélange gazeux initial	Intervalle étudié
Khare et al. (1984)	20 Pa	300 K	90% N_2 , 10% CH_4	0,02-920 μm
McDonald et al. (1994)	200 Pa	300 K	90% N_2 , 10% CH_4	2,5-20 μm
McKay (1996)	$1,5 \times 10^5$ Pa	300 K	90% N_2 , 10% CH_4	0,2-0,75 μm
Coll et al. (1999)	$\simeq 200$ Pa	100-300 K	98% N_2 , 2% CH_4	2,35-40 μm
Ramirez et al. (2002)	$\simeq 100$ Pa	300 K	98% N_2 , 2% CH_4	0,2-0,9 μm
Tran et al. (2003)	93 324 Pa	297 K	98% N_2 , 1,8% CH_4	0,2-16 μm
Imanaka et al. (2004)	13 - 2 300 Pa	$\simeq 300$ K	90% N_2 , 10% CH_4	1,43-25 μm

TAB. 8.1 – Principales expériences de laboratoire de synthèse de matériaux organiques de type tholins.

8.2.3 Diffusion par des particules

Le traitement de la diffusion du rayonnement par des particules dépend de la taille r de celles-ci et de la longueur d'onde λ de l'onde. On définit le **paramètre de taille** x par :

$$x = \frac{2\pi r}{\lambda} \quad (8.5)$$

Si les particules sont petites devant la longueur d'onde ($x \ll 1$), on utilise l'approximation dipolaire : chaque particule est assimilée à un dipole rayonnant. L'émission résultante est appelée **diffusion Rayleigh**. Elle s'applique aux molécules de gaz de l'atmosphère. Sur Terre, c'est le phénomène à l'origine de la couleur bleue du ciel.

Si les particules sont grandes devant la longueur d'onde ($x \gg 1$), alors ce sont les lois de l'optique géométrique qui sont utilisées.

Lorsque la taille des particules et la longueur d'onde sont du même ordre de grandeur ($x \simeq 1$), les approximations ci-dessus ne sont plus valables. Une résolution exacte des équations de Maxwell est nécessaire. La **théorie de Mie** est une solution formelle pour traiter l'interaction d'une onde plane avec une sphère diélectrique. Pour des situations plus complexes, un traitement numérique est généralement utilisé pour le calcul des fonctions de diffusion.

8.2.4 Diffusion par des agrégats fractals

La structure fractale des aérosols de Titan est plus complexe que les simples sphères de la théorie de Mie. Un traitement approprié est nécessaire.

Une théorie exacte de la diffusion par des agrégats de sphères a été décrite par [Xu \(1995\)](#). Cette théorie détaillée permet le calcul des caractéristiques de la lumière diffusée : sections efficaces, fonctions de phase et polarisation. Elle s'applique à des agrégats de configuration arbitraire, composés d'un nombre arbitraire de sphères isotropiques et homogènes, mais dont la taille et la composition peut varier.

Le traitement en champ moyen pour des agrégats fractals composés de sphères identiques a été développé par [Botet et al. \(1997\)](#), puis appliqué à Titan par [Rannou et al. \(1997\)](#). Le principe est l'application de la théorie de Mie à chaque sphère individuelle. Chaque sphère reçoit le même rayonnement incident et le diffuse de manière identique (diffusion de Mie). L'interaction entre ces rayonnements est traitée par la méthode du champ moyen : chaque sphère « voit » un champ moyen représentant l'effet de l'ensemble de l'agrégat.

Cette technique permet le calcul des sections efficaces de diffusion et d'extinction, mais des informations de polarisation sont perdues dans cette approche. De plus, cette méthode est particulièrement coûteuse en temps de calcul. Or, comme pour les modèles microphysiques, l'étude d'un large éventail de valeurs de paramètres nécessite un code de calcul suffisamment rapide pour être utilisé de manière intensive.

[Rannou et al. \(1999\)](#) présentent un modèle semi-empirique plus rapide permettant le calcul des fonctions de phase et des sections efficaces de diffusion et d'absorption. Le principe consiste à remplacer les équations auto-consistantes du modèle de [Botet et al. \(1997\)](#) par des équations semi-empiriques. Par exemple, on constate que les fonctions de phase d'un monomère et d'un

agrégat sont similaires, sauf dans la cas de diffusion vers l'avant. En utilisant ce type de considérations, ce modèle est 10 à 50 fois plus rapide que l'étude détaillée tout en obtenant les mêmes résultats que l'approche en champ moyen.

De manière générale, les particules fractales n'ont pas le même comportement vis-à-vis de la lumière selon la longueur d'onde. Dans le visible et l'infrarouge, les aérosols se comportent comme des sphères compactes homogènes, alors que dans le domaine UV, les photons sont plutôt sensibles à la structure interne des agrégats, donc à la dimension fractale, à la taille et au nombre de monomères.

8.2.5 Modèles utilisés

Dans cette thèse, des modèles d'agrégats fractals d'aérosols sont utilisés pour modéliser la valeur du continu observé dans les spectres en transmission VIMS. Ces aérosols sont constitués de monomères dont les propriétés optiques sont celles des tholins de [Khare et al. \(1984\)](#). Nous avons vu au début de ce chapitre que la taille des monomères est contrainte par les observations des fonctions de phase et de la polarisation. Les récentes observations in-situ par l'instrument DISR de la sonde Huygens ont montré qu'une taille de $0,05 \mu\text{m}$ ou inférieure est nécessaire pour modéliser les observations ([Tomasko et al. 2005; 2008](#)).

Dans cette thèse, nous considérons 10 types d'agrégats composés de N_s monomères de $0,05 \mu\text{m}$ de rayon avec :

$$N_s \in [1; 3; 10; 30; 100; 300; 1\ 000; 3\ 000; 10\ 000; 30\ 000] \quad (8.6)$$

Les sections efficaces d'extinction $\sigma_{N_s}(\lambda)$ ont été fournies par Pascal Rannou pour chaque type d'agrégats, pour des longueurs d'onde comprises entre $0,1 \mu\text{m}$ et $5,5 \mu\text{m}$, avec un pas de $0,01 \mu\text{m}$. La variation spectrale de ces sections efficaces est représentée sur la figure 8.3. On retrouve les deux pics à $3 \mu\text{m}$ et $4,6 \mu\text{m}$ caractéristiques des tholins de [Khare et al. \(1984\)](#). Ces pics sont plus importants pour les petites valeurs de N_s . On constate également que la pente spectrale à courte longueur d'onde est plus raide pour les petits agrégats. Actuellement, le nombre de monomère par agrégat est principalement contraint par des observations dans le domaine visible, en dessous de $1 \mu\text{m}$, comme les observations DISR par exemple. Cette pente spectrale est l'un des paramètres ajustés pour contraindre N_s .

Ces données résultent des nombreux travaux menés sur les agrégats fractals et leurs propriétés optiques présentées ci-dessus. Ces fichiers de données sont à la base de tous les résultats sur les aérosols présentés par la suite.

8.3 Application aux données d'occultation

8.3.1 Profils d'extinction

Les équations 6.9 et 6.16 nous ont permis d'introduire les notions de transmission et d'opacité (ou profondeur optique). L'opacité des aérosols à la longueur d'onde λ subie par des rayons passant à une altitude minimum z_{min} est liée à l'extinction e_λ par l'équation :

$$\tau_\lambda(z_{min}) = \int_{trajet} e_\lambda ds \quad (8.7)$$

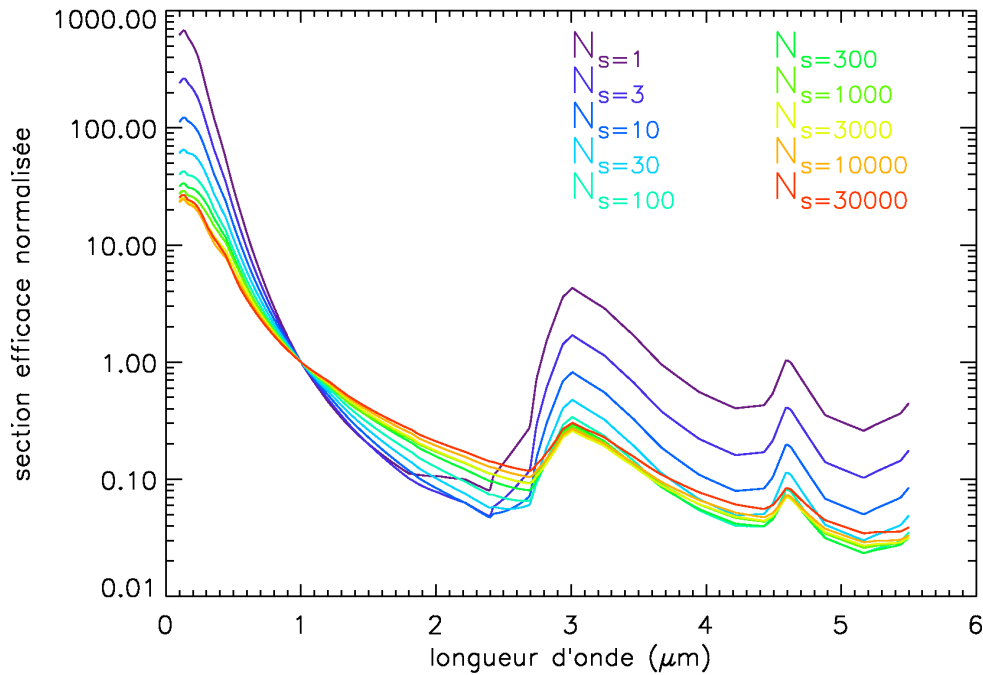


FIG. 8.3 – Variation spectrale des sections efficaces utilisées pour chacun des 10 types d'agrégats considérés. Les sections efficaces ont été normalisées à 1 à $\lambda=1 \mu\text{m}$ pour les comparer facilement.

Considérons une occultation au cours de laquelle p altitudes sont étudiées. $z_{\min}(i=0)$ correspond à la ligne de visée de plus basse altitude, $z_{\min}(i=p-1)$ correspond à la ligne de visée la plus haute. En fixant à 1 000 km la limite supérieure de l'atmosphère, on peut alors découper l'atmosphère en p couches concentriques, la couche i étant délimitée par $z_{\min}(i)$ en limite inférieure et $z_{\min}(i+1)$ en limite supérieure (Cf. figure 8.4).

L'opacité due aux aérosols pour les rayons d'altitude minimum $z_{\min}(i)$ s'obtient en sommant l'extinction dans toutes les couches traversées, c'est-à-dire les couches d'indice $j \in [i; p-1]$:

$$\tau_{\lambda}(z_{\min}(i)) = \sum_{j=i}^{i=p-1} e_{\lambda}(j) ds(j) \quad (8.8)$$

où $ds(j)$ est le trajet de la lumière dans la couche j et $e_{\lambda}(j)$ est l'extinction dans la couche j (Cf. figure 8.5). On suppose l'extinction constante à l'intérieur de chaque couche, ce qui est une hypothèse raisonnable lorsque l'épaisseur des couches est inférieure à la hauteur d'échelle atmosphérique.

L'équation 8.8 s'établit pour chacune des p lignes de visée, ce qui définit un jeu de p équations pour lesquelles :

- $ds(j)$ se calcule par de simples calculs géométriques à partir des altitudes $z_{\min}(i)$ (Cf. équation 7.11),
- l'opacité $\tau_{\lambda}(z_{\min}(i))$ est donnée par les observations : c'est l'opposé du logarithme de la transmission (Cf. équation 6.16),
- l'extinction $e_{\lambda}(j)$ dans chaque couche est donc la seule inconnue.

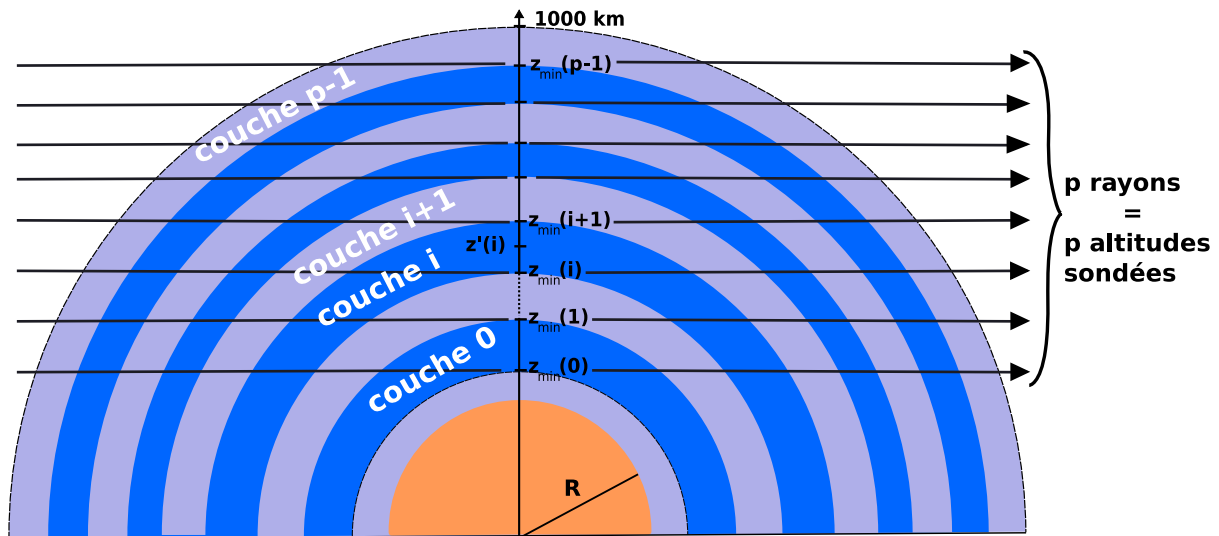


FIG. 8.4 – Définition des notations utilisées pour le découpage de l'atmosphère.

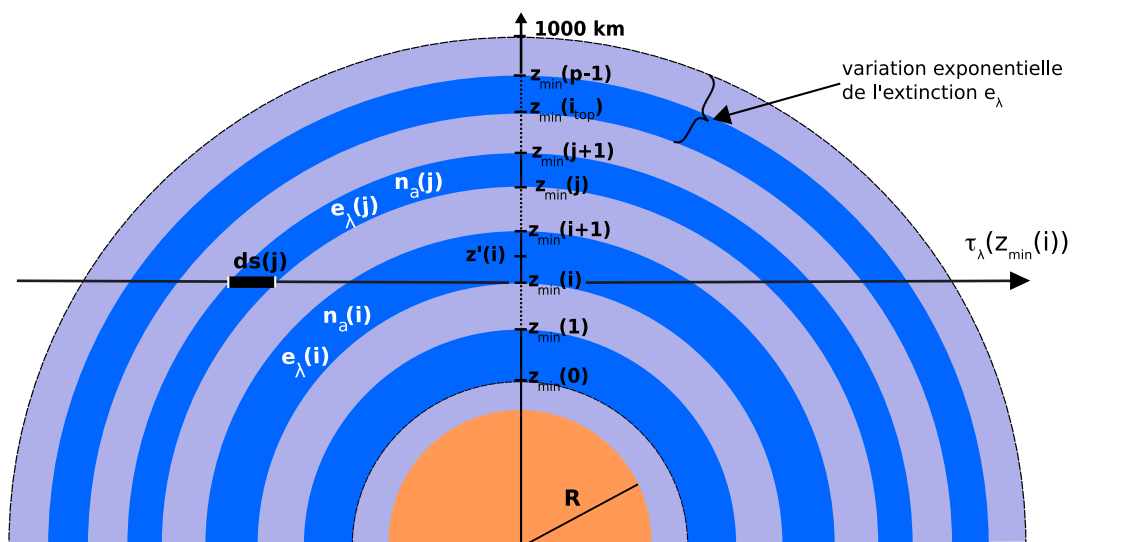


FIG. 8.5 – Définition des notations pour le calcul des profils d'extinction et de densité pour une altitude minimum de visée $z_{min}(i)$.

Pour chaque longueur d'onde, un processus d'inversion « en pelures d'oignon » permet de calculer les profils d'extinction à partir de la transmission observée. L'inversion commence à l'altitude $z_{min}(i_{top})$ où $i_{top} < p - 1$. En effet, si l'on débute l'inversion à l'altitude visée la plus élevée ($i_{top} = p - 1$), des couches pour lesquelles l'extinction par les aérosols n'est pas encore détectée sont utilisées. D'une part, cela allonge inutilement le temps de calcul et d'autre part, le bruit sur la valeur de la transmission, alors voisine de 1, induit des erreurs qui se propagent tout au long du calcul. En effet, pour des lignes de visée entre 800 et 1 000 km, la transmission peut prendre des valeurs supérieures à 1 à cause du bruit de mesure, ce qui induit des erreurs de calcul.

On choisit donc de commencer l'inversion à $z_{min}(i_{top})$ ($i_{top} < p-1$). Pour les couches d'indice compris entre i_{top} et $p-1$, on suppose que l'extinction décroît exponentiellement avec l'altitude avec une hauteur d'échelle caractéristique de ces altitudes :

$$\text{Pour } i_{top} < i < p-1, \quad e_{\lambda}(i) = e_{\lambda}(i_{top})e^{-\frac{z'(i)-z'(i_{top})}{H}} \quad (8.9)$$

où $z'(i)$ est l'altitude du milieu de la couche i , définie par $z'(i) = \frac{z_{min}(i+1)+z_{min}(i)}{2}$ (Cf. figure 8.4)

En utilisant des valeurs typiques à 800 km d'altitude dans l'atmosphère de Titan :

$$T = 160 \text{ K} \quad m = 28 \times 10^{-3} \text{ kg.mol}^{-1} \quad g = 0,76 \text{ m.s}^{-2} \quad \implies H \simeq 62 \text{ km} \quad (8.10)$$

L'hypothèse d'une extinction constante au-dessus de $z_{min}(i_{top})$ a également été testée. Nous avons pu constater que cette hypothèse n'a pas d'influence sur le résultat. Dans le cas contraire, nous aurions alors dû commencer l'inversion à une altitude plus élevée.

Une fois l'extinction $e_{\lambda}(i_{top})$ déterminée, on en déduit successivement les valeurs de $e_{\lambda}(i)$ pour $i = i_{top} - 1, i_{top} - 2, \dots, 0$, où l'indice 0 correspond à la dernière altitude utilisée, choisie telle que la transmission soit nulle ou inférieure au seuil de détection de l'instrument. Ainsi, pour $i \in [i_{top} - 1, 0]$,

$$e_{\lambda}(i) = \frac{1}{ds(i)} \left(\tau_{\lambda}(z_{min}(i)) - \sum_{j=i+1}^{p-1} e_{\lambda}(j) ds(j) \right) \quad (8.11)$$

On réitère ce processus à chaque longueur d'onde λ du continu afin d'obtenir un profil de l'extinction entre $z_{min}(0)$ et $z_{min}(p-1)$ pour chaque canal spectral du continu.

Les valeurs du nombre de couches p et de la limite supérieure i_{top} de l'inversion seront précisées dans les chapitres présentant les résultats de chaque observation d'occultation.

8.3.2 Profil de densité

Définitions

L'extinction par des particules dépend de la densité de particules et de la section efficace de celles-ci. On considère 10 types d'agrégats, caractérisés par le nombre N_s de sphères par agrégat. Soit $n_a(i; N_s)$ la densité de particules dans la couche i , c'est-à-dire le nombre d'agrégats fractal par unité de volume. Chaque type d'agrégat possède une section efficace d'extinction $\sigma_{N_s}(\lambda)$ qui varie avec la longueur d'onde. L'extinction dans la couche i est alors donnée par :

$$e_{\lambda}(i) = \tilde{n}_{a,\lambda}(i; N_s) \sigma_{N_s}(\lambda) \quad (8.12)$$

Les sections efficaces σ_{N_s} sont données par les modèles microphysiques et optiques présentés précédemment. L'extinction est calculée en inversant le jeu d'équations 8.8. Pour un type d'agrégat et une longueur d'onde λ fixée, l'équation 8.12 permet d'obtenir un profil de la densité de particules $\tilde{n}_{a,\lambda}(i; N_s)$.

Inversion et résultats préliminaires

Ce calcul peut être fait à toutes les longueurs d'onde où le profil d'extinction est connu. Mais la densité est une quantité indépendante de la longueur d'onde. L'obtention d'un unique profil de densité $n_a^*(i; N_s)$ pour chaque type d'agrégat se déroule selon les étapes suivantes :

- Le profil d'extinction $e_\lambda(i = 0, \dots, p - 1)$ est calculé pour toutes les longueurs d'onde du continu, c'est-à-dire en dehors des bandes d'absorption gazeuse, lorsque seule l'extinction des aérosols est attendue.
- Des profils de densité temporaires $\tilde{n}_{a,\lambda}(i; N_s)$ sont calculés à chaque longueur d'onde du continu en utilisant l'équation 8.12
- A chaque altitude i , la densité $n_a^*(i; N_s)$ est la *médiane* des densités $\tilde{n}_{a,\lambda}(i; N_s)$. Néanmoins, toutes les longueurs d'onde du continu ne sont pas utilisées à chaque altitude. L'extinction des aérosols est plus forte à courte longueur d'onde. Ainsi :
 - aux altitudes les plus hautes (> 500 km environ), l'extinction par les aérosols n'est sensible qu'aux longueurs d'onde inférieures à $2 \mu\text{m}$,
 - à mesure que z_{min} diminue, des longueurs d'onde plus élevées sont incluses,
 - aux altitudes les plus basses (< 120 km environ), la transmission aux courtes longueurs d'onde atteint des valeurs trop faibles, tout le flux solaire est absorbé. Seules les longueurs d'onde supérieures à $2 \mu\text{m}$ sont alors utilisées.

Les limites choisies seront détaillées dans les chapitres traitant des résultats de chaque observation.

Ajustement aux données et résultat final

En réalité, les 10 profils de densité ainsi obtenus sont considérés comme un résultat préliminaire, $n_a^*(i; N_s)$. Afin d'obtenir des barres d'erreur et un meilleur ajustement des données, un *test de χ^2* est réalisé pour obtenir les profils de densité finaux $n_a(i; N_s)$. Les étapes de cet ajustement sont les suivantes :

- Soit N_s fixé.
- On se place à l'altitude étudiée la plus élevée $z_{min}(i_{top})$.
- On considère un intervalle de densité $[n^-(i_{top}), n^+(i_{top})]$ contenant la valeur initiale $n_a^*(i_{top}; N_s)$.
- Pour chaque valeur n' de l'intervalle $[n^-(i_{top}), n^+(i_{top})]$ on calcule la transmission $T(n', i_{top})$.
- On compare la transmission $T(n', i_{top})$ aux données en calculant la fonction test $\chi^2(n')$ définie par :

$$\chi^2(n') = \sum_{\lambda} \frac{(T(VIMS, i_{top}) - T(n', i_{top}))^2}{\sigma_e^2(\lambda)} \quad (8.13)$$

où $T(VIMS, i_{top})$ est la transmission observée et $\sigma_e^2(\lambda)$ l'erreur sur les données. La somme se fait sur un ensemble de canaux spectraux correspondant au continu et choisi de la même manière que pour le calcul de $n_a^*(i_{top}; N_s)$.

- On cherche la valeur de la densité n' qui minimise $\chi^2(n')$ (tests de χ^2). C'est la valeur finale de la densité $n_a(i_{top}; N_s)$.

On réitère le processus successivement pour la densité dans les couches $i = i_{top} - 1, i_{top} - 2, \dots, 1, 0$. Pour la couche d'indice i , on fait un test de χ^2 pour un ensemble de densités n' dans un intervalle contenant $n_a^*(i; N_s)$. Pour le calcul de la transmission $T(n', i)$, on utilise les densités $n_a(j, N_s)$ précédemment calculées pour les couches d'indice $j > i$.

On obtient ainsi le profil de densité $n_a(i; N_s)$, puis le processus est répété pour chacune des 10 valeurs de N_s afin d'obtenir les 10 profils de densité correspondants.

8.3.3 Autre approche : dépendance spectrale de l'opacité

Dans une étude de l'opacité des aérosols, il est classique de s'intéresser à la dépendance en longueur d'onde de l'opacité observée. Pour des aérosols dont la taille est de l'ordre de la longueur d'onde, on suppose généralement une loi exponentielle pour l'opacité (diffusion de Mie) telle que :

$$\tau_\lambda(z) = \tau_{\lambda_0}(z) \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} \right)^{-q} \quad (8.14)$$

L'exposant q est un paramètre à déterminer qui contient des informations sur la structure et la taille des particules. Si l'on suppose une structure donnée, par exemple des agrégats fractal de dimension fractal $D_f=2$, alors q apporte des informations sur la taille des particules. Cependant, cet aspect n'est pas abordé dans cette thèse.

En 2003, l'observation d'une occultation stellaire par Titan a permis d'obtenir une valeur de $q = 1.8 \pm 0.5$ (Sicardy et al. 2006). Pour obtenir ce résultat, les auteurs utilisèrent le flash central qui apparaît dans les courbes de lumière observées à des longueurs d'onde entre 0,5 et 2,2 μm . Cette augmentation du flux au milieu de l'occultation est créée par les rayons traversant l'atmosphère à une altitude voisine de 240 km ($\simeq 0,3$ mbar).

A partir des données DISR, Tomasko et al. (2008) ont déduit une valeur de $q = 0,97$ en dessous de 30 km, $q = 1,41$ entre 30 et 80 km et $q = 2,34$ au-dessus de 84 km d'altitude.

En analysant la pente spectrale de l'opacité des spectres observés par VIMS pour les occultations traitées dans cette thèse, nous pourrions comparer nos valeurs avec ces dernières.

Nous avons détaillé dans cette seconde partie les principales méthodes implémentées au cours de cette thèse pour l'étude des données VIMS d'observation d'occultation par Titan. Nous allons détailler dans les prochaines parties les résultats obtenus.

Troisième partie

III. L'occultation solaire T10

Chapitre 9

Les courbes de lumière

Sommaire

9.1	Présentation des données	85
9.1.1	Informations générales	85
9.1.2	Résolution verticale	86
9.1.3	Effets du port solaire	87
9.2	Réduction des données	90
9.2.1	Calibration	90
9.2.2	Calcul des altitudes sondées	90
9.2.3	Calcul des courbes de lumière	91
9.2.4	Correction de la pente de l'émergence	93
9.2.5	Calcul des spectres	95
9.3	Analyse préliminaire	98
9.3.1	Réfraction ou absorption ?	98
9.3.2	Visualisation 2D des données	98
9.3.3	Anomalie à $2\mu\text{m}$	100

9.1 Présentation des données

9.1.1 Informations générales

La sonde Cassini a effectué son dixième survol de Titan (*T10 fly-by*) le 15 janvier 2006. A cette occasion, l'instrument VIMS a observé sa première occultation solaire par l'atmosphère de Titan. Le port solaire, décrit dans la section 4.3.2, a été utilisé pour acquérir ces données. La sonde Cassini se trouvait alors à une distance de 8 000 à 10 000 km de Titan et sa stabilisation était assurée par les tuyères. Lors de l'immersion, le passage du Soleil derrière Titan s'est déroulée vers la latitude de 41°S et l'émergence vers 71°S . Le trajet de Cassini par rapport à Titan est représenté sur la figure 9.1 et le trajet du Soleil derrière Titan sur la figure 9.2

Les paramètres instrumentaux utilisés pour cette observation sont les suivants :

- utilisation du port solaire,
- mode IMAGE,
- instrument infrarouge uniquement, soit 256 canaux spectraux entre $0,85$ et $5,1 \mu\text{m}$,

- taille des images : 12×12 pixels, avec un offset par rapport au centre du détecteur de 29 pixels dans la direction X et de 48 pixels dans la direction Z,
- temps d'exposition : 40 msec par pixel,
- temps d'acquisition d'un cube : 6,9 s,
- nombre de cubes : 617.

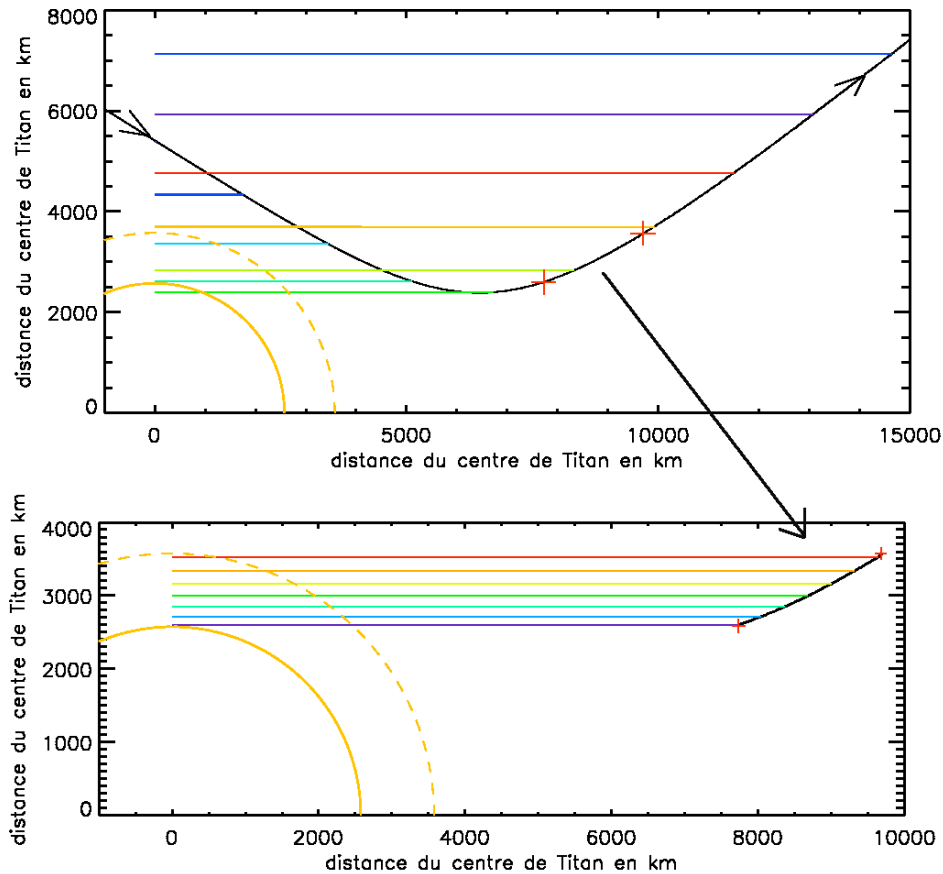


FIG. 9.1 – Trajet de la sonde Cassini par rapport à Titan. Les lignes horizontales colorées représentent quelques lignes de visée. En haut : parcours total de la sonde pendant l'occultation (617 cubes). Pendant l'acquisition des 63 cubes étudiés (Cf ci-après), Cassini se situe entre les deux croix rouges. En bas : agrandissement du parcours entre les deux croix rouges.

9.1.2 Résolution verticale

Les pixels du détecteur de VIMS ont une résolution angulaire de $0,5 \times 0,5$ mrad. Les images de 12×12 pixels définissent donc un champ de 6×6 mrad. Avec une distance typique de Cassini au plan d'observation (distance D dans la figure 5.1a) de 7 700 à 9 700 km, chaque cube couvre une portion d'atmosphère de 46 à 58 km dans chaque direction.

Le Soleil est à une distance moyenne de 10 UA de Titan, soit $1,5 \times 10^9$ km. Son diamètre apparent est d'environ 0,9 mrad, soit $0,05^\circ$. Cependant, la taille réelle du Soleil sur le détecteur est supérieure à 2 pixels à cause de l'effet du port solaire comme nous le verrons ci-après.

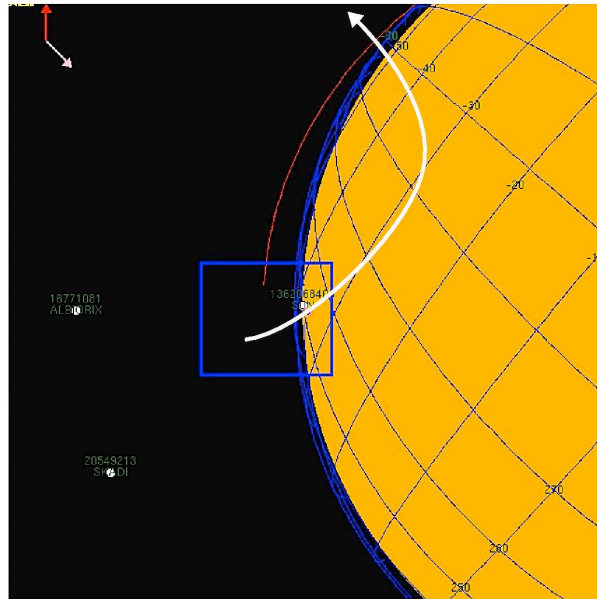


FIG. 9.2 – Trajet du Soleil lors de l’occultation T10. La flèche blanche indique le trajet suivi derrière Titan. Image produite avec le logiciel *Detour* de planification des observations VIMS.

Perpendiculairement à la ligne de visée, le diamètre angulaire du Soleil correspond à une taille verticale dans l’atmosphère de 7 à 10 km, variable selon la distance d’observation. La taille de l’image du Soleil est donc inférieure à la hauteur d’échelle moyenne de l’atmosphère ($\simeq 40$ km). Il n’y a donc pas d’effet moyennant dû à la taille finie du Soleil. En effet, si la taille de l’image du Soleil est supérieure à la hauteur d’échelle, l’observation d’une image correspond à l’observation simultanée de plusieurs échelles de hauteur, ce qui moyenne les éventuelles variations existantes dans la couche d’atmosphère étudiée.

9.1.3 Effets du port solaire

Défaut de pointage

La figure 9.3 présente quatre images à $\lambda = 2 \mu\text{m}$ (bande 68) à différents instants de l’immersion et de l’émersion (cubes CM_1516018263_1.cub (1 374 km), CM_1516018736_1.cub (240 km), CM_1516019537_1.cub (177 km), CM_1516019719_1.cub (551 km)). On constate que, pendant toute l’immersion, le Soleil est sur le bord du détecteur. Il rentre peu à peu dans le champ de l’instrument, mais il n’y est pas intégralement au moment de l’occultation totale. Par conséquent, il manque une partie du flux solaire : les données de l’immersion ne sont pas utilisables. Pendant l’émersion, le Soleil est dans le champ de VIMS mais sa position sur le détecteur change d’image en image. Les causes de ce défaut de pointage n’ont pas été totalement identifiées. Sur la figure 9.4, on peut voir les différentes positions du pixel le plus brillant qui représente la position du photocentre du Soleil.

La sonde Cassini étant relativement proche de Titan lors de cette observation, les tuyères ont été utilisées pour assurer le contrôle d’attitude de la sonde. Cette méthode, moins stable que les roues à réaction (Cf. section 4.3.3), peut être à l’origine de ce défaut de pointage.

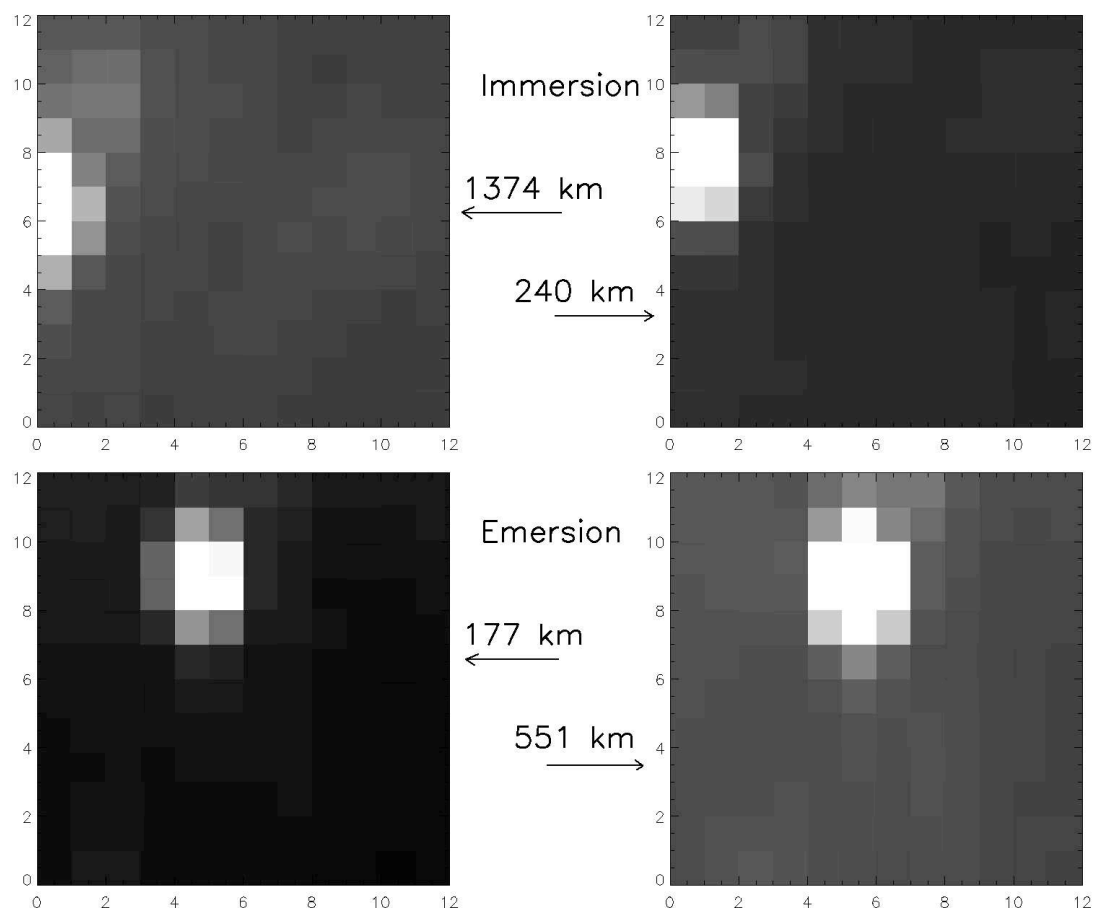


FIG. 9.3 – Images du Soleil à $2 \mu\text{m}$ pendant l'immersion (en haut) et l'émergence (en bas).

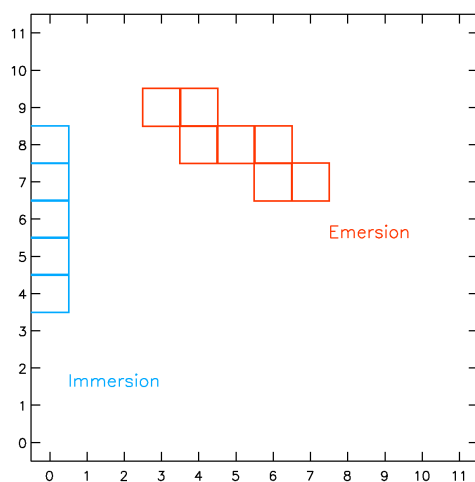


FIG. 9.4 – Position du pixel le plus brillant pendant l'immersion (en bleu, cubes 0 à 279) et l'émergence (en rouge, cubes 366 à 616)

Déformation des images

Un exemple d'image du Soleil pendant l'émergence est présentée sur la figure 9.3 (en bas à droite). On constate sur celle-ci que l'image du Soleil n'est pas circulaire : les pixels les plus brillants s'étalent sur une surface de 3×4 pixels. Cette déformation dans la direction Z est due au port solaire qui a tendance à déformer les images dans cette direction. Cet effet avait déjà été constaté lors de la calibration du port solaire (Cf. Brown et al. (2004)).

Flux de l'arrière plan (*background light*)

Nous avons aussi pu constater que le flux hors de l'image du Soleil n'est pas égal à 0, même pour les images acquises bien en-dehors de l'atmosphère de Titan. Le spectre de ce fond a été comparé au spectre du Soleil et on peut constater sur la figure 9.5 qu'ils sont similaires. Ce flux de l'arrière plan est donc attribué à des photons solaires diffusés à l'intérieur du système optique du port solaire. Ce flux lumineux n'est donc pas soustrait pour le calcul des courbes de lumière et des spectres.

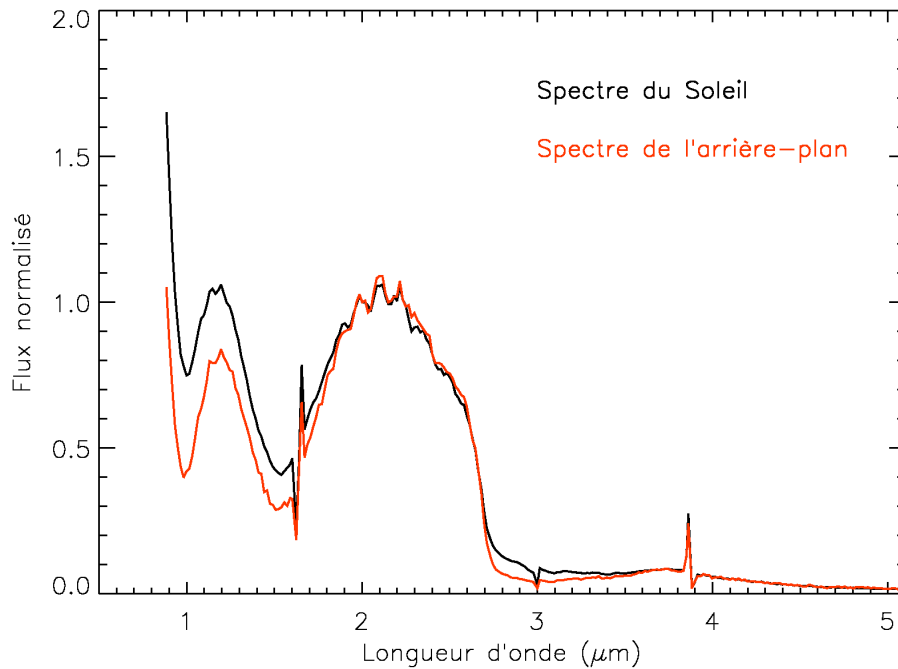


FIG. 9.5 – Comparaison du spectre de référence du Soleil (noir) avec celui de l'arrière plan (rouge) pour le cube N°500 (CM_1516020448_1.cub) qui correspond à une altitude de 2 624 km au-dessus de la surface de Titan. Les deux spectres sont normalisés à 1 à 2 μm .

On peut noter que le spectre solaire observé par VIMS et présenté dans la figure 9.5 ne ressemble pas au spectre solaire dont on a l'habitude, à savoir une forme très proche de celle du spectre d'un corps noir. En effet, il s'agit d'un spectre non calibré, déformé par les variations de sensibilité des différents canaux spectraux de l'instrument. On s'intéresse ici à la transmission qui est une mesure relative. Une calibration absolue des spectres utilisés n'est donc pas utile puisqu'il s'agit du rapport de deux spectres. C'est un avantage de la méthode des occultations.

9.2 Réduction des données

9.2.1 Calibration

Lors de l'acquisition des cubes de données par l'instrument VIMS, le bruit thermique instrumental est soustrait à bord (et éventuellement sauvegardé dans le cube). Les données sont ensuite renvoyées vers la Terre. Elles sont téléchargées sur un serveur internet dédié qui permet la calibration des données avant leur récupération (McCord et al. 2004). Pour les données de l'occultation solaire T10, les paramètres de calibration utilisés sont les suivants :

files	=	.
descend	=	no
mark_saturated	=	yes
despike	=	yes
save_text_spike_file	=	no
despike_param1	=	16
despike_param2	=	3,0
despike_param3	=	3,4
despike_param4	=	3,4
vis_flat_field	=	yes
ir_flat_field	=	yes
vis_background	=	yes
ir_background	=	auto
to_specific_energy	=	yes
to_l_over_F	=	no
times_pi	=	no
splitcubes	=	no
backplanes	=	no
keepcomposite	=	yes
geocentric	=	no

Dans cette liste de paramètres on constate que :

- `despike = yes` : Les «spikes», c'est-à-dire les mauvais pixels et les rayons cosmiques, sont enlevés.
- `ir_flat_field = yes` : chaque cube a été divisé par le *flat*, c'est-à-dire un cube de donnée acquis sur une source d'intensité uniforme, ce qui permet de corriger les différences de gain des pixels du détecteur.
- `ir_background = auto` : Aucune correction n'est faite, le fond est soustrait à bord.
- `to_specific_energy = yes` : Les valeurs brutes du cubes sont multipliées par le modèle de performance de l'instrument IR et converties en énergie spécifique.

9.2.2 Calcul des altitudes sondées

Chaque cube correspond à une altitude de visée différente. En utilisant un programme basé sur les routines SPICE et un programme de tracé de rayon (Cf. section 5.2), on calcule pour chaque cube l'altitude sondée qui correspond à l'altitude minimale à laquelle passent les rayons et qui apporte la contribution principale aux effets d'absorption. Il s'agit donc de l'altitude par rapport à la surface de Titan de la droite reliant le centre du Soleil au centre de la sonde Cassini. Avec cette méthode, le mouvement du soleil sur le détecteur n'introduit pas d'erreur sur le calcul de l'altitude visée.

Par ces mêmes calculs, on obtient également la latitude et la longitude des points de plus courte approche de la ligne de visée à la surface de Titan. Les valeurs des altitudes visées et des latitudes pour les 63 cubes étudiés (Cf. ci-dessous) sont présentées en annexe A.

9.2.3 Calcul des courbes de lumière

Calcul

Le premier résultat de l'observation d'une occultation est une courbe de lumière, c'est-à-dire la représentation du flux observé en fonction du temps ou de l'altitude sondée. Les données VIMS sont des cubes multispectraux. Pour chaque temps (ou chaque altitude), on a 256 images, une par canal spectral. On va donc obtenir 256 courbes de lumière.

Pour obtenir la courbe de lumière à la longueur d'onde λ , on somme dans chaque cube les $12 \times 12 = 144$ pixels de l'image du canal spectral correspondant. Cela permet d'inclure le flux de l'arrière plan, non nul à cause des photons solaires diffusés dans le port solaire.

L'immersion

Les courbes de lumière à $\lambda = 2,02 \mu\text{m}$ et $\lambda = 3,98 \mu\text{m}$ (longueurs d'onde du continu) sont tracées en fonction du numéro de cube et de l'altitude sur la figure 9.6. On constate qu'avant l'immersion, le flux est en augmentation alors que l'instrument observe uniquement le Soleil, hors de toute perturbation et à des altitudes supérieures à 1 000 km. Cette effet est dû au mauvais pointage évoqué ci-dessus. Le Soleil entre progressivement dans le champ de l'instrument : on voit donc un flux croissant. Au moment de l'immersion, le Soleil n'est pas totalement dans le champ puisque l'on constate que le niveau maximum atteint est inférieur au niveau du flux après l'émersion.

Des tentatives de correction de cette augmentation ont été menées puis abandonnées. En effet, il est illusoire de vouloir corriger un effet qui provoque un manque de photons. Toute correction serait sujette à de trop nombreuses hypothèses. La décision fut donc prise de ne pas utiliser les données de l'immersion et de se concentrer sur l'émersion, en particulier sur les 63 cubes de données acquis en dessous de 1 000 km.

Correction des mauvais pixels

On constate dans les courbes de lumière présentées dans la partie supérieure de la figure 9.6 la présence de points très déviants de l'allure moyenne de la courbe de lumière. Ces mauvais points sont dus à de mauvais pixels au niveau du détecteur ou à des rayons cosmiques qui induisent des pixels très brillants sur les images.

Pour une courbe de lumière à la longueur d'onde λ , ces points ont été corrigés avec l'algorithme suivant et le résultat de cette opération est présenté dans la partie inférieure de la figure 9.6.

- un filtre médian est appliqué à la courbe de lumière avec une fenêtre de 50 points,
- on calcule en tout point la valeur absolue de l'écart entre la courbe médiane et la courbe réelle,
- on cherche les points pour lesquels l'écart est supérieur à 9 fois l'écart moyen,
- les points ainsi détectés sont remplacés par la valeur moyenne de leurs deux voisins (droit et gauche)

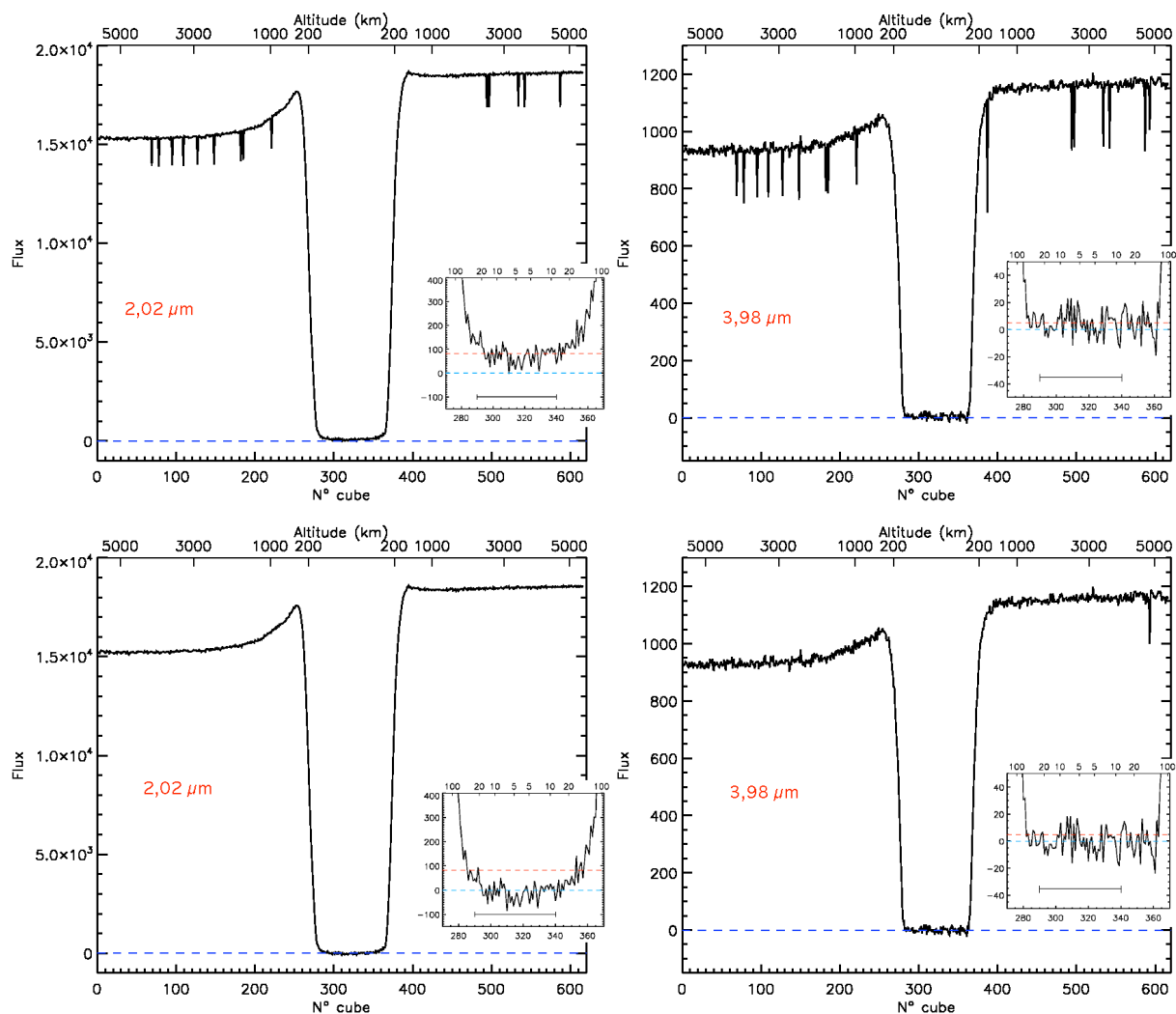


FIG. 9.6 – Courbes de lumière à $\lambda=2,02 \mu\text{m}$ (à gauche) et à $\lambda=3,98 \mu\text{m}$ (à droite). Les courbes dans la partie supérieure sont les courbes avant toute correction. Les courbes dans la partie inférieure sont corrigées des spikes et du niveau $\Psi_0(\lambda)$. Dans les fenêtres présentant un agrandissement du bas de chaque courbe de lumière, la ligne pointillée rouge représente le niveau minimum $\Psi_0(\lambda)$ estimé entre les cubes 290 et 340 (segment noir) et la ligne pointillée bleue indique le niveau 0.

Lorsque le Soleil a complètement disparu derrière Titan, le flux reçu n'est pas nul, ce que l'on peut constater sur les agrandissements de la partie supérieure de la figure 9.6. En effet, l'instrument reçoit le flux émis par Titan et son atmosphère (Cf. section 6.1.5). Ce flux est déterminé en calculant pour chaque courbe de lumière la médiane $\Psi_0(\lambda)$ des 51 points correspondant aux cubes 290 à 340. Ce niveau $\Psi_0(\lambda)$ est représenté par les pointillés rouges dans la figure 9.6. On soustrait ensuite la constante $\Psi_0(\lambda)$ à chaque courbe de lumière. Le résultat de cette correction est visible dans les agrandissements de la partie inférieure de la figure 9.6.

9.2.4 Correction de la pente de l'émergence

La figure 9.7 présente un agrandissement au niveau de l'émergence de trois courbes de lumière aux longueurs d'onde du continu 1,10 μm , 2,02 μm et 3,98 μm . On constate sur ces courbes de lumière que le flux solaire n'est pas constant au-dessus de 1 000 km, contrairement à ce que à quoi on pourrait s'attendre. Le flux solaire est en augmentation avec l'altitude et cela même 2 000 km au-dessus de la surface de Titan, lorsqu'il n'y a plus aucune trace d'atmosphère. Cette excès de lumière est donc anormal.

Ces observations ont été faites avec le port solaire. Mais le port principal n'est pas fermé pendant ce temps. Nous avons donc vérifié l'absence de tout corps lumineux dans le champ du port principal au cours de l'occultation. Or, seul le ciel était visible dans le port principal de VIMS pendant l'observation de l'occultation solaire par le port solaire. Cette hypothèse ne convient donc pas.

Cette légère augmentation du flux solaire est une fluctuation basse fréquence que nous attribuons à un effet instrumental mais qui n'est pas encore compris. L'une des hypothèses envisagées est que le mouvement du Soleil à l'intérieur du champ du port solaire modifie la lumière diffusée à l'intérieur de celui-ci, induisant la variation observée.

Pour corriger cette pente, on émet l'hypothèse que le flux solaire est constant pour une altitude visée entre 1 000 et 2 000 km au-dessus de la surface de Titan, ce qui correspond à 49 points dans les courbes de lumière, du cube 425 au cube 473. Ces limites sont choisies pour être suffisamment élevées en altitude pour exclure tout effet atmosphérique, mais suffisamment proches de l'occultation pour qu'un ajustement linéaire de la pente soit une hypothèse raisonnable.

Pour la courbe de lumière $\Phi_{0,\lambda}(z)$ à la longueur d'onde λ , une droite d'équation $a_\lambda z + b_\lambda$ est ajustée aux 49 points entre 1 000 et 2 000 km. Celle-ci est représentée en rouge sur la partie gauche de la figure 9.7. On définit un « polynôme normalisé » $\frac{a_\lambda}{b_\lambda}z + 1$, par lequel on divise la courbe de lumière. Cette méthode permet de corriger la pente observée mais pas son niveau moyen. On conserve ainsi la variation du niveau moyen entre chaque courbe de lumière. En effet, si l'on divise chaque courbe de lumière $\Phi_{0,\lambda}(z)$ par le polynôme $a_\lambda z + b_\lambda$ correspondant, les courbes de lumière résultantes seraient toutes normalisées à 1 en dehors de l'atmosphère. L'information sur le spectre solaire hors atmosphère serait alors perdue. L'effet de cette correction est présenté dans la partie droite de la figure 9.7.

Visuellement, on peut constater que la pente de la courbe de lumière varie avec la longueur d'onde. Elle est plus importante aux courtes longueurs d'onde. Cette variation spectrale de la pente est vérifiée lorsque l'on trace le coefficient a_λ en fonction de λ (figure 9.8). Cette variation permettra peut-être d'élucider les raisons physiques de l'augmentation lente de flux solaire à ces altitudes.

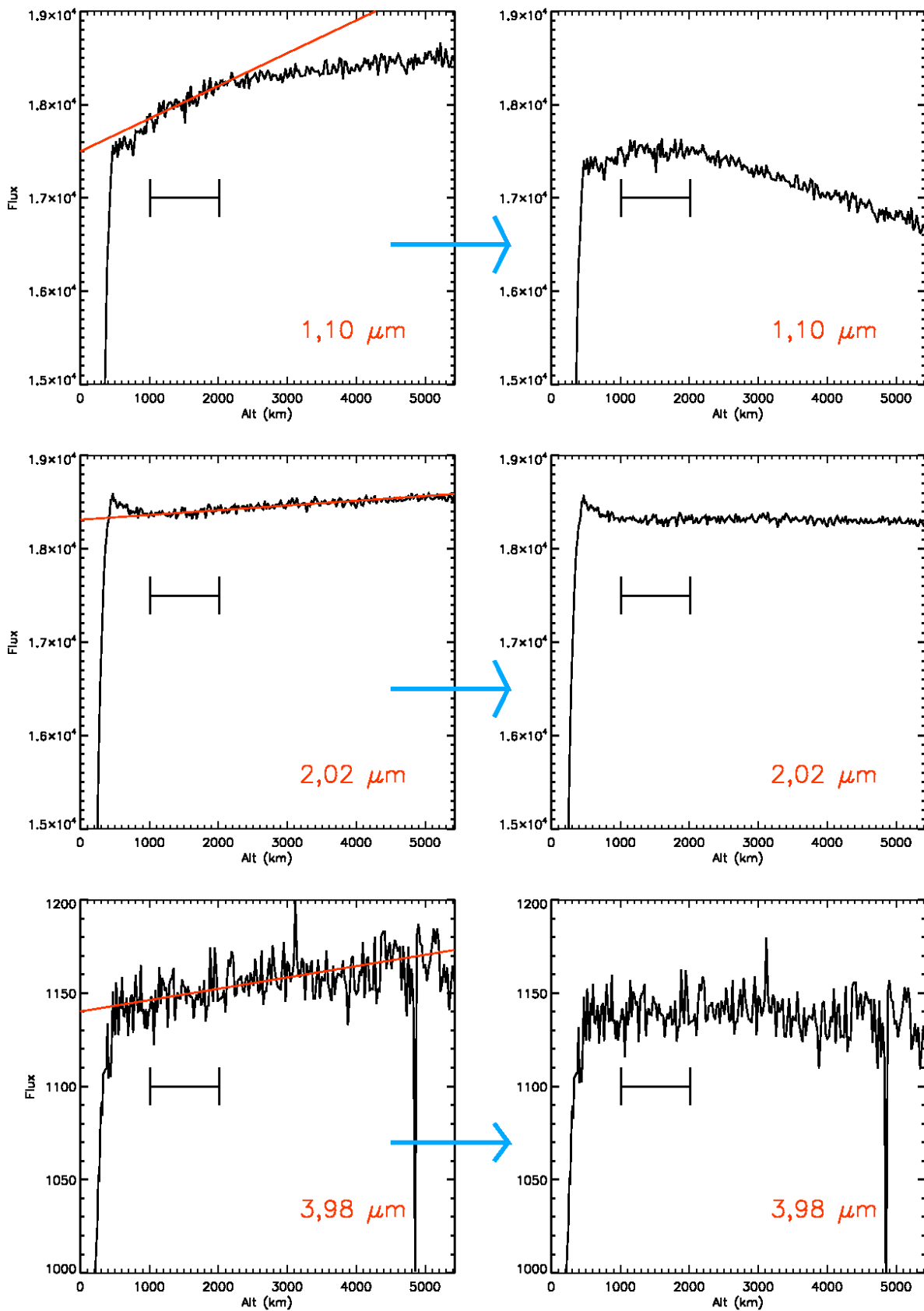


FIG. 9.7 – Agrandissement de l'émergence pour trois courbes de lumière à trois longueurs d'onde. Sur la partie gauche, la droite rouge ($a_{\lambda}z + b_{\lambda}$) représente l'ajustement linéaire effectué entre 1 000 et 2 000 km (limites définies par le segment noir). Sur la partie droite, la pente est corrigée en divisant les courbes de lumière par $\frac{a_{\lambda}}{b_{\lambda}}z + 1$.

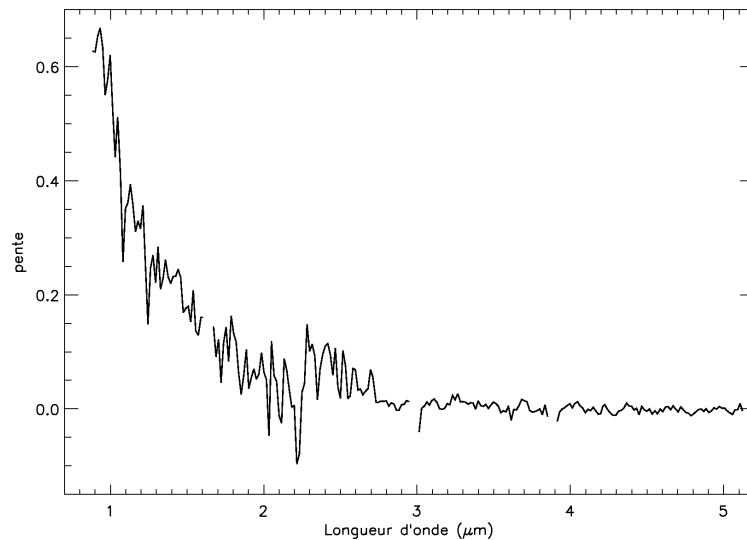


FIG. 9.8 – En fonction de la longueur d’onde, coefficient directeur de la droite ajustant l’émission des courbes de lumière. Les trois interruptions du tracé correspondent aux trois intervalles entre les quatre filtres de VIMS-IR.

9.2.5 Calcul des spectres

Si l’on considère un seul cube de données, c’est-à-dire si on se place à une altitude fixée, le flux reçu par VIMS en fonction de la longueur d’onde nous donne le flux solaire absorbé par l’atmosphère de Titan. La quantité intéressante est la transmission définie par l’équation 6.16. Chaque spectre doit donc être divisé par le spectre solaire de référence.

La méthode la plus efficace consiste à utiliser le flux solaire enregistré par VIMS en dehors de l’atmosphère de Titan. On se replace dans les mêmes limites que pour la correction de pente, soit entre 1 000 et 2 000 km. On calcule, pour chaque longueur d’onde, la moyenne des 49 spectres observés dans cet intervalle d’altitude. Ce **spectre solaire de référence** est tracé sur la figure 9.9.

Tous les spectres sont ensuite divisés par le spectre solaire. On obtient des spectres en transmission, théoriquement compris entre 0 et 1. Néanmoins le bruit des données fait que pour certains points, le flux est supérieur à 1 ou inférieur à 0. Cette division permet également la normalisation des courbes de lumière. Leurs flux est alors compris entre 0 (occultation totale) et 1 (Soleil hors atmosphère)

La figure 9.10 présente trois courbes de lumière ainsi normalisées et la figure 9.11 quelques uns des spectres obtenus. On note sur cette figure la présence de bandes d’absorption et d’un continu variant avec la longueur d’onde et dont le niveau diminue avec l’altitude.

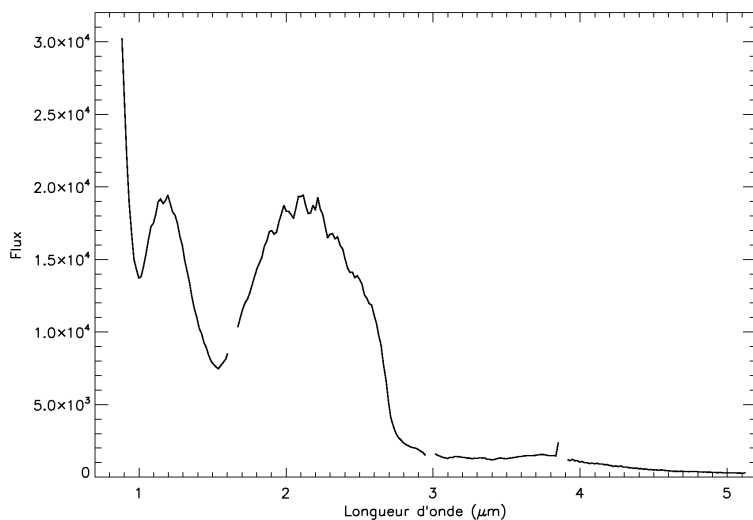


FIG. 9.9 – Spectre solaire de référence, utilisé pour le calcul des transmissions.

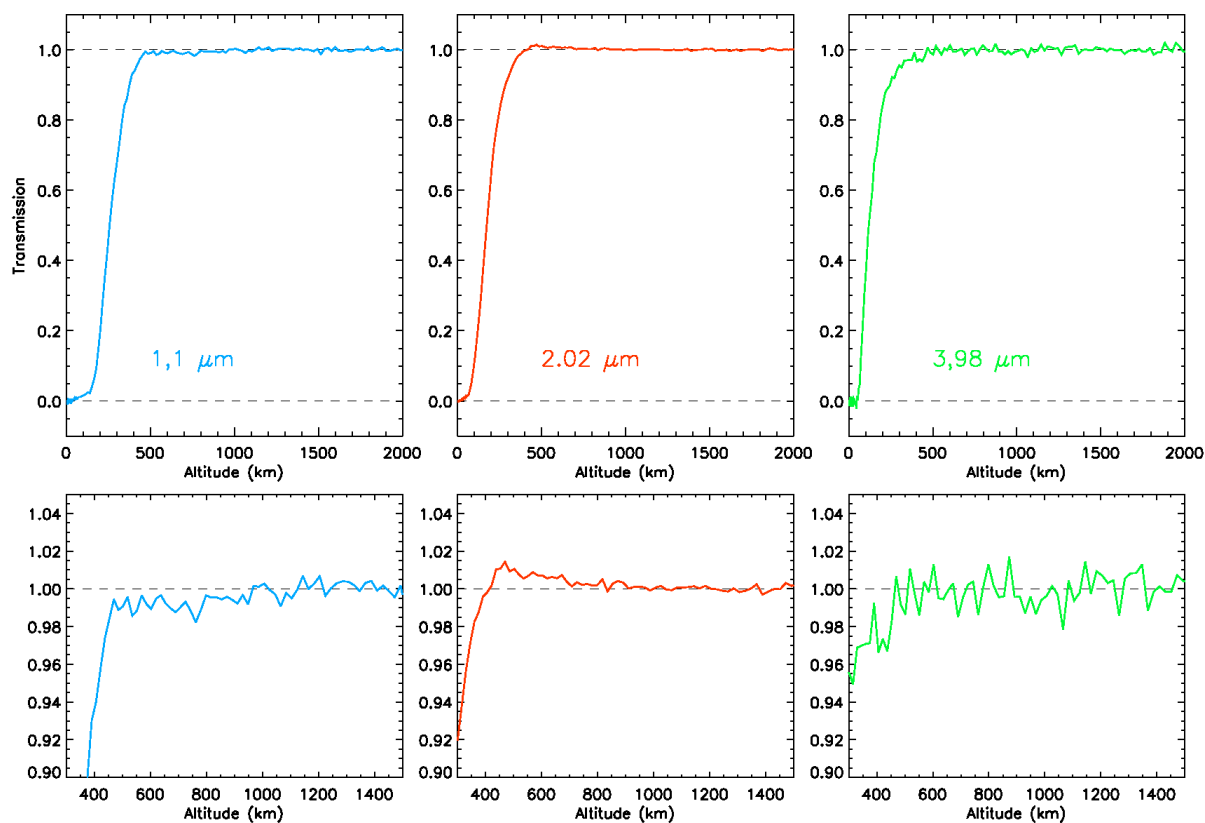


FIG. 9.10 – HAUT : Courbes de lumière normalisées entre 0 et 1 (transmission) pour trois longueur d'onde. BAS : agrandissements de l'émission à haute altitude.

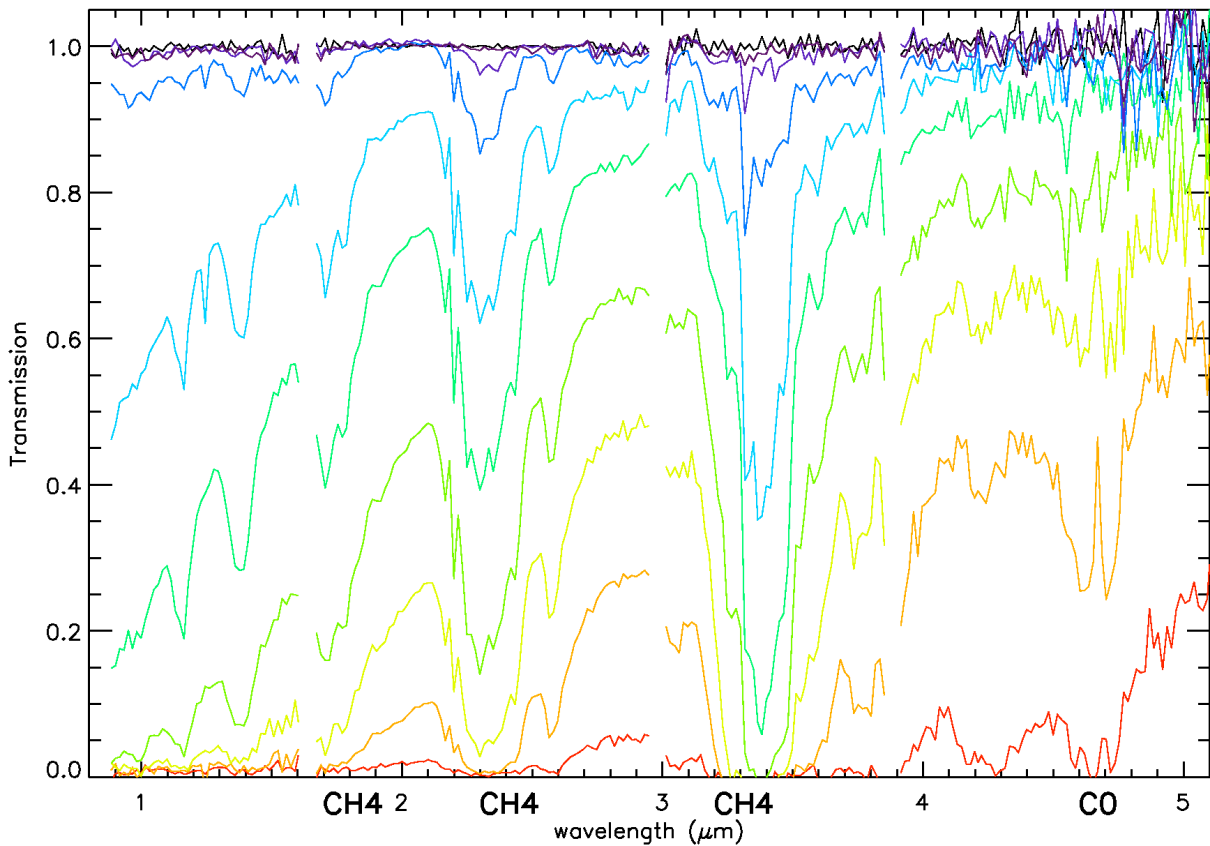


FIG. 9.11 – Du haut vers le bas : spectres en transmission à 987 km, 585,7 km, 421,6 km, 286,1 km, 216,54 km, 164,14 km, 127 km, 92,3 km et 59,06 km.

Dans toute la suite de cette thèse, nous nous concentrerons sur l'étude de 63 spectres correspondant à des altitudes comprises entre 48 km (cube 362) et 987 km (cube 424). En effet, au-dessus de 1 000 km, aucun effet atmosphérique n'est visible : il n'y a pas de bandes d'absorption et le continu est constant. Pour les altitudes inférieures à 48 km, le flux solaire est totalement absorbé. Sa valeur reste voisine de 10^{-2} (limite instrumentale inférieure constatée).

Le bruit des données est estimé en utilisant les 49 spectres entre 1 000 et 2 000 km, c'est-à-dire dans l'intervalle utilisé pour le calcul du spectre de référence. Par définition, ces valeurs doivent être voisines de 1. Pour chaque spectre, on détermine l'écart type des valeurs observées, puis on calcule la moyenne des 49 valeurs de l'écart type. Mais, ce calcul n'est pas fait sur l'ensemble du spectre. En effet, on constate qualitativement que les données sont plus bruitées à grandes longueurs d'onde et que le bruit est particulièrement faible autour de 2 μm .

On définit alors une valeur du bruit pour chaque intervalle de longueur d'onde défini par les quatre filtres de VIMS-IR utilisés pour la sélection des ordres de diffraction. Leurs limites sont définies dans la section 4.2.2. De plus, on a constaté que le bruit est plus important pour les grandes longueurs d'onde du 4^{ème} filtre que pour les courtes longueurs d'onde de ce même filtre. On définit donc deux valeurs du bruit dans l'intervalle spectral du 4^{ème} filtre. Les valeurs du bruit pour chacun des cinq intervalles sont données dans le tableau 9.1.

Canaux spectraux	0-44	48-125	129-179	183-235	236-255
Longeurs d'onde (μm)	0,88-1,60	1,67-2,95	3,03-3,83	3,90-4,79	4,80-5,12
Bruit (écart-type)	$6,2 \times 10^{-3}$	$3,6 \times 10^{-3}$	$7,5 \times 10^{-3}$	$27,1 \times 10^{-3}$	$81,1 \times 10^{-3}$

TAB. 9.1 – Valeurs du bruit des données dans les cinq intervalles de longueur d'onde.

9.3 Analyse préliminaire

9.3.1 Réfraction ou absorption ?

On a vu au chapitre 3 que le phénomène de réfraction différentielle est la principale cause de baisse du signal pour une occultation observée depuis la Terre. Dans ce même chapitre, nous avons vu comment calculer des courbes de lumière théoriques qui prennent en compte uniquement la réfraction.

Sur la figure 9.12, les courbes de lumière observées par VIMS sont comparées aux courbes de lumière théoriques calculées aux mêmes longueurs d'onde, pour une atmosphère transparente, c'est-à-dire en ne prenant en compte que la réfraction. On constate que la diminution du signal dans les courbes réelles a lieu à des altitudes bien plus élevées que dans les modèles purement réfractifs. Dans ces derniers, une baisse de flux de 1 % est observée à 127 km d'altitude et une baisse de 5 % à partir de 92 km. Dans les données VIMS, une extinction de 5% est observée à 440 km à 1 μm , à 340 km à 2 μm et à 300 km à 4 μm . La baisse de signal observée est due à l'absorption du flux solaire par les gaz et les aérosols de l'atmosphère de Titan. Aux altitudes où l'effet de la réfraction devient significatif, tout le flux solaire est déjà absorbé aux longueurs d'onde inférieures à 4 μm .

Les occultations observées par VIMS sont des occultations par absorption, dues aux gaz et aux aérosols de l'atmosphère. Ce résultat permet des observations uniques par rapport aux observations au sol.

9.3.2 Visualisation 2D des données

L'ensemble des courbes de lumière et des spectres de cette occultation peuvent être regroupés pour former une *image* de l'occultation présentée dans la figure 9.13. Sur cette image, l'axe horizontal représente le temps (ou l'altitude, ou le numéro de cube) et l'axe vertical la longueur d'onde. La zone centrale sombre correspond au passage du Soleil derrière Titan, la partie gauche à l'immersion et la partie droite à l'émersion. Chaque coupe horizontale de cette image représente une courbe de lumière à une longueur d'onde donnée. Chaque coupe verticale représente un spectre à une altitude donnée. L'enveloppe de la partie sombre au centre représente l'absorption par les aérosols.

On constate qu'aux courtes longueurs d'onde l'occultation est plus longue, c'est-à-dire que le flux solaire décroît à des altitudes plus élevées. Ceci indique que l'extinction des aérosols est plus importante dans cette région du spectre. La figure 9.14 présente un agrandissement au niveau de l'émersion. On note sur ces deux figures la présence de « traînées » sombres dans le sens du temps (de l'altitude) : à certaines longueurs d'onde, l'occultation est plus longue que dans les longueurs d'onde voisines. Ces traces représentent les bandes d'absorption gazeuses. La série de

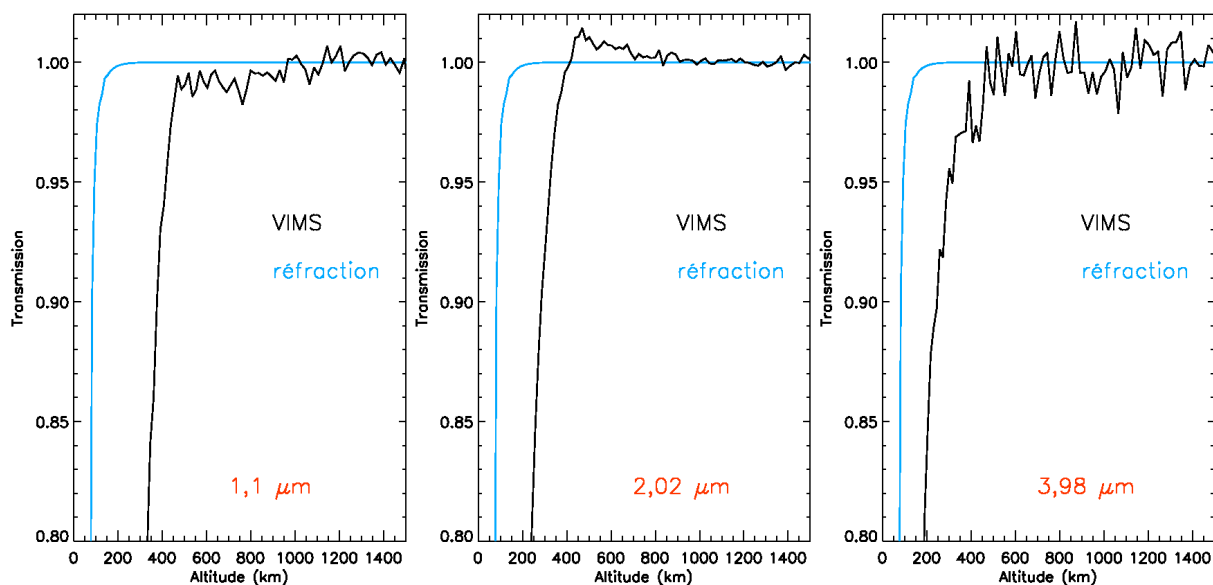


FIG. 9.12 – Courbes de lumière observées par VIMS (noir) comparées aux courbes de lumière théoriques (bleu) à la même longueur d'onde pour une atmosphère transparente (réfraction seule).

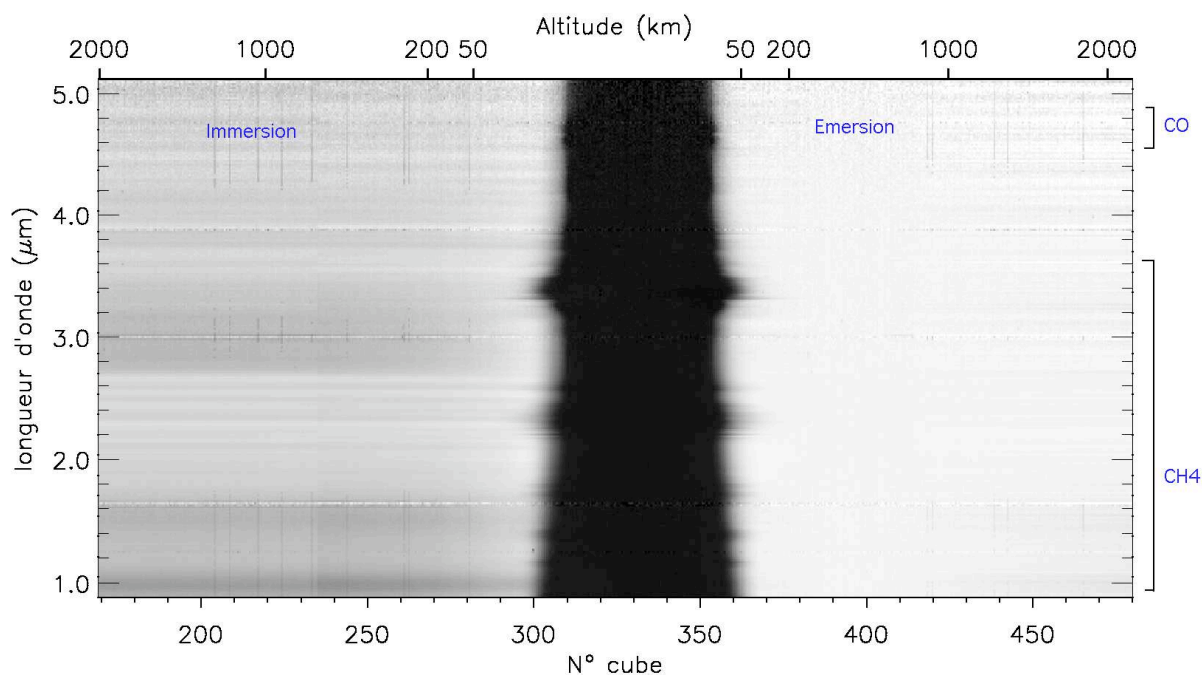


FIG. 9.13 – Représentation 2D des données de l'occultation solaire.

cinq bandes en dessous de 4 μm correspond à l'absorption du méthane CH_4 . L'absorption de plus faible amplitude visible près de 4,7 μm est celle du monoxyde de carbone CO .

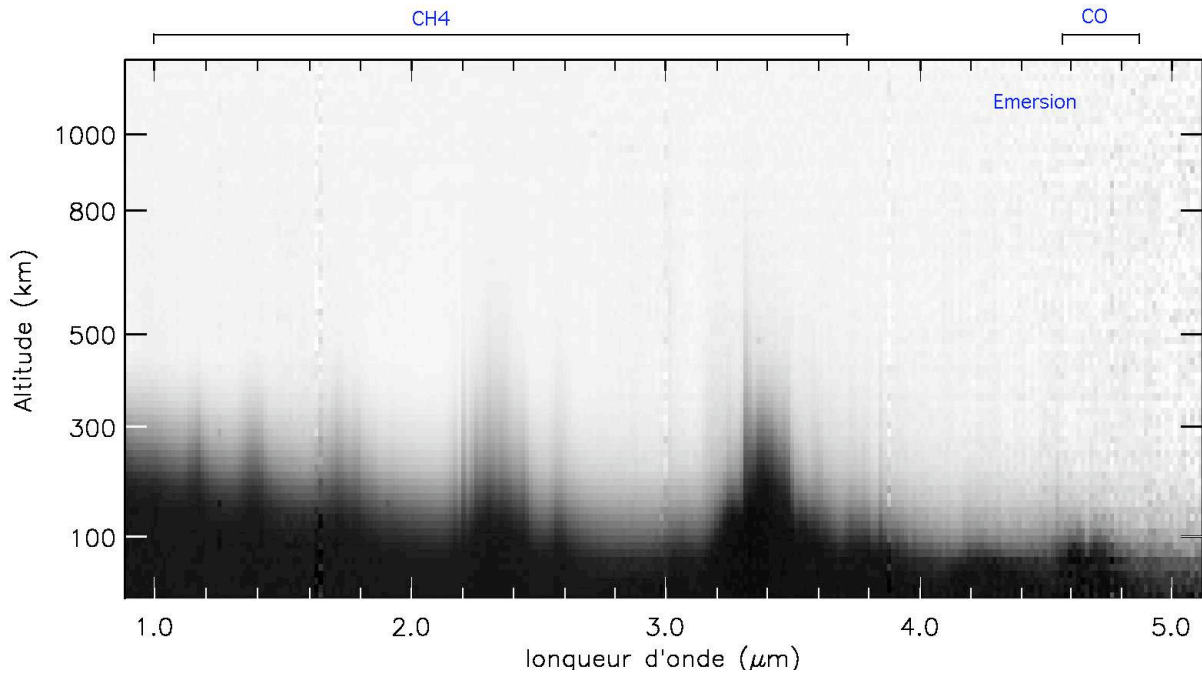


FIG. 9.14 – Agrandissement de la figure 9.13 au niveau de l'émerison. Les bandes d'absorption gazeuse apparaissent clairement, ainsi que la pente correspondant à la variation de l'extinction des aérosols avec la longueur d'onde.

9.3.3 Anomalie à $2\mu\text{m}$

Dans les courbes de lumière aux longueurs d'onde voisines de $2\mu\text{m}$, c'est à dire dans une fenêtre du continu, on constate que le flux entre 400 et 500 km d'altitudes prend des valeurs supérieures à 1 (figure 9.12). Ces valeurs indiquent un flux observé supérieur au flux solaire observé hors de l'atmosphère, ce qui est contraire aux résultats attendus.

Néanmoins, la plage d'altitude où cette augmentation est observée correspond à la zone de transparence entre la couche d'aérosols principale et la couche détachée. Une explication possible est la diffusion vers l'avant de la couche détachée dans le champ de l'instrument alors que le Soleil brille de façon intense dans la zone transparente. Ce phénomène serait analogue à un phénomène de diffraction de type « auréole » qui est maximal pour des longueurs d'onde voisines de la taille des particules, ce qui est le cas ici¹. Cependant, cette légère augmentation n'est pas observée aux autres longueurs d'onde. Peut-être est-elle masquée par l'extinction des aérosols aux courtes longueurs d'onde et noyée dans le bruit aux grandes longueurs d'onde. Cette observation intéressante n'a pu être complètement expliquée dans le cadre de cette thèse. Son étude reste à poursuivre.

¹On verra au chapitre 11 que les aérosols sont des agrégats d'environ 10 000 - 30 000 sphères de $0,05\mu\text{m}$ de rayon, ce qui correspond à un rayon moyen de $1,0 - 1,5\mu\text{m}$.

Chapitre 10

Les bandes d'absorption

Sommaire

10.1 Le méthane	101
10.1.1 Identification	101
10.1.2 Calcul des spectres théoriques	102
10.1.3 Estimation du continu	103
10.1.4 Ajustement aux données	104
10.1.5 Discussion	106
10.2 Le monoxyde de carbone	115
10.2.1 Identification	115
10.2.2 Calcul des spectres théoriques	115
10.2.3 Estimation du continu	116
10.2.4 Ajustement aux données	117
10.2.5 Discussion	123
10.3 Absorption à 3,4 μm	123
10.3.1 Détection	123
10.3.2 Observation sur Saturne et comparaison	123
10.3.3 Identification	125
10.3.4 Discussion	126
10.4 Autres absorptions	129

Nous avons vu au chapitre précédent comment sont obtenus les spectres en transmission. Des bandes d'absorption sont visibles dans ceux-ci, en particulier celles du méthane et celle du monoxyde de carbone. Ce chapitre traite de l'identification et de la modélisation de ces bandes d'absorption, ainsi que des absorptions supplémentaires non modélisées.

10.1 Le méthane

10.1.1 Identification

Le méthane est visible dans les spectres VIMS par une série de bandes d'absorption situées aux longueurs d'onde inférieures à 3 μm . Sur la figure 10.1, un agrandissement de cette partie du spectre pour l'altitude visée de 258 km permet d'identifier 5 bandes du méthane :

- à 1,2 μm : la bande Tricontade,
- à 1,4 μm : la bande Isocade,
- à 1,7 μm : la bande Tétracade,
- à 2,3 μm : la bande Octade,
- à 3,3 μm : la bande Pentade.

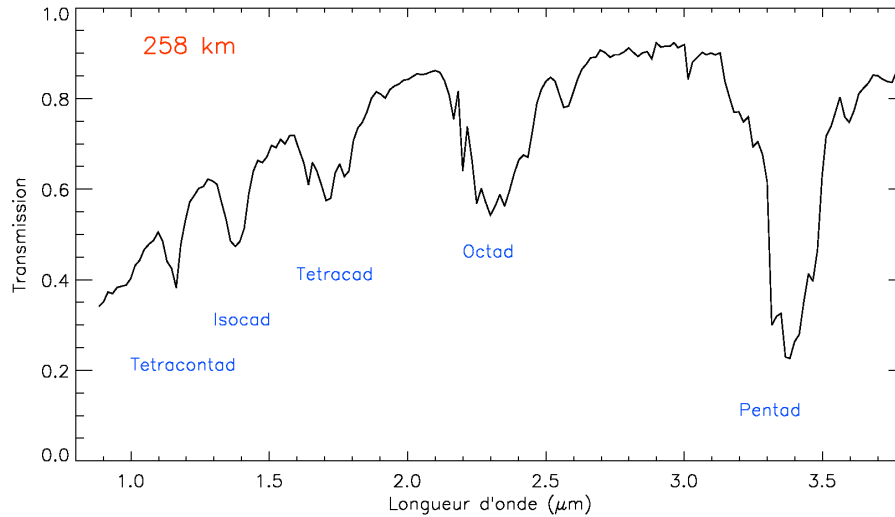


FIG. 10.1 – Identification des bandes du méthane entre 0,8 μm et 3,6 μm dans le spectre VIMS à 258 km d'altitude.

Le centre de la bande à 3,3 μm apparaît dans les spectres pour des lignes de visée à 800 km d'altitude. La bande à 2,3 μm est visible en dessous de 700 km et celle à 1,7 μm en dessous de 500 km.

10.1.2 Calcul des spectres théoriques

La quantité de méthane dans l'atmosphère de Titan est bien connue depuis l'exploration in-situ par la sonde Huygens et les mesures de Cassini/CIRS (Cf. chapitre 2). Un consensus sur l'abondance stratosphérique s'est établi autour des valeurs 1,4-1,6 % (Niemann et al. 2005, Flasar et al. 2005). Les résultats présentés ci-dessous confirment ces valeurs, même si la résolution spectrale de VIMS ne permet pas d'améliorer la précision de celles-ci. La modélisation des bandes du méthane présentée ici a pour objectif de valider notre méthode sur un composant bien connu, afin de l'appliquer par la suite à la molécule *CO* dont l'abondance est sujette à plus de controverses.

En appliquant les méthodes décrites en détail dans le chapitre 7 (calcul raie par raie et convolution), la transmission théorique du méthane a été calculée pour treize valeurs de son abondance, comprises entre 1 et 2,5 % (1, 1,2, 1,4, 1,5, 1,6, 1,7, 1,8, 1,9, 2,0, 2,1, 2,2, 2,3, et 2,5 %).

Les bandes à 1,7 μm , 2,3 μm et 3,3 μm ont été modélisées. Pour les deux autres bandes, l'étude du spectre en laboratoire n'étant pas encore faite, la modélisation par un calcul raie par raie n'est pas encore possible. Quelques-uns des spectres ainsi calculés sont présentés dans la figure 10.2, pour différentes abondances pour l'altitude visée de 258 km.

Dans ces calculs, **l'abondance du méthane est supposée constante dans toute l'atmosphère** conformément aux observations in-situ. L'instrument GCMS de la sonde Huygens a mesuré une augmentation de la fraction molaire de CH_4 en dessous de 32 km d'altitude, soit en dessous des altitudes étudiées dans cette thèse. Cette augmentation dans la basse atmosphère n'affecte donc pas notre étude.

Il faut souligner que ces calculs sont particulièrement longs. En effet, pour obtenir la transmission des trois bandes aux 63 altitudes étudiées pour une valeur de l'abondance de CH_4 donnée, il faut compter entre 43 h et 91 h de temps de calcul selon l'ordinateur utilisé.

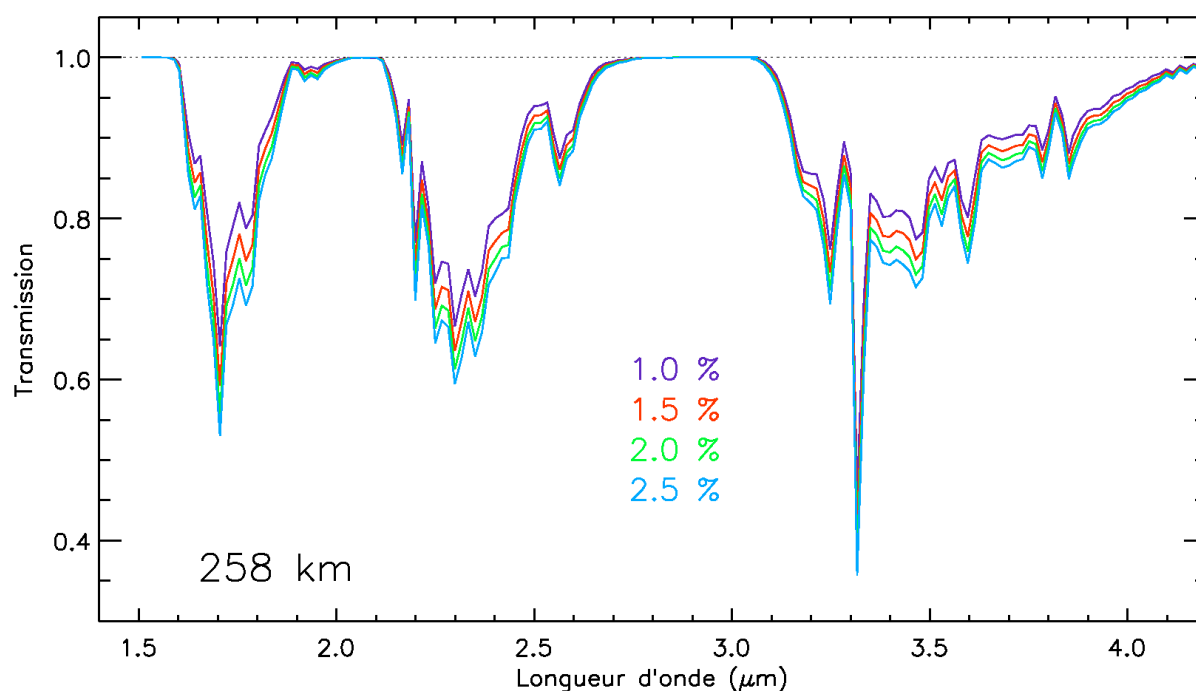


FIG. 10.2 – Transmission du méthane pour une ligne de visée à 258 km d'altitude et une abondance de méthane de 1% (violet), 1,5% (rouge), 2% (vert) et 2,5% (bleu).

10.1.3 Estimation du continu

Les spectres ainsi calculés ne représentent que la transmission par le méthane. La transmission vaut donc 1 entre les bandes d'absorption, contrairement aux spectres réels observés par VIMS dans lesquels le continu est inférieur à 1 à cause de l'extinction par les aérosols de Titan.

Afin d'ajuster les modèles aux données, il nous faut estimer le niveau du continu. Cette étape est la plus délicate du processus d'ajustement. En effet, la détermination du modèle permettant le meilleur ajustement des spectres observés est assez sensible aux hypothèses prises pour l'estimation du continu. Les choix suivants ont été faits :

- Un niveau de continu est déterminé pour chaque altitude et pour chacune des trois bandes du méthane modélisées.

- Pour chaque bande, le continu est estimé sur deux intervalles de longueurs d'onde, situés de part et d'autre de la bande considérée. Les mêmes intervalles sont utilisés à toutes les altitudes. Le choix des canaux spectraux utilisés est la première difficulté car il faut choisir des points du spectre où l'absorption par le méthane est nulle, c'est-à-dire dans les fenêtres atmosphériques. Mais les limites de ces dernières sont mal définies. De plus, à mesure que l'altitude sondée diminue, les bandes sont de plus en plus larges et le nombre de longueurs d'onde n'appartenant à aucune bande diminue. Les intervalles spectraux utilisés pour l'estimation du continu ont été choisis suite à de nombreux tests et observations des spectres à basse altitude, lorsque les bandes sont les plus larges. Les valeurs choisies sont résumées dans le tableau 10.1.
- L'autre difficulté réside dans le choix du type d'ajustement des points des intervalles précédemment choisis. Des tests ont été menés avec des polynômes de degré 1, 2 ou 3. Finalement, un ajustement linéaire est apparu comme la solution la plus simple et la plus représentative.

	1,7 μm		2,3 μm		3,3 μm	
	<i>intervalle inférieur</i>	<i>intervalle supérieur</i>	<i>intervalle inférieur</i>	<i>intervalle supérieur</i>	<i>intervalle inférieur</i>	<i>intervalle supérieur</i>
Canaux spectraux	22 - 25	64 - 74	64 - 74	117 - 125	117 - 125	196 - 198
Longueurs d'onde (μm)	1,25 - 1,30	1,94 - 2,10	1,94 - 2,10	2,81 - 2,95	2,81 - 2,95	4,13 - 4,17

TAB. 10.1 – Limites des intervalles choisis pour estimer le continu au niveau de chacune des trois bandes du méthane.

La figure 10.3 présente l'ajustement du continu des bandes du méthane à 3 altitudes ainsi que les intervalles choisis. On peut noter que l'intervalle supérieur utilisé pour une bande correspond à l'intervalle inférieur utilisé pour la bande voisine. On remarquera aussi que l'intervalle inférieur choisi pour l'estimation du continu de la bande à 1,7 μm est situé au niveau de la fenêtre à 1,3 μm et non celle à 1,5 μm . La raison de ce choix est qu'une faible absorption supplémentaire est observée à 1,5 μm dans certains spectres (voir par exemple figure 10.3, spectre du centre).

La méthode détaillée ci-dessus peut paraître trop simple pour estimer un niveau de continu fixé par l'extinction des aérosols, celle-ci étant étudiée en détail dans le chapitre suivant. Néanmoins, l'objectif est uniquement de modéliser les bandes du méthane observées. Le continu est estimé sur un intervalle spectral relativement court, inférieur à 1 μm en général. L'ajustement linéaire est alors une méthode acceptable qui permet de plus de ne pas multiplier les hypothèses sur le type d'aérosol ou leur densité par exemple.

10.1.4 Ajustement aux données

Une fois le continu estimé, on dispose pour chaque bande et à chaque altitude de 13 modèles, qui diffèrent entre eux par l'abondance du méthane utilisée pour les obtenir. On détermine alors pour chaque bande lequel des spectres calculés permet le meilleur ajustement des spectres VIMS observés. L'accord entre les modèles et les observations est estimé avec un test de χ^2 dans chaque bande :

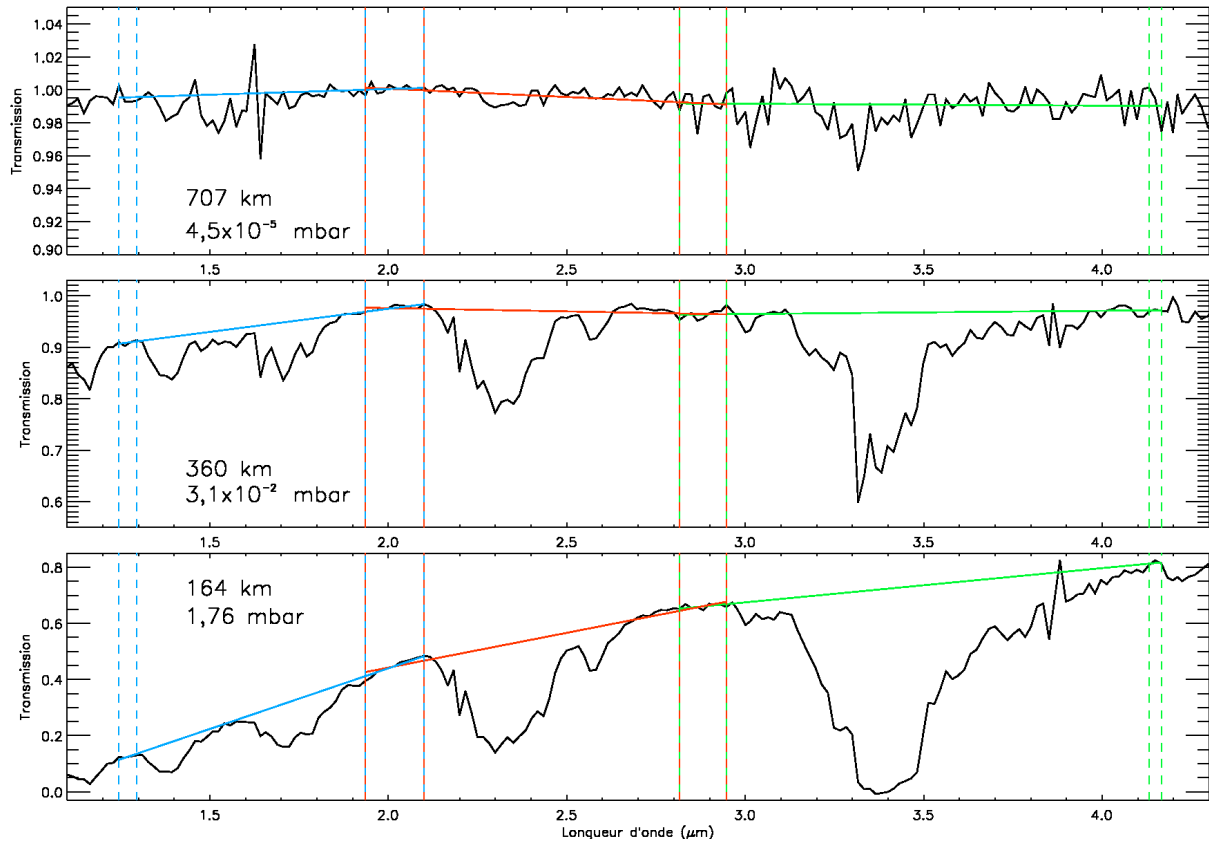


FIG. 10.3 – Ajustement du continu pour les trois bandes du méthane à 708 km ($4,5 \times 10^{-5}$ mbar), 359 km ($3,06 \times 10^{-2}$ mbar) et 164 km (1,76 mbar).

- On choisit d'abord l'intervalle de longueurs d'onde sur lequel est fait le test.
- Pour chaque modèle, c'est-à-dire pour chaque valeur de la fraction molaire $n(\text{CH}_4)$, on calcule :

$$\chi^2(n(\text{CH}_4)) = \frac{1}{nb \text{ points utilisés} - 1} \times \sum_i \frac{(T_{obs}(i) - T_{calc}(i))^2}{\sigma_e^2(i)} \quad (10.1)$$

où la somme se fait sur les canaux spectraux i choisis, avec $T_{obs}(i)$ la transmission observée par VIMS dans le canal i , $T_{calc}(i)$ la transmission calculée et $\sigma_e(i)$ le bruit du canal i tel que défini dans la section 9.2.5. La somme est divisée par le nombre de points dans l'intervalle choisi afin d'obtenir le χ^2 réduit.

- La valeur $n^*(\text{CH}_4)$ de l'abondance qui minimise la fonction $\chi^2(n(\text{CH}_4))$ correspond au modèle qui permet le meilleur ajustement des observations.
- Soit χ_{min}^2 le minimum de la fonction $\chi^2(n(\text{CH}_4))$. Si le modèle est parfait et la statistique du bruit correctement estimée, alors $\chi_{min}^2 = 1$.
- Pour définir les barres d'erreur à 1σ et 3σ ¹ sur la valeur de $n^*(\text{CH}_4)$, on recherche les intersections de la courbe $\chi^2(n(\text{CH}_4))$ avec les droites horizontales d'ordonnées respectives $\chi_{min}^2 + \frac{1}{nb \text{ points}}$ et $\chi_{min}^2 + \frac{9}{nb \text{ points}}$.

¹On appelle barres d'erreur à 1σ et 3σ les intervalles de confiance respectivement à 68 % et 99,73 %.

10.1.5 Discussion

Sur la figure 10.4 sont représentés les spectres observés accompagnés des modèles de transmission du méthane calculés avec des abondances de 1,4 % et 1,6%, c'est-à-dire les valeurs admises dans la littérature actuelle. Cependant, à cette échelle, les deux modèles ne sont pas différenciables l'un de l'autre à l'épaisseur du trait près. On constate sur ces spectres qu'il y a un bon accord général entre les spectres calculés et observés, en particulier pour la bande à 2,3 μm . Une analyse plus détaillée de chaque bande permet d'énoncer les faits suivants.

Bande à 1,7 μm

L'ajustement de la bande à 1,7 μm par les modèles à 1,4 % et 1,6 % n'est pas aussi bon que pour la bande à 2,3 μm . Les modèles semblent trop profonds par rapport aux observations. La figure 10.5 présente un agrandissement de cette bande avec des modèles correspondant à des abondances entre 1% et 2,5%.

Un test de χ^2 a été mené sur l'intervalle [1,59-2,00] μm , soit 23 points en excluant ceux de l'intervalle inter-filtre. Les courbes de χ^2 sont tracées à côté des spectres correspondants dans la figure 10.5. Ces courbes indiquent ce que les spectres suggèrent, à savoir que des abondances de l'ordre de 1% de CH_4 permettraient un meilleur ajustement des observations de la bande à 1,7 μm que les modèles à 1,4 ou 1,6%.

Cependant, cette valeur est bien trop faible par rapport à la valeur nominale de $n(\text{CH}_4)$ mesurée par CIRS et GCMS. L'une des raisons de ce désaccord est le manque de données de laboratoire précises sur cette bande du méthane. Son étude est en cours afin d'atteindre une précision équivalente à celle de la bande à 2,3 μm , mais ces données n'étaient pas disponibles au moment de l'élaboration de ces modèles.

Bande à 3,3 μm

Comme on peut le constater sur la figure 10.4, il y a une divergence importante entre les modèles de la bande à 3,3 μm et les observations pour des lignes de visée d'altitudes inférieures à 500 km. Cette divergence est due à une absorption supplémentaire qui s'ajoute à la bande du méthane. La bande à 3,3 μm n'est donc pas utilisable pour calculer la fraction molaire du méthane. Mais l'absorption supplémentaire détectée ici est très intéressante. Nous y revenons plus loin dans ce chapitre.

Bande à 2,3 μm

La bande à 2,3 μm est celle qui présente le meilleur accord entre les modèles et les observations : les données de laboratoire disponibles sont précises et il n'y a pas d'absorption supplémentaire qui perturbe l'analyse.

La figure 10.6 présente un agrandissement de cette bande du méthane aux mêmes altitudes que précédemment pour des abondances de 1%, 1,4%, 1,6%, 2% et 2,5%. On constate que la différence entre ces modèles est faible. En particulier, la différence entre le modèle à 1,4 % et celui à 1,6 % est de l'ordre ou inférieur à l'erreur sur les données. L'observation de ces spectres permet de conclure que nos modèles à 1,4 % et 1,6% sont un bon ajustement des données VIMS, mais nous ne pouvons pas faire de mesure plus précise que celles données par les autres

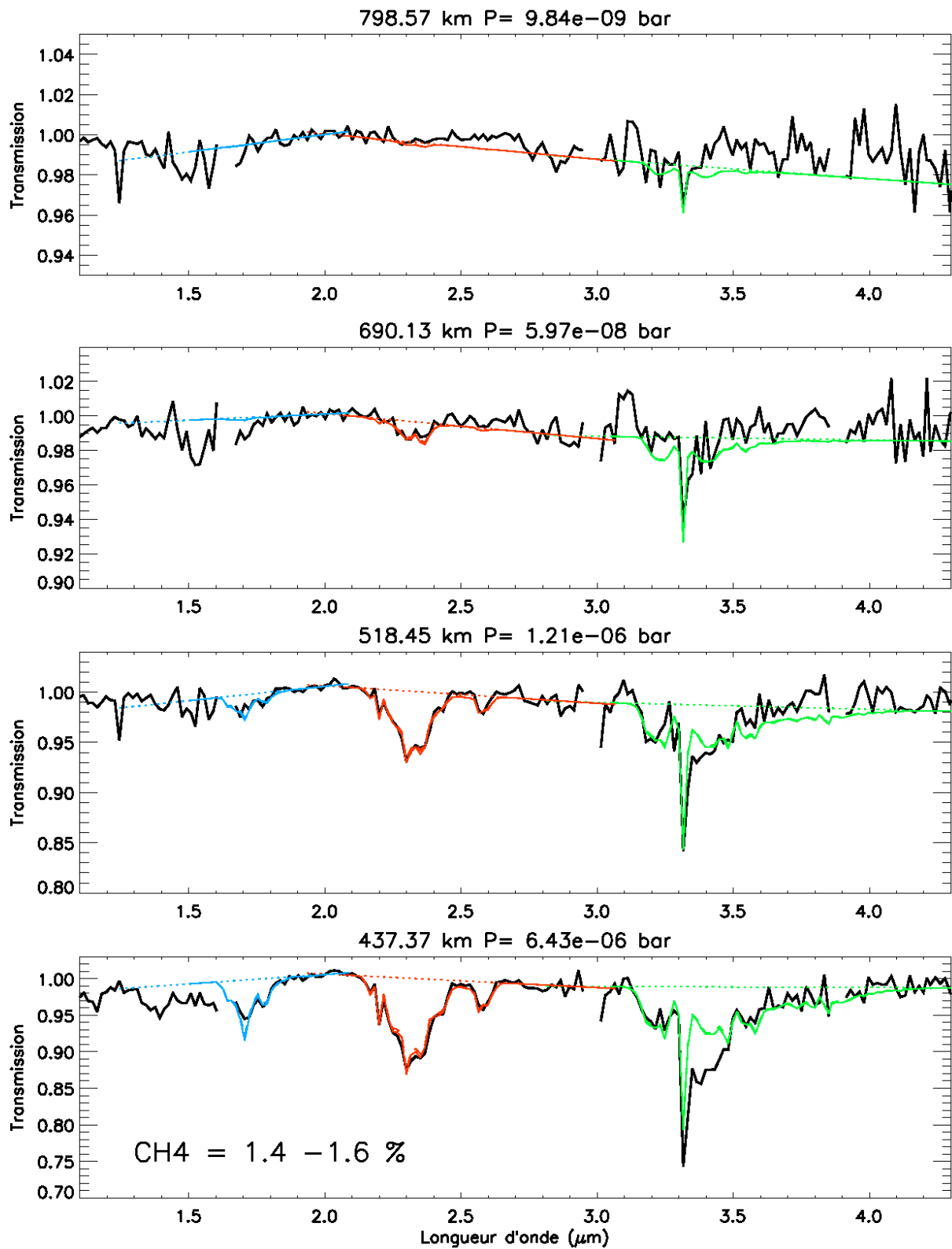
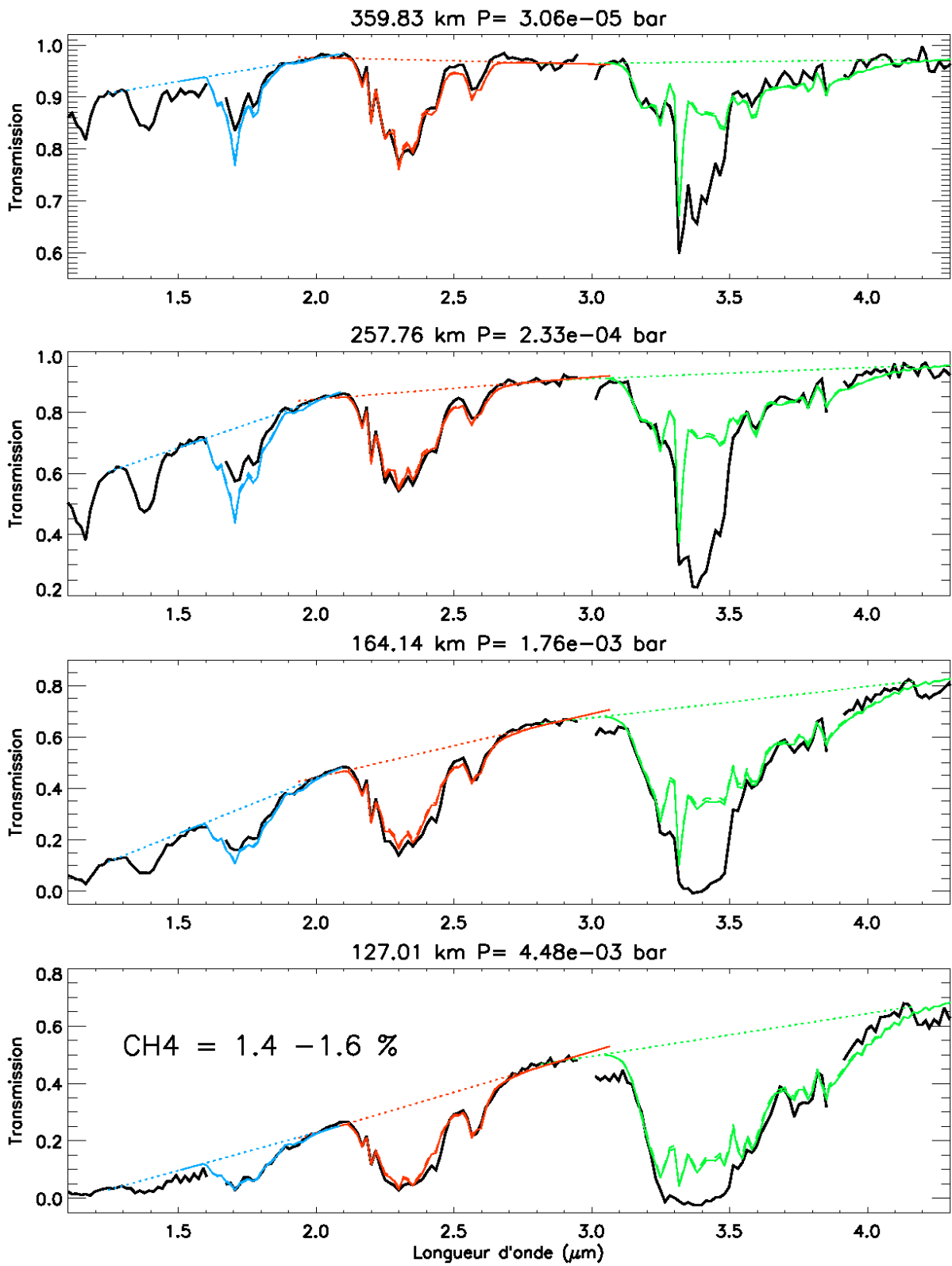


FIG. 10.4 – Spectres observés par VIMS (noir) comparés aux modèles de transmission du méthane pour des abondances de 1,4 % (tirets) et 1,6 % (trait plein). Les modèles pour ces deux valeurs sont confondus à l'épaisseur du trait près. Les droites en pointillés indiquent le continu utilisé.



(b)

FIG. 10.4 – Suite

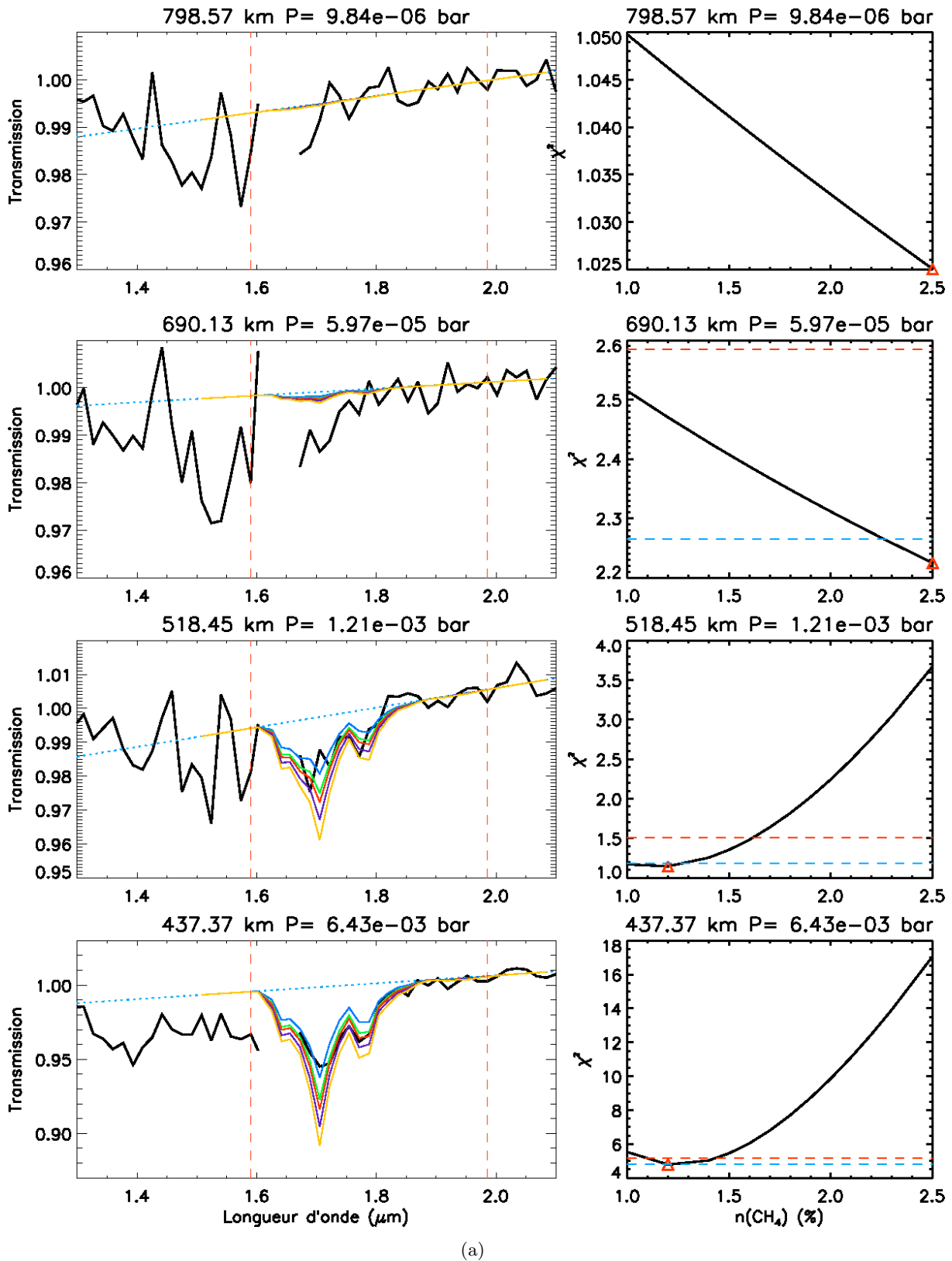
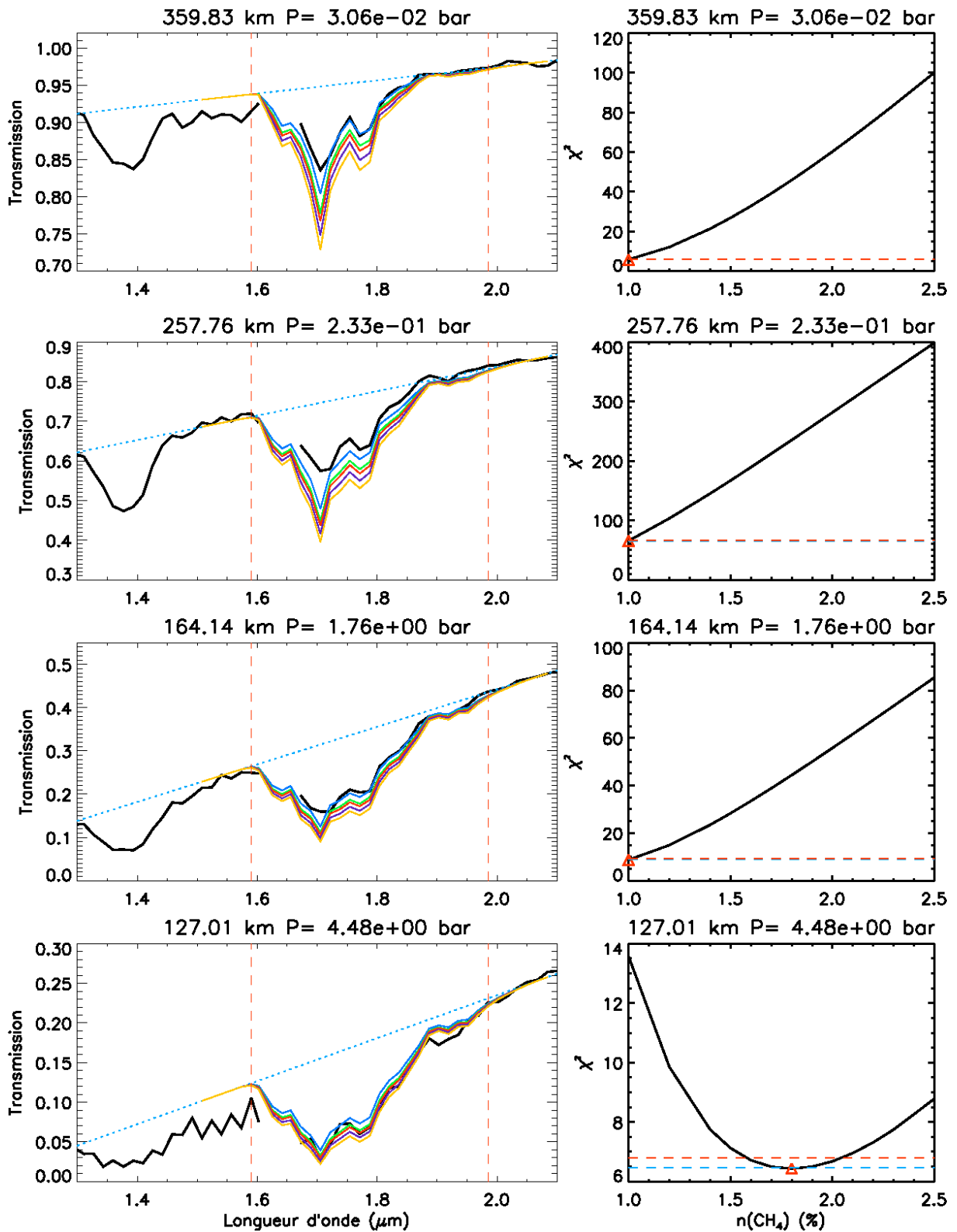


FIG. 10.5 – GAUCHE : Bande du méthane à $1,7 \mu\text{m}$ observée par VIMS (noir) et comparée aux modèles calculés pour des abondances de 1% (bleu), 1,4 % (vert), 1,6 % (rouge), 2% (violet) et 2,5% (orange). Les traits verticaux en pointillés rouges indiquent les limites utilisées dans le calcul du χ^2 . La droite en pointillés bleus représente le niveau du continu. DROITE : Courbes de χ^2 pour les altitudes correspondantes. Le minimum est réperé par un triangle rouge. Les droites horizontales en pointillés représentent les limites à 1σ (bleu) et 3σ (rouge).



(b)

FIG. 10.5 – Suite

observations (GCMS, CIRS), car nos données ne sont pas suffisamment sensibles à des variations de l'abondance de méthane de l'ordre du dixième de pourcent.

Un test de χ^2 a été réalisé sur la bande à 2,3 μm sur l'intervalle spectral [2,12 - 2,73] μm , soit 38 points. Les courbes de χ^2 sont tracées sur la partie droite de la figure 10.6 avec les droites fixant les barres d'erreur à 1σ et 3σ . A basse altitude, ces deux droites sont quasi-confondues.

Les valeurs qui minimisent la courbe $\chi^2(n(\text{CH}_4))$ à chaque altitude permettent de tracer un profil vertical de l'abondance du méthane (figure 10.7). Il faut se rappeler ici que chaque modèle est calculé avec une abondance $n(\text{CH}_4)$ constante dans l'atmosphère. Le profil de la figure 10.7 représente simplement, à chaque altitude visée, l'abondance de méthane nécessaire pour obtenir le meilleur ajustement du spectre observé à cette altitude. La zone grisée représente l'erreur à 3σ sur le profil, estimée à partir des tests de χ^2 . Il s'agit donc de barres d'erreur formelles, ne tenant compte que du bruit σ_e sur les données et non des erreurs induites par le traitement de données ou le modèle lui-même.

Le profil de la figure 10.7 indique, qu'entre 200 et 600 km, les observations sont bien ajustées par nos modèles avec une abondance entre 1,4 et 1,7 %, en accord avec les autres mesures existantes. En dessous de 200 km, une abondance de méthane supérieure à 2% est nécessaire pour ajuster la profondeur observée de la bande à 2,3 μm . Or cette augmentation n'est pas vraisemblable car l'on sait que le profil stratosphérique du méthane est uniforme. Cette augmentation reste inexpiquée. Des comparaisons ont été faites entre nos modèles et les spectres obtenus par d'autres programmes de transfert radiatif reconnus afin d'éliminer d'éventuelles erreurs dans le modèle de transfert. Aucune différence significative n'a été détectée dans la profondeur ou la forme des bandes du méthane obtenues. On peut donc écarter un effet du modèle ou un effet instrumental. Il pourrait s'agir d'un effet des aérosols présents en quantité non négligeable en dessous de 200 km. Un effet de diffusion de la lumière par ces particules augmenterait le chemin optique, augmentant alors la profondeur de la bande d'absorption comme on l'observe. Il peut également s'agir d'une absorption moléculaire non identifiée et mêlée à la bande du méthane. Une variation de l'indice de réfraction du méthane aux longueurs d'onde de ses bandes d'absorption est une autre hypothèse possible.

Conclusion

Sur les trois bandes du méthane modélisées par un calcul raie par raie dans cette thèse, seule la bande à 2,3 μm s'avère véritablement utilisable. Une absorption supplémentaire s'ajoute à la bande à 3,3 μm et les modèles de la bande à 1,7 μm ne sont pas très convaincants, par manque d'une base de données aussi précise que pour la bande à 2,3 μm . Pour cette dernière, nos données indiquent une abondance de méthane dans l'intervalle 1,4 - 1,7% entre 200 et 600 km d'altitude. En dessous de 200 km, une augmentation non expliquée est observée dans le profil du méthane.

On peut imaginer que le mauvais ajustement de la bande à 1,7 μm et de l'augmentation du méthane en dessous de 200 km suggéré par la bande à 2,3 μm sont dus à une défaillance dans le traitement initial des données ou dans le modèle de transfert. En effet, on peut voir comme une inclinaison : si les données à 1,7 μm étaient un peu plus basses et celles à 2,3 μm un peu plus hautes, les modèles à 1,4% ou 1,6% pourraient les ajuster. Néanmoins, de nombreux tests ont été menés pour étudier les différents paramètres du modèle :

- la correction de pente de l'émersion des courbes de lumière,
- le choix de l'intervalle d'altitudes utilisé pour calculer le spectre solaire de référence,

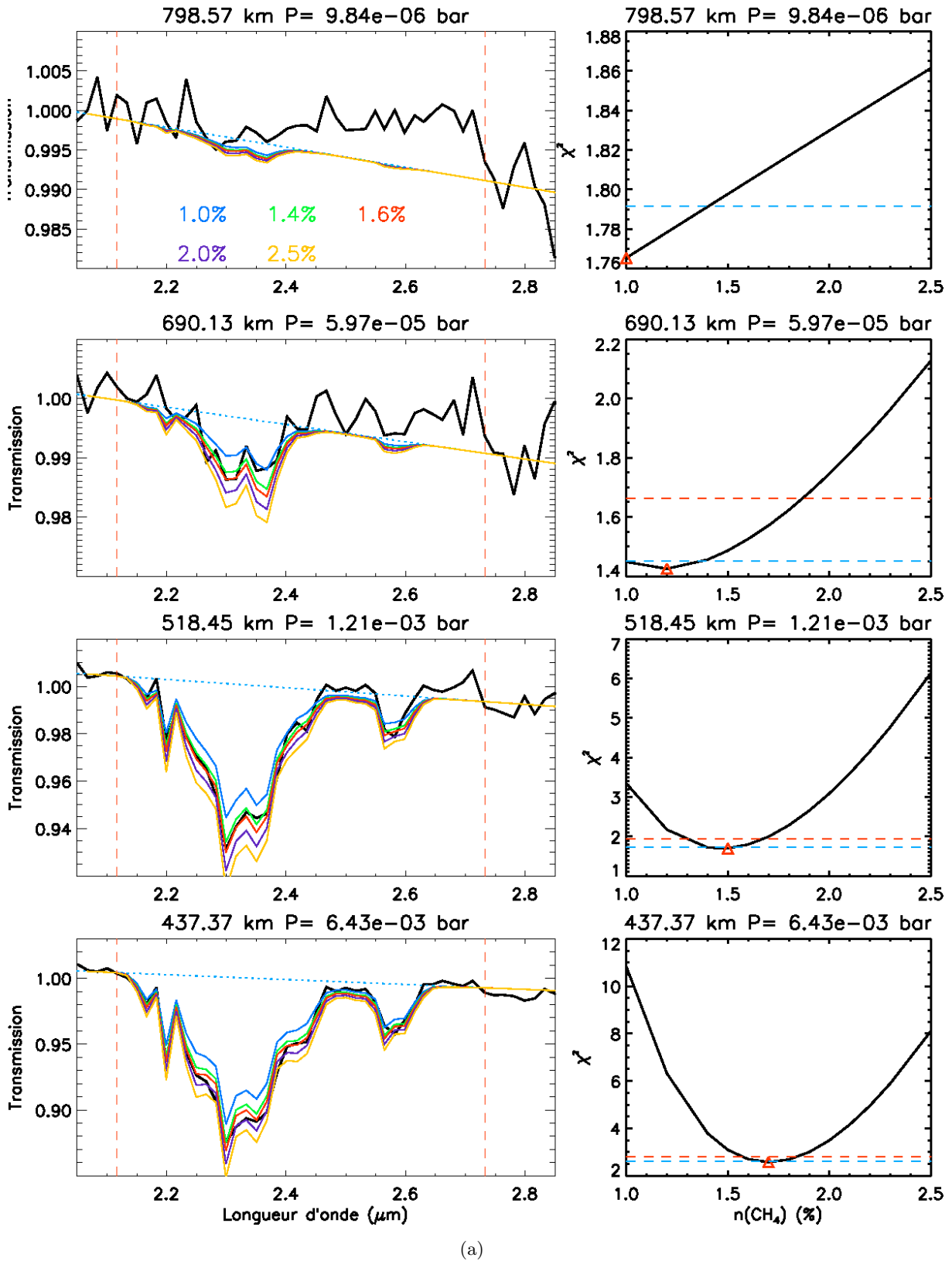
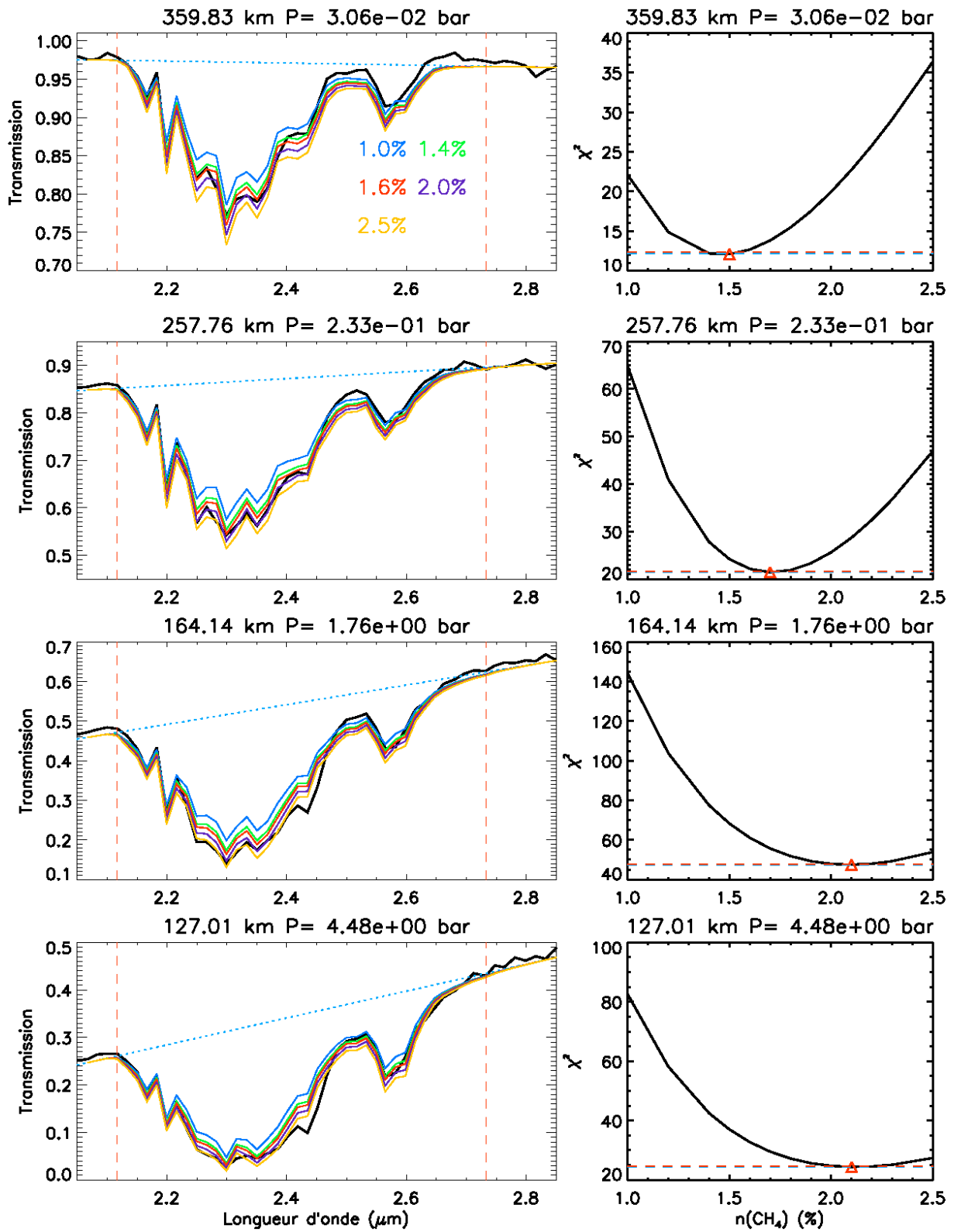


FIG. 10.6 – GAUCHE : Bande du méthane à 2,3 μm observée par VIMS (noir) et comparée aux modèles calculés pour des abondances de 1% (bleu), 1,4 % (vert), 1,6 % (rouge), 2% (violet) et 2,5% (orange). Les traits verticaux en pointillés rouges indiquent les limites utilisées dans le calcul du χ^2 . La droite en pointillés bleus représente le niveau du continu. DROITE : Courbes de χ^2 pour les altitudes correspondantes. Le minimum est réperé par un triangle rouge. Les droites horizontales en pointillés représentent les limites à 1σ (bleu) et 3σ (rouge).



(b)

FIG. 10.6 – Suite

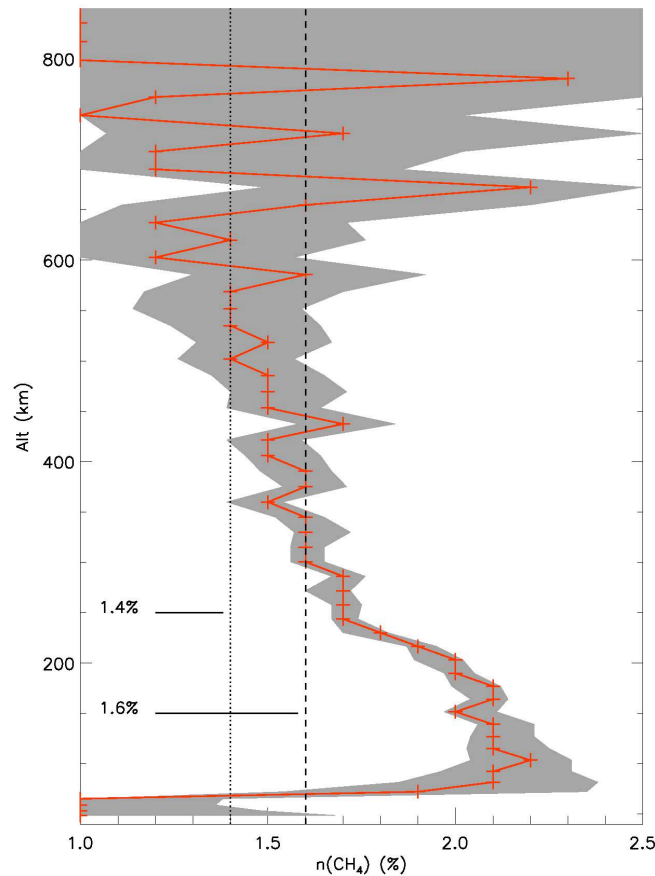


FIG. 10.7 – Profil de CH_4 : A chaque altitude, abondance qui permet le meilleur ajustement de la bande à $2,3 \mu\text{m}$. La zone grisée représente les barres d'erreur à 3σ . Pour référence, les profils uniformes à $1,4 \%$ (points) et $1,6\%$ (tirets) sont aussi représentés.

- les coefficients d'élargissement des raies,
- le type de convolution (triangle ou gaussienne),
- les intervalles spectraux utilisés dans l'estimation du continu,
- et l'intervalle spectral sur lequel est estimé la fonction χ^2 .

En variant ces paramètres, de très légères différences ont été observées sur le profil du méthane. Mais l'augmentation à basse altitude et les difficultés d'ajustement de la bande à $1,7 \mu\text{m}$ persistent. Par conséquent, aucune explication liée au modèle n'a été trouvée pour expliquer ces anomalies qui n'ont pas de réalité physique et sont contraires à toutes les autres observations. Une hypothèse sur le phénomène est la présence d'une absorption supplémentaire au sein de la bande à $2,3 \mu\text{m}$, peut-être due aux aérosols puisque l'effet observé apparaît aux altitudes où la couche d'aérosols est non négligeable. Une effet de réfraction par les aérosols est aussi une hypothèse.

Néanmoins, notre méthode permet de modéliser de manière satisfaisante les spectres VIMS observés en utilisant une abondance de méthane de $1,4 - 1,6 \%$ telle que publiée par ailleurs. Nous la mettons donc en application pour l'étude de la molécule CO .

10.2 Le monoxyde de carbone

10.2.1 Identification

La molécule CO est visible dans les spectres VIMS par la bande à $4,7 \mu\text{m}$ qui correspond à la transition vibrationnelle $v = 0 \rightarrow v = 1$ et dont la forme est représentative des branches P et R de cette transition (Cf. chapitre 7). Cette bande est visible dans les spectres en dessous de 180 km d'altitude. Sa détection aux altitudes supérieures est limitée par le bruit. La transmission par CO est présentée en figure 10.8 pour 4 altitudes.

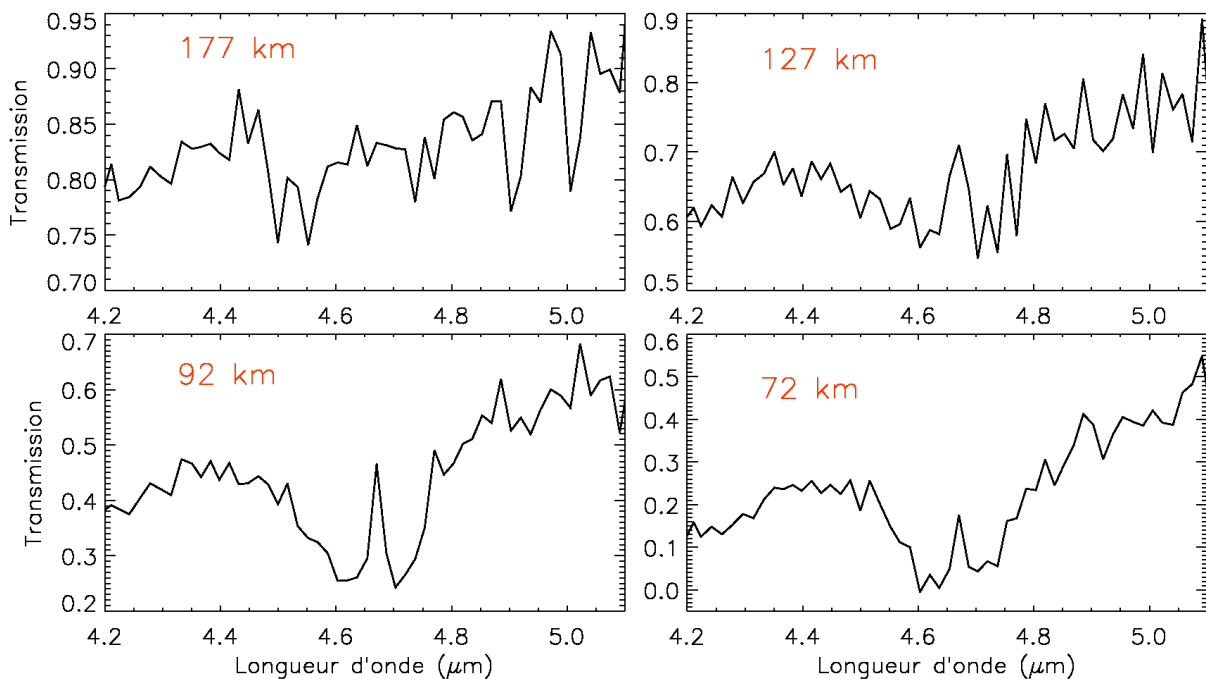


FIG. 10.8 – Bande à $4,7 \mu\text{m}$ de la molécule CO observée par VIMS à 4 altitudes différentes.

10.2.2 Calcul des spectres théoriques

L'enjeu de la mesure de l'abondance de CO dans l'atmosphère de Titan a été présenté dans le chapitre 2. Dans cette section nous suivons la même méthode que pour le méthane.

En supposant l'abondance de CO constante dans toute l'atmosphère, nous avons calculé la transmission théorique pour 51 abondances entre 10 et 80 ppm par pas de 1 ou 2 ppm. Ces modèles sont présentés dans la figure 10.9 pour une ligne de visée à 92 km d'altitude.

Comme on l'a vu au paragraphe 7.3.2, la molécule CH_3D présente une bande d'absorption localisée dans la branche R (courtes longueurs d'onde) de la bande de CO . Les calculs de la transmission de CO prennent en compte l'absorption par CH_3D , avec une abondance fixée à $7,5 \times 10^{-6}$ conformément aux mesures CIRS (Coustenis et al. 2007). La présence de CH_3D dans les modèles se constate par la structure visible vers $4,3 \mu\text{m}$ dans la figure 10.9 et qui s'étend jusqu'à la branche gauche de la bande de CO .

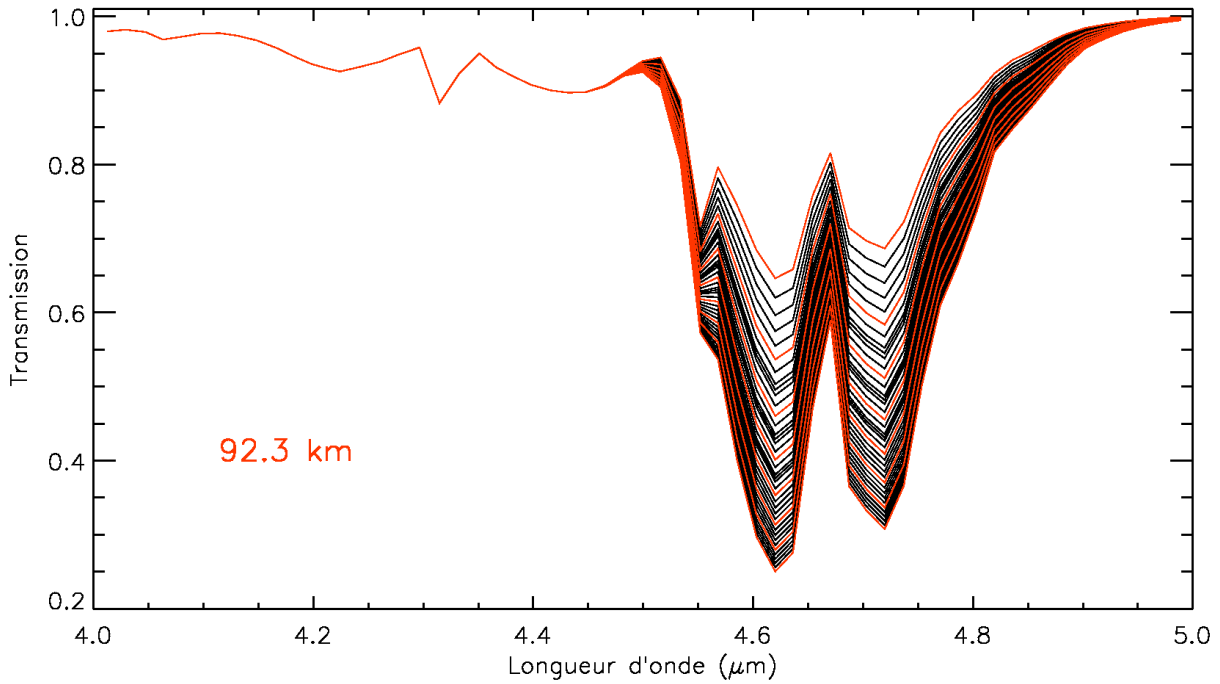


FIG. 10.9 – Modèles de la transmission par CO pour une altitude de 92,3 km et des abondances comprises entre 10 ppm et 80 ppm (du spectre le moins profond au plus profond). Les spectres correspondant aux abondances de 10, 20, 30, 40, 50, 60, 70 et 80 ppm de CO sont tracés en rouge.

10.2.3 Estimation du continu

Le continu au niveau de la bande de CO est estimé de manière similaire à ce qui est fait pour CH_4 . Deux intervalles spectraux sont choisis de part et d'autre de la bande de CO . On peut noter que l'intervalle de gauche (intervalle inférieur) correspond à l'intervalle de droite (intervalle supérieur) utilisé pour la bande à 3,3 μm du méthane.

Intervalle inférieur : 4,13 μm - 4,17 μm
(canaux 196 à 198, soit 3 points)

Intervalle supérieur : 5,01 μm - 5,12 μm
(canaux 248 à 255, soit 8 points)

Cependant, l'utilisation de ces deux intervalles s'est avérée qualitativement insuffisante pour contraindre correctement le continu observé. Un troisième intervalle est ajouté : ce sont les canaux 215 et 216 (4,45 - 4,47 μm), situés au niveau de l'absorption par CH_3D . Dans les spectres modèles, à une altitude donnée, la valeur dans ces deux canaux est quasi-constante quelque soit l'abondance de CO . Dans cet intervalle, on contraint le modèle de continu à ajuster la valeur du spectre observé divisée par la transmission modèle, c'est-à-dire le spectre observé corrigé de l'absorption par CH_3D .

Si l'on note $S(i)$ le spectre VIMS observé dans le canal spectral i et $T(i, n(CO))$ la transmission calculée, le continu est ajusté sur les points :

- $S(i)$ pour $i \in [196, 198]$,
- $S(i)/\bar{T}(215-216, n(CO))$ pour $i \in [215, 216]$ avec $\bar{T}(215-216, n(CO))$ la valeur moyenne de $T(i, n(CO))$ sur les canaux 215 et 216 et sur toutes les abondances $n(CO)$,
- $S(i)$ pour $i \in [248, 255]$.

Une fois déterminés les points à ajuster, il faut choisir quel modèle mathématique utiliser pour l'ajustement. Comme pour le méthane, un ajustement linéaire est apparu comme une solution satisfaisante. Néanmoins, l'ajustement par un polynôme du second degré semble également acceptable à certaines altitudes. Aussi, nous présentons ici les résultats obtenus dans les deux cas, tout en ayant une préférence pour le cas de l'ajustement linéaire. Les deux modèles de continu sont présentés sur la figure 10.10 pour les quatre mêmes altitudes que précédemment. On constate que les écarts entre les deux modèles diminuent quand l'altitude décroît, ce qui est normal car l'extinction des aérosols augmentant, le niveau du continu est plus facile à évaluer.

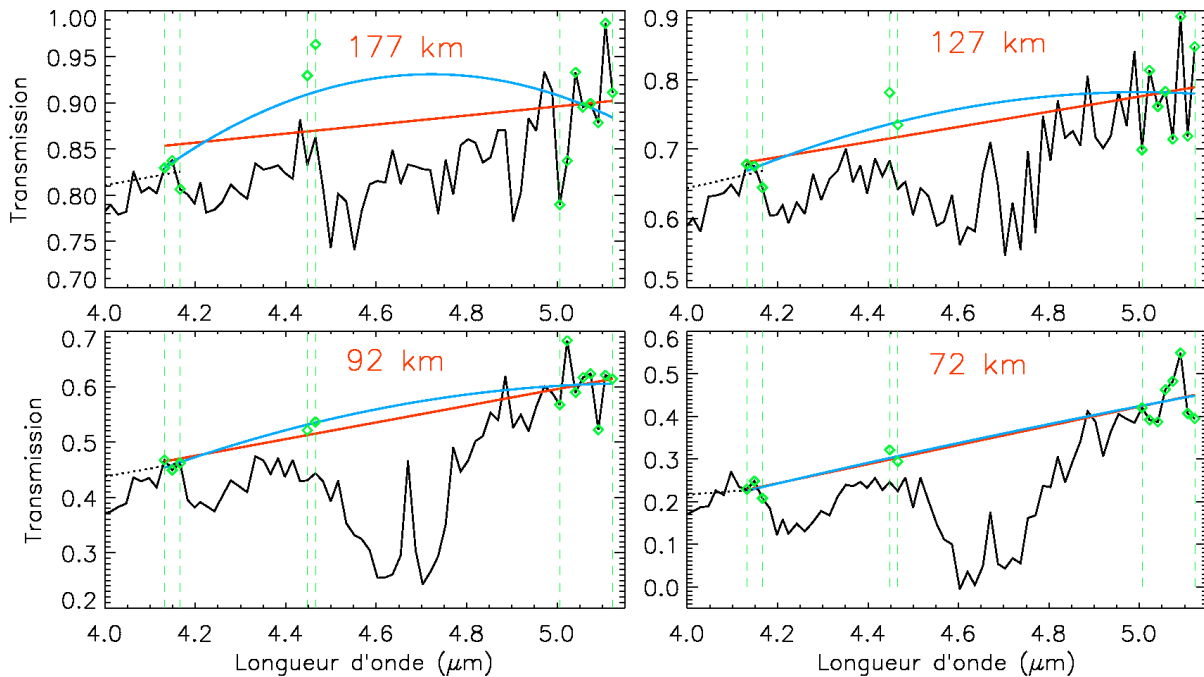


FIG. 10.10 – Estimation du continu au niveau de la bande de CO par un modèle linéaire (rouge) ou du second degré (bleu). Les spectres VIMS sont en noir. Les intervalles utilisés sont limités par les droites verticales vertes. Les points ajustés sont représentés par des losanges verts. Le continu de la bande à $3,3 \mu\text{m}$ du méthane est indiqué en pointillés noirs pour comparaison.

10.2.4 Ajustement aux données

Le modèle de continu, linéaire ou du second degré, est multiplié par les transmissions calculées. On dispose alors, à chaque altitude, de 51 modèles pour ajuster les données. Pour estimer le modèle, donc l'abondance de CO , permettant le meilleur accord avec les observations, on réalise un test de χ^2 comme cela est détaillé précédemment pour le méthane.

Pour la bande à $4,7 \mu\text{m}$ de CO , le test de χ^2 est réalisé sur l'intervalle $4,52 - 4,90 \mu\text{m}$ (canaux 219 à 242, soit 24 points), en utilisant les valeurs du bruit σ_e défini au chapitre précédent. L'abondance de CO est estimée sur les 6 spectres VIMS correspondant aux altitudes entre 72 et 127 km. Bien que la bande de CO soit visible dans les spectres entre 127 et 180 km, le rapport signal sur bruit est insuffisant pour obtenir une estimation fiable dans cette gamme d'altitude. En dessous de 72 km, la bande est saturée, c'est-à-dire que tout le flux solaire est absorbé, le fond de la bande est égale à 0 et la double structure de la bande disparaît.

Dans les figures 10.11 et 10.12 sont représentés les 6 spectres VIMS utilisés pour la mesure de l'abondance de CO avec un modèle de continu linéaire (figure 10.11) ou du second degré (figure 10.12). Pour chaque spectre, la courbe $\chi^2(n(CO))$ est tracée à côté avec les droites horizontales en pointillés bleus et rouges qui définissent les barres d'erreur à 1σ et 3σ respectivement. **Ces fonctions $\chi^2(n(CO))$ permettent de mesurer à chaque altitude l'abondance qui permet le meilleur ajustement des données.** Le minimum est repéré par un triangle orange et la transmission correspondante à cette fraction molaire de CO est tracée en orange dans la partie gauche de ces figures.

Les résultats des mesures individuelles à chaque altitude sont donnés dans le tableau 10.2 avec les barres d'erreur à 3σ . On constate dans ce tableau que la mesure à 82 km d'altitude est assez déviante des autres valeurs, probablement à cause d'un niveau de continu légèrement surestimé à droite de la bande de CO . Etant donnée la disparité des valeurs obtenues, ainsi que leur dépendance vis-à-vis du modèle de continu, ces mesures n'ont pas pour objectif d'établir un profil de CO mais de déterminer une valeur moyenne de son abondance dans la gamme d'altitudes étudiée, soit dans la stratosphère entre 127 et 72 km.

Altitude	$n(CO) \pm 3\sigma$	
	Continu : linéaire	Continu : 2 nd degré
127,0 km	28 +15/ -11 ppm	18 +12 / - 8 ppm
115,1 km	22 +10/ - 8 ppm	19 +10 / - 7 ppm
103,5 km	30 + 9/ - 8 ppm	25 + 9 / - 7 ppm
92,3 km	32 + 8/ - 7 ppm	30 + 8 / - 7 ppm
81,7 km	52 +14/ -12 ppm	48 +13 / -12 ppm
72,2 km	37 +16/ -10 ppm	35 +14 / -10 ppm

TAB. 10.2 – Abondance de CO qui minimise la fonction $\chi^2(n(CO))$ et barres d'erreur à 3σ , pour les 6 altitudes utilisées et les deux modèles de continu.

En utilisant un continu linéaire, la valeur moyenne des six mesures obtenues est de 33,5 ppm, avec une barre d'erreur formelle à 3σ de +4,4/-3,6 ppm². Mais les barres d'erreur individuelles, comprises entre 7 et 16 ppm, sont plus grandes et variées que ces erreurs formelles. De plus, on utilisant un modèle de continu du second degré, on obtient une valeur moyenne pour l'abondance de CO de 29,2 ppm, avec une erreur formelle de +4,2/-3,3 ppm. D'après ces résultats et la connaissance des données acquise lors de cette étude, il est raisonnable d'estimer **l'abondance de CO à 33 ± 10 ppm dans la basse stratosphère, entre 70 et 130 km d'altitude.** Sur la figure 10.11, les modèles correspondant à une fraction molaire de 33 ppm sont représentés en rouge. Les modèles en bleus correspondent aux valeurs extrêmes étant donnée une barre d'erreur de 10 ppm sur cette mesure, soit 23 et 43 ppm. Sur la figure 10.11, présentant les résultats pour un continu d'ordre 2, le modèle en rouge correspond à une abondance de 29 ppm, c'est-à-dire la valeur moyenne des résultats dans ce cas. Les modèles en bleu sont des modèles à ± 10 ppm par rapport au modèle central, soit à 19 et 40 ppm.

²Pour un ensemble de N valeurs x_i comportant une erreur σ_i , l'erreur σ sur la moyenne \bar{x} des x_i est donnée par $\frac{1}{\sigma^2} = \sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_i^2}$.

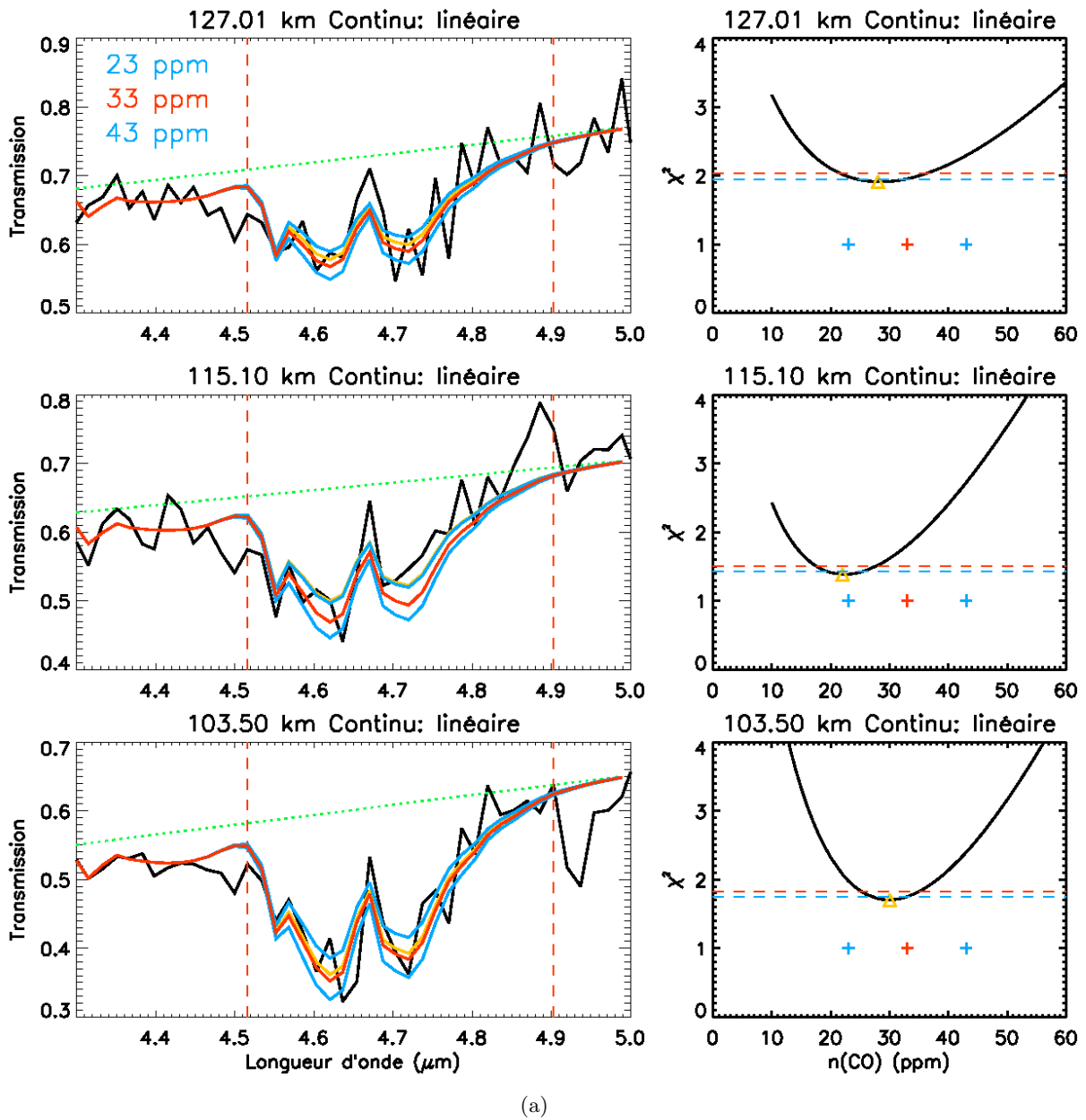
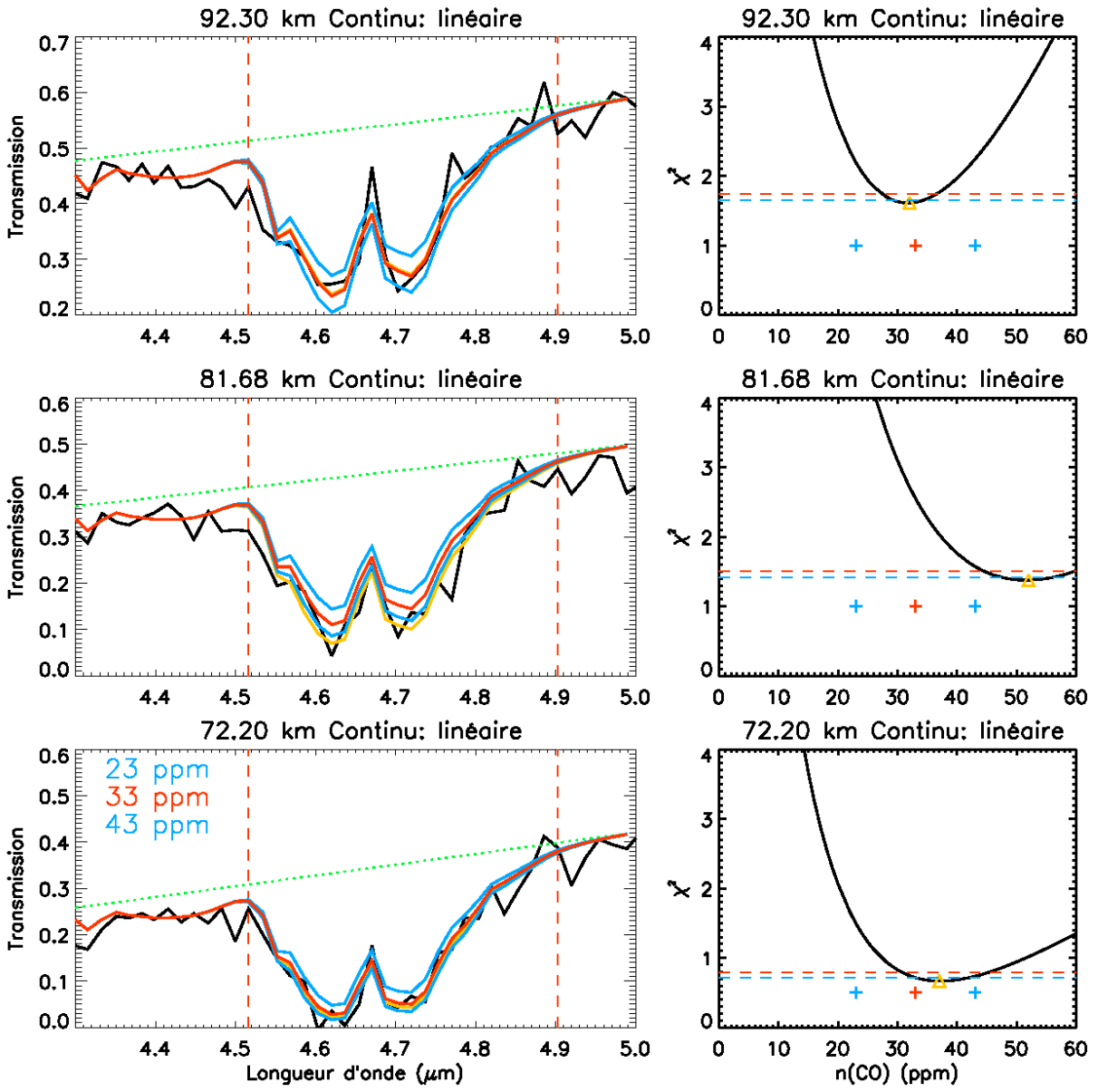


FIG. 10.11 – GAUCHE : Absorption par CO observée par VIMS (noir) et modèles calculés avec $CO = 23$ ppm (bleu), 33 ppm (rouge) et 43 ppm (bleu) et un **continu linéaire** (pointillés verts). Les limites utilisées dans le calcul du χ^2 sont en pointillés rouges. Le modèle qui minimise $\chi^2(n(CO))$ à cette altitude est représenté en orange. DROITE : Courbes de χ^2 correspondantes. Le minimum est réperé par un triangle orange. Les droites horizontales en pointillés représentent les limites à 1σ (bleu) et 3σ (rouge). Les croix bleues et rouges repèrent les positions 23, 33 et 43 ppm de $n(CO)$.



(b) b - suite

FIG. 10.11 – Suite.

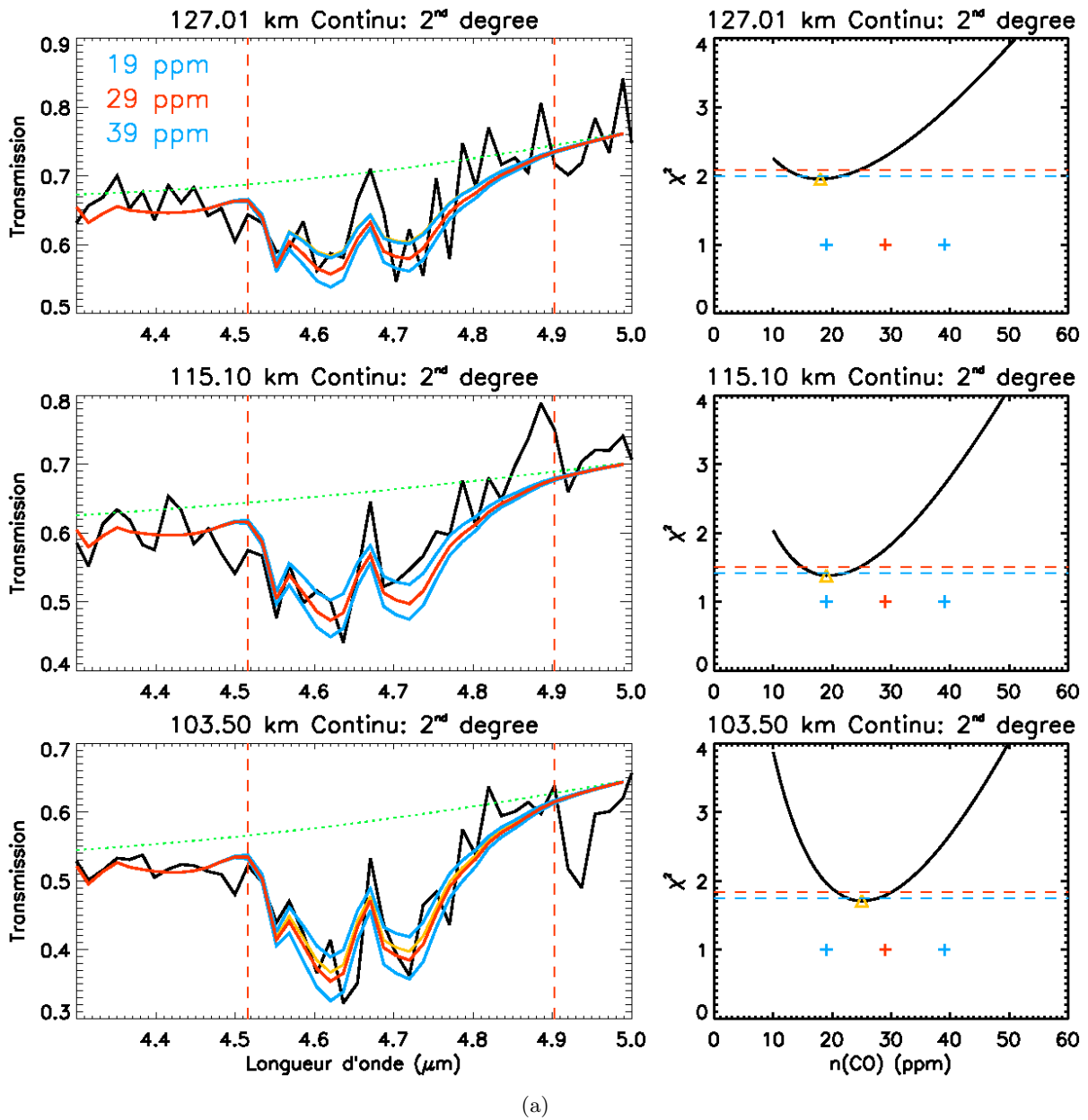
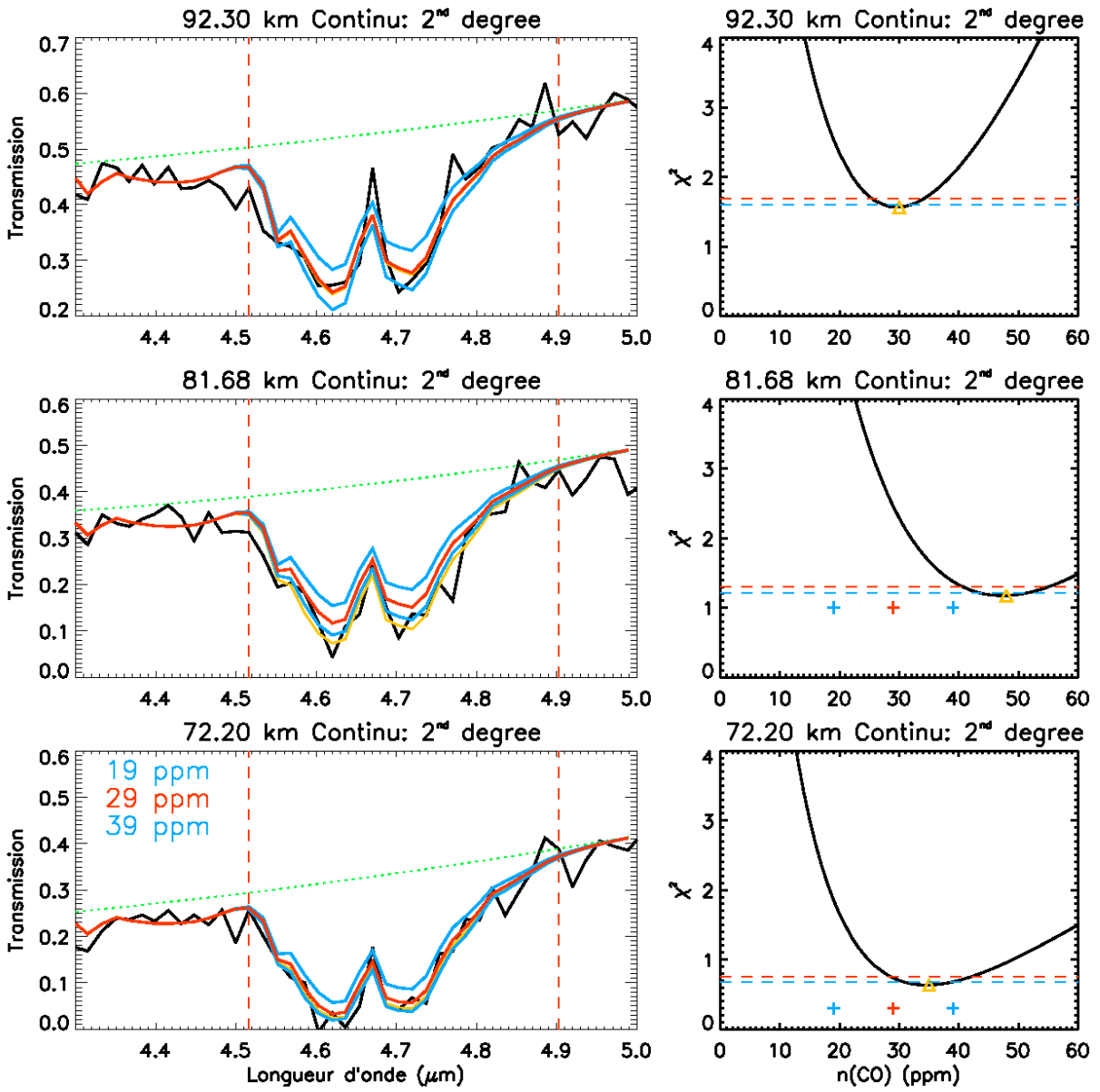


FIG. 10.12 – GAUCHE : Absorption par CO observée par VIMS (noir) et modèles calculés avec $CO = 19$ ppm (bleu), 29 ppm (rouge) et 40 ppm (bleu) et un **continu du 2nd degré** (pointillés verts). Les limites utilisées dans le calcul du χ^2 sont en pointillés rouges, le modèle qui minimise $\chi^2(n(CO))$ à cette altitude est en orange. DROITE : Courbes de χ^2 correspondantes. Le minimum est réperé par un triangle orange. Les droites horizontales en pointillés représentent les limites à 1σ (bleu) et 3σ (rouge). Les croix bleues et rouges repèrent les positions 19 , 29 et 39 ppm de $n(CO)$.



(b)

FIG. 10.12 – Suite.

10.2.5 Discussion

Cette valeur de l'abondance de CO dans la basse stratosphère est en bon accord avec la valeur de 32 ± 15 ppm mesurée dans la haute stratosphère, plus chaude, par [Baines et al. \(2006\)](#). Notre résultat est aussi en accord avec les observations CIRS dans la même gamme d'altitudes qui aboutissent à des fractions molaires de 45 ± 15 ppm ([Flasar et al. 2005](#)) et 47 ± 8 ppm ([de Kok et al. 2007](#)). Les valeurs troposphériques de [Lellouch et al. \(2003\)](#) et [López-Valverde et al. \(2005\)](#), 32 ± 10 ppm et 32 ppm respectivement, sont aussi du même ordre de grandeur. Ces différentes mesures, réalisées avec des instruments différents depuis la Terre ou la sonde Cassini et sondant différentes gammes d'altitudes, s'accordent entre elles autour d'une valeur proche de 30-40 ppm, relativement constante dans l'atmosphère, conformément aux modèles physiques.

Le résultat ci-dessus correspond à la fraction molaire de CO dans la basse stratosphère froide en dessous de 130 km. La bande d'absorption de CO à 4,7 μm est visible dans nos données entre 130 et 180 km. Mais les spectres à ces altitudes sont trop bruités pour être inclus dans l'ajustement et la mesure ci-dessus. Aucune conclusion ne peut donc être établie quant à l'abondance de CO à ces altitudes. En supposant une abondance constante de 33 ppm de CO dans l'atmosphère, notre modèle prédit que la bande à 4,7 μm est visible jusqu'à 300 km d'altitude environ. A 315 km, ce modèle prévoit une absorption de 1% à 4,7 μm , au plus profond de la bande de CO . Cependant, si elle existe, cette absorption n'est pas détectable dans les données car son amplitude est trop faible par rapport au bruit ($\sigma_e = 27,1 - 81,1 \times 10^{-3}$).

10.3 Absorption à 3,4 μm

10.3.1 Détection

Sur la figure [10.4b](#), on constate que la bande d'absorption à 3,3 μm visible dans les spectres VIMS est bien plus large et profonde que la bande du méthane calculée. Une absorption supplémentaire se superpose à l'absorption du méthane. Elle apparaît pour des lignes de visée d'altitude inférieure à 480 km. En dessous de 300 km, cette bande est plus profonde que la bande du méthane.

La connaissance actuelle de l'atmosphère de Titan ne permet pas d'attribuer cette bande à un composé gazeux. En effet, le méthane est le gaz le plus abondant présentant des bandes d'absorption (l'azote n'interagit pas avec le rayonnement). La bande observée est plus profonde que la très intense bande à 3,3 μm du méthane. S'il s'agissait d'un composé gazeux il devrait être soit très abondant soit présenter une bande encore plus intense que celle du méthane. Grâce notamment à l'instrument CIRS, notre connaissance des composants mineurs de l'atmosphère de Titan est assez bonne. Or aucun des composés de cette liste ne permet d'expliquer l'absorption observée. **Cette absorption à 3,4 μm est attribuée aux particules solides présentes dans l'atmosphère de Titan.**

10.3.2 Observation sur Saturne et comparaison

L'instrument VIMS observe également des occultations stellaires par l'atmosphère de Saturne. Dans les spectres observés lors de l'occultation de l'étoile Procyon par Saturne le 20 mars 2006, une absorption similaire est visible ([Nicholson et al. 2006](#)). Sur la figure [10.13](#), l'absorption à 3,4 μm observée dans l'atmosphère de Titan est représentée pour quatre altitudes de visée. Pour chaque spectre, on a superposé la bande observée dans l'atmosphère de Saturne dont la

profondeur est similaire à celle de la bande vue sur Titan. Le modèle de transmission du méthane sur Titan avec une abondance de 1,6 % est aussi représenté pour souligner les différences avec la bande observée. On constate sur cette figure la similarité des bandes observées sur Titan et Saturne. La structure fine du fond de la bande différencie néanmoins les deux spectres.

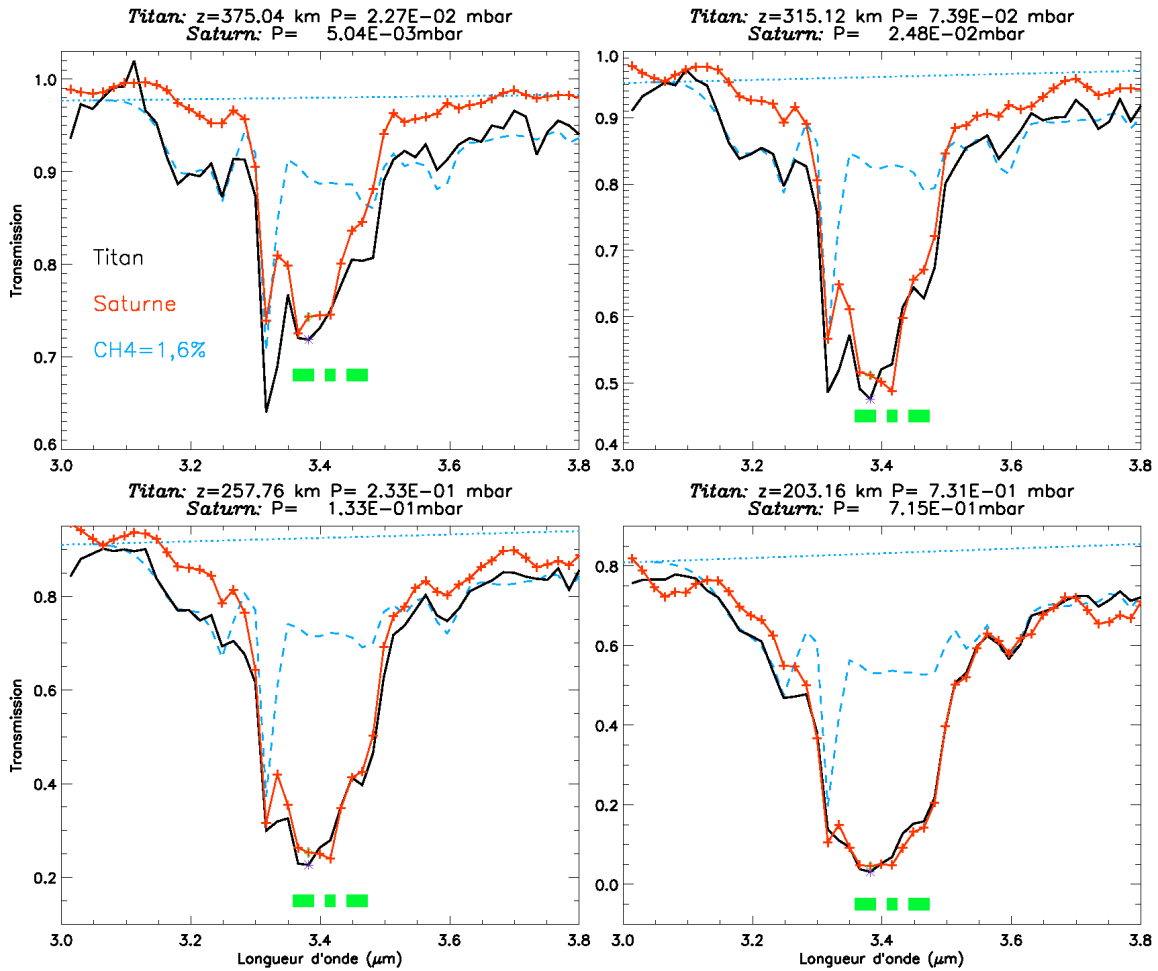


FIG. 10.13 – Bande d'absorption à $3,4 \mu\text{m}$ observée par VIMS dans l'atmosphère de Titan lors de l'occultation solaire T10 (noir) et dans celle de Saturne lors de l'occultation de Procyon (rouge). Les altitudes et niveaux de pression correspondant sont indiqués dans le titre. Pour chaque spectre de Titan, le modèle de la bande à $3,3 \mu\text{m}$ du méthane (abondance = 1,6%) est aussi représenté (tirets bleus) avec le niveau de continu associé (pointillés bleus). Les rectangles verts représentent, de gauche à droite, les canaux spectraux 150 - 151 ($3,3656 - 3,3818 \mu\text{m}$), 153 ($3,4155 \mu\text{m}$) et 155 - 156 ($3,4487 - 3,4648 \mu\text{m}$).

Dans les spectres de Titan, le pic d'absorption le plus fort se situe dans le canal spectral 150 ou 151, respectivement centré en $3,3656 \mu\text{m}$ (2971 cm^{-1}) ou $3,3818 \mu\text{m}$ (2957 cm^{-1}), larges de 16 nm. Dans les spectres de Saturne, l'absorption la plus forte se situe également dans le canal spectral 150 à haute altitude ($P < 10^{-2}$ mbar). Ce pic se situe dans le canal 153 centré en $3,4155 \mu\text{m}$ (2928 cm^{-1}), large de 16 nm, pour les spectres d'altitude basse ($P > 10^{-2}$ mbar). On note aussi la présence d'une épaule qui s'étale sur les deux canaux 155 et 156, centrés respectivement en $3,4487 \mu\text{m}$ et $3,4648 \mu\text{m}$.

10.3.3 Identification

La stratosphère de Saturne présente une abondance en azote très faible. La quantité d'azote dans le composé responsable de cette absorption est donc probablement assez faible.

Pour identifier cette bande, il faut s'intéresser aux recherches menées sur le milieu interstellaire (ISM). En effet, depuis la première détection en 1979 (Willner et al. 1979), l'observation de sources infrarouges brillantes, telles celles du centre galactique, révèle une absorption à 3,4 μm attribuée aux poussières présentes sur la ligne de visée (Sandford et al. 1991, Pendleton et al. 1994, Pendleton 1999, Pendleton et Allamandola 2002, Duley et al. 2005; 2006). Cette absorption est considérée comme un traceur des composés organiques à l'état solide présents dans le milieu interstellaire diffus. Elle est caractéristique des modes d'élongation des liaisons $C - H$ au sein des hydrocarbures aliphatiques (c'est-à-dire non-aromatiques). Dans les hydrocarbures aromatiques, l'élongation des liaisons $C - H$ attachées aux cycles benzéniques donnent naissance à une bande située à 3,3 μm .

Dans l'ISM, Les chaînes aliphatiques responsables de la bande à 3,4 μm sont supposées être attachées à des molécules organiques de grande taille. Mais la bande à 3,4 μm ne traduit que l'élongation des liaisons $C - H$ et ne permet pas d'identifier les molécules porteuses de ces chaînes.

Il existe deux modes d'élongation, symétrique ou asymétrique, des groupes $-CH_2$ et $-CH_3$ des chaînes aliphatiques. Ces différents modes définissent la structure fine de la bande à 3,4 μm car ils correspondent à des pics secondaires dans cette bande. La position exacte de ces pics dépend de la molécule dans laquelle se trouvent les groupes $-CH_2$ et $-CH_3$ étudiés. Quelques valeurs sont données dans le tableau 10.3, inspiré de Sandford et al. (1991) et D'hendecourt et Allamandola (1986). On considère que la position nominale de ces pics est leur position dans les hydrocarbures saturés non-ramifiés de grandes tailles dont la formule générale est $CH_3 - (CH_2)_n - CH_3$. Pour des valeurs de n jusqu'à 10, ces alcanes sont gazeux ou liquide (Sandford et al. 1991). De plus, on constate que la présence de groupes électro-négatifs ($-OH$, $-NH$) à proximité des groupes $-CH_2$ et $-CH_3$, déplace les pics vers des longueurs d'onde plus courtes.

Pour étudier la bande à 3,4 μm observée sur Titan et Saturne, trois structures sont intéressantes. Leur position nominale dans les hydrocarbures saturés sont :

- 2955 cm^{-1} / 3,384 μm : $-CH_3$ asymétrique,
- 2921 cm^{-1} / 3,423 μm : $-CH_2$ asymétrique,
- 2870 cm^{-1} / 3,484 μm : $-CH_3$ symétrique.

Etant donnée la résolution de 16,6 nm par canal spectral des spectres VIMS et le décalage possible de ces positions, on constate un bon accord entre les positions observées des pics secondaires et les positions théoriques ci-dessus. Ainsi, les 2 pics situés dans les canaux centrés en 3,3656-3,3818 μm et 3,4155 μm peuvent être attribués aux vibrations asymétriques des groupes $-CH_3$ et $-CH_2$ respectivement. L'épaule sur les canaux à 3,4487 μm et 3,4648 μm correspond à la vibration symétrique du groupe $-CH_3$. Dans les figures 10.14 et 10.15, sont représentées l'absorption à 3,4 μm observée pour des altitudes inférieures à 460 km sur Titan (cubes 368 à 394) et des pressions supérieures à $1,8 \times 10^{-6}$ bar sur Saturne. Les positions théoriques (traits verticaux) et observées (losanges) des pics secondaires identifiés ci-dessus sont également représentées, afin de rendre l'identification plus claire.

	-CH₃ asymétrique	-CH₂ asymétrique	-CH₃ symétrique	-CH₂ symétrique
Pentane (C_5H_6)	2957 cm ⁻¹ 3,3818 μm	2923 cm ⁻¹ 3,4211 μm	2872 cm ⁻¹ 3,4819 μm	2857 cm ⁻¹ 3,5002 μm
Hexane (C_6H_{14})	2955 cm ⁻¹ 3,3841 μm	2921 cm ⁻¹ 3,4235 μm	2870 cm ⁻¹ 3,4843 μm	2858 cm ⁻¹ 3,4990 μm
Cyclohexane (C_6H_{12})		2927 cm ⁻¹ 3,4165 μm		2850 cm ⁻¹ 3,5088 μm
Méthylcyclohexane (C_7H_{14})	2946 cm ⁻¹ 3,3944 μm	2926 cm ⁻¹ 3,4176 μm	2868 cm ⁻¹ 3,4868 μm	2850 cm ⁻¹ 3,5088 μm
Butanol (C_4H_9OH)	2955 cm ⁻¹ 3,3841 μm	2928 cm ⁻¹ 3,4153 μm	2869 cm ⁻¹ 3,4856 μm	
Méthanol (CH_3OH)	2982 cm ⁻¹ 3,3535 μm		2828 cm ⁻¹ 3,5361 μm	
Méthylcyanide (CH_3CN)	3001 cm ⁻¹ 3,3222 μm		2941 cm ⁻¹ 3,4002 μm	

TAB. 10.3 – Positions des pics correspondant aux modes d'élongation de $-CH_2$ et $-CH_3$ pour diverses molécules.

10.3.4 Discussion

Cette absorption révèle la présence de longues chaînes aliphatiques dans les molécules qui composent les aérosols de Titan. Elle n'apporte pas d'information sur les molécules porteuses de ces chaînes. Néanmoins, les écarts constatés entre la position des pics observés et les positions nominales ci-dessus indiquent peut-être la présence de groupe électronégatifs ($-OH$, $-NH$) à proximité des chaînes et déplaçant les pics vers des longueurs d'onde plus faibles.

Sur la figure 10.14 représentant les spectres de l'atmosphère de Titan, on constate que le pic correspondant au groupe $-CH_3$ (3,3656-3,3818 μm), en bleu, est plus important que celui du groupe $-CH_2$ (3,4155 μm), en rouge, ce qui suggère des chaînes aliphatiques relativement courtes. En effet, plus une chaîne est longue, plus le nombre de groupes $-CH_2$ augmente alors que le nombre de groupes $-CH_3$, en bout de chaîne, est constant. Dans les spectres de l'atmosphère de Saturne (figure 10.15), le pic le plus important correspond au groupe $-CH_3$ en haute altitude et au groupe $-CH_2$ à basse altitude. Ce constat suggère que les chaînes aliphatiques sont plus longues à basse altitude sur Saturne.

Néanmoins, il faut rester prudent vis-à-vis de ces considérations sur la structure fine de la bande à 3,4 μm et la position des différents pics secondaires. Les spectres VIMS nous donnent des indices sur les voies à explorer. L'observation de cette absorption avec une résolution spectrale supérieure est nécessaire pour mesurer le rapport CH_2/CH_3 et détecter d'éventuels déplacements par rapport aux positions nominales, afin de conclure sur la longueur des chaînes responsables de la bande observée.

De nombreuses études de laboratoire ont été menées afin d'identifier la source de l'absorption à 3,4 μm observée dans le milieu interstellaire diffus (Pendleton et Allamandola 2002, Ehrenfreund et al. 1991). Ces expériences concernent principalement des résidus organiques obtenus par irradiation ou bombardement énergétique de glaces diverses, mais aussi des bactéries (E.coli)

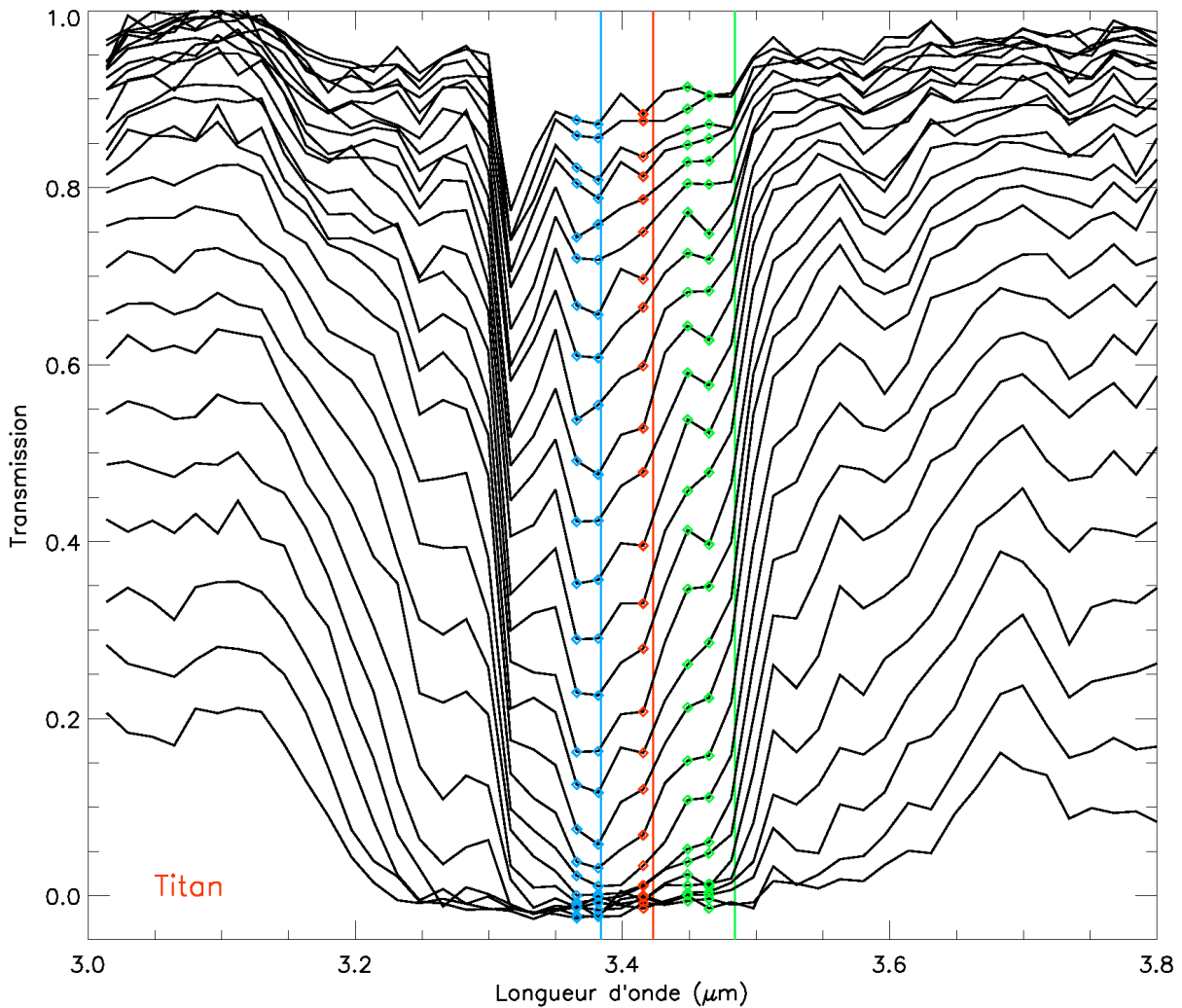


FIG. 10.14 – Bande à 3,4 μm observée dans l’atmosphère de Titan aux altitudes (du haut vers le bas) 453 km, 437 km, 421 km, 406 km, 390 km, 375 km, 360 km, 345 km, 330 km, 315 km, 300 km, 286 km, 272 km, 258 km, 244 km, 230 km, 217 km, 203 km, 190 km, 177 km, 164 km, 151 km, 139 km, 127 km, 115 km, 104 km et 92 km. Les symboles représentent la position observée des pics et les traits verticaux leur position nominale, en bleu pour la vibration $-\text{CH}_3$ asymétrique, en rouge pour $-\text{CH}_2$ asymétrique et en vert pour $-\text{CH}_3$ symétrique.

ou des météorites (Murchison). La comparaison visuelle des spectres de laboratoire obtenus avec notre propre absorption indique que certains spectres présentent de nombreuses similarités. Une comparaison plus poussée est donc recommandée.

Une harmonique dans la bande à 2,3 μm ?

Il est possible que le composé à l’origine de la bande à 3,4 μm possède également une bande d’absorption plus faible à 2,3 μm , harmonique de la bande à 3,4 μm . Nous avons considéré que la bande à 2,3 μm est uniquement due au méthane. Mais la présence d’un harmonique du composé solide donnerait une bande plus profonde que la seule bande du méthane, ce qui pourrait

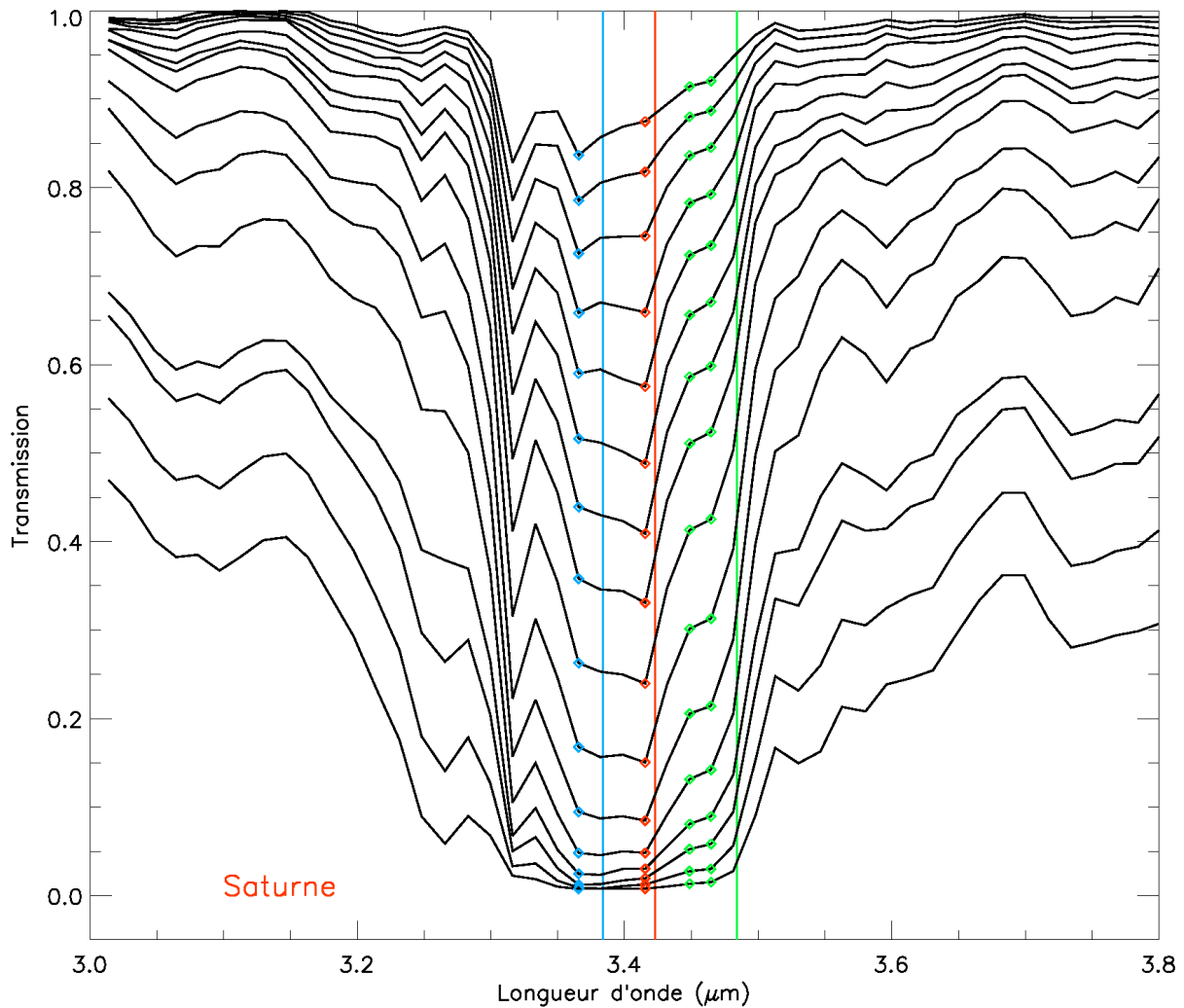


FIG. 10.15 – Bande à $3,4 \mu\text{m}$ observée dans l'atmosphère de Saturne aux pressions (du haut vers le bas) $1,78 \times 10^{-6}$ bar, $3,00 \times 10^{-6}$ bar, $5,04 \times 10^{-6}$ bar, $8,49 \times 10^{-6}$ bar, $1,45 \times 10^{-5}$ bar, $2,48 \times 10^{-5}$ bar, $4,33 \times 10^{-5}$ bar, $7,57 \times 10^{-5}$ bar, $1,33 \times 10^{-4}$ bar, $2,32 \times 10^{-4}$ bar, $4,07 \times 10^{-4}$ bar, $7,15 \times 10^{-4}$ bar, 1,28 mbar, 2,33 mbar, 4,41 mbar et 8,78 mbar. Les symboles représentent la position observée des pics et les traits verticaux leur position nominale, en bleu pour la vibration $-CH_3$ asymétrique, en rouge pour $-CH_2$ asymétrique et en vert pour $-CH_3$ symétrique.

expliquer l'augmentation apparente de l'abondance du méthane mesurée à basse altitude. Une absorption supplémentaire dans la bande à $2,3 \mu\text{m}$ du méthane ferait décroître la quantité de méthane nécessaire pour ajuster les observations en dessous de 300 km. Or aux altitudes où notre modèle à 1,6 % de CH_4 sous-estime la profondeur de la bande observée, il surestime aussi la profondeur de la bande à $1,7 \mu\text{m}$. Diminuer la quantité de méthane permettrait de résoudre les deux anomalies.

10.4 Autres absorptions

Dans la figure 10.10, on constate une absorption entre 4,2 et 4,3 μm . De part sa position, cette absorption a d'abord été attribuée à la molécule CO_2 . L'abondance de ce gaz dans l'atmosphère de Titan a été mesurée par CIRS qui obtient une fraction molaire de $1,5 \times 10^{-8}$. En utilisant un profil constant de CO_2 avec cette abondance, la transmission théorique de ce gaz a été calculée en utilisant notre modèle de transfert radiatif. Le continu est estimé en utilisant une droite passant par les points du spectre dans les canaux 194 à 197 (4,10 à 4,15 μm) et 212 à 216 (4,40 à 4,47 μm) de part et d'autre de l'absorption observée. Ce modèle est comparé aux données VIMS à quatre altitudes dans la figure 10.16.

On constate que l'absorption observée est environ 5 fois plus profonde que la bande calculée de CO_2 . De plus, la bande observée est positionnée à des longueurs d'onde légèrement inférieures à la position réelle de la bande de CO_2 . La bande observée à 4,2-4,3 μm n'est donc pas due au CO_2 et son identification reste à faire.

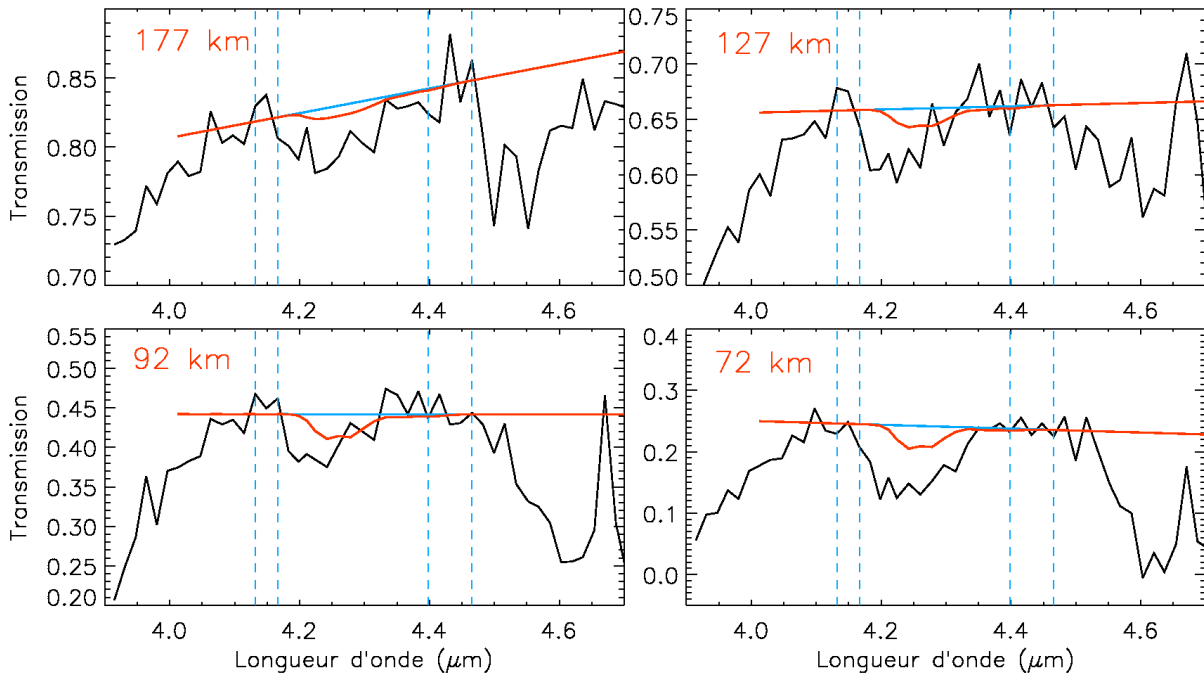


FIG. 10.16 – Absorption à 4,2-4,3 μm observée dans les spectres VIMS (noir) comparée à la transmission théorique de CO_2 (rouge) avec une abondance de $1,5 \times 10^{-8}$. Le continu (bleu) est estimé dans les intervalles limités par les lignes verticales en pointillés bleus.

Conclusion

Nous avons vu dans ce chapitre les résultats de la modélisation des bandes du méthane et du monoxyde de carbone visibles dans les spectres VIMS. La bande à 1,7 μm s'avère difficile à modéliser, mais la bande à 2,3 μm est bien ajustée par nos modèles à 1,4 ou 1,6 % de CH_4 constant dans l'atmosphère. Des difficultés de modélisation sont apparues en dessous de 200 km et n'ont pas été résolues. La bande à 3,3 μm du méthane est perturbée par une absorption

supplémentaire à $3,4 \mu\text{m}$, visible en dessous de 480 km. Celle-ci est attribuée aux vibrations des liaisons $C - H$ des chaînes aliphatiques attachées aux molécules qui constituent les aérosols en suspension dans l'atmosphère. La molécule CO est observée en dessous de 180 km d'altitude par une bande d'absorption à $4,7 \mu\text{m}$. Une abondance stratosphérique de 33 ± 10 ppm est mesurée entre 70 et 130 km d'altitude. L'ensemble des 63 spectres étudiés est présenté en annexe B avec les modèles des bandes du méthane pour une abondance de 1,6 % et les modèles de la bande de CO avec une fraction molaire de 33 ppm.

Dans le chapitre suivant, nous nous intéressons au continu des spectres VIMS afin d'étudier en détail l'extinction due aux aérosols de l'atmosphère.

Chapitre 11

L'extinction des aérosols

Sommaire

11.1 Profils d'extinction	131
11.2 Profils de densité : calculs	134
11.3 Modèles de transmission des aérosols	137
11.3.1 Valeurs de N_s	137
11.3.2 Absorptions de Khare <i>et al.</i>	141
11.4 Profils de densité : résultats	142
11.4.1 Influence des hypothèses de départ	142
11.4.2 Profils de densité	143
11.4.3 Densité de masse	145
11.5 Dépendance spectrale de l'opacité	147

Dans les spectres observés par VIMS lors de l'occultation solaire T10, la transmission est inférieure à 1 aux longueurs d'onde du continu, c'est-à-dire en dehors des bandes d'absorption. La valeur de ce continu décroît avec l'altitude visée. Son niveau est déterminé par l'extinction des aérosols de l'atmosphère de Titan. Nous avons vu au chapitre 8 les propriétés de ces aérosols et comment l'étude du continu des spectres VIMS permet d'établir des contraintes sur l'extinction, la densité et la structure des aérosols. Nous appliquons ici les méthodes développées dans la section 8.3.

Dans tout ce chapitre nous considérons que les aérosols sont des agrégats fractals composés de N_s sphères de rayon $0,05 \mu\text{m}$, avec $N_s \in [1; 3; 10; 30; 100; 300; 1\ 000; 3\ 000; 10\ 000; 30\ 000]$.

11.1 Profils d'extinction

Dans le cas de l'occultation solaire, on étudie $p = 63$ altitudes, de $z_{min}(i = 0) = 49 \text{ km}$ à $z_{min}(i = p - 1) = 987 \text{ km}$. On définit alors $p = 63$ couches d'atmosphère concentriques, la dernière couche, d'indice $i = 62$, s'étendant de $z_{min}(i = p - 1) = 987 \text{ km}$ à $1\ 000 \text{ km}$, limite supérieure choisie pour l'atmosphère.

Pour une altitude de visée minimum de $z_{min}(i)$, la transmission $T_\lambda(z_{min}(i))$ observée par VIMS, ou l'opacité $\tau_\lambda(z_{min}(i)) = -\ln T_\lambda(z_{min}(i))$, est liée à l'extinction $e_\lambda(j)$ dans les couches

d'indice $j \in [i, p - 1]$, c'est-à-dire au-dessus de la couche la plus basse traversée par la ligne de visée. C'est l'équation 8.8 reportée ici :

$$\tau_\lambda(z_{min}(i)) = \sum_{j=i}^{i=p-1} e_\lambda(j) ds(j) \quad \forall i \in [0; 62] \quad (11.1)$$

Cet ensemble d'équations est inversé (*inversion en pelures d'oignon*) afin d'obtenir les profils d'extinction $e_\lambda(z_{min})$:

- l'inversion débute à $i_{top}=55$, soit 854 km (cube 417),
- pour $i_{top} < i < p - 1$, $e_\lambda(i) = e_\lambda(i_{top}) e^{-\frac{z'(i)-z'(i_{top})}{H}}$ (équation 8.9),
- les longueurs d'onde utilisées sont celles du continu, soit :
 - 0,88 μm et 0,90 μm (canaux 0 et 1),
 - 1,08 à 1,11 μm (canaux 12 à 14),
 - 1,24 à 1,29 μm (canaux 22 à 25),
 - 2,00 à 2,10 μm (canaux 68 à 74),
 - 4,13 à 4,17 μm (canaux 196 à 198),
 - 4,45 μm et 4,47 μm (canaux 215 et 216),
 - 4,97 à 5,12 μm (canaux 264 à 255).

On note que les fenêtres à 1,5 μm et 2,9 μm ne sont pas utilisées. Une légère absorption visible à certaines altitudes dans la première fenêtre motive ce choix. La fenêtre à 2,9 μm est exclue car les transmissions calculées par la suite présentent une forte absorption autour de 3 μm induite par l'utilisation des indices de réfraction de Khare *et al.* (Cf ci-après).

L'ensemble des profils d'extinction obtenus dans les canaux spectraux définis ci-dessus sont présentés dans la figure 11.1 avec une échelle horizontale logarithmique. L'extinction $e_\lambda(i)$ dans la couche i est tracée en fonction de l'altitude $z'(i)$ du milieu de la couche, telle que

$$z'(i) = \frac{1}{2}(z_{min}(i) + z_{min}(i + 1)). \quad (11.2)$$

On remarque que certains points ne sont pas définis (coupure dans les courbes). En fait, il s'agit de valeurs négatives de l'extinction dont le logarithme est donc indéfini. Ces points se situent à hautes altitudes. En effet, quand l'extinction des aérosols est encore faible, la transmission observée peut prendre artificiellement des valeurs supérieures à 1 à cause du bruit des données, induisant alors des valeurs négatives de l'extinction.

Sur la figure 11.1, on constate une augmentation exponentielle de l'extinction entre 160 km et 460 km d'altitude. Un ajustement linéaire de $\ln(e_\lambda(i))$ dans cette gamme d'altitudes permet d'obtenir une échelle de hauteur de cette variation pour chaque canal spectral. Les valeurs individuelles sont présentées dans le tableau 11.1.

Les profils d'extinction de la figure 11.1 ne sont présentés qu'aux altitudes inférieures à 500 km. En effet, les résultats sur les aérosols sont robustes en dessous de 500 km seulement. Au-dessus, les résultats obtenus sont très dépendants des hypothèses de départ comme nous le verrons par la suite.

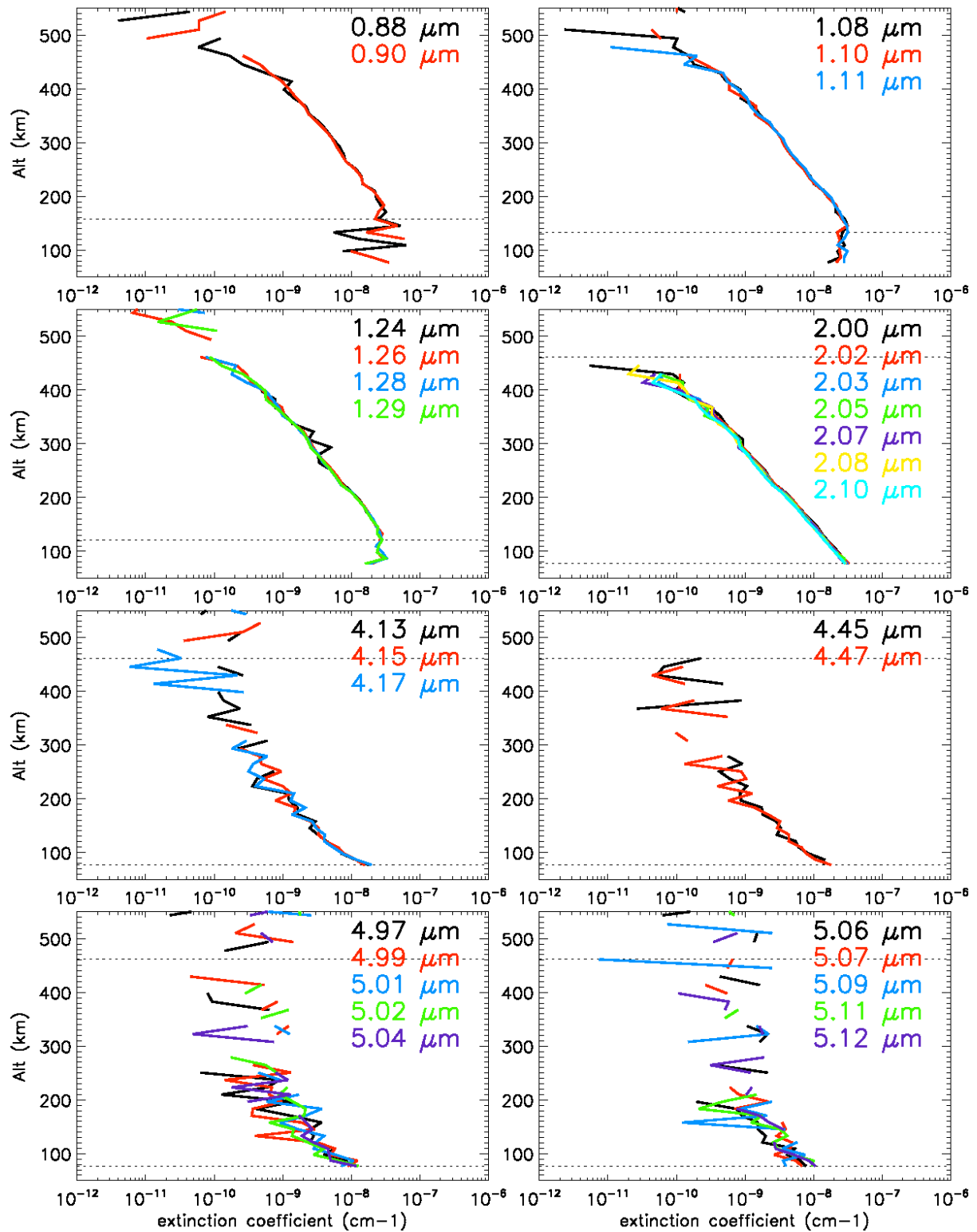


FIG. 11.1 – Profils d'extinction dans chaque canal spectral du continu utilisé. Les courbes de la fenêtre à $5 \mu\text{m}$ sont partagées dans deux figures pour plus de clarté. Les lignes horizontales en pointillés représentent les limites des altitudes d'utilisation de ces profils pour le calcul de la densité (Cf. tableau 11.2).

λ	Hauteur d'échelle (km)+1 σ /-1 σ	Altitudes utilisées	
0,88 μm	63 +3/-3	158-461 km	(22 points)
0,90 μm	67 +2/-2		(22 points)
1,08 μm	64 +2/-2	158-461 km	(24 points)
1,10 μm	65 +2/-2		(24 points)
1,11 μm	63 +2/-2		(24 points)
1,24 μm	72 +5/-4	121-461 km	(18 points)
1,26 μm	62 +2/-2		(25 points)
1,28 μm	61 +2/-2		(25 points)
1,29 μm	62 +2/-2		(25 points)
2,00 μm	55 +3/-2	77-461 km	(28 points)
2,02 μm	60 +1/-1		(27 points)
2,03 μm	58 +1/-1		(27 points)
2,05 μm	59 +1/-1		(27 points)
2,07 μm	48 +4/-4		(28 points)
2,08 μm	56 +2/-2		(28 points)
2,10 μm	57 +1/-1		(27 points)
4,13 μm	79 +7/-6		77-461 km
4,15 μm	77 +9/-7	(23 points)	
4,17 μm	60 +7/-6	(26 points)	
4,45 μm	83 +11/-8	77-461 km	(25 points)
4,47 μm	70 +7/-6		(25 points)
4,97 μm	96 +23/-16	77-461 km	(22 points)
4,99 μm	125 +36/-23		(24 points)
5,01 μm	153 +40/-27		(20 points)
5,02 μm	145 +34/-23		(21 points)
5,04 μm	149 +56/-32		(22 points)
5,06 μm	227 +164/-67		(19 points)
5,07 μm	136 +29/-20		(20 points)
5,09 μm	123 +62/-31		(18 points)
5,11 μm	177 +75/-41		(19 points)
5,12 μm	157 +54/-32		(20 points)

TAB. 11.1 – Hauteurs d'échelle des profils d'extinction de la figure 11.1, calculées dans l'intervalle d'altitudes indiqué. Le nombre de points utilisés varie dans un même intervalle car les points non définis sont exclus (logarithme de valeurs négatives).

11.2 Profils de densité : calculs

A partir des profils d'extinction, il est possible de calculer les profils de densité des aérosols (en nombre par unité de volume) en supposant qu'il s'agit d'agrégats fractals de section efficace d'extinction $\sigma_{N_s}(\lambda)$. Les détails de la méthode sont présentés dans la section 8.3.2. Seules les principales étapes sont rappelées ici :

- chaque profil d'extinction $e_\lambda(i)$ donne un profil de densité temporaire $\tilde{n}_{a,\lambda}(i; N_s)$,
- à chaque altitude i , la médiane des valeurs de $\tilde{n}_{a,\lambda}(i; N_s)$ sur un ensemble de longueurs

Altitudes	Fenêtres						
	X0	X1	X2	X3	X4	X5	X6
	0,88-0,90 μm (2 points)	1,08-1,11 μm (3 points)	1,24-1,29 μm (4 points)	2,00-2,10 μm (7 points)	4,13-4,17 μm (2 points)	4,45-4,47 μm (2 points)	4,97-5,12 μm (10 points)
477 - 864 km (23 niveaux)	X	X	X				
158 - 461 km (22 niveaux)	X	X	X	X	X	X	X
133 - 145 km (2 niveaux)		X	X	X	X	X	X
121 km (1 niveau)			X	X	X	X	X
77 - 109 km (7 niveaux)				X	X	X	X

TAB. 11.2 – Utilisation des différentes fenêtres du continu en fonction de l'altitude pour le calcul de $n_a^*(i; N_s)$.

d'onde du continu donne la densité $n_a^*(i; N_s)$. Les longueurs d'onde utilisées à chaque altitude sont détaillées dans le tableau 11.2.

On dispose alors de 10 profils de densité $n_a^*(i, N_s)$. On va alors ajuster ces profils pour que les spectres en transmission qui en résultent ajustent au mieux le continu observé. Cet ajustement permet aussi d'établir des barres d'erreur sur la densité, ce qui n'est pas possible avec la simple inversion ci-dessus. Les étapes sont les suivantes :

- Soit N_s fixé.
- On se place au niveau de la couche $i_{top} = 55$, la plus haute incluse dans l'inversion. On crée un tableau de 372 valeurs possibles de la densité $n'(i_{top})$ dans cette couche et contenant la valeur de départ $n_a^*(i_{top}, N_s)$. Ce tableau couvre l'intervalle $1 \times 10^{-4} n_a^*(i_{top}; N_s)$ à $20 \times n_a^*(i_{top}; N_s)$.
- Pour chacune des 372 valeurs de $n'(i_{top})$, on calcule la transmission $T(n'(i_{top}))$. Celle-ci dépend de la densité dans les couches traversées, soit les couches d'indice $j \in [i_{top}, p - 1]$. Par définition, la densité dans ces couches dépend seulement de la densité $n'(i_{top})$ dans la couche i_{top} .
 - On compare les modèles $T(n'(i_{top}))$ à la transmission observée $T(v_{IMS}, i_{top})$ en calculant la fonction test $\chi^2(n'(i_{top}))$:

$$\chi^2(n'(i_{top})) = \frac{1}{\text{nb point} \in I} \sum_{\lambda \in I} \frac{(T(v_{IMS}, i_{top}) - T(n', i_{top}))^2}{\sigma_e^2(\lambda)} \quad (11.3)$$

où I est l'intervalle des longueurs d'onde du continu utilisées à cette altitude et $\sigma_e^2(\lambda)$ l'erreur sur les données.

- On cherche la valeur $n_a(i_{top}, N_s)$ qui minimise cette fonction. C'est la valeur finale de la densité d'aérosols dans cette couche.
- Calcul des barres d'erreur :
 - On définit une fonction test normalisée en divisant par son minimum la fonction $\chi^2(n'(i_{top}))$:

$$\tilde{\chi}^2(n'(i_{top})) = \frac{\chi^2(n'(i_{top}))}{\min(\chi^2(n'(i_{top})))} \quad (11.4)$$

- On cherche l'intersection de la courbe $\tilde{\chi}^2(n'(i_{top}))$ avec la droite horizontale d'ordonnée $\frac{9}{\text{nb point} \in I}$.
- Les deux intersections définissent la barre d'erreur à 3σ sur $n_a(i_{top}, N_s)$, soit $\delta n^+(i_{top})$ et $\delta n^-(i_{top})$.
- On se place dans une couche d'indice $i < i_{top}$. On suppose que pour les couches $j > i$, supérieures à la couche i , on a déterminé la densité $n_a(j, N_s)$ et les barres d'erreur $\delta n^+(j)$ et $\delta n^-(j)$.
- On définit un intervalle de 372 valeur $n'(i)$ de la densité dans la couche i , entre $1 \times 10^{-4} n_a^*(i; N_s)$ et $20 \times n_a^*(i; N_s)$.
- On calcule la transmission observée à $z_{min}(i)$ en utilisant pour les couches $j > i$:
 - le profil de densité $n_a(j, N_s) - \delta n^-(j)$: on obtient $T_-(n'(i))$,
 - le profil de densité $n_a(j, N_s)$: on obtient $T_0(n'(i))$,
 - le profil de densité $n_a(j, N_s) + \delta n^+(j)$: on obtient $T_+(n'(i))$.
- Dans chacun des 3 cas, on compare les modèles aux données en calculant les fonctions test $\chi_-^2(n'(i))$, $\chi_0^2(n'(i))$ et $\chi_+^2(n'(i))$.
- La densité qui minimise $\chi_0^2(n'(i))$ est la valeur finale de la densité d'aérosols $n_a(i, N_s)$ dans cette couche,
- Calcul des barres d'erreur :
 - On normalise les 3 fonctions test (en les divisant par leur minimum) pour obtenir $\tilde{\chi}_-^2(n'(i))$, $\tilde{\chi}_0^2(n'(i))$ et $\tilde{\chi}_+^2(n'(i))$.
 - Pour chacune de ces courbes, on cherche les deux intersections, x^g et x^d , avec la droite horizontale d'ordonnée $\frac{9}{\text{nb point} \in I}$. L'exposant g indique l'intersection à gauche du minimum de la courbe et d l'intersection de droite. Pour les cas «-», «0» et «+», on note ces points x_-^g , x_-^d , x_0^g , x_0^d , x_+^g et x_+^d .
 - La position la plus à droite, x_-^d , (densité la plus élevée) définit la barre d'erreur supérieure $\delta n^+(i)$. La position la plus à gauche x_+^g définit la barre d'erreur inférieure $\delta n^-(i)$. En pratique, x_+^g n'est pas toujours définie, on utilise alors l'intersection x_0^g pour définir $\delta n^-(i)$.
 - Ce procédé est illustré sur la figure 11.2. Les courbes $\chi_-^2(n'(i))$, $\chi_0^2(n'(i))$ et $\chi_+^2(n'(i))$ sont représentées respectivement en bleu, en rouge et en vert pour $i = 23$ et $N_s = 30\,000$. Le minimum de la courbe rouge donne la valeur nominale de la densité $n_a(i, N_s)$ dans la couche. La droite horizontale en noir définit les barres d'erreur à 3σ . Son intersection avec la branche de droite de la courbe bleue définit $\delta n^+(i)$. L'intersection avec la gauche de la courbe verte définit $\delta n^-(i)$.

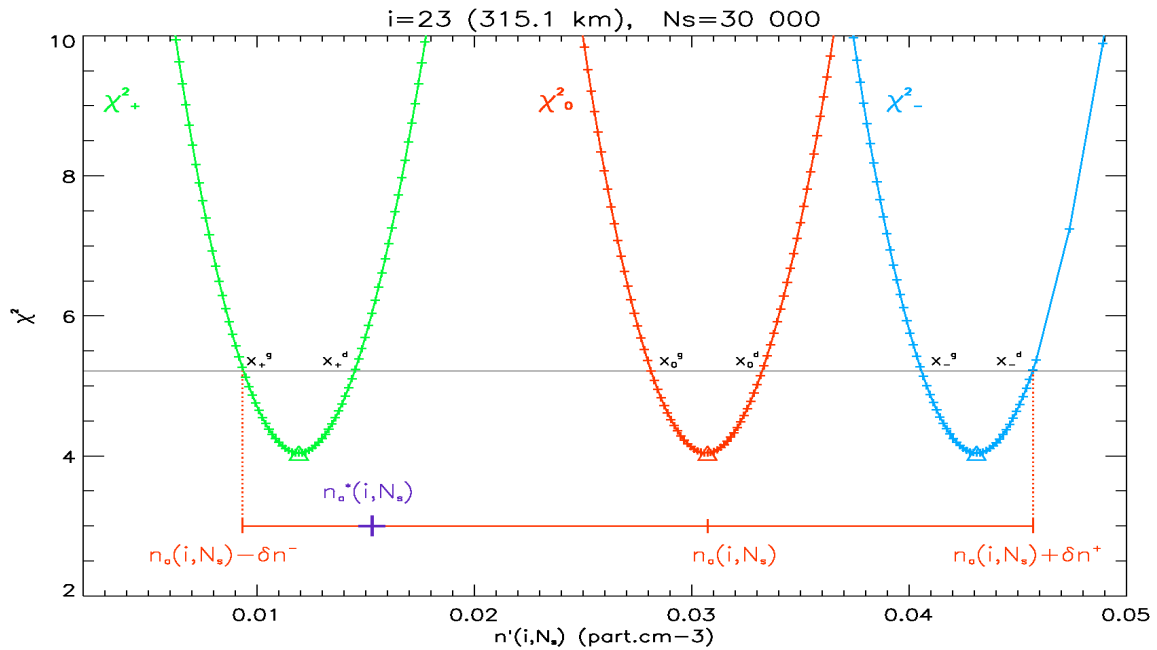


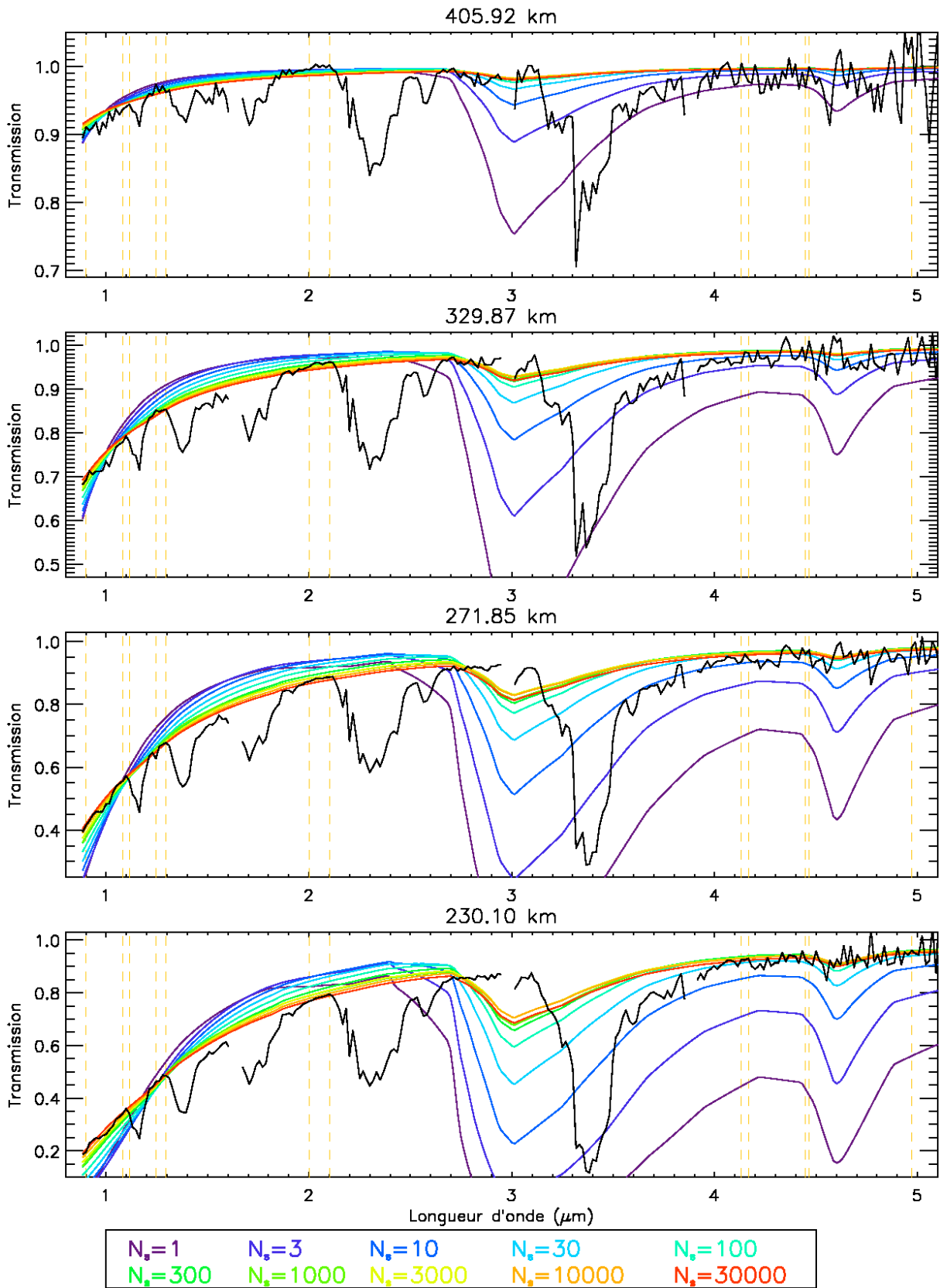
FIG. 11.2 – A l’altitude de visée $z_{min}(i = 23) = 315 \text{ km}$ et pour $N_s = 30\,000$, fonctions test $\chi^2_-(n'(i))$ (bleu), $\chi^2_0(n'(i))$ (rouge) et $\chi^2_+(n'(i))$ (vert). La droite noire horizontale définit les barres d’erreur à 3σ . La valeur initiale $n_a^*(i, N_s)$ de la densité dans cette couche est repérée par une croix violette. La valeur finale $n_a(i, N_s)$ et les barres d’erreur $\delta n^+(i)$ et $\delta n^-(i)$ sont représentées par le segment rouge.

11.3 Modèles de transmission des aérosols

Les spectres de la transmission des aérosols calculés avec les profils de densités $n_a(i; N_s)$ sont tracés sur la figure 11.3 pour les 10 valeurs de N_s et 6 altitudes visées. Il s’agit donc, pour chaque valeurs de N_s , du spectre modèle présentant le meilleur ajustement aux données dans les intervalles choisis et selon la méthode détaillée ci-dessus. On constate un accord satisfaisant entre le continu observé et la tendance prévue par ces modèles. Ces spectres permettent de tirer des conclusions sur deux aspects : les valeurs de N_s et les absorptions de Khare *et al.*.

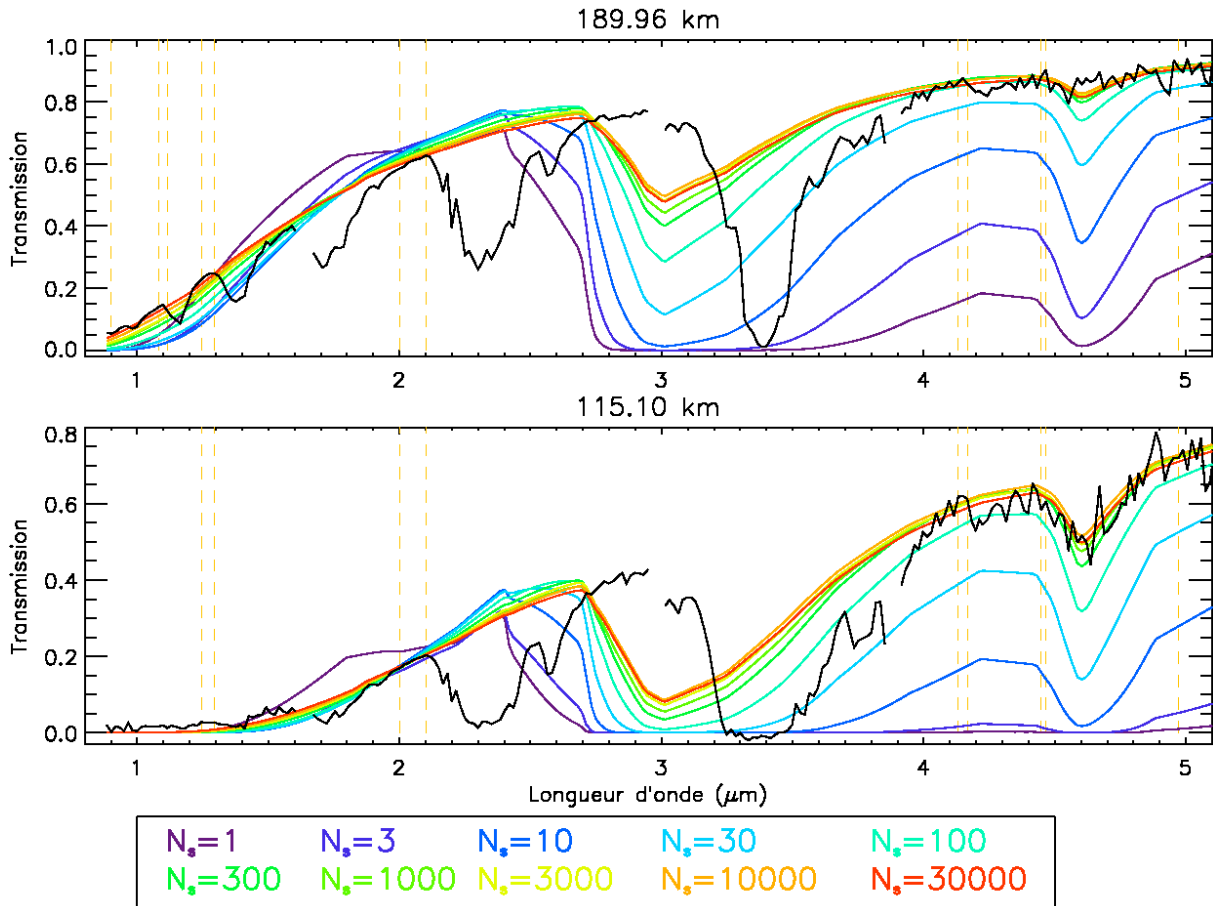
11.3.1 Valeurs de N_s

On constate sur la figure 11.3 que les modèles de transmission correspondant à de petites valeurs de N_s sont incapables de reproduire les observations. Aux grandes longueurs d’onde ($> 4 \mu\text{m}$), le continu est généralement sous-estimé. Aux courtes longueurs d’onde, la pente des modèles est d’autant plus forte que N_s est faible. Pour les petites valeurs de N_s , cette pente est bien plus forte que dans les spectres observés. Cet aspect est encore plus visible sur la figure 11.4 qui présente les mêmes spectres en échelle logarithmique sur les deux axes en dessous de $3 \mu\text{m}$. Pour le spectre à 115 km d’altitude, les valeurs observées ont une limite instrumentale inférieure autour de 10^{-2} et ne sont donc plus ajustées par les modèles. **Seules les valeurs élevées de N_s , typiquement supérieures à 1 000, permettent de reproduire la pente observée du continu de manière satisfaisante. Les données sont donc incompatibles avec des agrégats fractals comportant moins de 1 000 sphères par agrégat.**



(a)

FIG. 11.3 – Spectres VIMS observés à 6 altitudes (noir) et transmission des aérosols calculée avec les profils de densité $n_a(i; N_s)$. Pour chaque spectre, les droites verticales en pointillés orange délimitent les intervalles du continu utilisés à ces altitudes.

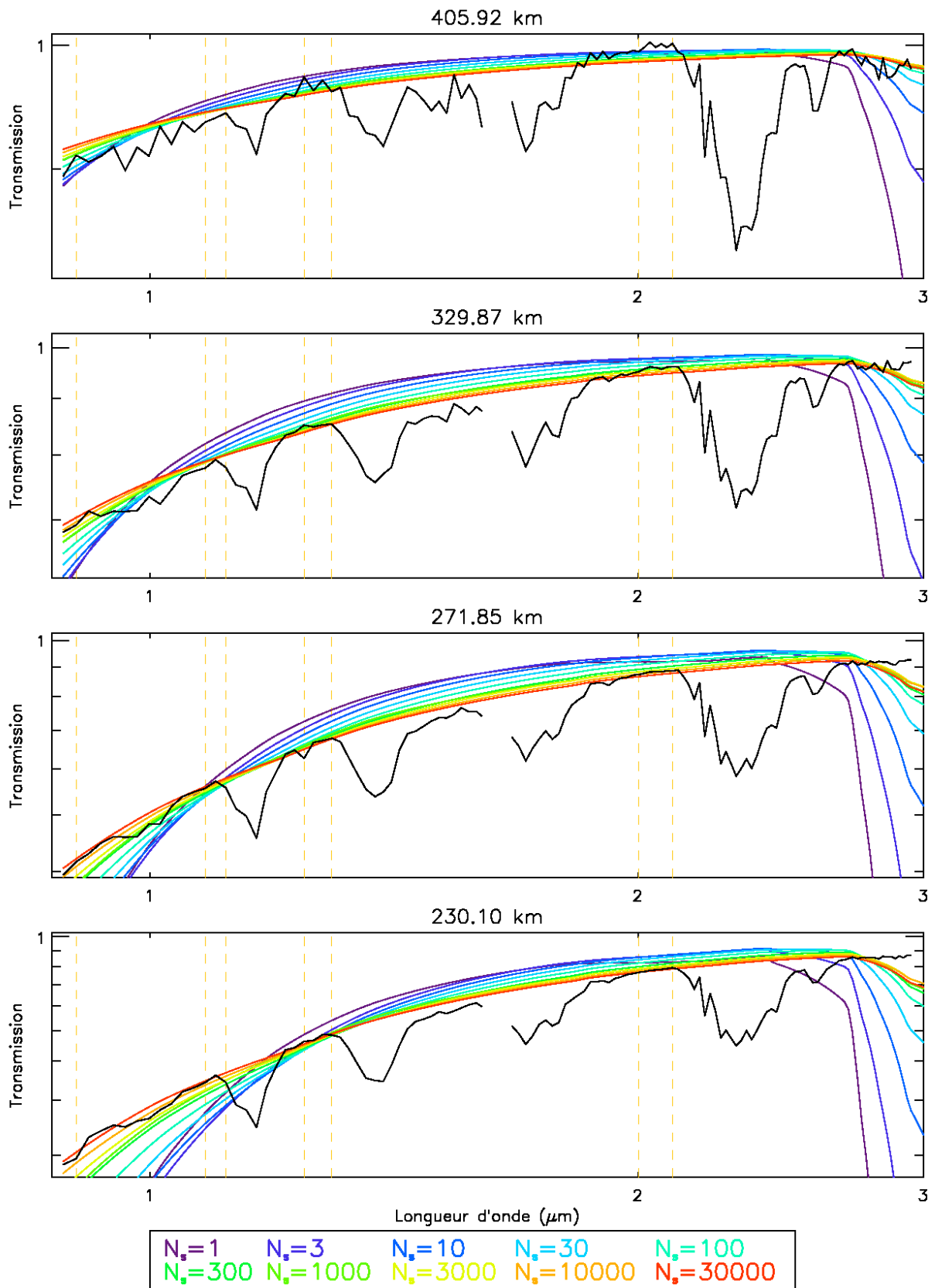


(b)

FIG. 11.3 – Suite.

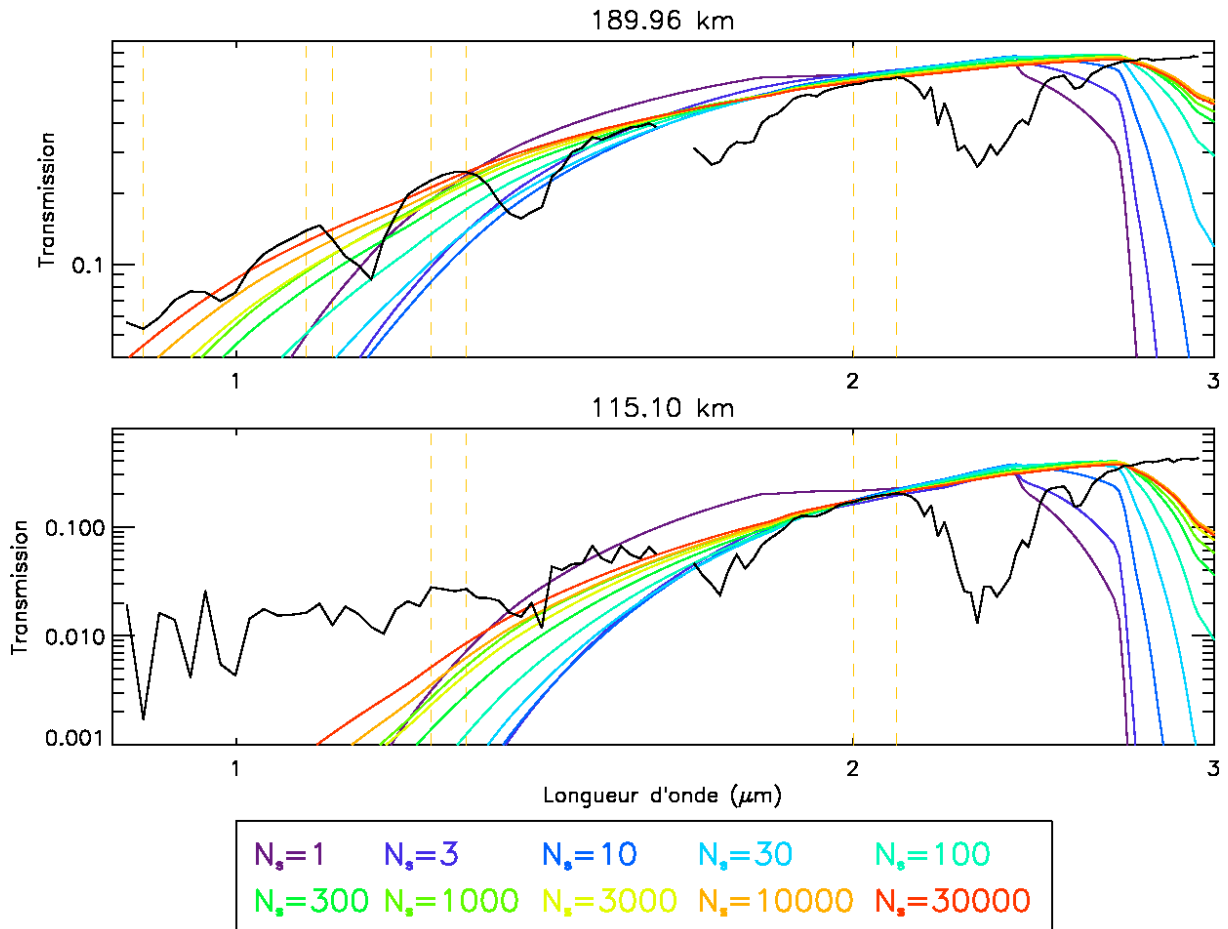
Ce résultat, obtenu à partir d'observations dans le proche infrarouge, est identique à celui obtenu dans le domaine visible par l'instrument DISR (Tomasko et al. 2008). Dans les deux cas, un nombre de sphères supérieur à 1 000 est nécessaire afin de modéliser convenablement les données. De plus, on peut souligner que notre résultat concerne une gamme d'altitudes plus élevées que celles étudiées par l'instrument DISR (de 150 km d'altitude jusqu'au sol).

A chaque altitude et pour chaque valeur de N_s nous avons cherché la valeur de la densité d'aérosols qui minimise la fonction χ^2 . Afin de discriminer les modèles entre eux à une altitude donnée, on cherche la valeur de N_s correspondant au plus petit minimum de la fonction test. Ainsi, à l'altitude i , on a 10 fonctions $\chi_0^2(n'(i))$, une par type d'agrégat et chacune avec un minimum différent. La fonction qui atteint le plus petit minimum indique la valeur de N_s la plus probable à cette altitude. Dans la barre d'erreur sur ce résultat, on inclut les valeurs de N_s correspondant à des minima de $\chi_0^2(n'(i))$ distants de moins de $\frac{9}{\text{nb point} \in I}$ du plus petit minimum. On obtient ainsi un « profil » de N_s , représenté en dessous de 500 km d'altitude sur la figure 11.5. Cette figure indique une fois de plus que ce sont les grandes valeurs de N_s , donc les gros aérosols, qui permettent le meilleur accord des modèles avec les données.



(a)

FIG. 11.4 – Identique à la figure 11.3 pour des longueurs d'onde inférieures à $3 \mu\text{m}$ et en échelle logarithmique sur les deux axes.



(b)

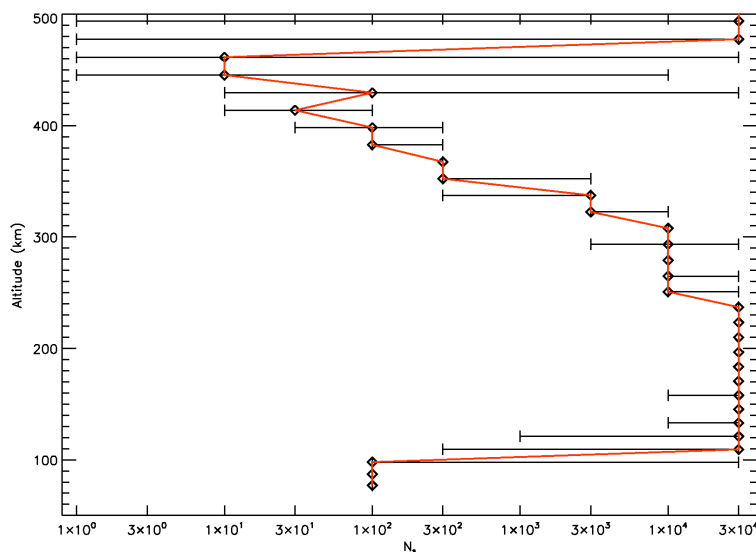
FIG. 11.4 – Suite.

11.3.2 Absorptions de Khare *et al.*

On constate sur la figure 11.3 que quelque soit la valeur de N_s , deux larges absorptions à $3 \mu\text{m}$ et $4,6 \mu\text{m}$ sont visibles dans les spectres en transmission calculés. Elles résultent des pics de l'indice de réfraction mesuré par Khare *et al.* (1984) (Cf. figure 8.3) et dus respectivement aux transitions de vibration de N-H et $\text{C}\equiv\text{N}$.

L'absorption à $3 \mu\text{m}$ est clairement absente de nos données, ce qui nous a poussé à exclure la fenêtre à $3 \mu\text{m}$ de toute cette analyse du continu. L'absorption à $4,6 \mu\text{m}$ coïncide presque avec la bande à $4,7 \mu\text{m}$ de CO. On ne peut complètement exclure sa présence mais elle est peu probable.

De plus, le composé à l'origine de la bande à $3,4 \mu\text{m}$ contient probablement assez peu d'azote (observation sur Saturne). Cette bande ainsi que l'absence des signatures de N-H et $\text{C}\equiv\text{N}$ dans la transmission des aérosols réels semblent indiquer que les aérosols réels ont une quantité d'azote plus faible que les tholins de Khare *et al.*. Les aérosols de Titan sont probablement plus proches des analogues produits par photochimie, par exemple par Tran *et al.* (2003) ou Bar-Nun *et al.* (2008), que des aérosols produits par décharge électrique. En effet, la première méthode conduit à des rapport C/N plus élevés que la seconde.

FIG. 11.5 – « Profil » de N_s (Cf. texte)

Ainsi, les indices de Khare *et al.* permettent de reproduire correctement la pente observée du continu à condition d'utiliser de gros aérosols. Mais la non-observation des deux bandes caractéristiques indique qu'il y a des différences chimiques importantes entre les tholins de Khare *et al.* et les véritables aérosols de Titan, notamment au niveau de la quantité d'azote qu'ils contiennent.

11.4 Profils de densité : résultats

11.4.1 Influence des hypothèses de départ

Le processus d'inversion détaillé ci-dessus débute à 854 km. Néanmoins les résultats obtenus entre 470 et 854 km d'altitude sont très dépendants du traitement initial des données, alors qu'ils sont invariants en dessous de 470 km. Les barres d'erreur calculées lors du test de χ^2 sont des barres d'erreur formelles qui ne tiennent pas compte des erreurs sur la normalisation des spectres par exemple. Afin d'étudier cet effet, nous avons défini trois jeux de données :

- les spectres par défaut, normalisés par le spectre solaire $I_0(\lambda)$ défini dans le chapitre 9,
- les spectres normalisés par $1,005 \times I_0(\lambda)$,
- les spectres normalisés par $0,995 \times I_0(\lambda)$.

Les profils de densité obtenus avec chacun des trois jeux de données pour $N_s=3\,000$ sont présentés dans la figure 11.6. On constate qu'une variation 0,05 % du spectre solaire de référence induit une variation d'un facteur 2 sur le profil de densité au-dessus de 500 km, tandis que le profil reste inchangé en dessous. Or une erreur de l'ordre de 0,05 % sur $I_0(\lambda)$ est possible étant donnée le bruit de certains canaux spectraux. Par conséquent, les résultats au-dessus de 500 km ne sont pas pertinents et ne seront pas présentés par la suite.

Une autre source d'incertitude à haute altitude est la faible valeur de l'extinction par rapport au bruit, ce qui a pour conséquence de donner des valeurs de transmission supérieures à 1 à certaines longueurs d'onde. C'est aussi le cas à $2\ \mu\text{m}$ autour de 500 km (Cf. section 9.3.3). Ces valeurs supérieures à 1 induisent des valeurs négatives de l'extinction ce qui diminue le nombre de canaux spectraux utilisables pour estimer la densité et augmente alors les incertitudes.

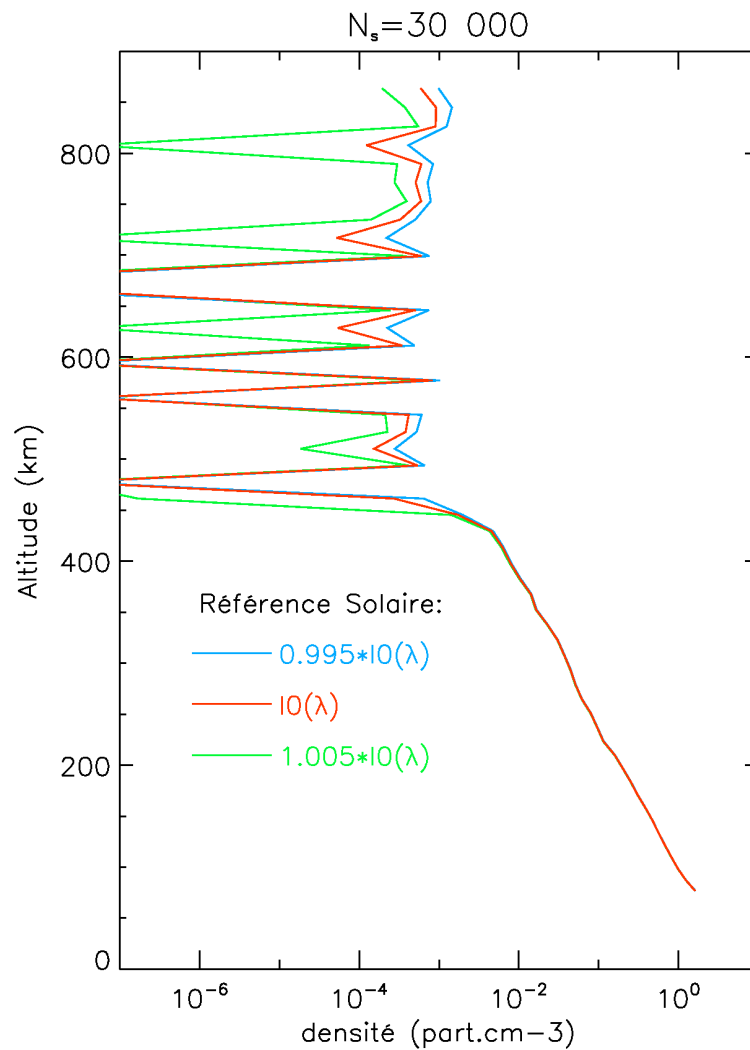


FIG. 11.6 – Profils de densité des aérosols (en nombre d'agrégats par cm^{-3}) obtenu en utilisant des spectres normalisés par 3 valeurs du spectre solaire de référence.

11.4.2 Profils de densité

Les profils de densité avec leurs barres d'erreur à 3σ sont tracés en dessous de 500 km sur la figure 11.7. Seuls les profils correspondant aux aérosols tels que $N_s > 1\,000$ sont représentés, les autres possibilités étant non représentatives des données comme on l'a vu précédemment. **Ces profils, tracés avec une échelle horizontale logarithmique, indiquent que la densité d'aérosols augmente exponentiellement lorsque l'altitude décroît.**

Ce comportement est en accord avec les modèles physiques. En effet, dans une atmosphère stable, en l'absence de diffusion turbulente et de croissance des particules, on peut montrer que la densité est une fonction exponentielle de l'altitude, caractérisée par une hauteur d'échelle H_{haze} .

Les aérosols de Titan sont formés par photochimie à haute altitude puis sédimentent dans l'atmosphère avec un flux $\Phi_a = n_a(z, t) * v_s$, où $n_a(z, t)$ est la densité d'aérosols et v_s la vitesse de sédimentation. Celle-ci correspond à la vitesse pour laquelle la force de frottement sur les

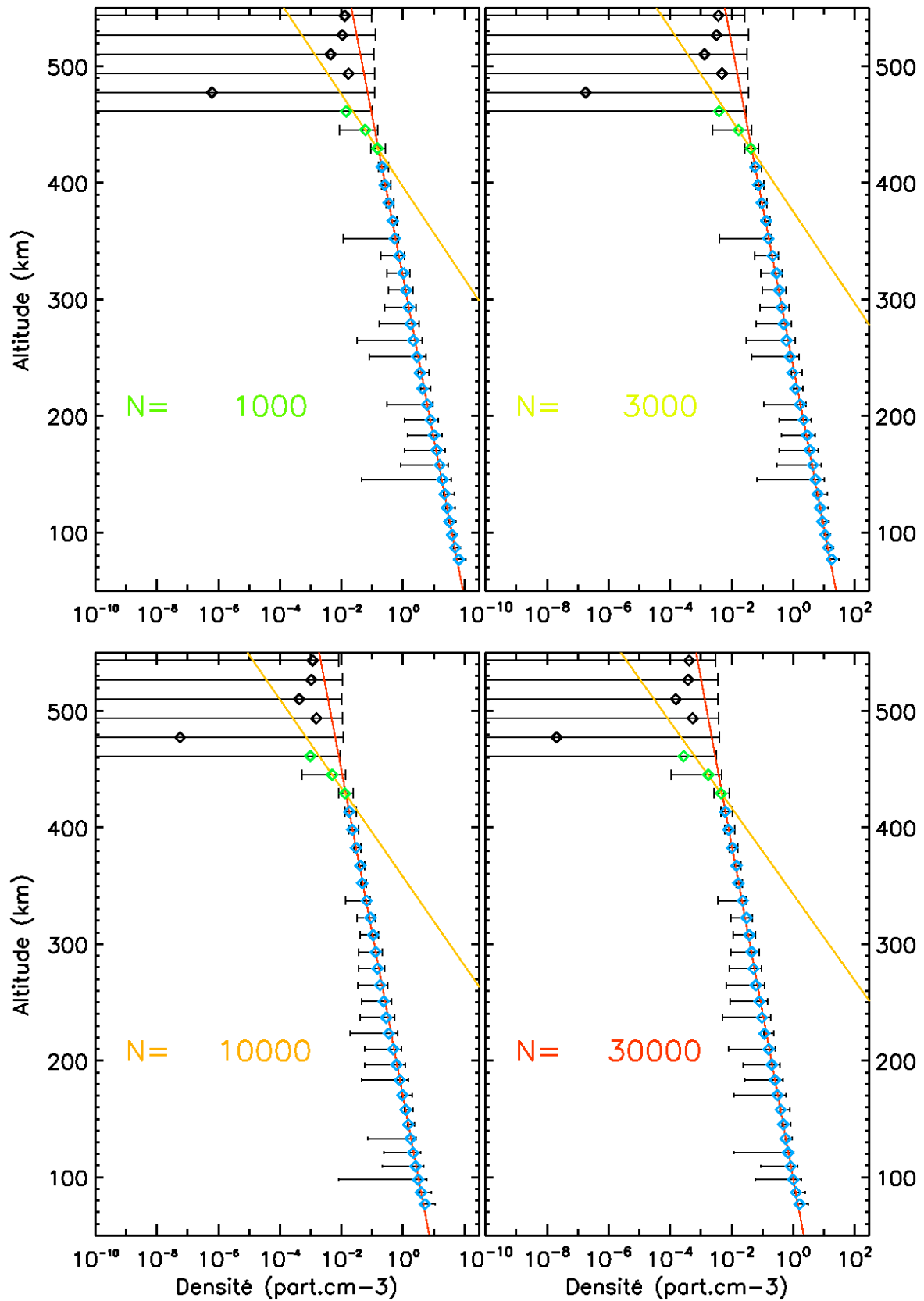


FIG. 11.7 – Profils de densité des aérosols pour $N_s > 1\,000$ (losanges). Les points bleus sont ajustés par la droite rouge de pente $-H_{haze1}$, les points verts sont ajustés par la droite orange de pente $-H_{haze2}$. Les points noirs ne sont pas utilisés pour le calcul de la hauteur d'échelle. Les légendes de chaque profil sont de la couleur du spectre modèle correspondant dans les figures 11.3 et 11.4.

aérosols compense leur poids. On montre que v_s est proportionnelle à $\frac{r_m}{n_g}$ où r_m est le rayon des monomères et n_g la densité du gaz. On remarque par ailleurs que v_s ne dépend pas du nombre de monomères, ni donc de la taille des agrégats. A l'état stationnaire, la densité des aérosols vérifie l'équation :

$$\frac{\partial n_a(z, t)}{\partial t} = -\frac{\partial \Phi_a(z, t)}{\partial z} = 0 \quad \implies \quad n_a(z) = n_a(0)e^{-z/H_{haze}} \quad (11.5)$$

La densité d'aérosols suit donc une loi exponentielle.

Dans les profils de la figure 11.7, on remarque que la pente n'est pas constante : une légère inflexion est visible à 420 km. On définit alors deux hauteurs d'échelle :

- H_{haze1} qui caractérise la variation de la densité des aérosols entre 77 et 414 km d'altitude,
- H_{haze2} pour les 3 points entre 429 et 461 km.

Les valeurs de H_{haze1} et H_{haze2} sont reportées dans le tableau 11.3 pour les 4 valeurs de N_s supérieures à 1 000. Les modèles correspondants sont reportés sur la figure 11.7 ce qui permet de vérifier la qualité de l'ajustement.

N_s	H_{haze1} 77 - 414 km	H_{haze1} 429 - 461 km
1 000	59,9 ± 2,3	17,2 ± 10,7
3 000	60,1 ± 2,3	17,1 ± 10,6
10 000	60,6 ± 3,0	16,5 ± 10,5
30 000	62,1 ± 3,0	16,1 ± 10,6

TAB. 11.3 – Hauteur d'échelle de la densité d'aérosols pour les trois plus grandes valeurs de N_s entre 77 et 414 km, soit 26 points, et entre 429 et 461 km, soit 3 points.

Les barres d'erreur à 1σ du tableau 11.3 sont relativement faibles pour H_{haze1} . Mais la dispersion des valeurs de H_{haze1} suggère une barre d'erreur typique de 2 à 3 km sur cette hauteur d'échelle. En moyenne, **la densité d'aérosol augmente exponentiellement en dessous de 414 km avec une hauteur d'échelle de l'ordre de 60 km, soit légèrement supérieure à la hauteur d'échelle moyenne de l'atmosphère de Titan ($\simeq 40$ km).**

Pour H_{haze2} , les barres d'erreur sont bien supérieures car seuls trois points du profil de densité sont utilisés pour son estimation. La détection de cette inflexion est faible dans nos données. Cependant son existence est soutenue par des données Cassini/UVIS d'observation d'une occultation stellaire. Liang et al. (2007) détectent dans ces données une variation de la hauteur d'échelle de la densité d'aérosols entre 400 et 500 km, ce qui correspond à l'inflexion observée dans nos données. Enfin, il faut souligner que l'altitude de cette inflexion correspond à la zone claire entre la couche principale d'aérosols et la couche détachée visible dans les images Cassini/ISS (Porco et al. 2005).

11.4.3 Densité de masse

On s'est intéressé jusqu'à présent à la densité numéraire des aérosols $n_a(i, N_s)$, à savoir leur nombre par unité de volume. On peut constater sur la figure 11.7 que cette densité diminue quand N_s augmente. C'est bien le comportement attendu puisque plus les aérosols sont gros, moins il en faut en nombre pour produire le même effet d'extinction.

Pour comparer ces types d'aérosols entre eux, on peut s'intéresser à la densité de masse $n_{ma}(i; N_s)$ définie par :

$$n_{ma}(i, N_s) = m(N_s) \times n_a(i, N_s) = N_s \times m_m \times n_a(i, N_s) \quad (11.6)$$

où $m(N_s)$ est la masse d'un agrégat composé de N_s sphères et m_m la masse d'un monomère. On utilise généralement la masse volumique de l'eau pour estimer la masse volumique des aérosols photochimiques de Titan : $\rho_a \simeq \rho_{H_2O} = 1 \text{ kg.m}^{-3}$. La masse d'un monomère et la densité de masse s'écrivent alors :

$$m_m = \rho_a \frac{4}{3} \pi r_m^3 \quad \Rightarrow \quad n_{ma} = \rho_a \frac{4}{3} \pi r_m^3 \times N_s \times n_a(i, N_s) \quad (11.7)$$

Sur la figure 11.8, les quatre profils de densité massique pour $N_s > 1\,000$ sont représentés ensemble. On constate que les quatre profils se superposent quasiment parfaitement. Si $N_s > 1\,000$, quelque soit le nombre exact de monomères par agrégat, le profil de densité massique reste le même. Nos données sont donc en accord avec une densité massique d'aérosols de $9,4 \times 10^{-14} \text{ g.cm}^{-3}$ à 414 km, de $2,7 \times 10^{-12} \text{ g.cm}^{-3}$ à 210 km et $7,0 \times 10^{-11} \text{ g.cm}^{-3}$ à 98 km.

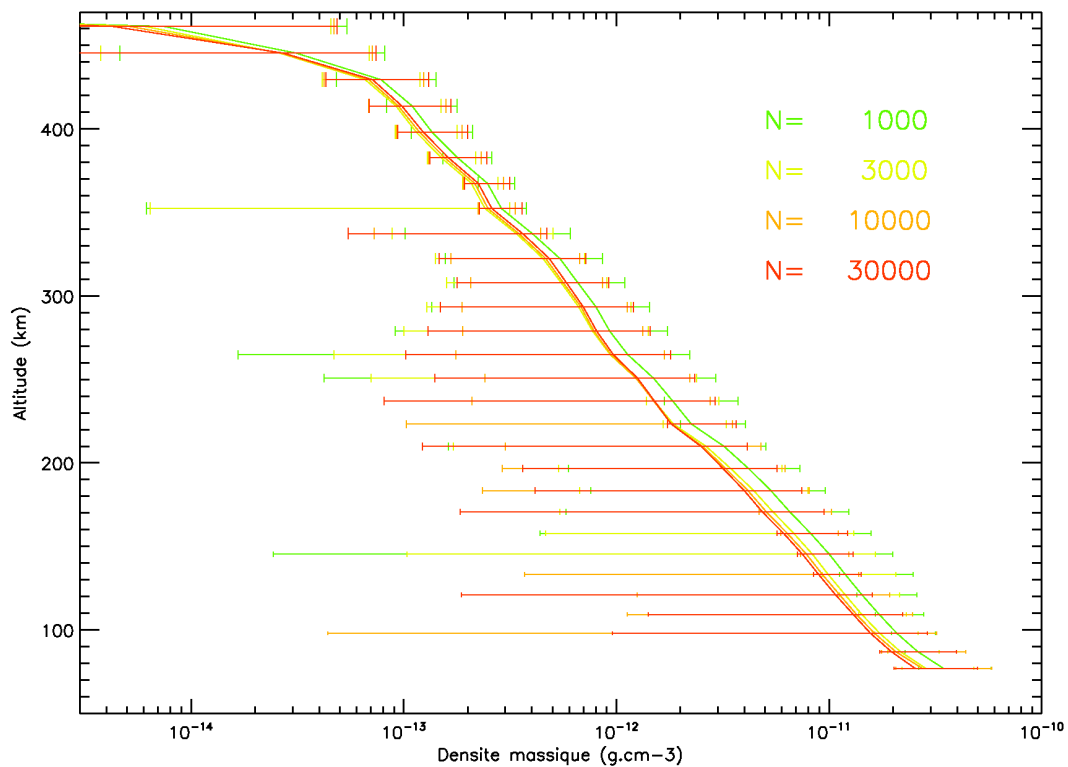


FIG. 11.8 – Profils de densité massique pour $N_s > 1\,000$. Les couleurs sont celles des spectres correspondants dans les figures 11.3 et 11.4.

11.5 Dépendance spectrale de l'opacité

Dans cette dernière partie, nous nous intéressons à la dépendance spectrale de l'opacité observée. Il s'agit d'une approche plus globale des propriétés optiques des aérosols. Le modèle qui suit est couramment utilisé dans la littérature sur le sujet, c'est pourquoi nous le présentons ici afin de comparer nos résultats avec ceux publiés précédemment.

On a vu (section 8.3.3) qu'il est classique de modéliser l'opacité due à de petites particules par une loi du type :

$$\tau_{\lambda}(z) = \tau_{\lambda_0}(z) \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} \right)^{-q} \quad (11.8)$$

où q est un exposant à déterminer qui contient des informations couplées sur la structure et la taille des particules. Si l'on suppose une structure donnée, par exemple des agrégats fractals de dimension fractale $D_f=2$ comme précédemment, alors q apporte des informations sur la taille des particules.

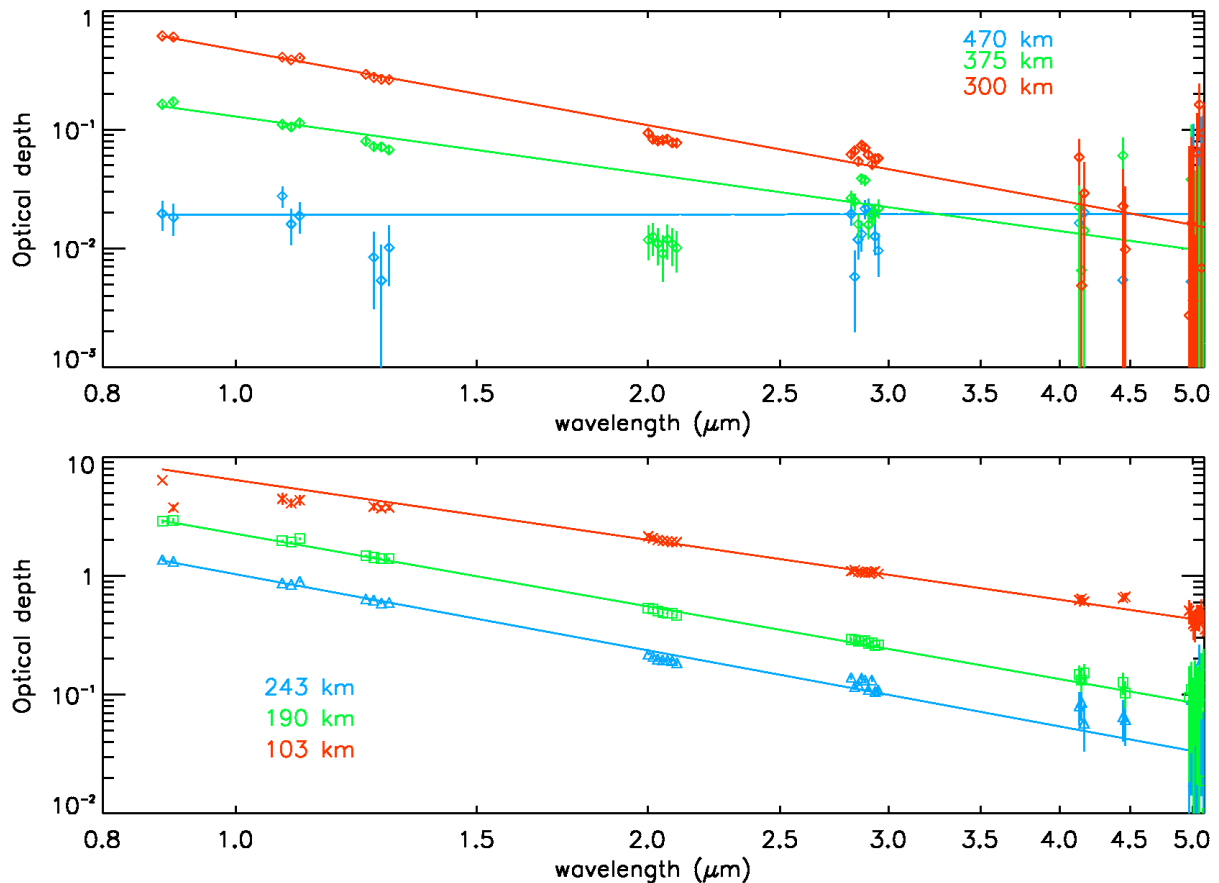


FIG. 11.9 – Opacité observée par VIMS (symboles) dans 8 fenêtres du continu et à 6 altitudes. L'échelle est logarithmique sur les deux axes. Les barres d'erreur sur les valeurs observées sont également indiquées mais sont parfois inférieures à la taille du symbole. Les modèles qui ajustent au mieux ces données sont représentés par des droites en traits plein de même couleur que les symboles ajustés.

A partir des données VIMS d'occultation, l'opacité observée à chaque altitude de visée dans les longueurs d'onde du continu est ajustée par une loi de puissance comme celle ci-dessus dépendant de deux paramètres libres : $\tau_{\lambda_0}(z)$ et q . L'opacité observée et les modèles associés sont représentés pour une sélection d'altitudes en dessous de 470 km dans la figure 11.9. En utilisant une échelle logarithmique sur les deux axes, q correspond à la pente (en valeur absolue) des modèles.

Les valeurs de l'exposant q en fonction de l'altitude sont représentées sur la figure 11.10, avec les barres d'erreur à 1σ sur q . On constate une variation de q avec l'altitude. Cependant, ce comportement doit être considéré avec prudence. En effet, l'opacité étant très faible à haute altitude et très élevée à faible altitude, l'ajustement des données dans ces zones est difficile. **Au niveau des altitudes intermédiaires, entre 120 et 300 km, les valeurs de q obtenues sont comprises entre 1,7 et 2,2.**

Ces valeurs sont en très bon accord avec les résultats obtenus par [Sicardy et al. \(2006\)](#) lors de l'observation en 2003 depuis la Terre d'une occultation stellaire par Titan. Lors de cet événement, des courbes de lumière ont été obtenues à plusieurs longueurs d'onde et un flash central a été observé (effet lentille de l'atmosphère de Titan). De ces mesures, une valeur de $q = 1,8 \pm 0,5$ a été estimée sur l'intervalle de longueurs d'onde $[0,5-2,2]\mu\text{m}$ à environ 250 km d'altitude. Cet intervalle de valeur est représenté par une zone grisée dans la figure 11.10 indiquant l'accord de nos données avec cette précédente mesure. Une estimation de l'exposant q a aussi été faite à partir des observations DISR, conduisant à une valeur de $q = 2,34$ au-dessus de 84 km, en accord avec l'estimation faite ici.

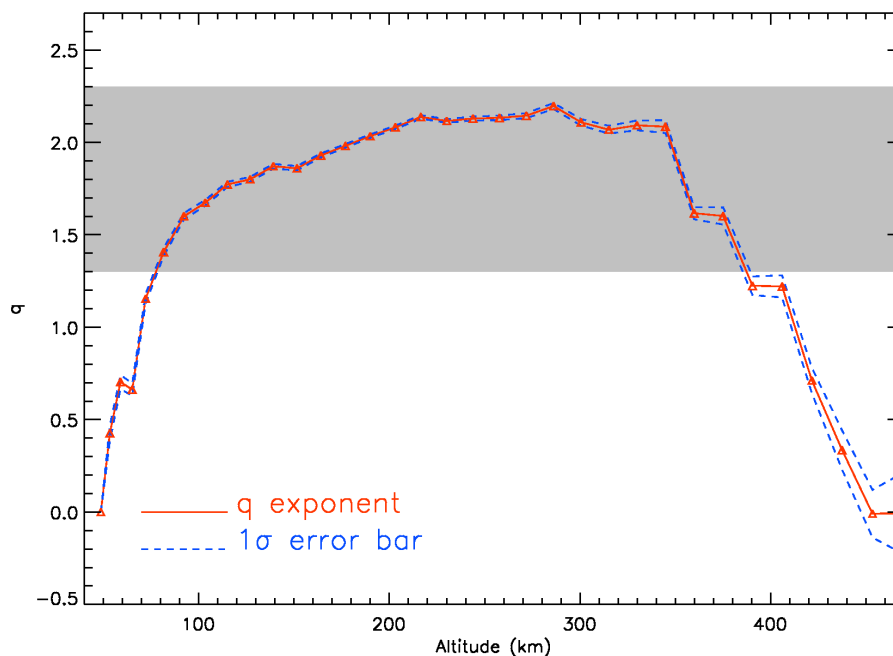


FIG. 11.10 – Valeur de l'exposant q (trait plein et triangles rouges) permettant le meilleur ajustement de l'opacité observée à chaque altitude. Les pointillés représentent la barre d'erreur à 1σ sur les valeurs de q . La zone grisée représente les résultats de [Sicardy et al. \(2006\)](#).

Conclusion

L'observation de l'occultation du Soleil par Titan nous a permis d'étudier la transmission de l'atmosphère à différentes altitudes de visée. Dans les longueurs d'onde du continu, l'extinction des aérosols fixe la valeur de la transmission. L'inversion de ces spectres nous a permis de tracer les profils de l'extinction des aérosols de Titan dans les longueurs d'onde du continu. En supposant que les aérosols sont des agrégats fractals dont les propriétés optiques sont celles des tholins, nous avons calculé les profils de densité permettant de calculer des spectres en transmission ajustant les observations. Ces spectres modèles nous indiquent que seuls les agrégats contenant au moins 1 000 monomères permettent de reproduire les données. On a pu constater également que les tholins de Khare *et al.* ne sont pas totalement représentatifs des aérosols de Titan, les deux absorptions caractéristiques des tholins étant absentes de nos données. Enfin, on constate une augmentation exponentielle de la densité des aérosols en dessous de 414 km avec une hauteur d'échelle de 60 km environ.

Quatrième partie

IV. Les autres occultations

Chapitre 12

L'occultation stellaire de Gamma Crucis

Sommaire

12.1 Présentation et traitement des données	153
12.1.1 Informations générales	153
12.1.2 Réduction de données	154
12.1.3 Géométrie	154
12.1.4 Courbes de lumière	154
12.1.5 Calcul des spectres	158
12.1.6 Réfraction ou absorption ?	160
12.1.7 Visualisation 2D des données	161
12.2 Bandes d'absorption	161
12.2.1 Le méthane	161
12.2.2 Le monoxyde de carbone	166
12.2.3 Absorption à 3,4 μm	168
12.3 Extinction des aérosols	169
12.3.1 Profils d'extinction	169
12.3.2 Profils de densité : calcul	169
12.3.3 Modèles de transmission des aérosols	172
12.3.4 Profils de densité : résultats	174
12.4 Conclusion	176

12.1 Présentation et traitement des données

12.1.1 Informations générales

Lors du 24^{ème} survol de Titan par Cassini (T24), le 29 janvier 2007, l'instrument VIMS a observé l'immersion de l'étoile Gamma Crucis dans l'atmosphère de Titan à la latitude de 24°N. On rappelle que l'occultation solaire T10 se déroulait à 71°S. Il s'agit d'une étoile de type M dont les coordonnées équatoriales sont $\alpha = 12^{\text{h}}31'09,96''$ et $\delta = -57^{\circ}06'47,56''$. Au cours de cette occultation, la sonde se trouvait à des distances comprises entre 7 500 et 9 000 km de Titan.

Une première image de l'étoile, de 4×16 pixels, a d'abord été acquise (mode IMAGE) afin de localiser l'étoile. Le système de suivi a ensuite été activé (STAR_TRACKING=ON) et l'étoile a été observée en mode OCCULTATION. L'image de l'étoile est donc acquise sur un unique pixel. L'utilisation de ce mode est rendu possible par l'utilisation des roues à inertie pour la stabilisation de la sonde.

Les paramètres instrumentaux utilisés sont les suivants :

- mode OCCULTATION,
- mode haute résolution (Hi-RES),
- insertion du temps pour chaque image (= chaque pixel),
- voie infrarouge uniquement, soit 248 canaux spectraux de 0,88 à 4,99 μm (les 8 derniers sont utilisés pour le stockage du temps),
- temps d'exposition : 40 ms,
- nombre de cubes : 2, soit $2 \times 64 \times 64 = 8\,192$ images de l'étoile.

12.1.2 Réduction de données

Dans le cas des occultations stellaires, les cubes de données non calibrés sont utilisés. En effet, l'image de l'étoile est acquise sur un unique pixel. Avec la dimension spectrale, cela correspond à un tableau de 1×248 éléments. L'ensemble des spectres est rassemblé en un tableau de $64 \times 64 \times 248$ éléments, ce qui correspond à un cube standard acquis en mode IMAGE. Les données sont donc stockées sous la forme d'un cube mais cela ne correspond pas à une image multispectrale mais à une succession d'images. Appliquer le « flat field » aux cubes bruts reviendrait à appliquer une calibration différente à chaque image alors qu'elles sont acquises sur le même pixel.

12.1.3 Géométrie

Calcul des altitudes sondées

Pour chacune des 8 192 images de l'étoile, l'altitude minimale dans l'atmosphère de Titan à laquelle passe les rayons lumineux est calculée en utilisant les routines SPICE et le programme de tracé de rayons comme cela est détaillé dans la section 5.2. Pour cette observation, la ligne de visée d'altitude la plus haute passe à 1 089 km au-dessus de la surface de Titan. L'écart moyen en altitude entre deux spectres consécutifs est de l'ordre de 150 m.

Résolution verticale

En mode haute résolution, chaque pixel correspond à un champ de $0,25 \times 0,5$ mrad. Avec une distance typique de Cassini au plan d'observation (distance D dans la figure 5.1a) comprise entre 7 070 et 8 280 km, chaque image couvre une portion d'atmosphère de l'ordre de 4 km dans une direction et de 2 km dans la direction perpendiculaire. Cette section verticale est bien plus grande que la différence d'altitude entre deux spectres consécutifs ce qui va nous permettre de regrouper les spectres et de calculer des moyennes (Cf. ci-après).

12.1.4 Courbes de lumière

Calcul

Chacun des deux cubes de données est composé de 64×64 spectres, un par « pixel ». On dispose donc, selon le sens de lecture, de 248 courbes de lumière (une par canal spectral) com-

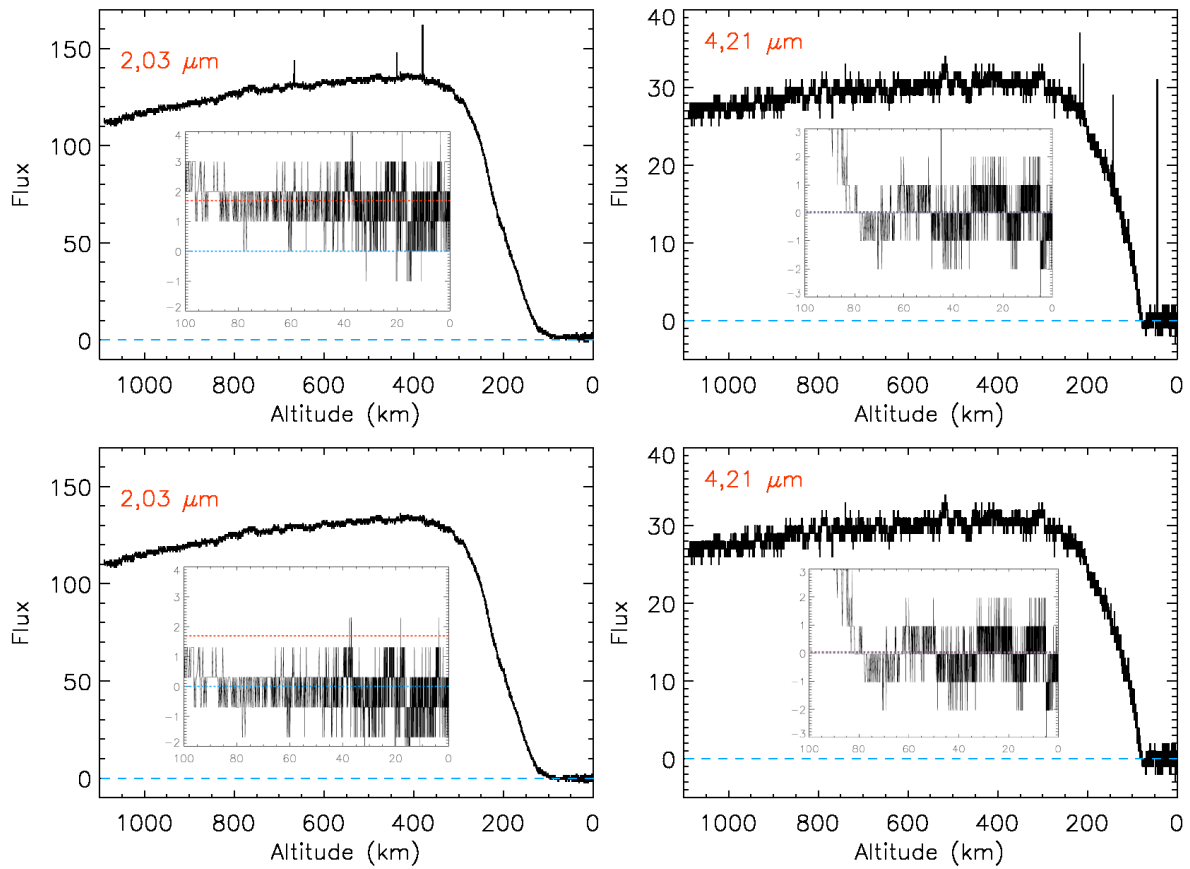


FIG. 12.1 – Courbes de lumière à $\lambda = 2,03 \mu\text{m}$ (à gauche) et $\lambda = 4,21 \mu\text{m}$ (à droite). Les courbes dans la partie inférieure sont corrigées des spikes et du niveau $\Psi_0(\lambda)$. Dans les fenêtres présentant un agrandissement du bas des courbes de lumière, la ligne pointillée rouge représente le niveau minimum estimé sur les 2 692 derniers points et la ligne pointillée bleue indique le niveau 0.

posées chacune de 8 192 éléments et de 8 192 spectres (un par altitude) composés chacun de 248 points, entre 0,88 et 4,99 μm . Deux courbes de lumière sont présentées en exemple dans la figure 12.1.

Correction des mauvais pixels

Dans la partie supérieure de la figure 12.1, on constate la présence de points très déviants de l'allure moyenne des courbes de lumière. Ils sont dus à de mauvais pixels ou à des rayons cosmiques. Ces mauvais points sont éliminés en utilisant le même algorithme que celui utilisé pour l'occultation solaire T10 et décrit au paragraphe 9.2.3. L'effet de cette correction est présenté dans la partie inférieure de la figure 12.1.

Il faut également soustraire le flux $\Psi_0(\lambda)$ émit par Titan et son atmosphère qui sont les seuls flux reçus par l'instrument VIMS lorsque l'étoile est totalement occultée. La valeur de $\Psi_0(\lambda)$ est estimée pour chaque courbe de lumière (chaque valeur de λ), en moyennant les 2 692 derniers points de la courbe de lumière, c'est-à-dire les points acquis lorsque l'occultation est totale. La

valeur $\Psi_0(\lambda)$ est ensuite soustraite à chaque courbe de lumière afin que le minimum de celle-ci soit égal à 0 lorsque l'occultation est totale. L'effet de cette soustraction est visible dans les agrandissements de la figure 12.1.

Correction de la pente de l'immersion

On constate sur les courbes de lumière de la figure 12.1 que le flux augmente lorsque l'altitude sondée décroît jusqu'à 500 km environ. Cette augmentation est contraire au résultat attendu, à savoir une diminution du flux pour des lignes de visée d'altitudes décroissantes en dessous de 1 000 km.

Un défaut de pointage pourrait expliquer cette pente. En effet, l'image de l'étoile est acquise sur un unique pixel. Une légère variation du pointage peut faire sortir du pixel une partie de l'image de l'étoile. De plus, la sensibilité et la réponse du pixel n'est pas uniforme sur toute sa surface ce qui peut aussi induire l'effet observé. Enfin, on peut constater visuellement que cette pente n'est pas constante avec la longueur d'onde : elle apparaît plus importante aux longueurs d'onde centrales, autour de 2 μm , qu'à 1 ou 4 μm .

Afin de corriger cet effet, on estime cette pente entre 1 089 et 740 km d'altitude. En effet, on a pu constater après différents essais, qu'aucune bande d'absorption n'est visible dans les spectres au-dessus de 740 km dans ces données. Dans le cas de l'occultation solaire (Cf. chapitre 10), la bande à 2,3 μm du méthane apparaissait dès 800 km. Mais dans le cas de l'occultation stellaire traitée ici, le rapport signal sur bruit est plus faible et aucun signe de cette absorption n'est visible à ces altitudes.

En réalité, l'ajustement est fait sur les courbes de lumière tracées en fonction du temps : $\Phi_{0,\lambda}(t) = \Phi_{0,\lambda}(z(t))$. En effet, le phénomène à l'origine de la variation observée est probablement un phénomène temporel, un mouvement de la sonde par rapport à l'étoile par exemple. Donc, pour chaque courbe de lumière $\Phi_{0,\lambda}(t)$, on ajuste un polynôme de degré 2, $p_\lambda(t)$ entre les instants $t_0 = t(z = 1\,089\text{ km}) = 0$ et $t_{740} = t(z = 740\text{ km})$:

$$p_\lambda(t) = a_\lambda t^2 + b_\lambda t + c_\lambda \quad (12.1)$$

Un ajustement linéaire avait d'abord été choisi mais conduisait à des résultats de moindre qualité. Le coefficient c_λ correspond au flux reçu à l'instant initial t_0 , il représente donc le spectre de l'étoile. On définit alors un polynôme normalisé $p_\lambda^*(t)$:

$$p_\lambda^*(t) = a_\lambda^* t^2 + b_\lambda^* t + 1 \quad \text{avec} \quad a_\lambda^* = \frac{a_\lambda}{c_\lambda} \quad \text{et} \quad b_\lambda^* = \frac{b_\lambda}{c_\lambda} \quad (12.2)$$

Les fonctions a_λ^* et b_λ^* sont tracées sur la figure 12.2. Ces valeurs sont lissées en utilisant un filtrage moyennant à fenêtre rectangulaire (« *boxcar average* » en anglais). Le résultat de ce filtrage est présenté en rouge dans la figure 12.2. On appelle \tilde{a}_λ et \tilde{b}_λ les coefficients lissés.

Chaque courbe de lumière $\Phi_{0,\lambda}(t)$ est alors divisée par le polynôme $\tilde{p}_\lambda = \tilde{a}_\lambda t^2 + \tilde{b}_\lambda t + 1$ pour obtenir les courbes de lumière $\tilde{\Phi}_\lambda(t) = \frac{\Phi_{0,\lambda}(t)}{\tilde{p}_\lambda}$. Le résultat de cette correction de pente est illustré par la figure 12.3.

On constate sur la figure 12.2 que le coefficient \tilde{a}_λ est bien plus faible que \tilde{b}_λ . Le modèle est donc relativement proche d'une droite. Si l'on considère que $\tilde{a}_\lambda = 0$, \tilde{b}_λ représente le coefficient directeur de la pente observée. On constate alors que cette pente est plus importante

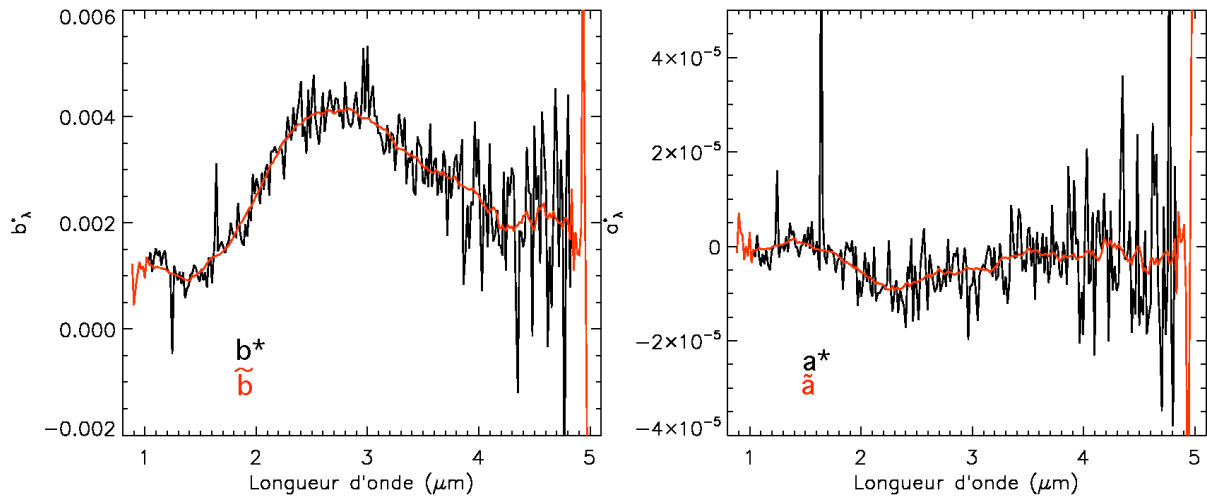


FIG. 12.2 – Coefficients a_λ^* (à droite, en noir) et b_λ^* (à gauche, en noir) du polynôme $p_\lambda^*(t)$. Les valeurs lissées \tilde{a}_λ et \tilde{b}_λ sont représentées en rouge.

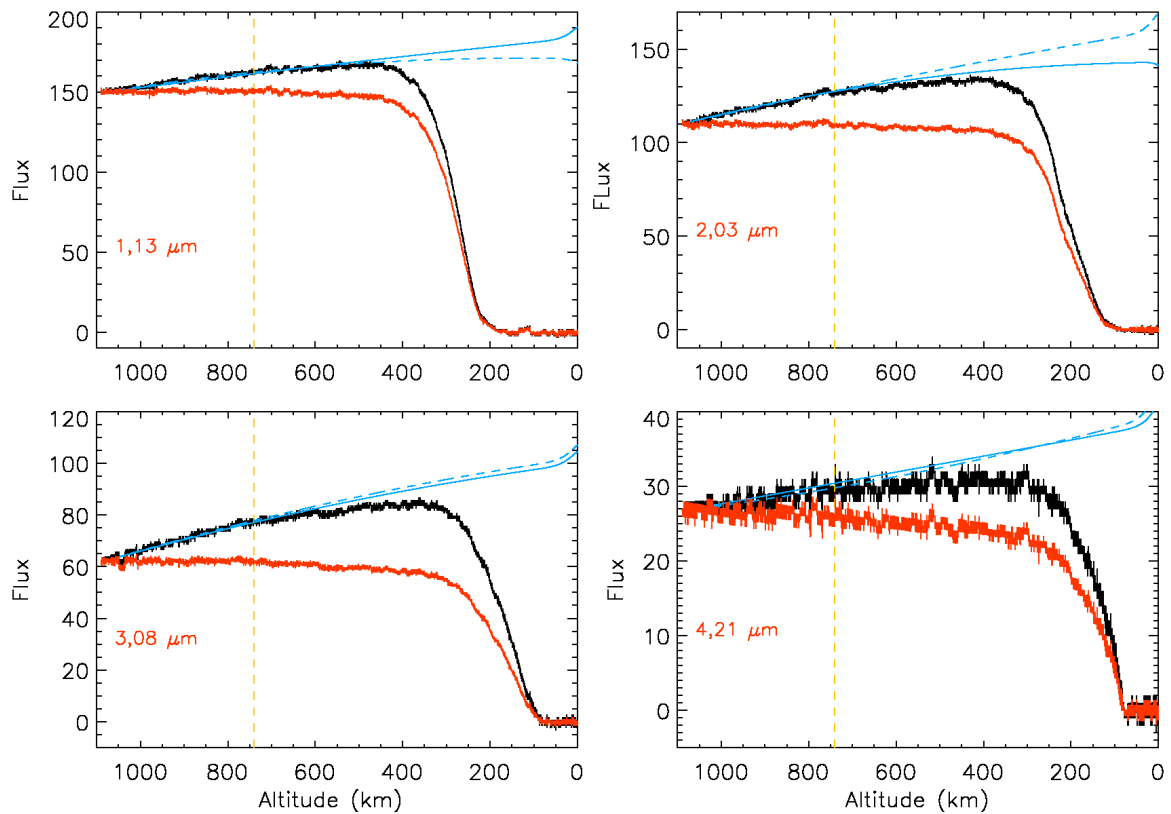


FIG. 12.3 – Courbes de lumière à quatre longueurs d'onde avant (noir) et après (rouge) la correction de la pente. Le polynôme \tilde{p}_λ est tracé en trait plein bleu, le polynôme p_λ dont il est issu est en pointillés bleus. La limite des 740 km est représentée par la droite verticale en pointillés orange.

aux longueurs d'onde centrales, vers $2,5 \mu\text{m}$, comme on l'a noté visuellement. Si l'origine de l'augmentation observée du flux est le mouvement de l'image sur le pixel, on s'attend à voir une pente qui décroît avec la longueur d'onde. En effet, la taille de l'image d'un point observé avec un instrument optique de diamètre D est de $1,22 \frac{\lambda}{D}$ (tache de diffraction). Aux courtes longueurs d'onde, l'image est donc plus petite et un faible mouvement peut faire entrer ou sortir l'image du champ du détecteur. Au contraire, aux grandes longueurs d'onde, la tache étant plus large au niveau du détecteur, on est moins sensible à son mouvement et on s'attend à une pente plus faible. Néanmoins, il faut noter qu'avec un diamètre $D = 23 \text{ cm}$ pour le télescope de VIMS-IR, on s'attend à une taille de la tache image de $5,3 \times 10^{-3} \text{ mrad}$ à $1 \mu\text{m}$ et de $2,12 \times 10^{-2} \text{ mrad}$ à $4 \mu\text{m}$, soit une taille toujours inférieure au champ du pixel ($0,25 \times 0,5 \text{ mrad}$). Par conséquent, ces considérations n'expliquent pas entièrement la présence de cette pente dans les courbes de lumière.

12.1.5 Calcul des spectres

Spectre stellaire de référence

Afin d'obtenir la transmission de l'atmosphère de Titan sur la ligne de visée, il faut normaliser les observations par un spectre stellaire de référence, c'est-à-dire le spectre de l'étoile Gamma Crucis avant l'occultation. Pour cela on utilise les 1 664 spectres correspondant à des altitudes entre 1 089 et 740 km, soit le même intervalle d'altitude que celui utilisé pour la correction de la pente des courbes de lumière. Le spectre de l'étoile ainsi obtenu est présenté sur la figure 12.4.

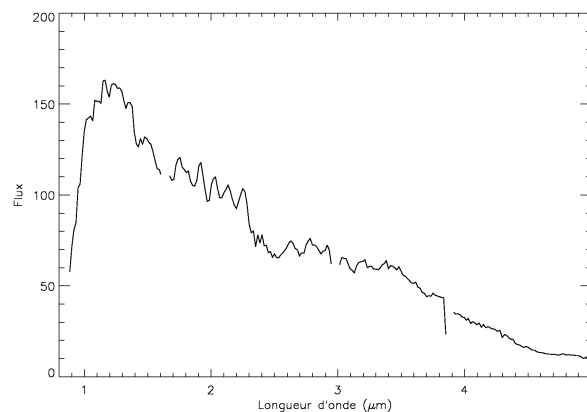


FIG. 12.4 – Spectre de Gamma Crucis utilisé pour le calcul des transmissions.

Tous les spectres sont alors divisés par ce spectre de référence. On obtient ainsi 8 192 spectres en transmission dont la valeur est comprise entre 0 et 1 au bruit près. Cette division permet également la normalisation des courbes de lumière. Leur flux est alors compris entre 0 (occultation totale) et 1 (étoile hors atmosphère).

Moyenne des spectres

Nous avons vu ci-dessus que la différence d'altitude moyenne entre deux spectres consécutifs est de l'ordre de 150 m. Or un pixel VIMS couvre une portion verticale d'altitude de 4 km environ. Il est donc naturel de moyenner les spectres par intervalle de 4 km. Cependant, entre 50 et 740 km d'altitude, il y a plus de 170 intervalles de 4 km. De plus, nous allons modéliser

les bandes d'absorptions de ces spectres, ce qui est un calcul particulièrement long comme on l'a vu pour l'occultation solaire (Cf. chapitre 10). La hauteur d'échelle atmosphérique moyenne dans la stratosphère de Titan étant de l'ordre de 40 km, si l'on moyenne les spectres observés par intervalle de 10 km, on reste en dessous de la hauteur d'échelle tout en réduisant nettement le nombre final de spectres à modéliser.

On divise donc l'atmosphère en couches de 10 km d'épaisseur, de la surface jusqu'à 1 090 km d'altitude. Pour chaque couche, on moyenne les spectres dont l'altitude de la ligne de visée appartient à cette couche. Ainsi, entre 400 et 410 km, se trouvent 47 spectres dont l'altitude est comprise entre 409,97 km (spectre 3 234) et 400,15 km (spectre 3 280). On calcule la moyenne de ces 47 spectres et on attribue au spectre obtenu l'altitude du milieu de l'intervalle utilisé, soit ici $\frac{1}{2}(400,15 + 409,97) = 405,06$ km. On obtient ainsi 109 spectres entre la surface de Titan et l'altitude de 1 090 km, dont 74 sont situés en dessous de 740 km, altitude utilisée ici comme limite supérieure de l'atmosphère. Quatre exemples de spectres sont présentés sur la figure 12.5.

A partir de là, nous ne considérerons plus que les 109 spectres moyennés, numérotés de 0 (1 084,56 km) à 108 (5,05 km).

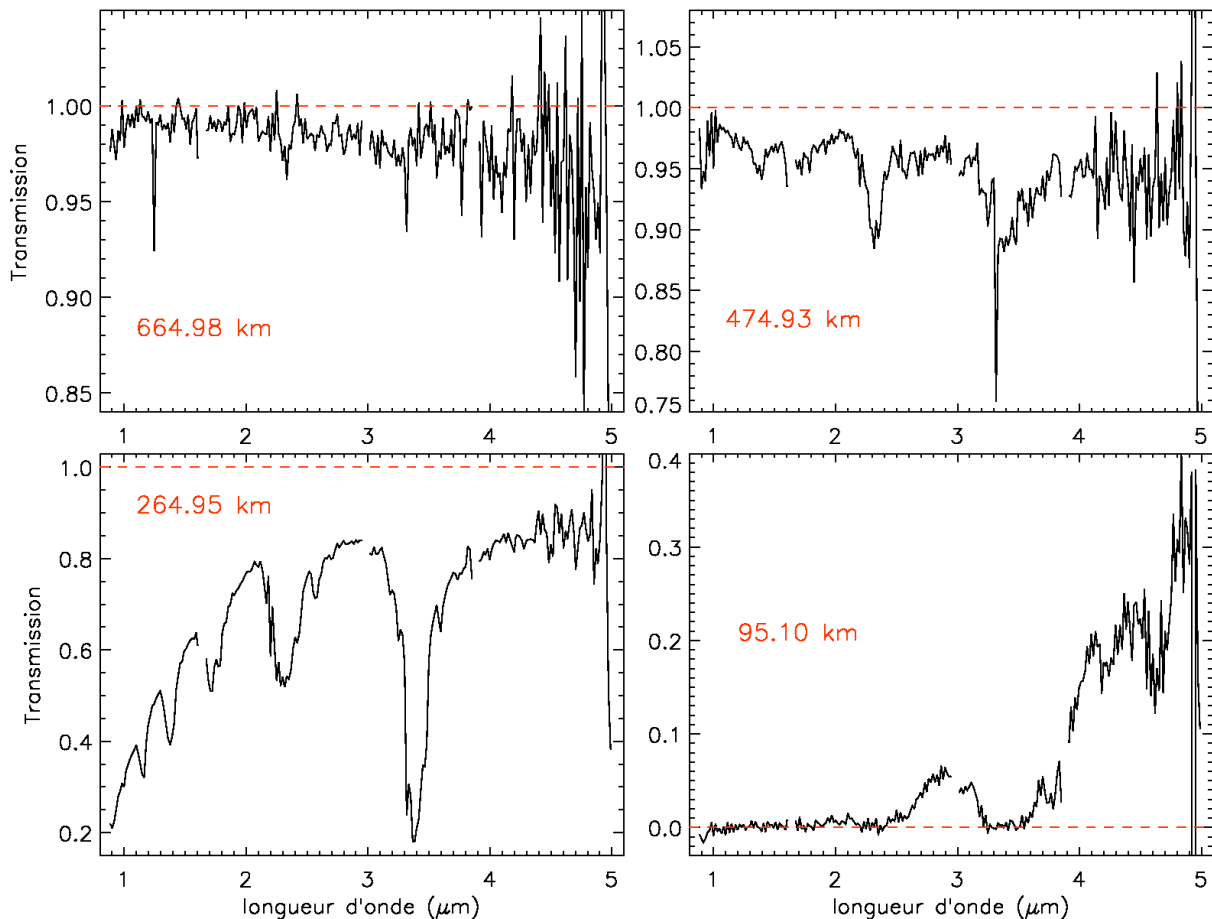


FIG. 12.5 – Quatre exemples de spectres en transmission obtenus après moyenne des spectres originaux par tranche de 10 km.

Calcul du bruit

Afin d'estimer le bruit de ces données, les spectres dont l'altitude de visée est supérieure à 740 km sont utilisés, soit les 35 spectres d'indice $i=0$ à $i=34$. Ces spectres étant obtenus au-dessus de la limite supérieure de l'atmosphère, la transmission doit être voisine de 1. La correction de pente détaillée ci-dessus a été faite dans cet objectif. Pour chaque canal spectral, on calcule l'écart type de la transmission sur cet ensemble de 35 spectres. On obtient ainsi une estimation du bruit pour chaque canal. Ce bruit est tracé sur la figure 12.6. On constate une augmentation du bruit au-delà de $4 \mu\text{m}$ comme c'était déjà le cas pour l'occultation solaire (Cf. section 9.2.5). De plus, en comparant avec le tableau 9.1, on voit que le bruit de cette occultation est bien supérieur au bruit des données de l'occultation solaire T10, d'un facteur 10 au moins.

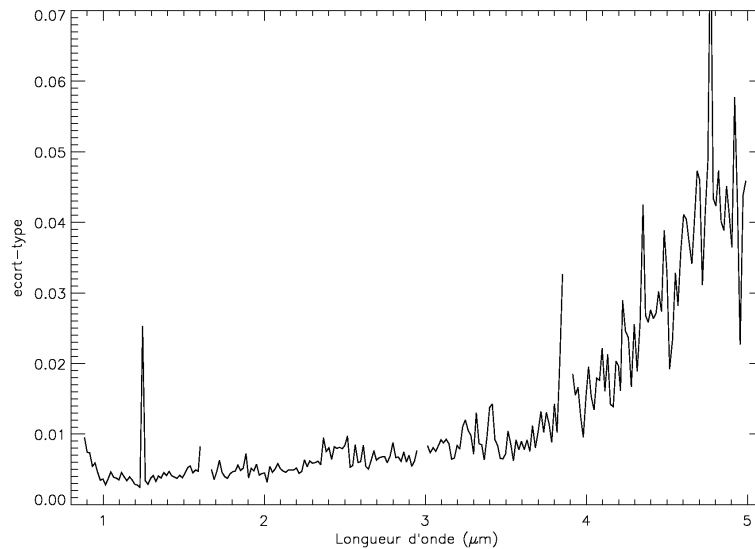


FIG. 12.6 – Bruit des données : pour chaque canal spectral, écart type des 35 spectres au-dessus de 740 km.

Etant donné le bruit important des données et les incertitudes introduites par la correction de pente détaillées ci-dessus, ces données sont de moindre qualité que celles de l'occultation solaire. Cela peut s'expliquer par le fait que le signal d'une étoile est bien plus faible que le flux solaire, ce qui diminue le rapport signal sur bruit des données. Une observation de l'ensemble des spectres permet de faire les premiers constats suivant :

- niveau de continu assez mal défini à haute altitude, fluctuations en longueur d'onde,
- présence des trois bandes du méthane à $1,7 \mu\text{m}$, $2,3 \mu\text{m}$ et $3,3 \mu\text{m}$,
- présence de l'absorption à $3,4 \mu\text{m}$,
- bande de CO à $4,7 \mu\text{m}$ détectée mais peu visible et non exploitable pour des mesures.

12.1.6 Réfraction ou absorption ?

Nous avons vu dans les sections 3.3 et 9.3.1, que les occultations observées par VIMS sont des occultations par absorption et non par réfraction. On peut le constater encore une fois dans la figure 12.7. Sur cette figure, les courbes de lumière observées par VIMS sont comparées aux courbes de lumière théoriques calculées aux mêmes longueurs d'onde, pour une atmosphère transparente, c'est-à-dire en ne prenant en compte que la réfraction.

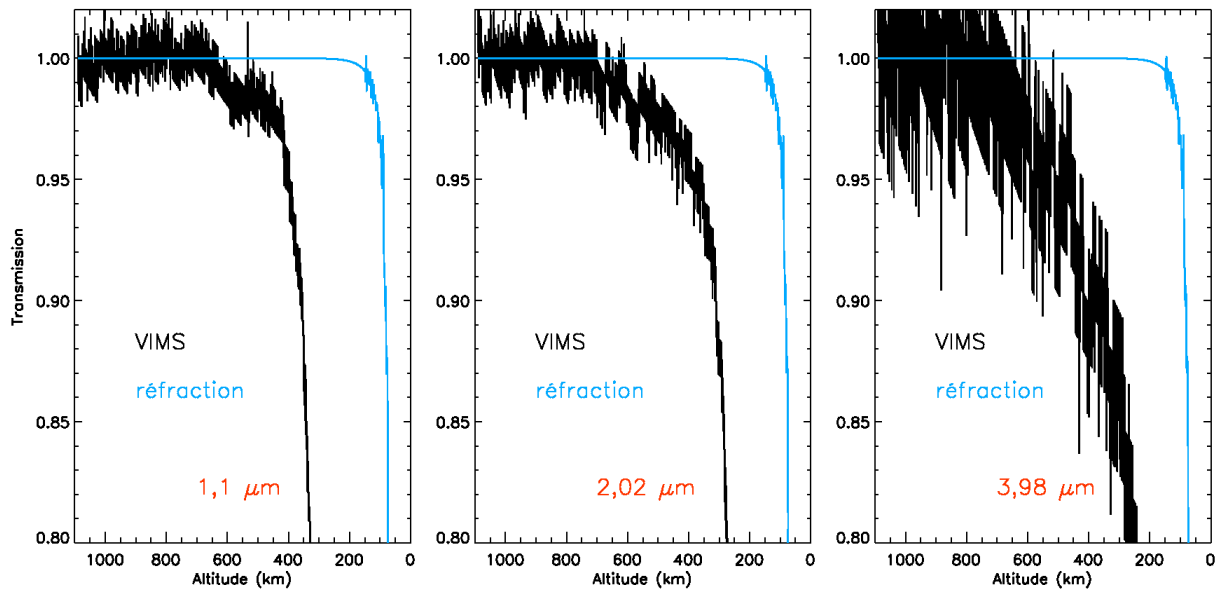


FIG. 12.7 – Courbes de lumière observées par VIMS (noir) comparées aux courbes de lumière théoriques (bleu) à la même longueur d'onde pour une atmosphère transparente (réfraction seule).

12.1.7 Visualisation 2D des données

L'ensemble des courbes de lumière et des spectres de cette occultation peuvent être regroupés pour former une *image* de l'occultation présentée dans la figure 12.8. Sur cette image, l'axe horizontal représente le temps (ou l'altitude, ou le numéro de cube) et l'axe vertical la longueur d'onde. Les bandes du méthane sont visibles sur cette image. L'extinction des aérosols apparaît également plus importante aux courtes longueurs d'onde, comme on s'y attend.

12.2 Bandes d'absorption

12.2.1 Le méthane

Les bandes du méthane sont visibles dans les spectres acquis lors de cette occultation. La bande à $2,3 \mu\text{m}$ est détectée à partir de 675 km, celle à $3,3 \mu\text{m}$ en dessous de 645 km et la bande à $1,7 \mu\text{m}$ apparaît seulement en dessous de 474 km. Ces altitudes de détection sont inférieures à celles constatées pour l'occultation solaire T10 (Cf section 10.1) ce qui s'explique en particulier par le bruit plus important des données étudiées ici. Les faibles absorptions sont donc plus difficilement détectables.

Spectres théoriques

Des modèles des trois bandes du méthane ont été calculés pour des abondances uniformes de 1,4% et 1,6 % de CH_4 , ces valeurs étant celles mesurées par les instruments Cassini/CIRS (Flasar et al. 2005) et Huygens/GCMS (Niemann et al. 2005). Afin d'estimer la quantité de méthane à partir de nos données, des modèles des bandes à $1,7 \mu\text{m}$ et $2,3 \mu\text{m}$ ont également été calculés pour des abondances de CH_4 variant de 1% à 2% par pas de 0,1%. Les méthodes

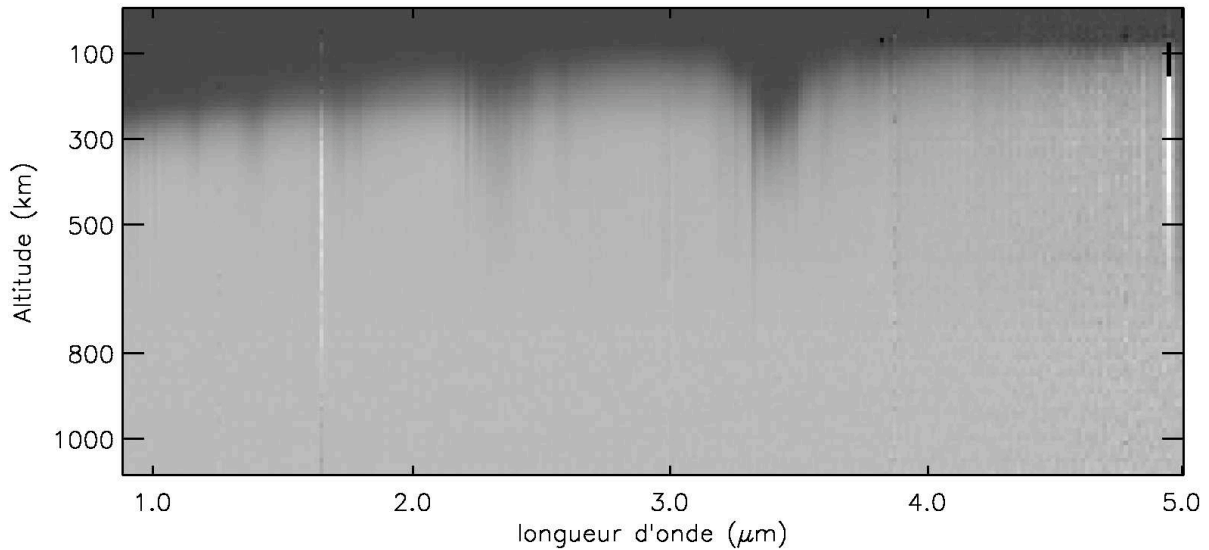


FIG. 12.8 – Représentation 2D des données de l'occultation stellaire. Les bandes d'absorption gazeuse apparaissent clairement, ainsi que la pente correspondant à la variation de l'extinction des aérosols avec la longueur d'onde.

employées pour ces calculs de transfert radiatif sont présentées dans le chapitre 7. Etant donnée la présence de l'absorption supplémentaire à $3,4 \mu\text{m}$, cette étude détaillée n'est pas faite pour la bande à $3,3 \mu\text{m}$ du méthane.

Estimation du continu

Le continu est estimé de la même manière que pour les spectres de l'occultation solaire (Cf. section 10.1.3). Pour chaque bande du méthane, un intervalle de points de part et d'autre de la bande est sélectionné. Ceux-ci sont ajustés par une droite qui représente le continu au niveau de la bande considérée. Les intervalles utilisés sont ceux présentés dans le tableau 10.1.

Bande à $1,7 \mu\text{m}$

La figure 12.9 présente les modèles à 1% et 1,6% de la bande à $1,7 \mu\text{m}$ de CH_4 . On constate sur cette figure que la bande observée (en noir) est assez mal ajustée par les modèles, même celui à 1% qui reste plus profond que les observations.

La raison de ce mauvais ajustement réside principalement dans la qualité des données. Etant donné le bruit et la correction de pente, le niveau de continu est délicat à estimer. De plus, la limite entre les deux filtres de l'instrument se situant à l'intérieur même de la bande, la forme et la profondeur observées sont assez incertaines. Enfin, le fait que les observations de la bande à $1,7 \mu\text{m}$ soient mieux représentées par des modèles avec moins de 1% de méthane est cohérent avec les résultats de l'occultation solaire T10 pour laquelle le même constat a été fait (Cf. section 10.1.5).

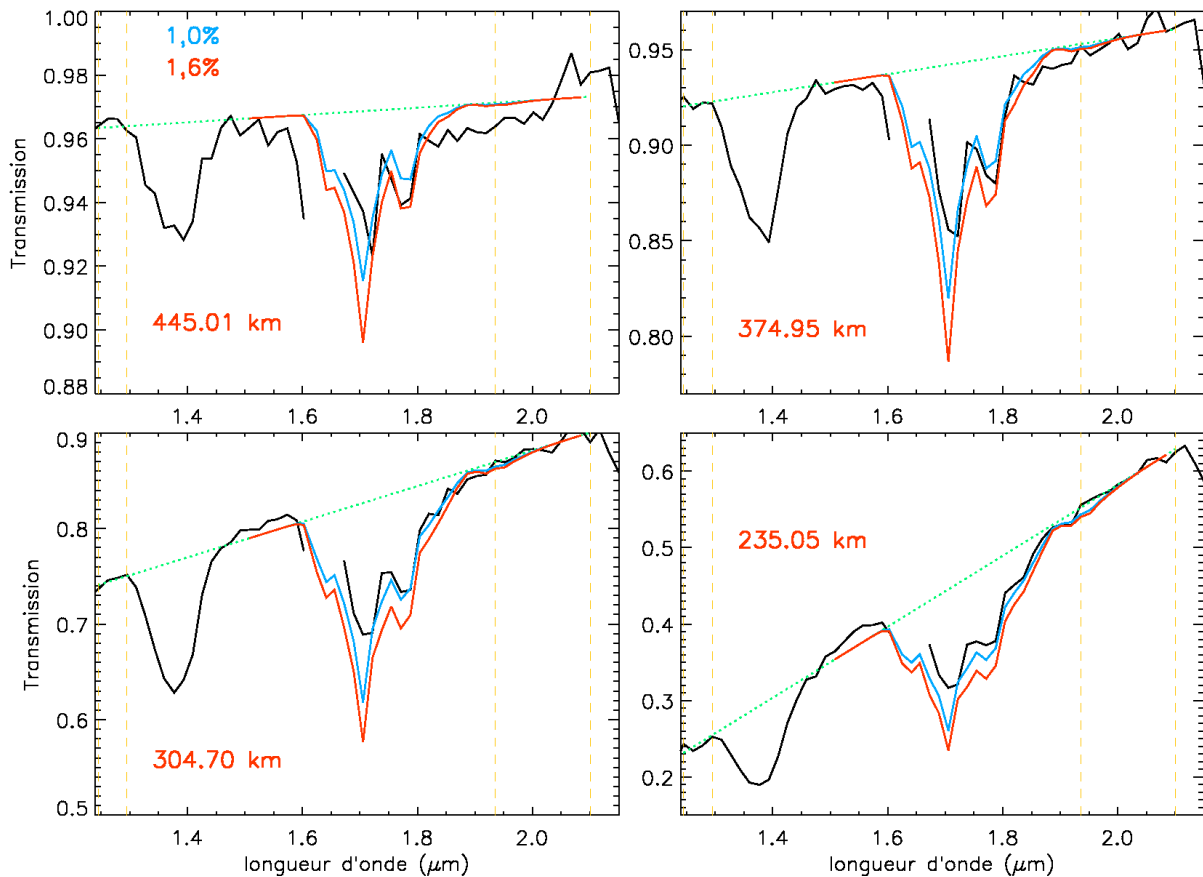


FIG. 12.9 – Bande à $1,7 \mu\text{m}$ du méthane observée par VIMS (noir) aux quatre altitudes indiquées. Les modèles correspondant à une abondance de $1,0\%$ et $1,6\%$ sont respectivement tracés en bleu et en rouge. Le continu est représenté par la droite en pointillés verts. Ce continu est estimé dans les deux intervalles de part et d'autre de la bande et limité par les droites verticales en tirets verts.

Bande à $2,3 \mu\text{m}$

La figure 12.10 présente les modèles à $1,4\%$ et $1,6\%$ de la bande à $2,3 \mu\text{m}$ du méthane. A chaque altitude, un test de χ^2 est réalisé afin de déterminer le modèle et donc l'abondance permettant le meilleur ajustement aux données. Les courbes de χ^2 sont présentées à droite des spectres de la figure 12.10. A chaque altitude, le modèle correspondant à l'abondance qui minimise la fonction χ^2 est également tracé (trait plein orange).

On constate visuellement dans cette figure que les modèles à $1,4$ et $1,6\%$ de CH_4 ajustent les observations de manière satisfaisante. Mais cet accord semble se dégrader à basse altitude. Si l'on trace pour chaque altitude l'abondance de méthane qui minimise la fonction χ^2 on obtient le profil de la figure 12.11. Sur celle-ci, la zone grisée représente la barre d'erreur à 3σ sur les valeurs de l'abondance de CH_4 . Ce sont des barres d'erreur formelles issues du calcul de la fonction χ^2 . Elles prennent donc en compte uniquement le bruit des données et non les incertitudes introduites par la correction de la pente des courbes de lumière ou l'estimation du continu. On constate sur la figure 12.11 que nos données sont compatibles avec des abondances de $1,4 - 1,6\%$ entre 250 et 350 km seulement. Cependant, étant données les incertitudes ci-dessus, nos mesures entre 350 et

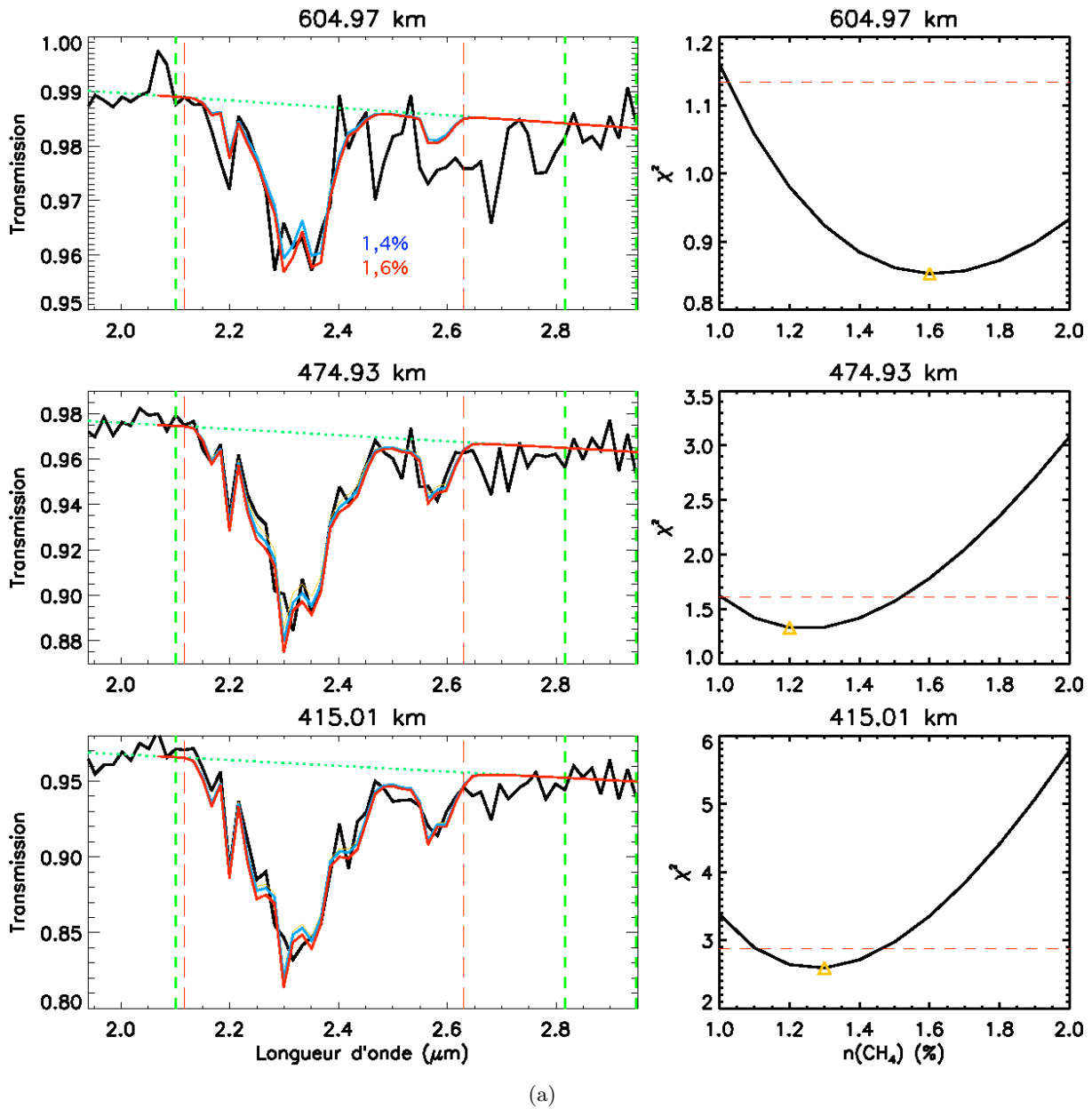


FIG. 12.10 – GAUCHE : Bande du méthane à $2,3 \mu\text{m}$ observée par VIMS (noir) et comparée aux modèles calculés pour des abondances de 1,4 % (bleu) et 1,6 % (rouge). La fonction χ^2 est calculée dans l'intervalle délimité par les droites verticales en tirets rouges. Le continu (pointillés verts) est estimé dans les intervalles délimités par les droites verticales en tirets verts. DROITE : Courbes de χ^2 pour les altitudes correspondantes. Le triangle orange représente le minimum. Le modèle correspondant est tracé en orange dans la partie gauche. Les droites horizontales en pointillés rouges représentent les limites à 3σ .

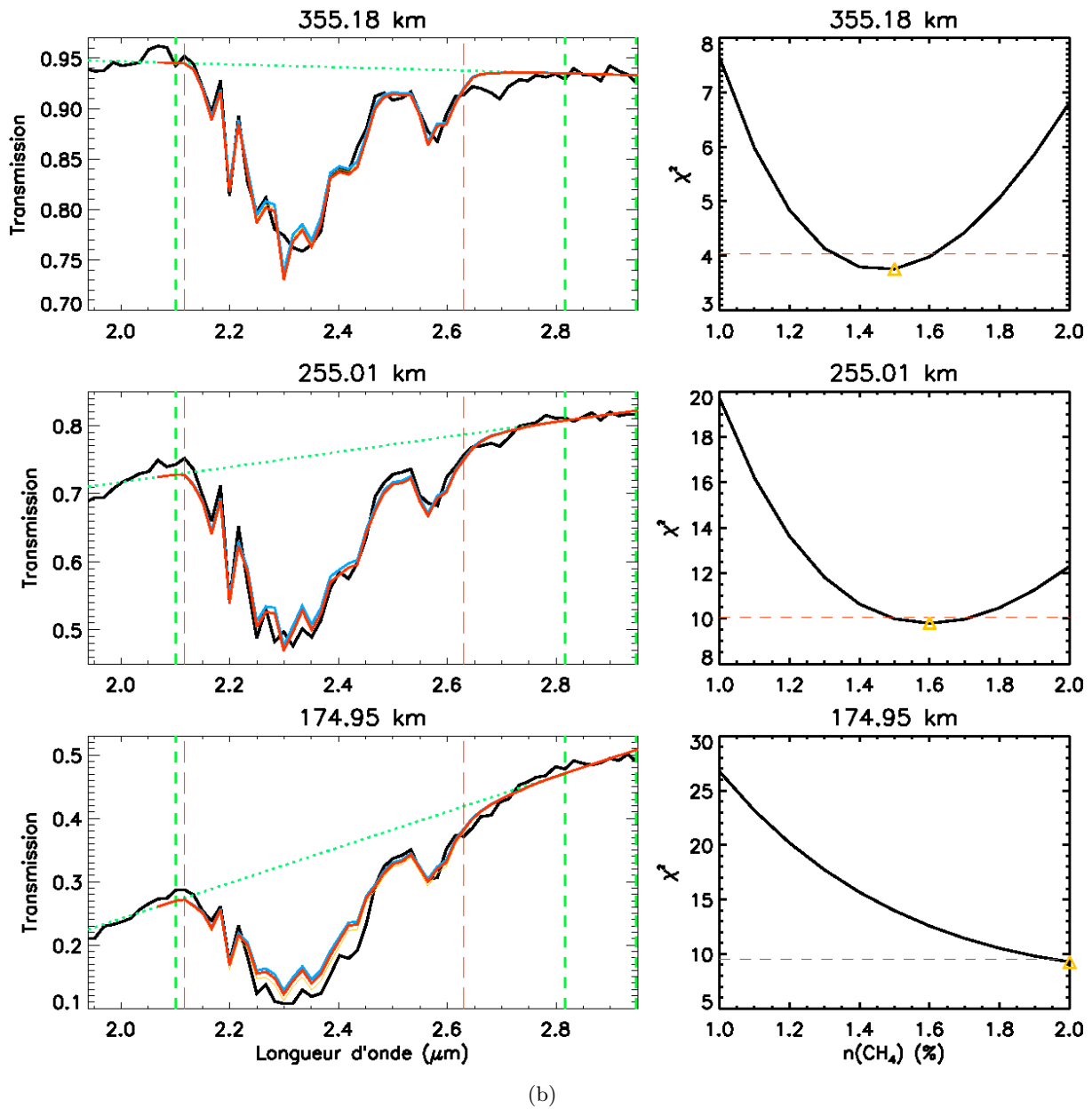


FIG. 12.10 – Suite

650 km sont raisonnablement compatibles avec les valeurs nominales. En revanche, on observe un augmentation de l'abondance de méthane en dessous de 200 km. Cette augmentation qui n'est pas réelle est également observée dans le profil obtenu avec les données de l'occultation solaire T10 (Cf. figure 10.7). Cette augmentation reste inexplicée, mais son observation dans les profils issus des deux occultations indique qu'il s'agit bien d'un effet systématique.

Dans les spectres de cette occultation stellaire, la bande à $2,3 \mu\text{m}$ du méthane est correctement ajustée par des modèles correspondant à des abondances de 1,4 - 1,6% de CH_4 pour des altitudes supérieures à 200 km. En dessous, l'augmentation mesurée mais non réelle est due au même effet systématique que pour l'occultation solaire T10.

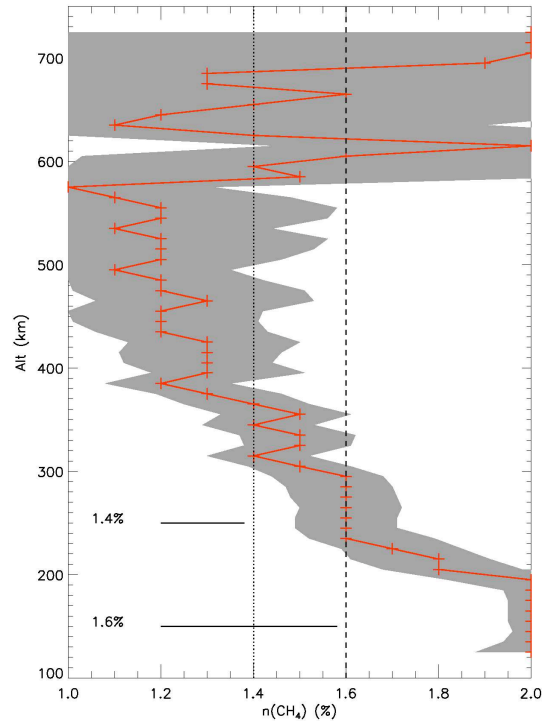


FIG. 12.11 – Profil de CH_4 : A chaque altitude, abondance qui permet le meilleur ajustement de la bande à $2,3 \mu\text{m}$. La zone grisée représente les barres d'erreur à 3σ . Pour référence, les profils uniformes à 1,4 % (points) et 1,6% (tirets) sont aussi représentés.

12.2.2 Le monoxyde de carbone

La bande à $4,7 \mu\text{m}$ de CO apparaît dans quatre spectres en dessous de 115 km d'altitude. La forme caractéristique en double bande n'est cependant pas visible.

Spectres théoriques

Des modèles de la bande d'absorption de CO ont été calculés avec des fractions molaires uniformes comprises entre 20 et 50 ppm, par pas de 1 ppm. Cet intervalle de valeurs est choisi suite aux résultats de l'occultation solaire T10, à savoir une abondance de 33 ± 10 ppm de CO . Le détail des calculs est décrit dans le chapitre 7.

Estimation du continu

La méthode d'estimation du continu au niveau de la bande de CO est la même que pour les spectres de l'occultation solaire T10 (Cf. section 10.2.3). Cependant, dans le cas présent de l'occultation de Gamma Crucis, le nombre de canaux spectraux est de 248 et non plus 256. Les limites utilisées sont donc légèrement différentes :

- intervalle inférieur : $4,13 \mu\text{m}$ - $4,17 \mu\text{m}$ (canaux 196 à 198, soit 3 points),
- intervalle intermédiaire pour corriger l'absorption de CH_3D : $4,45$ - $4,47 \mu\text{m}$ (canaux 215 et 216, soit 2 points),
- intervalle supérieur : $4,87 \mu\text{m}$ - $4,99 \mu\text{m}$ (canaux 240 à 247, soit 8 points).

A chaque altitude, on réalise un ajustement linéaire des points du spectres situés dans les intervalles définis ci-dessus. La droite obtenue représente le continu au niveau de la bande de CO à cette altitude, elle est représentée en pointillés verts dans la figure 12.12.

Ajustement aux données

La bande de CO aux quatre altitudes où elle est observée est tracée dans la figure 12.12. Les modèles correspondant à des fractions molaires de 23 (bleu), 33 (rouge) et 43 (bleu) ppm sont également tracés car il s'agit du résultat des observations de l'occultations solaire T10. On constate sur la figure 12.12 un accord satisfaisant de ces modèles avec nos données. Néanmoins, aucune nouvelle mesure ne peut être faite à partir de ces spectres en raison du trop faible signal sur bruit. En particulier, les points de l'intervalle supérieur ont une incertitude particulièrement grande, ce qui rend l'estimation du continu très délicate.

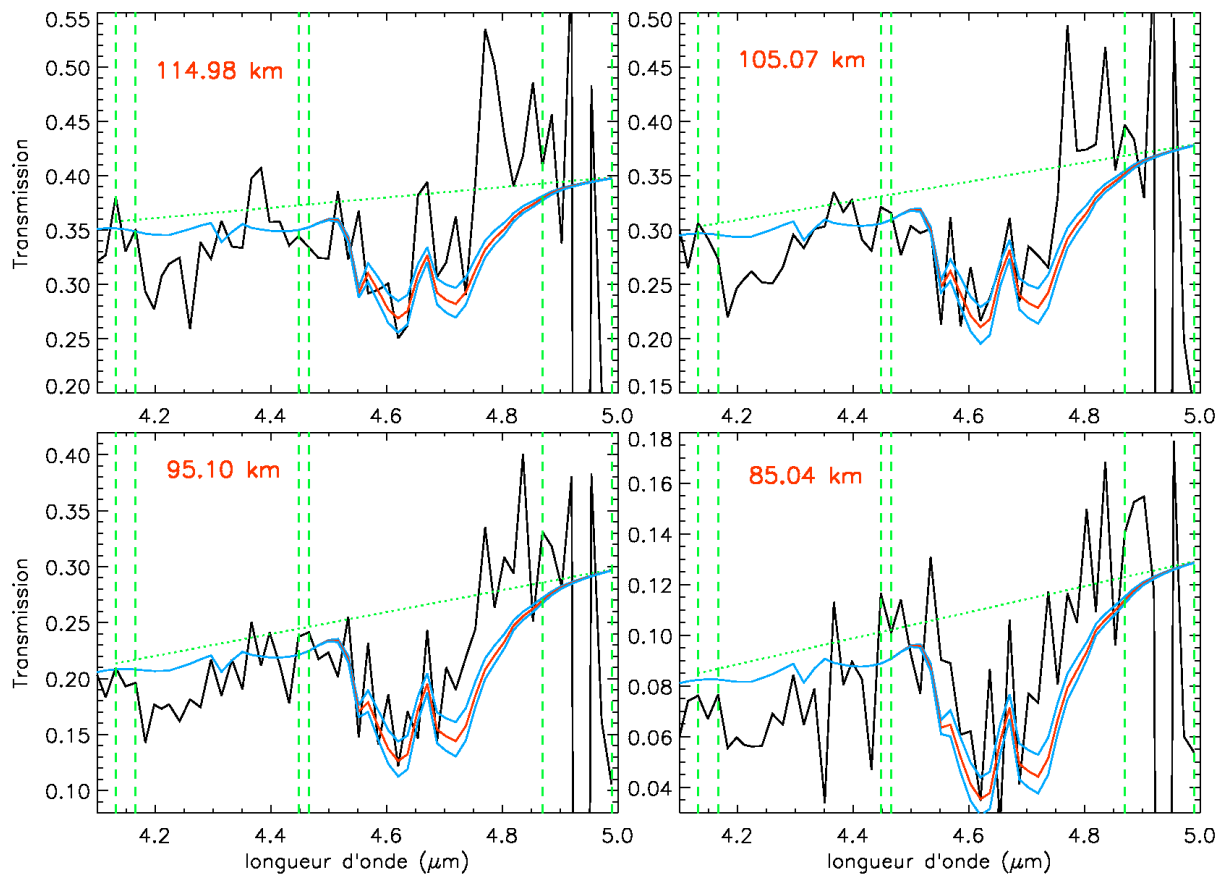


FIG. 12.12 – Bande d'absorption de CO à $4,7 \mu\text{m}$ observée à quatre altitudes (noir). Le continu (pointillés verts) est estimé dans les intervalles délimités par les traits verticaux en tirets verts. Les modèles sont tracés en traits pleins rouges pour une fraction molaire de 33 ppm et en bleu pour 23 et 43 ppm de CO .

La bande d'absorption de CO est détectée dans les données de cette occultation stellaire pour des altitudes comprises entre 85 et 115 km. La profondeur de bande observée est compatible avec l'abondance de 33 ± 10 ppm précédemment déterminée.

12.2.3 Absorption à $3,4 \mu\text{m}$

L'absorption à $3,4 \mu\text{m}$ attribuée aux aérosols de Titan et qui se mêle à la bande du méthane à $3,3 \mu\text{m}$, est également observée dans les données de cette occultation. On constate sa présence en dessous de 455 km , ce qui est similaire à l'altitude de détection dans les données de l'occultation solaire T10 (480 km). Afin de souligner la présence de cette absorption, cette région du spectre est tracée dans la figure 12.13 ainsi que le modèle de la bande à $3,3 \mu\text{m}$ du méthane calculé avec une abondance de $1,6\%$.

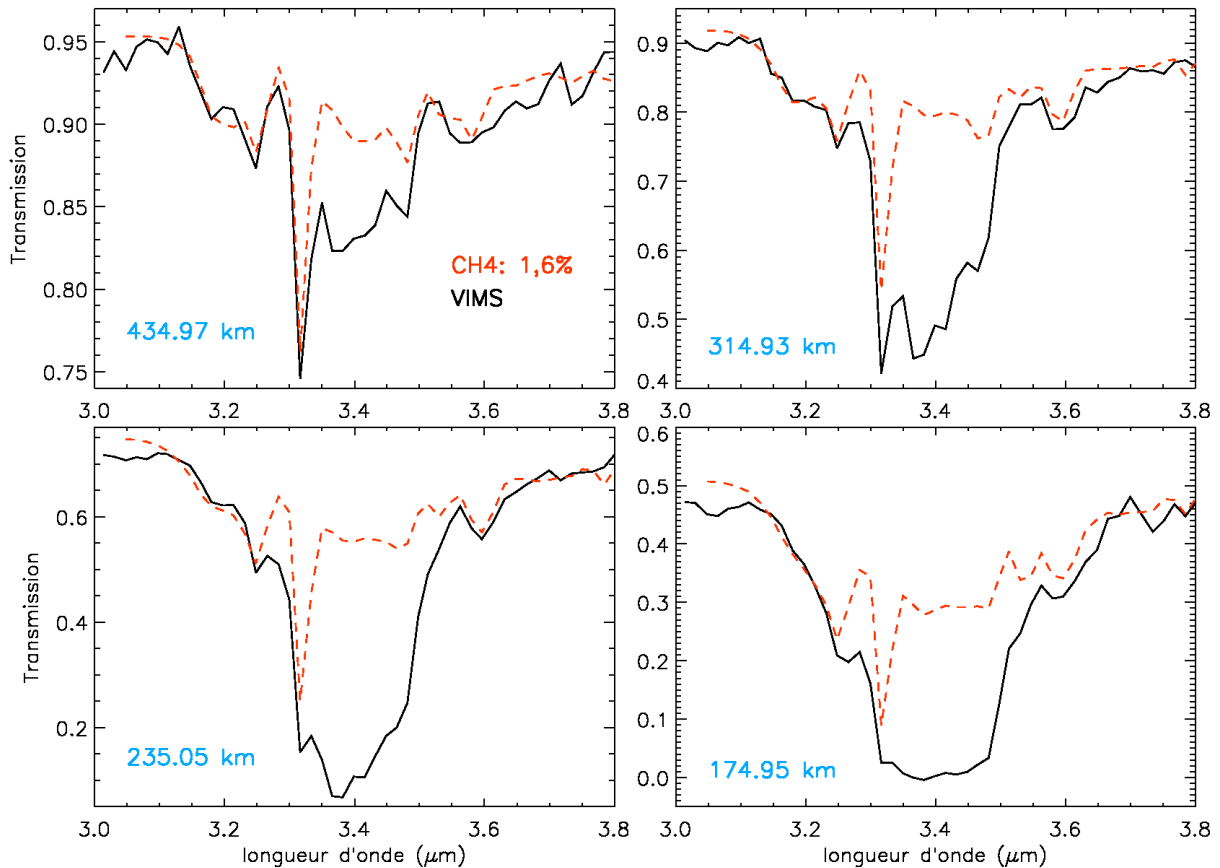


FIG. 12.13 – Bande d'absorption des aérosols à $3,4 \mu\text{m}$ observée par VIMS à quatre altitudes (noir). Le modèle de la bande à $3,3 \mu\text{m}$ du méthane, calculé avec une abondance de $1,6\%$, est tracé en tirets rouges.

Une analyse détaillée de cette absorption a été présentée au paragraphe 10.3. On rappelle ici que cette bande est la signature de la vibration des liaisons $C-H$ de longues chaînes aliphatiques attachées à de grosses molécules organiques. Il s'agit donc d'une bande d'absorption des aérosols de l'atmosphère de Titan.

12.3 Extinction des aérosols

Lors de l'observation d'une occultation par Titan, on observe des spectres en transmission dont le niveau de continu est fixé par l'extinction des aérosols présents dans l'atmosphère. Les méthodes d'étude de ce continu ont été présentées au chapitre 8 et appliquée au chapitre 11 pour l'occultation solaire T10. Nous présentons ici les résultats de cette même analyse menée sur les données de l'occultation de Gamma Crucis.

12.3.1 Profils d'extinction

Pour cette observation, la limite supérieure de l'atmosphère est fixée à 740 km d'altitude. L'atmosphère est divisée en $p = 74$ couches. Les limites de ces couches sont les altitudes des lignes de visée. Pour des questions de compatibilité avec les programmes développés pour l'occultation solaire, les couches sont renumérotées du bas vers le haut de l'atmosphère. Ainsi, la couche d'indice $i = 0$ s'étend de $z_{min}(i = 0) = 5,05$ km à $z_{min}(i = 1) = 15,01$ km et la couche d'indice $i = p - 1 = 73$ de $z_{min}(i = p - 1 = 73) = 734,80$ km à 740 km.

En inversant le système d'équations 11.1, on obtient des profils de l'extinction des aérosols pour chaque canal spectral du continu. Ces canaux sont les mêmes que pour l'occultation solaire, à savoir :

- 0,88 μm et 0,90 μm (canaux 0 et 1),
- 1,08 à 1,11 μm (canaux 12 à 14),
- 1,24 à 1,29 μm (canaux 22 à 25),
- 2,00 à 2,10 μm (canaux 68 à 74),
- 4,13 à 4,17 μm (canaux 196 à 198),
- 4,45 μm et 4,47 μm (canaux 215 et 216),
- 4,97 à 5,12 μm (canaux 264 à 255).

Les profils d'extinction obtenus sont présentés dans la figure 12.14. On constate qu'ils sont similaires à ceux de la figure 11.1. Ils indiquent une augmentation exponentielle du coefficient d'extinction en dessous de 500 km. Un ajustement linéaire de ces courbes en dessous de 400 km permet d'estimer la hauteur d'échelle qui caractérise cette augmentation exponentielle (tableau 12.1). Ces valeurs sont en moyenne légèrement inférieures à celles de l'occultation solaire T10 (tableau 11.1), mais elles sont compatibles entre elles. L'écart observé peut être dû à la qualité et au traitement des données. Mais un effet réel est également possible puisque les deux observations ont lieu à des latitudes très différentes. Nous revenons sur ce point plus loin.

12.3.2 Profils de densité : calcul

On rappelle que l'extinction des aérosols est modélisée en supposant qu'il s'agit agrégats fractals composés de N_s sphères de 0,05 μm de rayon, avec $N_s \in [1; 30000]$ et dont les propriétés optiques sont celles des tholins de Khare *et al.*.

A partir des profils d'extinction obtenus ci-dessus, on calcule des profils de densité en appliquant la méthode détaillée dans les sections 8.3.2 et 11.2. Le nombre de canaux spectraux utilisés pour estimer la densité des aérosols varie avec l'altitude. L'utilisation de ces différentes fenêtres est détaillée dans le tableau 12.2. Les profils obtenus sont ensuite ajustés pour que les spectres calculés en les utilisant ajustent au mieux les observations dans les fenêtres du continu. Cet ajustement permet de plus de déterminer les barres d'erreur sur les profils de densité. Les détails de ces calculs sont décrits au paragraphe 11.2.

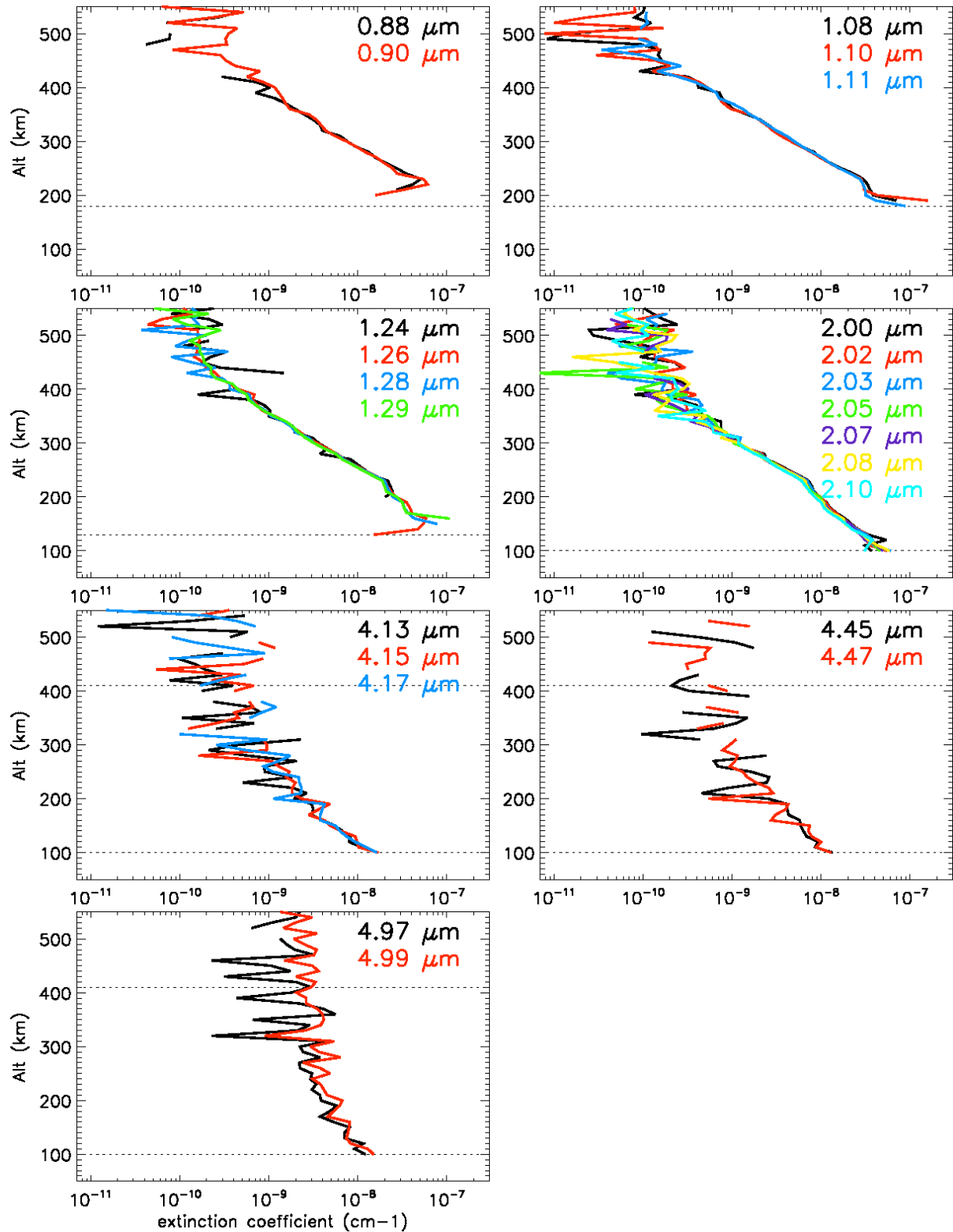


FIG. 12.14 – Profils d'extinction dans chaque canal spectral du continu utilisé. Les lignes horizontales en pointillés représentent les limites des altitudes d'utilisation de ces profils pour le calcul de la densité (Cf. tableau 12.2).

λ	Hauteur d'échelle (km)+1 σ /-1 σ	Altitudes utilisées	
0,88 μm	45 +2/-2	180 - 410 km	(21 points)
0,90 μm	51 +3/-3		(22 points)
1,08 μm	43 +1/-1	180 - 410 km	(23 points)
1,10 μm	42 +1/-1		(23 points)
1,11 μm	45 +1/-1		(24 points)
1,24 μm	44 +2/-2	130 - 410 km	(21 points)
1,26 μm	54 +3/-2		(29 points)
1,28 μm	49 +1/-1		(27 points)
1,29 μm	48 +1/-1		(26 points)
2,00 μm	53 +2/-2	40 - 410 km	(32 points)
2,02 μm	53 +1/-1		(32 points)
2,03 μm	53 +1/-1		(32 points)
2,05 μm	51 +1/-1		(32 points)
2,07 μm	52 +1/-1		(32 points)
2,08 μm	51 +2/-2		(32 points)
2,10 μm	54 +2/-2		(32 points)
4,13 μm	78 +9/-7		100 - 410 km
4,15 μm	83 +9/-7	(30 points)	
4,17 μm	82 +11/-8	(28 points)	
4,45 μm	88 +14/-11	100 - 410 km	(28 points)
4,47 μm	101 +12/-10		(28 points)
4,97 μm	164 +41/-27	100 - 410 km	(32 points)
4,99 μm	218 +40/-29		(32 points)

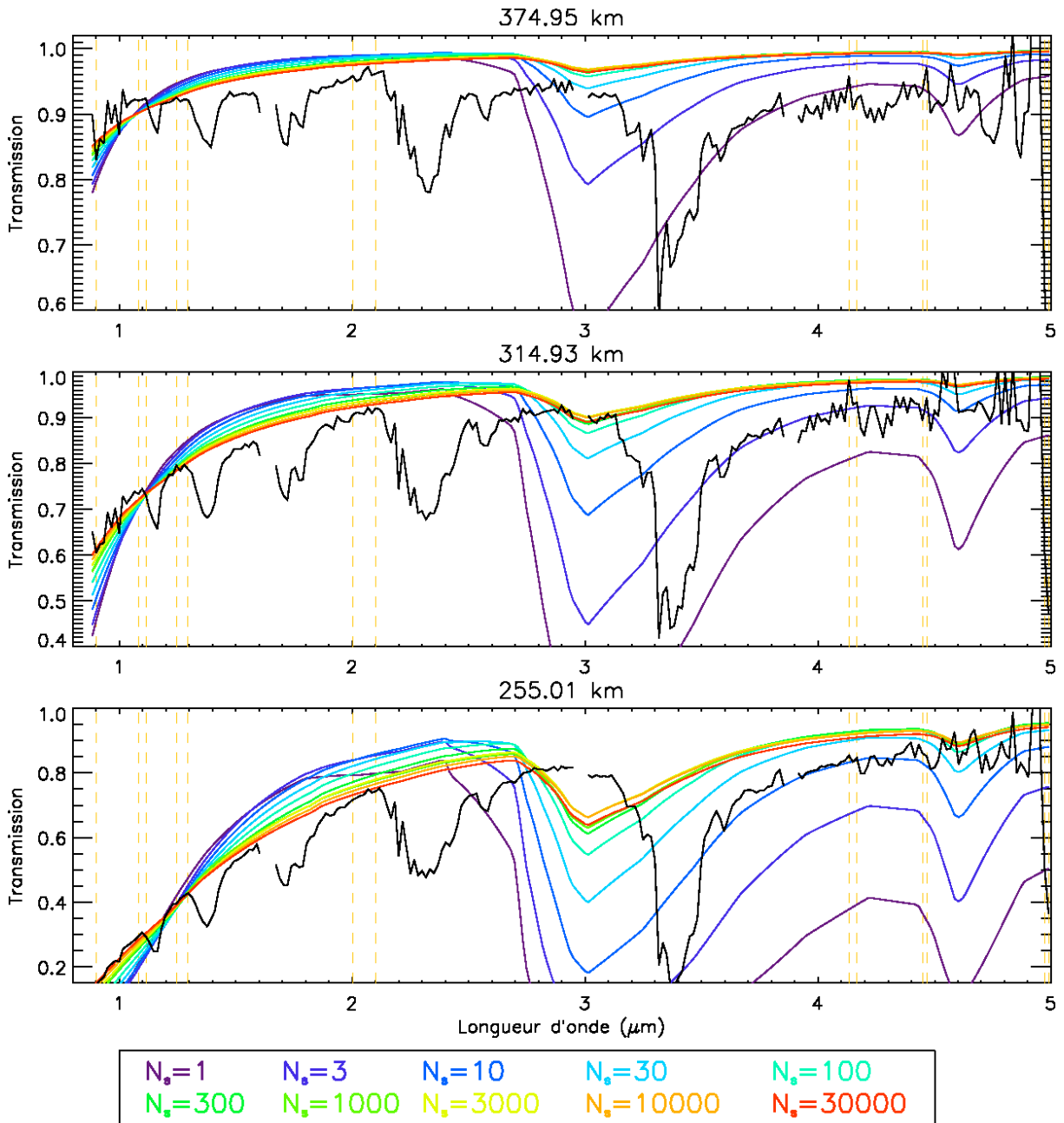
TAB. 12.1 – Hauteurs d'échelle des profils d'extinction de la figure 12.14 calculées dans l'intervalle d'altitudes indiqué.

Altitudes	Fenêtres						
	X0 0,88-0,90 μm (2 points)	X1 1,08-1,11 μm (3 points)	X2 1,24-1,29 μm (4 points)	X3 2,00-2,10 μm (7 points)	X4 4,13-4,17 μm (2 points)	X5 4,45-4,47 μm (2 points)	X6 4,97-5,12 μm (10 points)
420 690 km (28 niveaux)	X	X	X	X			
180 - 410 km (24 niveaux)	X	X	X	X	X	X	X
130 - 170 km (5 niveaux)			X	X	X	X	X
100 120 km (3 niveau)				X	X	X	X

TAB. 12.2 – Utilisation des différentes fenêtres du continu en fonction de l'altitude pour le calcul de la densité des aérosols.

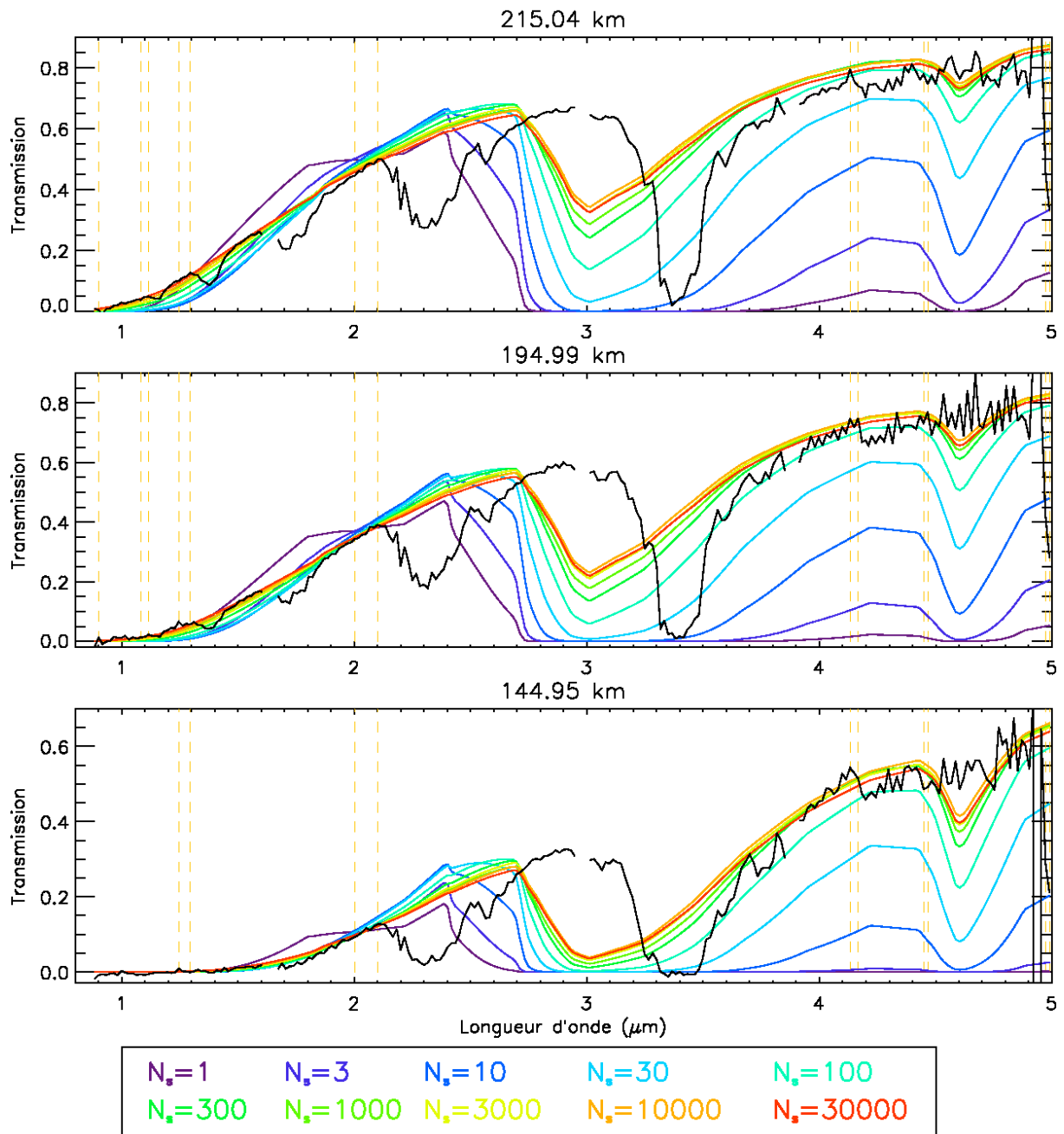
12.3.3 Modèles de transmission des aérosols

Les spectres de la transmission des aérosols calculés avec les profils de densités obtenus ci-dessus sont tracés sur la figure 12.15 pour les 10 valeurs de N_s et 6 altitudes visées. Il s'agit donc, pour chaque valeurs de N_s , du spectre modèle présentant le meilleur ajustement aux données dans les intervalles choisis selon la méthode détaillée précédemment.



(a)

FIG. 12.15 – Spectres VIMS observés à 6 altitudes (noir) et transmission des aérosols calculée (traits pleins en couleur). Pour chaque spectre, les droites verticales en pointillés orange délimitent les intervalles du continu utilisés.



(b)

FIG. 12.15 – Suite.

Valeurs de N_s

On constate sur la figure 12.15 un accord globalement satisfaisant dans les fenêtres du continu entre les spectres observés et la tendance prévue par les modèles. Néanmoins, pour les deux premiers spectres présentés, à 375 et 315 km, l'accord est visuellement moins bon. A ces altitudes le niveau du continu est assez mal défini. En effet, l'extinction est encore faible (moins de 10%). Les incertitudes de départ, introduites notamment par la correction de la pente des courbes de lumière, ont plus d'effet sur la valeur exacte du continu à ces altitudes.

En dessous de 300 km, les spectres observés sont bien ajustés par les modèles correspondant à de grandes valeurs de N_s . Ces données aboutissent donc à la même conclusion que celle de l'occultation solaire T10, à savoir que **seuls les agrégats fractals composés de plus de 1 000 sphères permettent de reproduire correctement les observations.**

Absorption de Khare *et al.*

Dans les spectres observés de la figure 12.15, on constate également l'absence des absorptions à 3 et 4,6 μm prévues pour les tholins de Khare *et al.*. Par conséquent, les indices de Khare *et al.* permettent de reproduire correctement la variation spectrale de l'extinction dans les fenêtres du continu si l'on suppose que les aérosols sont des agrégats de grande taille. Mais des différences de structure chimique existent entre les tholins de Khare *et al.* et les aérosols réels de Titan, ces différences se manifestant par l'absence des deux absorptions caractéristiques citées ci-dessus.

12.3.4 Profils de densité : résultats

Les profils de densité correspondant à des valeurs de N_s supérieures à 1 000 sont tracés en dessous de 500 km d'altitude sur la figure 12.16. Seuls ces profils sont présentés puisque les petites valeurs de N_s ont été précédemment exclues.

Les profils de la figure 12.16 sont très similaires à ceux de la figure 11.7, du point de vue de l'allure des profils ainsi que des valeurs de la densité. On constate une augmentation exponentielle de la densité en dessous de 400 km. L'échelle de hauteur H_{haze} de cette variation est estimée sur 32 points entre 100 et 410 km d'altitude. Les valeurs de H_{haze} obtenues sont présentées dans le tableau 12.3. Ces valeurs conduisent à une valeur moyenne de l'échelle de hauteur de l'ordre de 50 km, avec une barre d'erreur de ± 3 km.

N_s	H_{haze} 100 - 410 km
1 000	49,2 \pm 2,8
3 000	49,1 \pm 2,7
10 000	50,2 \pm 2,6
30 000	51,8 \pm 2,7

TAB. 12.3 – Hauteurs d'échelle de la densité d'aérosols pour les quatre plus grandes valeurs de N_s estimées sur 32 points entre 100 et 410 km d'altitude.

La valeur de H_{haze} estimée à partir de ces données est inférieure de 10 km environ à la valeur H_{1haze} obtenue à partir de l'observation de l'occultation solaire T10. Pour les profils d'extinction, on a pu également constater un écart d'une dizaine de kilomètres pour la hauteur d'échelle estimée à partir des deux jeux de données. Ces écarts s'expliquent peut-être par la différence des latitudes étudiées par les deux occultations. L'émersion de l'occultation solaire T10 se déroule dans l'hémisphère sud (71 °S), soit l'hémisphère été. L'occultation de Gamma Crucis a lieu dans l'hémisphère nord (24 °N), soit l'hémisphère hiver. Des différences dans les taux de production et de sédimentation des aérosols ou la dynamique de l'atmosphère (circulation) pourraient expliquer l'écart des valeurs des hauteurs d'échelles obtenues avec les deux occultations. L'hypothèse d'un effet systématique causé par les différentes incertitudes précédemment citées n'est cependant pas à exclure.

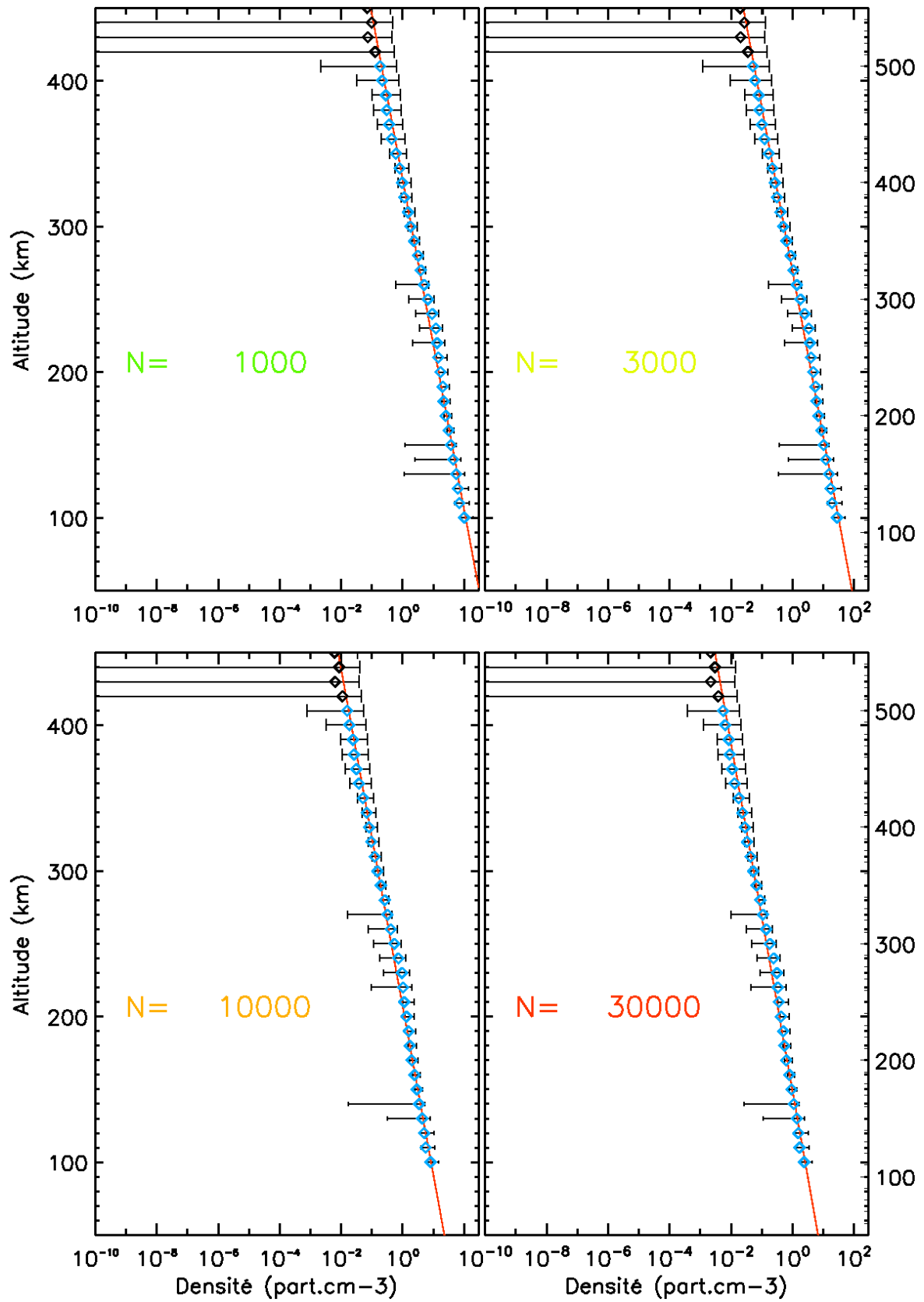


FIG. 12.16 – Profils de densité des aérosols pour $N_s > 1000$ (losanges). Les points bleus sont ajustés par la droite rouge de pente $-H_{haze}$. Les points noirs ne sont pas utilisés pour le calcul de la hauteur d'échelle.

12.4 Conclusion

L'analyse des données de l'occultation de l'étoile Gamma Crucis permet d'aboutir aux mêmes conclusions que celle des données de l'occultation solaire T10, mais ces conclusions sont moins précises. En effet, ces données permettent de vérifier les premiers résultats mais n'apportent pas d'élément nouveau. Ainsi, on constate la présence des bandes du méthane et du monoxyde de carbone. La bande à $1,7 \mu\text{m}$ de CH_4 s'avère toujours aussi difficile à ajuster. La bande à $2,3 \mu\text{m}$ est bien modélisée par une abondance uniforme de 1,4 - 1,6% de méthane mais uniquement au-dessus de 200 km. En dessous, un effet systématique déjà constaté dans l'occultation précédente, suggère une augmentation du méthane qui n'est pas réelle. En ce qui concerne CO , la bande observée est compatible avec la fraction molaire de $33 \pm 10 \text{ pm}$ mesurée précédemment, mais les données sont trop bruitées pour permettre une mesure. L'absorption à $3,4 \mu\text{m}$ attribuée aux aérosols est également détectée dans ces données pour des altitudes inférieures à 455 km. Enfin, en ce qui concerne l'extinction des aérosols, on conclut également que seuls les modèles correspondant à de grands agrégats ($N_s > 1\,000$) permettent d'ajuster les données. Les profils de l'extinction et de la densité des aérosols sont similaires à ceux obtenus lors de l'occultation solaire. La hauteur d'échelle de variation de la densité est de l'ordre de 50 km pour cette occultation près du pôle nord hiver (24°N), ce qui est légèrement inférieur aux valeurs obtenues dans l'hémisphère été (71°S) avec l'occultation solaire. Il est possible que l'écart observé soit réel et lié à la différence de latitude. Un effet de la circulation atmosphérique ou une variation des taux de production et de sédimentation des aérosols pourraient expliquer l'effet constaté.

Chapitre 13

L'occultation de l'étoile Antarès

Sommaire

13.1 Présentation	177
13.2 Analyse préliminaire	178
13.3 Perspectives	180

13.1 Présentation

Le 31 août 2007, au cours du survol T35 de Titan par la sonde Cassini, l'instrument VIMS observa l'occultation de l'étoile Alpha Scorpii, communément appelée Antarès. Il s'agit d'une **occultation rasante** (« grazing occultation » en anglais), c'est-à-dire que l'étoile ne disparaît jamais complètement derrière la surface solide de Titan. On observe uniquement son immersion et son émergence dans l'atmosphère du satellite. Ce passage s'est déroulé entre les latitudes 34°N et 51°N (immersion et émergence, 1 000 km d'altitude).

Après l'acquisition d'un cube en mode image de 16×4 pixels spatiaux pour le repérage de l'étoile, une série de cubes en mode occultation sont acquis pendant les 17 minutes environ de suivi de l'étoile. Les paramètres de cette observation sont les suivants :

- mode occultation,
- mode haute résolution : champ de 0,25×0,5 mrad,
- insertion du temps pour chaque image (chaque pixel),
- voie infrarouge uniquement : 248 canaux spectraux de 0,88 à 4,99 μm ,
- temps d'exposition : 40 ms par pixel,
- nombre de cubes : 6, soit 248 courbes de lumière et 24 578 spectres.

Au cours de cette observation, la distance de la sonde Cassini au centre de Titan était comprise entre 5 900 et 8 620 km. En utilisant la méthode détaillée à la section 5.2, on calcule pour chaque pixel l'altitude minimale à laquelle passent les rayons lumineux. La ligne de visée qui sonde les altitudes les plus profondes passe à 166 km au-dessus de la surface : on ne sonde donc pas les altitudes inférieures, c'est bien une occultation rasante.

La distance de Cassini au plan d'observation (distance D dans la figure 5.1a) est comprise entre 6 758 et 9 596 km. Avec un champ de 0,25×0,5 mrad, chaque pixel a donc une distance

projetée dans l'atmosphère comprise entre 1,69 et 2,40 km dans une direction et entre 3,4 et 4,8 km dans l'autre. De plus, l'écart moyen en altitude entre deux cubes successifs est inférieur à 600 m, ce qui est inférieur à l'échantillonnage créé par la taille du pixel. On a donc une très grande résolution verticale.

13.2 Analyse préliminaire

L'image à deux dimensions de l'occultation est présentée dans la figure 13.1. Chaque coupe horizontale dans cette image est donc une courbe de lumière à une longueur d'onde donnée, chaque coupe verticale un spectre à une altitude donnée. Il faut noter que cette image est construite avec les données brutes contrairement aux images des figures 9.13 et 12.8 réalisées à partir des données normalisées par le spectre solaire/stellaire de référence. Cette normalisation n'a pas été faite pour ce jeu de données. La figure 13.2 quant à elle présente quatre exemples de courbes de lumière à des longueurs d'onde du continu.

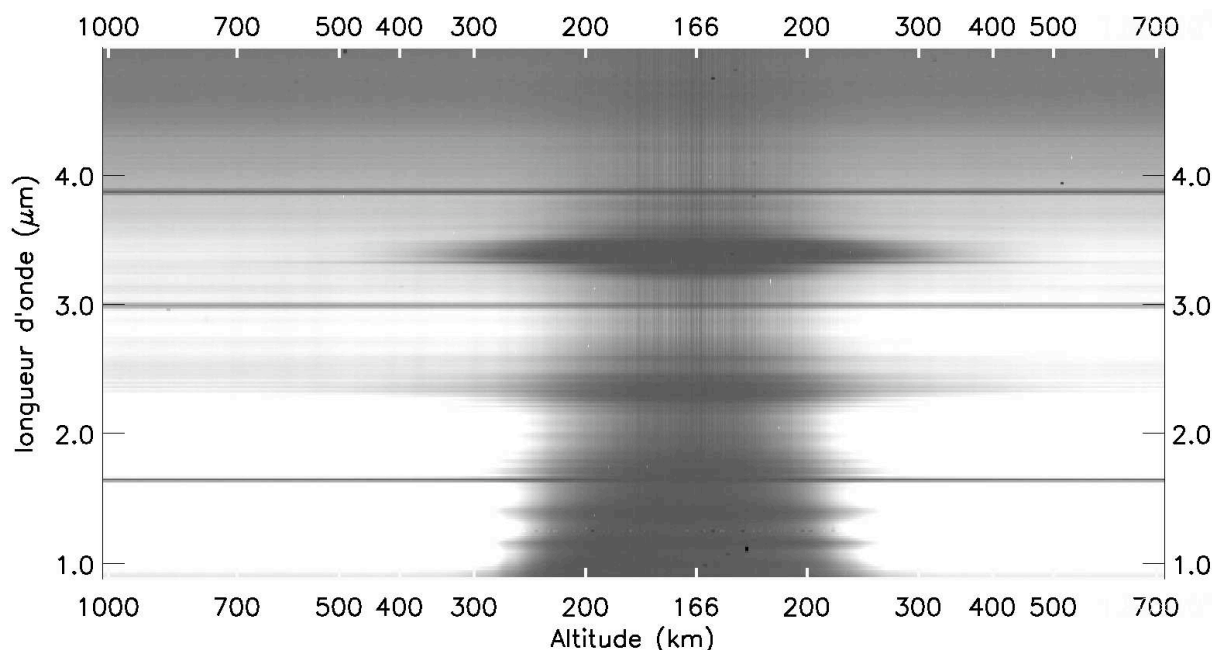


FIG. 13.1 – Image 2D de l'occultation d'Antarès. Il faut noter l'occultation presque totale en dessous de 2 μm à cause de l'extinction par les aérosols et la présence de spikes au-delà de 2 μm .

Parce qu'il s'agit d'une occultation rasante, on n'observe pas de bande sombre s'étendant à toutes les longueurs d'onde et représentant l'occultation totale comme cela est observé sur la figure 9.13 de l'occultation solaire T10. Dans le cas présent, l'image 2D de la figure 13.1 suggèrent une occultation totale (partie très sombre) aux longueurs d'onde inférieures à 2 μm mais pas au-delà. C'est aussi ce que l'on constate sur les courbes de lumière de la figure 13.2. Dans la courbe à 1,51 μm le flux atteint quasiment 0. Ces différences en fonction de la longueur d'onde sont l'effet de l'extinction par les aérosols. Celle-ci est bien plus forte aux courtes longueurs d'onde (Cf. chapitre 11 et section 12.3). Ainsi, dès 200 km d'altitude, le flux de l'étoile est quasiment totalement absorbé en dessous de 2 μm alors que l'étoile est toujours visible aux longueurs d'onde supérieures.

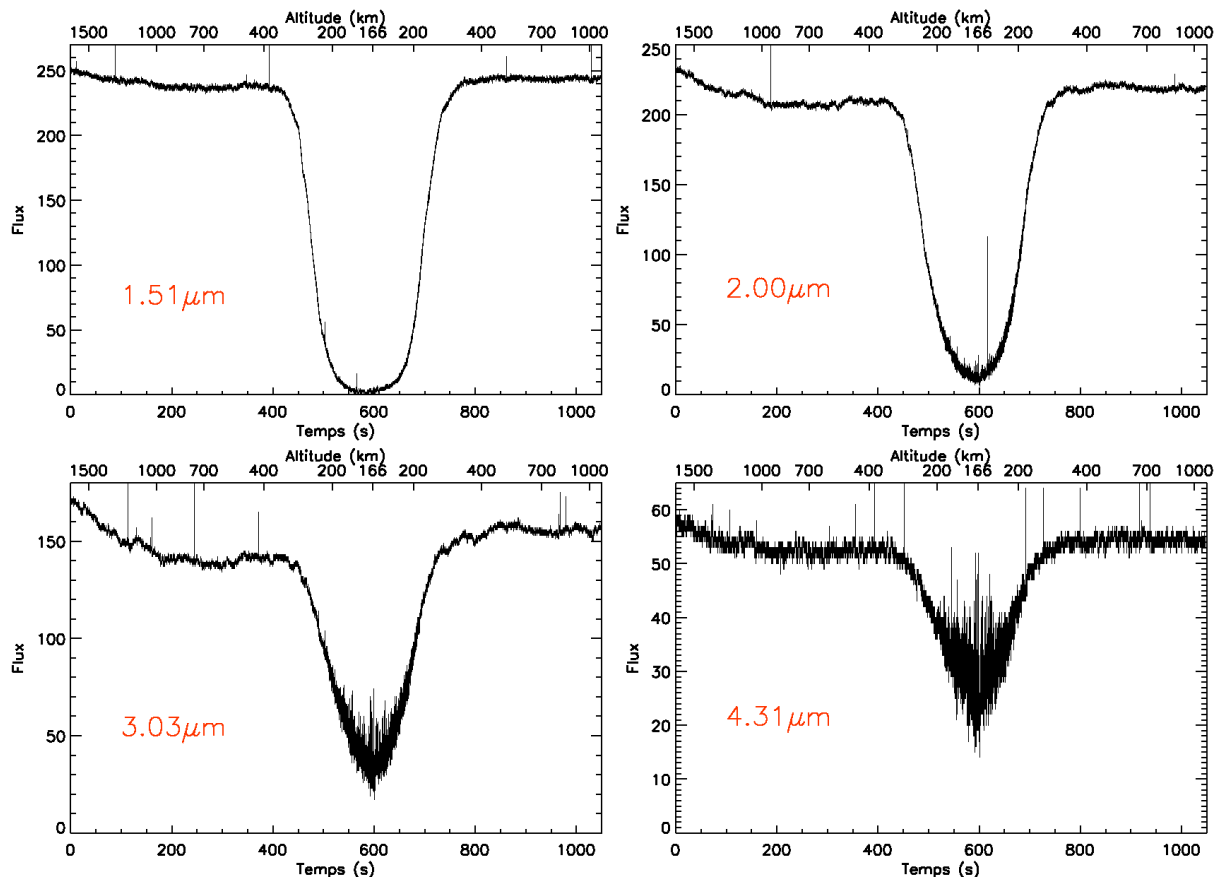


FIG. 13.2 – Courbes de lumière à quatre longueurs d’onde du continu. A $1,51\ \mu\text{m}$, l’occultation est presque totale. Au-delà de $2\ \mu\text{m}$, des spikes apparaissent.

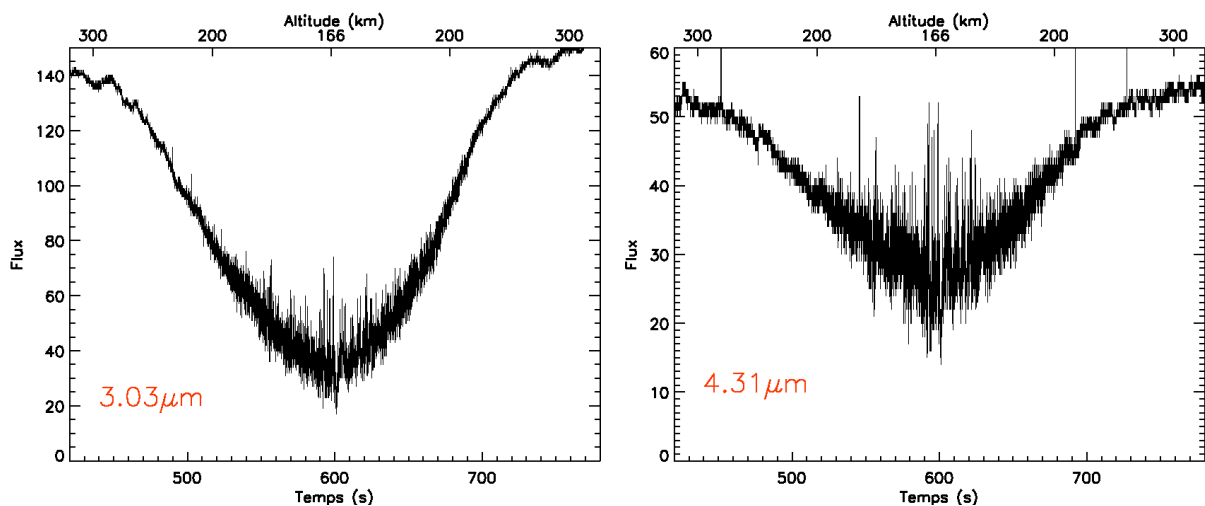


FIG. 13.3 – Agrandissement au niveau des spikes des courbes de lumière de la partie inférieure de la figure 13.2.

Sur la figure 13.1, on retrouve la série de bandes sombres allongées, parallèles à l'axe des altitudes et observées dans les figures 2D de l'occultation solaire T10 et de l'occultation de Gamma Crucis (figures 9.13 et 12.8). Ces motifs correspondent aux bandes d'absorption des gaz atmosphériques. Pour l'occultation d'Antarès, on observe les 5 bandes du méthane à 1,2, 1,4, 1,7, 2,3 et 3,3 μm . La bande à 4,7 μm de *CO* n'apparaît pas car les altitudes sondées lors de cette occultation sont supérieures à 166 km, ce qui correspond à peu près à la limite de détection de *CO* dans les données de l'occultation solaire T10 (Cf. section 10.2). La largeur de la bande d'absorption observée à 3,3 μm indique que la bande à 3,4 μm des aérosols (Cf. section 10.3 et 12.2.3) est également présente dans ces données et se superpose à l'absorption du méthane.

Ce qui est particulièrement intéressant dans ces données, ce sont les lignes verticales parallèles à l'axe des longueurs d'onde et visibles sur la figure 13.1. Il s'agit de variations rapides et fortes du flux avec l'altitude que l'on nomme « **spikes** ». Ils apparaissent au delà de 2 μm et sont bien visibles dans les courbes de lumière de la figure 13.2 et les agrandissements de la figure 13.3.

Sur l'image 2D de l'observation, ces lignes semblent parfaitement parallèles. Quelque soit la longueur d'onde, les spikes apparaissent aux mêmes altitudes. Il doit donc y avoir une forte corrélation entre les différentes courbes de lumière observées aux longueurs d'onde supérieures à 2 μm .

Il est probable que ces spikes révèlent la présence d'**ondes de gravité** dans l'atmosphère de Titan aux altitudes où ils sont observés. Il s'agit d'ondes dont la phase se propage verticalement dans l'atmosphère et dont la force de rappel est la gravité via la poussée d'Archimède. Elles sont similaires aux ondes se propageant à l'interface entre deux fluides sauf qu'il s'agit là d'ondes à 3 dimensions et non 2. La présence de ce type d'onde a déjà été constatée dans l'atmosphère de Titan, notamment grâce à des observations d'occultations stellaires depuis la Terre. Dans les courbes de lumière obtenues lors de la double occultation par Titan du 24 novembre 2003 (Sicardy et al. 2006), de nombreux spikes sont visibles. Après inversion des courbes de lumière, les profils de température obtenus présentent de nombreuses fluctuations aux altitudes correspondant aux spikes. Ces fluctuations sont associées à des ondes de gravité se propageant au-dessus de 500 km. Le spike le plus important correspond à une forte inversion de température localisée à 515 ± 6 km. Cette inversion et ces fluctuations sont également observées dans le profil de température mesuré in-situ par l'instrument HASI de la sonde Huygens et présenté dans la figure 2.1 (Fulchignoni et al. 2005).

Ces spikes ne sont pas observés dans les courbes de lumière des deux autres occultations présentées dans cette thèse car la résolution verticale d'une occultation rasante est supérieure. En effet, l'écart d'altitude entre deux images successives est de quelques kilomètres pour l'occultation solaire et de l'ordre de 150 m pour l'occultation de Gamma Crucis. Dans le cas de l'occultation rasante d'Antarès, la vitesse verticale de l'étoile dans l'atmosphère est plus faible et l'écart d'altitude entre deux spectres consécutifs est inférieur à 50 m. Cette valeur permet de résoudre les spikes dans les courbes de lumière de cette occultation alors qu'ils sont moyennés dans les deux autres observations.

13.3 Perspectives

L'analyse approfondie de cette occultation n'a pas été menée au cours de cette thèse. Une étude similaire à ce qui a été fait sur l'occultation solaire (partie III) et l'occultation de Gamma

Crucis (chapitre 12) est possible. Les étapes de l'analyse sont ici décrites et complétées de pistes pour l'analyse de spikes qui font la spécificité de cette observation.

Tout d'abord, l'obtention de courbes de lumière correctes est nécessaire. En effet, dans certaines courbes de lumière, le flux de l'étoile n'est pas constant à haute altitude mais décroît, notamment avant l'immersion entre 1 500 et 1 000 km (figure 13.2). Ce type de problème a déjà été constaté dans les deux autres occultations traitées dans cette thèse. L'origine du phénomène n'a pas été totalement élucidée. Une méthode d'ajustement linéaire ou du second degré permet de corriger les courbes de lumière. Cependant, cette correction induit également des incertitudes supplémentaires comme c'est le cas pour l'occultation de Gamma Crucis.

Une fois les courbes de lumière corrigées, un spectre stellaire de référence doit être calculé afin de normaliser les courbes de lumière et d'obtenir des spectres en transmission.

Pour les 24 578 spectres acquis, la différence d'altitude de visée entre deux spectres consécutifs est inférieure au kilomètre. Du fait de cet échantillonnage vertical très élevé des moyennes de spectres peuvent être faites. Les spectres peuvent être regroupés par tranches d'altitude de 5 à 10 km d'épaisseur. La première valeur, 5 km, correspond à la taille maximale du pixel dans l'atmosphère lors de cette observation. Cependant, entre 160 et 1 000 km, il y a 168 tranches de 5 km, ce qui fait finalement 336 spectres pour l'occultation (immersion et émergence, en dessous de 1 000 km). Etant donné les temps de calcul des modèles de transfert radiatif, modéliser 336 spectres et faire une étude de plusieurs valeurs de l'abondance serait particulièrement long. Afin de diminuer ce temps, on peut moyenniser les spectres dans des tranches de 10 km comme cela a été fait pour l'occultation de Gamma Crucis. On conserve un échantillonnage qui vaut environ le quart de l'échelle de hauteur atmosphérique dans la stratosphère ($\simeq 40$ km), tout en divisant par deux le nombre de spectres à modéliser. On réduit donc le temps de calcul sans perte d'information.

Une fois les spectres moyennés, il est possible de modéliser les bandes du méthane afin d'en estimer l'abondance. On peut également utiliser ces spectres pour étudier la bande d'absorption à $3,4 \mu\text{m}$ attribuée aux aérosols de l'atmosphère.

Mais l'analyse de cette occultation devrait principalement se concentrer sur l'étude des spikes observés. Ce sont eux qui font la particularité de cette observation et qui pourraient apporter des informations nouvelles.

Il serait intéressant de vérifier l'apparente corrélation de la position des spikes dans les différentes courbes de lumière, c'est-à-dire vérifier qu'ils apparaissent aux mêmes altitudes pour des longueurs d'onde différentes, comme la figure 13.1 le suggèrent. Si ces spikes sont bien liés à des structures atmosphériques comme des ondes de gravité, ils doivent apparaître aux mêmes altitudes quelque soit la longueur d'onde d'observation.

Dans cette occultation, à la fois l'immersion et l'émergence sont observées. Il est donc intéressant d'étudier dans une même courbe de lumière la position des spikes dans ces deux phases. Ces derniers devraient apparaître aux mêmes altitudes dans les deux parties de l'occultation. On doit donc constater une forte similitude entre les spikes de l'immersion et ceux de l'émergence.

Cette occultation permettra probablement d'apporter de nouvelles connaissances sur la structure de la stratosphère de Titan et les ondes de gravité qui s'y propagent.

Cinquième partie

V. Conclusion

Conclusion

Au cours de cette thèse, j'ai étudié l'atmosphère de Titan avec une technique originale, celle des occultations observées depuis l'espace. Des occultations d'étoiles par Titan avaient été observées de la Terre auparavant et leurs analyses m'ont été utiles. Mais les observations étudiées ici sont les premières du genre puisqu'il s'agit d'observations spatiales, rendues possibles grâce à la sonde Cassini en orbite autour de Saturne.

Il y a une différence fondamentale entre les occultations par Titan observées depuis la Terre et celles observées depuis l'espace (Cf. chapitre 3). Depuis la Terre, on observe une diminution du signal due à la réfraction différentielle des rayons lumineux dans l'atmosphère du satellite. Cet effet permet d'étudier des altitudes comprises entre 250 et 550 km environ. La sonde Cassini est un observateur beaucoup plus proche de Titan, de sorte que les effets de la réfraction ne sont significatifs que si la ligne de visée passe à moins de 120 km d'altitude environ. La baisse de signal, constatée à des altitudes plus élevées, est dans ce cas due à l'action conjointe de l'absorption par les gaz de l'atmosphère et de l'extinction par les aérosols. Cette thèse est donc centrée sur les phénomènes d'extinction atmosphérique.

L'étude des données d'occultation nécessite une connaissance fine de la géométrie des observations. En utilisant les routines SPICE de la NAIF/NASA, j'ai développé un programme permettant de calculer à chaque instant les différents paramètres géométriques de l'observation, à savoir la distance entre Cassini et le centre de Titan, l'angle de phase, l'altitude de la ligne de visée de l'instrument, les latitudes et longitudes du point de la surface le plus proche de la ligne de visée, etc. Certains de ces paramètres sont utilisés dans le programme de tracé de rayon développé par Bruno Sicardy. Ce programme permet de calculer l'altitude minimale à laquelle passent les rayons lumineux en fonction de la position de la sonde. Au-dessus de 120 km environ, elle est égale à l'altitude de la ligne de visée estimée géométriquement avec SPICE. Des différences apparaissent en dessous de 120 km à cause des effets de réfraction qui deviennent significatifs.

Les observations présentées dans cette thèse ont été obtenues avec l'instrument VIMS. Seule la voie infrarouge a été utilisée, couvrant ainsi des longueurs d'onde de 0,8 à 5,1 μm (Cf. chapitre 4). Les deux modes d'observation, image et occultation, sont utilisés et des techniques d'analyse de données spécifiques à chacun d'eux ont été mises en place. J'ai également participé à la préparation de certaines observations d'occultation par Titan non traitées dans cette thèse. L'occultation solaire T10 étudiée en détail ici a été la première occultation par Titan observée par VIMS.

La méthode d'analyse des données d'occultation est assez simple dans son principe. A priori, il suffit de calculer les courbes de lumière en utilisant les images constituées de un ou plusieurs pixels. On obtient autant de courbes de lumière que de canaux spectraux de VIMS utilisés. Il faut ensuite évaluer le spectre de l'étoile ou du Soleil observé en dehors de l'atmosphère. Les données sont divisées par ce spectre de référence afin d'obtenir des spectres en transmission. On obtient autant de spectres que d'altitudes visées, c'est-à-dire que le nombre d'images acquises. L'utilisation d'un programme de transfert radiatif permet alors de modéliser les bandes d'absorption gazeuses observées. L'étude du continu nous renseigne quant à lui sur l'extinction par les aérosols.

Les difficultés apparaissent quand on calcule les courbes de lumière, généralement à cause d'un problème de pointage de l'instrument. Pour l'occultation solaire T10, les données de l'immersion sont inutilisables car le Soleil n'est pas entièrement dans le champ de l'instrument (Cf. chapitre 9). Lors de l'émersion, on constate également que le flux n'est pas constant et augmente au-dessus de 1 000 km, alors que le Soleil est observé seul et en dehors de l'atmosphère. Dans le cas de l'occultation de Gamma Crucis, on observe une augmentation du flux entre 1 000 et 500 km, environ alors que l'on devrait observer une diminution du signal (Cf. chapitre 12). Dans ce cas, c'est probablement le déplacement de l'étoile sur l'unique pixel utilisé qui est à l'origine du phénomène observé. De plus, la plus haute ligne de visée dans ces données passe à 1 089 km d'altitude. En prenant la limite supérieure de l'atmosphère à 1 000 km, il reste donc peu de points pour estimer la pente observée. Dans le cas de l'occultation d'Antarès, c'est une diminution du flux que l'on constate au début de l'acquisition des données (Cf. chapitre 13). Dans ces trois jeux de données, les phénomènes observés perturbant l'analyse sont différents, ce qui ne facilite pas leur compréhension.

Des méthodes d'ajustement linéaire ou du second degré ont été implémentées afin de corriger ces variations perturbatrices. Les résultats obtenus sont très satisfaisants quand on regarde les courbes de lumière ainsi obtenues. Mais il faut garder en mémoire que ces corrections induisent également des incertitudes difficiles à estimer sur la suite de l'analyse.

L'observation des spectres en transmission obtenus dans cette thèse permet de faire les constats suivants :

- on détecte 5 bandes du méthane à 1,2, 1,4, 1,7, 2,3 et 3,3 μm ,
- une absorption supplémentaire centrée à 3,4 μm se superpose à la bande du méthane à 3,3 μm . Elle apparaît aux altitudes inférieures à 500 km environ,
- la bande à 4,7 μm de *CO* est détectée en dessous de 180 km (occultation solaire T10) ou de 115 km (occultation de Gamma Crucis),
- le niveau du continu diminue avec l'altitude du fait de l'extinction par les aérosols. Cette extinction est plus forte aux courtes longueurs d'onde.

Le code de transfert radiatif utilisé pour modéliser les bandes d'absorption de *CH₄* et *CO* est basé sur un code déjà existant développé par P. Drossart et qui a été adapté à une utilisation pour des données d'occultation (Cf. chapitre 7). La méthode employée est celle du calcul raie par raie. Les bases de données sont celles de V. Boudon pour *CH₄* et de GEISA pour *CO*. Des modèles ont été calculés pour de nombreuses valeurs de l'abondance de méthane et de monoxyde de carbone, ce qui permet une étude de paramètres détaillée. Le continu est estimé au niveau de chaque bande par un ajustement linéaire des points du spectre situés de part et d'autre de la bande étudiée. Enfin, l'accord entre les modèles et les observations est estimé par la méthode des moindres carrés (test de χ^2).

L'étude du méthane s'est concentrée sur la bande à $2,3 \mu\text{m}$ (Cf. chapitres 10 et 12). En effet, la bande à $3,3 \mu\text{m}$ de CH_4 n'est pas utilisable à cause de l'absorption supplémentaire due aux aérosols. Quant à la bande à $1,7 \mu\text{m}$, son ajustement est moins bon que celui de la bande à $2,3 \mu\text{m}$, du fait notamment d'une base de données moins précise. Nous avons pu constater que les modèles calculés avec les valeurs nominales de 1,4 - 1,6 % de méthane mesurées par d'autres instruments ajustent les observations de manière très satisfaisante au niveau de la bande à $2,3 \mu\text{m}$. Cependant, en cherchant à chaque altitude l'abondance permettant le meilleur ajustement des données, on constate que l'abondance requise augmente pour des altitudes inférieures à 200 km. Cet effet est constaté pour les données des deux occultations étudiées en détail dans cette thèse mais reste mal compris. Le modèle de transfert radiatif et l'influence des divers paramètres ont été longuement étudiés afin d'éliminer des erreurs de modélisation. Une absorption supplémentaire se mêlant à la bande du méthane pourrait expliquer l'augmentation observée. Un effet des aérosols (réfraction, absorption) est aussi une possibilité puisque l'augmentation est constatée en-dessous de 200 km, soit une gamme d'altitudes où l'effet des aérosols n'est pas négligeable. Au-dessus de 200 km, nos données sont en accord avec des valeurs de 1,4 - 1,6 % de l'abondance de CH_4 ce qui valide notre méthode et nous permet de l'appliquer au monoxyde de carbone.

Le monoxyde de carbone est visible dans les spectres des deux occultations pour des altitudes inférieures à 180 km (occultation solaire T10) ou à 115 km (occultation de Gamma Crucis) (Cf. chapitres 10 et 12). Mais seules les données de l'occultation solaire T10 permettent une mesure de l'abondance de CO . Une fraction molaire de 33 ± 10 ppm de CO a été estimée dans la stratosphère entre 70 et 130 km. Les données de l'occultation de Gamma Crucis sont en accord avec cette valeur mais sont trop bruitées pour permettre une mesure indépendante. La valeur de 33 ± 10 ppm est en accord avec d'autres résultats, notamment les observations VIMS de la fluorescence de CO dans la haute stratosphère chaude du côté nuit de Titan. Elle est également compatible avec les mesures obtenues par l'instrument CIRS dans la stratosphère et les mesures troposphériques faites depuis la Terre. Cet ensemble de mesures semble s'accorder autour d'un profil constant de CO avec une abondance comprise entre 30 et 50 ppm.

Dans les deux occultations étudiées en détails (occultation solaire T10 et de Gamma Crucis) et dans celle d'Antarès présentée rapidement, on constate la présence d'une large et profonde absorption à $3,4 \mu\text{m}$ qui apparaît aux altitudes inférieures à 500 km environ (Cf. chapitre 10, 12 et 13). Cette absorption est caractéristique de la vibration des liaisons $\text{C}-\text{H}$ au sein de longues chaînes aliphatiques, probablement attachées à de grosses molécules organiques qui constituent les aérosols. Cette absorption à $3,4 \mu\text{m}$ est donc interprétée comme une signature des aérosols de l'atmosphère de Titan. Il faut souligner également qu'une absorption similaire est observée dans l'atmosphère de Saturne dans des données d'occultation stellaire. Cette observation indique que le composé ainsi détecté ne contient pas d'azote, cette molécule étant absente de l'atmosphère de Saturne.

Les aérosols ont un autre effet sur ces données : leur extinction fixe le niveau de la transmission du continu, c'est-à-dire du flux entre les bandes d'absorption des gaz. Les modèles d'aérosols de P. Rannou ont été utilisés afin d'étudier le continu. Dans toute cette thèse, les aérosols sont des agrégats fractals composés de 1 à 30 000 sphères de $0,05 \mu\text{m}$ de rayon dont les propriétés optiques sont celles des tholins de Khare *et al.* (Cf. chapitre 8). Un code d'inversion des valeurs de la transmission a été développé afin de déterminer les profils verticaux de l'extinction et de la concentration des aérosols. Les résultats obtenus sont fiables en dessous de 500 km environ. Au-dessus, l'extinction est trop faible et sa valeur est affectée par le bruit et les incertitudes introduites par le traitement initial des données. Les profils d'extinction et de densité indiquent que

ces grandeurs augmentent exponentiellement lorsque l'altitude décroît (Cf. chapitre 11 et 12). Ces variations peuvent être caractérisées par des hauteurs d'échelle $H_{extinction}$ et H_{haze} . Dans le cas de l'occultation solaire T10, la hauteur d'échelle de l'extinction aux longueurs d'ondes du continu est comprise entre 50 et 80 km. La densité des aérosols est caractérisée par une échelle de hauteur de l'ordre de 60 km en dessous de 414 km. Une inflexion des profils de densité est observée dans ces données entre 429 et 461 km. Dans le cas de l'occultation de Gamma Crucis, les valeurs obtenues sont légèrement inférieures, d'une dizaine de kilomètres environ. La hauteur d'échelle du coefficient d'extinction est comprise entre 45 et 55 km. Pour la densité des aérosols, la hauteur d'échelle est de l'ordre de 50 km. Les différences constatées entre les deux observations s'expliquent peut-être par la différence de latitudes. En effet, l'émergence de l'occultation solaire s'est déroulée dans l'hémisphère sud (été) près de la latitude 71°S . L'occultation de Gamma Crucis a eu lieu à la latitude de 24°N , soit dans l'hémisphère hiver. Les processus affectant les aérosols (formation, sédimentation, déplacement) sont probablement différents à des latitudes si éloignées, ce qui pourrait expliquer les écarts observés. Des effets du bruit et des incertitudes des données ne sont cependant pas exclus.

Les modèles de transmission des aérosols calculés ont été comparés aux observations VIMS. Il apparaît alors clairement que les seuls modèles ajustant correctement les données sont ceux correspondant à des aérosols constitués de plus de 1 000 sphères par agrégat. Cette conclusion est la même pour les deux occultations étudiées ici. Elle est également en accord avec les résultats obtenus par l'instrument DISR du module Huygens. La comparaison des modèles et des observations fait également apparaître que les tholins de Khare *et al.* ne sont pas de parfaits analogues des aérosols de Titan. En effet, les tholins de Khare *et al.* présentent deux larges absorptions à 3 et $4,6\ \mu\text{m}$ qui sont clairement absentes de nos données.

Outre l'occultation solaire T10 et stellaire de Gamma Crucis, d'autres occultations ont été observées par VIMS au cours de cette thèse. Seule l'occultation rasante d'Antarès est ici présentée car elle est particulière et promet d'apporter des informations nouvelles (Cf. chapitre 13). En effet, la présence de spikes dans les courbes de lumière au-delà de $2\ \mu\text{m}$ permettra d'étudier les ondes de gravité qui se propagent dans la stratosphère. Les autres occultations observées par VIMS n'apparaissent pas dans ce manuscrit car la qualité des données demandait un travail de réduction et de correction trop long dans le cadre de cette thèse pour des résultats n'améliorant pas forcément ceux déjà obtenus. On peut citer l'occultation de Sirius qui est une étoile trop bleue pour être observée dans l'infrarouge. Pour l'occultation solaire du survol T32, le Soleil ne disparaît que dans les 3 derniers cubes sur plus de 200 cubes acquis, ce qui laisse peu de données à analyser. Quant à l'occultation solaire du survol T26, le limbe de Titan brille dans le champ du port principal, introduisant une composante spectrale supplémentaire. Je me suis donc concentrée sur l'occultation solaire T10, la plus productive en terme de résultats et sur l'occultation stellaire de Gamma Crucis afin de comparer les résultats obtenus par ces deux types d'observation. Enfin, l'occultation d'Alpha Scorpii a bien sûr retenu mon attention par son caractère particulier mais elle n'a pu être étudiée par manque de temps.

Au cours de ces trois années de thèse, l'étude des occultations par Titan observées par VIMS a donc permis d'obtenir les résultats suivants :

- sur le plan technique :
 - développement d'un code de calcul de géométrie utilisant les routines SPICE,
 - adaptation d'un programme de transfert radiatif pour une utilisation sur des données d'occultation,

-
- développement d'un code d'inversion de la transmission afin d'obtenir les profils d'extinction et de densité des aérosols, ainsi que des modèles de leur transmission,
 - sur le plan scientifique :
 - vérification avec nos données de l'abondance de méthane de 1,4 - 1,6 %,
 - détection de l'absorption de CO en dessous de 180 km,
 - mesure d'une abondance de CO de 33 ± 10 ppm entre 70 et 130 km,
 - détection d'une absorption à $3,4 \mu\text{m}$ attribuée aux aérosols,
 - augmentation exponentielle de l'extinction et de la densité des aérosols en dessous de 500 km avec une hauteur d'échelle de l'ordre de 45 -70 km,
 - contrainte sur la taille des aérosols : plus de 1 000 sphères par agrégat fractal sont nécessaires,
 - absence des deux absorptions à 3 et $4,6 \mu\text{m}$ des tholins de Khare *et al.*,
 - observation de spikes dans une occultation rasante qui suggèrent la présence d'ondes de gravité dans la stratosphère.

Cependant, il reste beaucoup de choses à faire sur le sujet des occultations spatiales de Titan. Des occultations déjà observées ou à venir sont à étudier avec les méthodes détaillées dans cette thèse. Face aux nombreuses difficultés techniques rencontrées, telles que les variations de flux constatées hors atmosphère ou l'anormale augmentation du méthane en dessous de 200 km, il semble judicieux de chercher à comprendre quels sont les phénomènes qui en sont à l'origine, afin de les corriger de manière appropriée. Sur le plan scientifique, l'observation à haute résolution de la bande d'absorption à $3,4 \mu\text{m}$ permettra une meilleure caractérisation chimique des aérosols. L'analyse de l'occultation d'Antarès améliorera probablement notre connaissance de la structure atmosphérique. Enfin, les autres occultations à venir nous révéleront peut-être d'autres surprises.

En quatre ans, la mission Cassini-Huygens a vraiment modifié et amélioré notre compréhension de Titan. Des questions ont été résolues mais de nombreuses autres sont apparues. La mission étendue qui débute cette année continue dans cette voie. La quantité de données déjà accumulées est considérable et il nous faudra des années pour les étudier. Et pourtant, l'aventure ne se termine pas là puisque la prochaine mission vers Titan, TANDEM, est déjà à un stade d'étude avancé. Souhaitons lui bonne chance !

Annexes

Annexe A

Altitudes pour l'occultation solaire T10

Pour l'occultation solaire T10, 63 cubes de données correspondant à l'émersion sont réellement étudiés. Ci-dessous sont listées pour chaque cube :

- le numéro du cube, compris entre 0 et 616,
- le temps, en secondes, écoulé depuis le cube 0,
- l'altitude visée, en kilomètres au-dessus de la surface,
- la pression, en mbar, à l'altitude visée,
- la distance, en kilomètres, entre Cassini et le centre de Titan,
- la latitude, en degrés, à la surface de Titan du pont de plus courte approche de la ligne de visée,
- le nom du fichier.

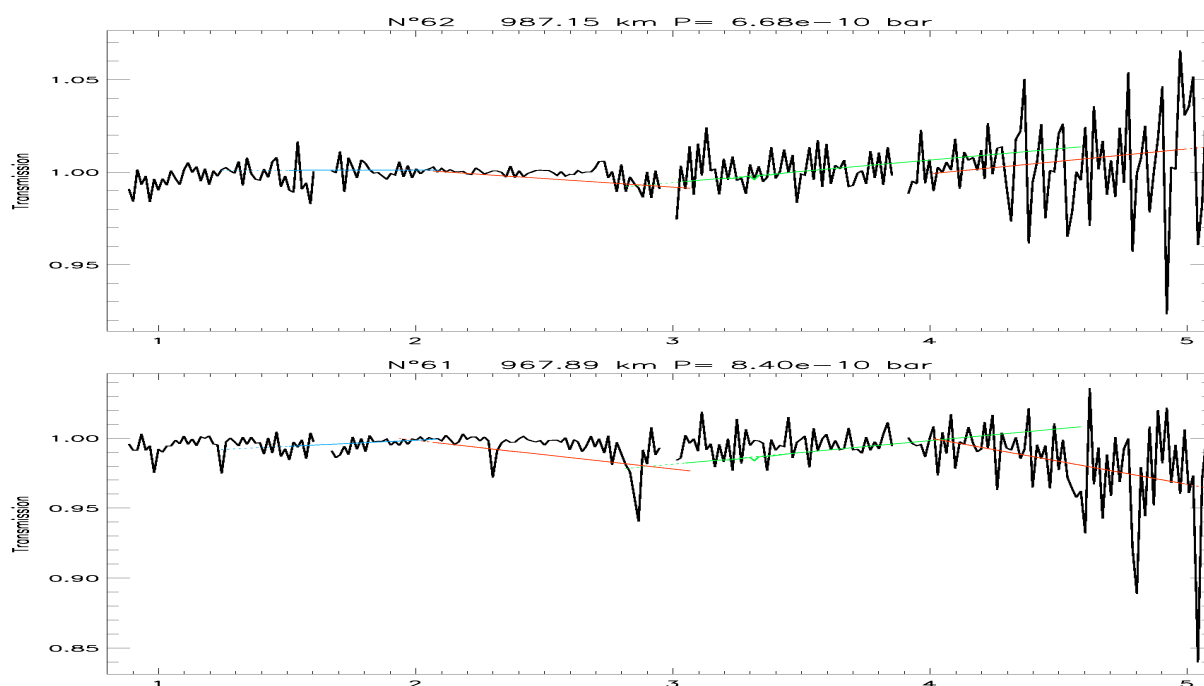
N° cube	Temps (s)	Alt (km)	Pression (mbar)	Distance (km)	Lat (degrés)	Fichier
362	2644.27	48.748	8.376E+01	8146.02	-71.194	CM_1516019443_1.cub
363	2651.56	53.457	6.245E+01	8179.69	-71.134	CM_1516019450_1.cub
364	2658.84	59.060	4.450E+01	8213.43	-71.138	CM_1516019457_1.cub
365	2666.12	65.206	3.176E+01	8247.23	-71.131	CM_1516019465_1.cub
366	2673.41	72.201	2.356E+01	8281.09	-71.110	CM_1516019472_1.cub
367	2680.69	81.682	1.680E+01	8315.02	-71.047	CM_1516019479_1.cub
368	2687.98	92.299	1.198E+01	8348.99	-70.999	CM_1516019486_1.cub
369	2695.26	103.503	8.573E+00	8383.04	-70.913	CM_1516019494_1.cub
370	2702.55	115.100	6.173E+00	8417.14	-70.814	CM_1516019501_1.cub
371	2709.83	127.005	4.482E+00	8451.30	-70.705	CM_1516019508_1.cub
372	2717.12	139.150	3.284E+00	8485.51	-70.589	CM_1516019516_1.cub
373	2724.40	151.539	2.442E+00	8519.78	-70.460	CM_1516019523_1.cub
374	2731.68	164.141	1.760E+00	8554.10	-70.321	CM_1516019530_1.cub
375	2738.97	176.951	1.307E+00	8588.48	-70.173	CM_1516019537_1.cub
376	2746.25	189.959	9.772E-01	8622.92	-70.016	CM_1516019545_1.cub
377	2753.54	203.157	7.313E-01	8657.41	-69.855	CM_1516019552_1.cub
378	2760.82	216.537	5.473E-01	8691.95	-69.717	CM_1516019559_1.cub
379	2768.11	230.103	4.113E-01	8726.54	-69.542	CM_1516019567_1.cub

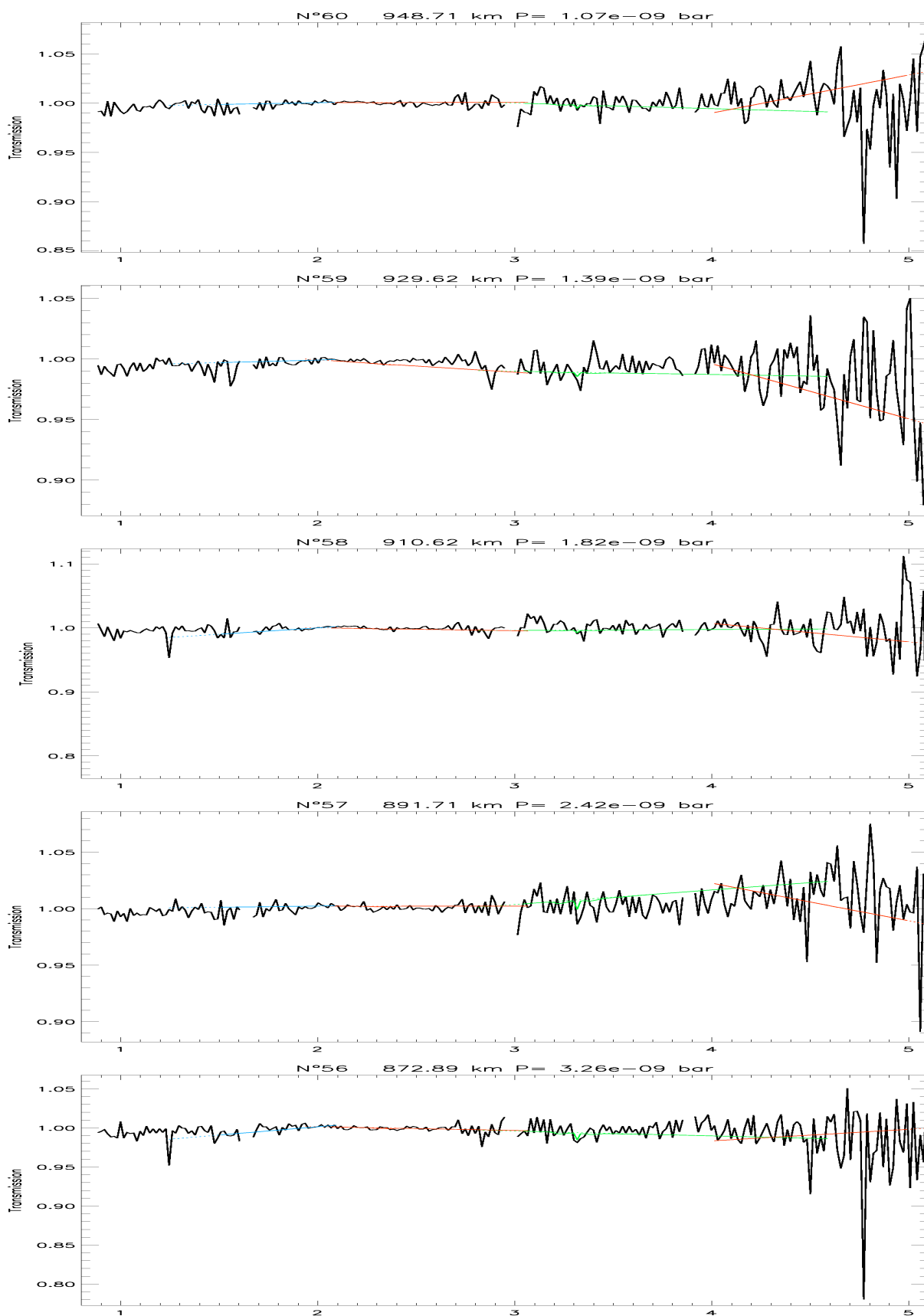
N° cube	Temps (s)	Alt (km)	Pression (mbar)	Distance (km)	Lat (degrés)	Fichier
380	2775.39	243.843	3.097E-01	8761.18	-69.359	CM_1516019574_1.cub
381	2782.68	257.762	2.331E-01	8795.88	-69.174	CM_1516019581_1.cub
382	2789.96	271.852	1.754E-01	8830.63	-68.981	CM_1516019588_1.cub
383	2797.25	286.110	1.317E-01	8865.42	-68.804	CM_1516019596_1.cub
384	2804.53	300.531	9.875E-02	8900.26	-68.603	CM_1516019603_1.cub
385	2811.81	315.118	7.387E-02	8935.16	-68.393	CM_1516019610_1.cub
386	2819.10	329.866	5.516E-02	8970.10	-68.182	CM_1516019617_1.cub
387	2826.38	344.767	4.111E-02	9005.08	-67.967	CM_1516019625_1.cub
388	2833.67	359.829	3.059E-02	9040.12	-67.747	CM_1516019632_1.cub
389	2840.95	375.043	2.266E-02	9075.20	-67.526	CM_1516019639_1.cub
390	2848.24	390.403	1.668E-02	9110.32	-67.304	CM_1516019647_1.cub
391	2855.52	405.916	1.217E-02	9145.50	-67.073	CM_1516019654_1.cub
392	2862.81	421.574	8.851E-03	9180.72	-66.845	CM_1516019661_1.cub
393	2870.09	437.372	6.430E-03	9215.97	-66.617	CM_1516019668_1.cub
394	2877.37	453.315	4.616E-03	9251.28	-66.385	CM_1516019676_1.cub
395	2884.66	469.397	3.304E-03	9286.62	-66.151	CM_1516019683_1.cub
396	2891.94	485.616	2.350E-03	9322.02	-65.919	CM_1516019690_1.cub
397	2899.23	501.965	1.665E-03	9357.44	-65.682	CM_1516019698_1.cub
398	2906.51	518.451	1.211E-03	9392.91	-65.443	CM_1516019705_1.cub
399	2913.80	535.063	8.947E-04	9428.42	-65.208	CM_1516019712_1.cub
400	2921.08	551.808	6.634E-04	9463.98	-64.971	CM_1516019719_1.cub
401	2928.37	568.678	4.901E-04	9499.57	-64.731	CM_1516019727_1.cub
402	2935.65	585.673	3.607E-04	9535.21	-64.492	CM_1516019734_1.cub
403	2942.93	602.785	2.678E-04	9570.87	-64.258	CM_1516019741_1.cub
404	2950.22	620.022	1.991E-04	9606.58	-64.020	CM_1516019749_1.cub
405	2957.50	637.373	1.470E-04	9642.33	-63.783	CM_1516019756_1.cub
406	2964.79	654.844	1.081E-04	9678.12	-63.546	CM_1516019763_1.cub
407	2972.07	672.430	7.970E-05	9713.94	-63.308	CM_1516019770_1.cub
408	2979.36	690.128	5.970E-05	9749.80	-63.069	CM_1516019778_1.cub
409	2986.64	707.932	4.497E-05	9785.69	-62.835	CM_1516019785_1.cub
410	2993.93	725.850	3.360E-05	9821.63	-62.605	CM_1516019792_1.cub
411	3001.21	743.874	2.495E-05	9857.60	-62.364	CM_1516019800_1.cub
412	3008.49	761.999	1.834E-05	9893.60	-62.138	CM_1516019807_1.cub
413	3015.78	780.233	1.338E-05	9929.64	-61.902	CM_1516019814_1.cub
414	3023.06	798.568	9.843E-06	9965.71	-61.674	CM_1516019821_1.cub
415	3030.35	816.999	7.504E-06	10001.81	-61.446	CM_1516019829_1.cub
416	3037.63	835.533	5.704E-06	10037.96	-61.218	CM_1516019836_1.cub
417	3044.92	854.164	4.319E-06	10074.13	-60.986	CM_1516019843_1.cub
418	3052.20	872.886	3.257E-06	10110.33	-60.761	CM_1516019851_1.cub
419	3059.49	891.706	2.423E-06	10146.57	-60.535	CM_1516019858_1.cub
420	3066.77	910.619	1.817E-06	10182.85	-60.313	CM_1516019865_1.cub
421	3074.06	929.622	1.392E-06	10219.15	-60.087	CM_1516019872_1.cub
422	3081.34	948.710	1.074E-06	10255.48	-59.868	CM_1516019880_1.cub
423	3088.62	967.890	8.396E-07	10291.85	-59.650	CM_1516019887_1.cub
424	3095.91	987.152	6.676E-07	10328.23	-59.429	CM_1516019894_1.cub

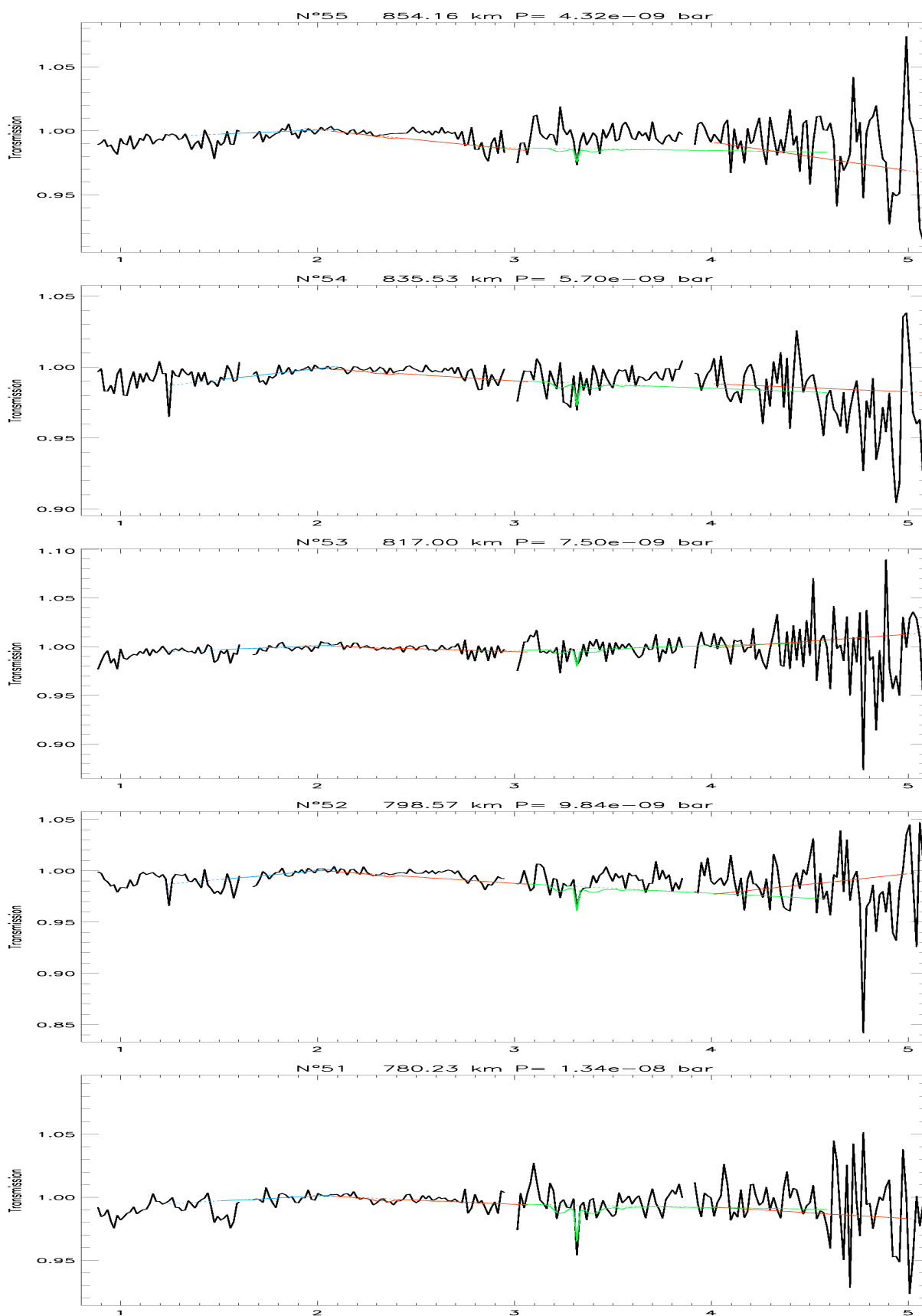
Annexe B

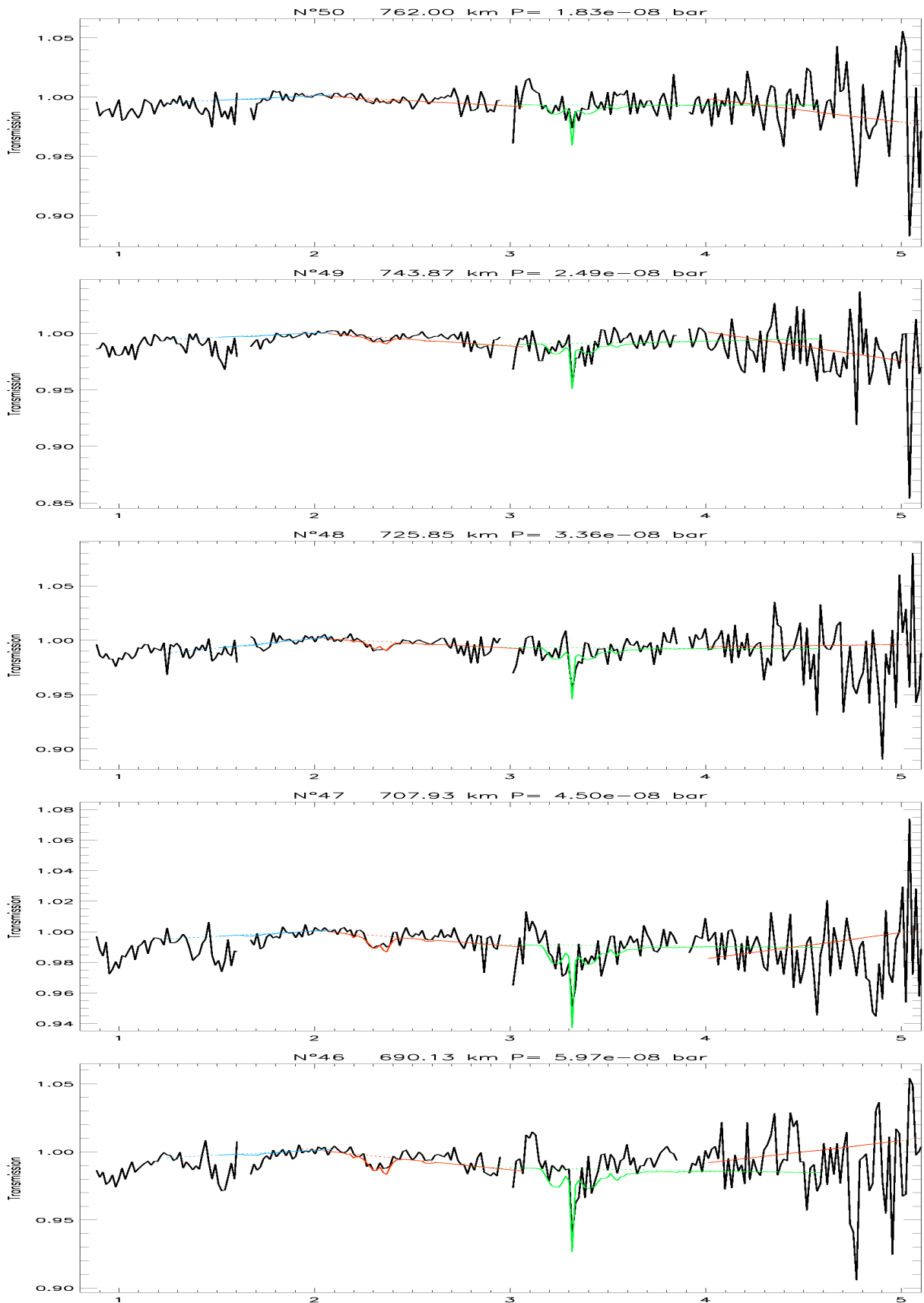
Spectres de l'occultation solaire T10

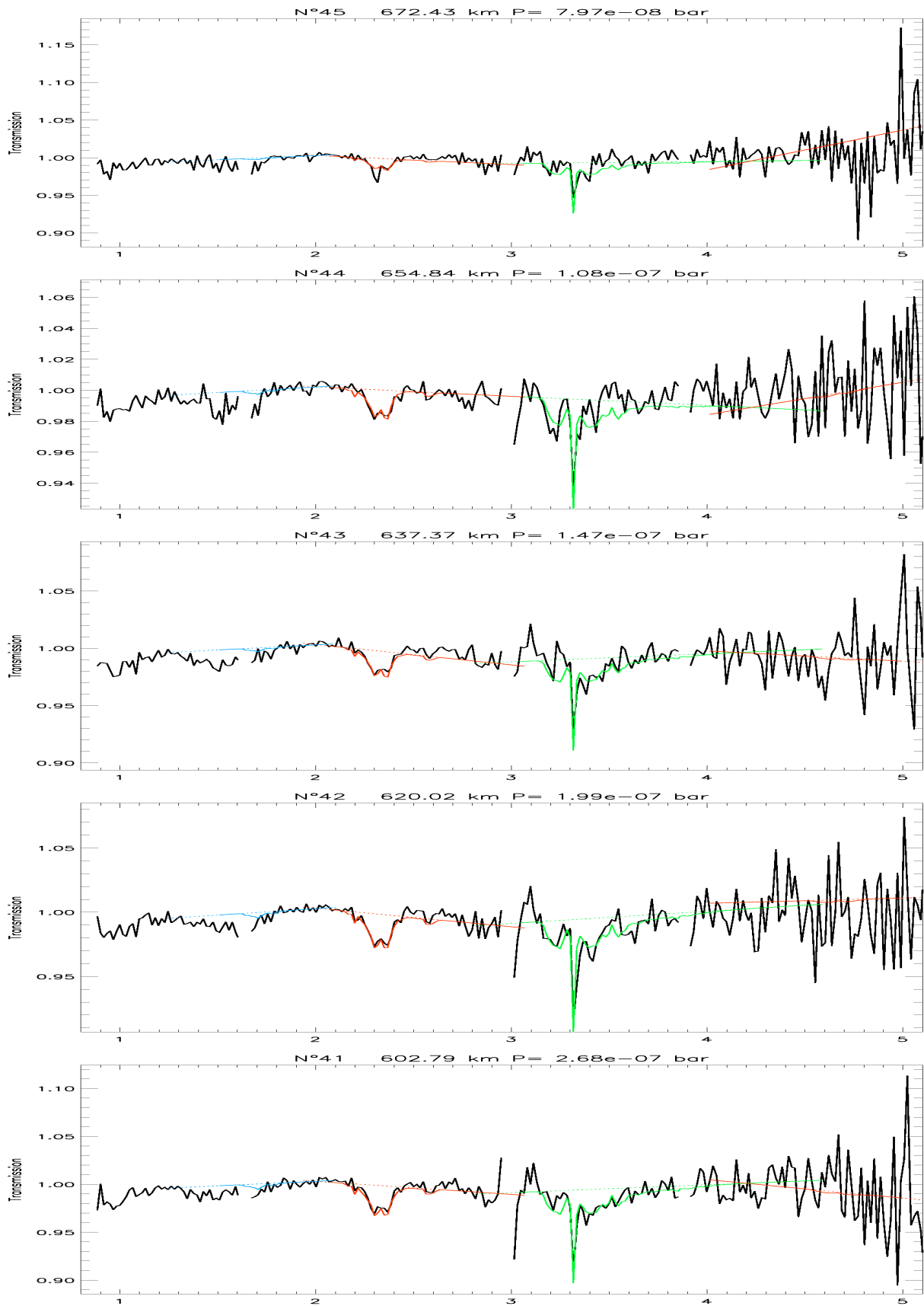
Les 63 spectres observés par VIMS dans l'infrarouge lors de l'occultation solaire T10 (Cf. Partie III) sont présentés ci-dessous, accompagnés des modèles de la transmission par CH_4 et CO . Pour le méthane, il s'agit des modèles calculés avec une abondance de 1,6 %. Le continu au niveau de chaque bande est représenté par une droite en pointillés et le modèle de la bande est en trait plein, en vert pour la bande à $1,7 \mu m$, en rouge pour la bande à $2,3 \mu m$ et en bleu pour la bande à $3,3 \mu m$. Les modèles de la bande à $4,7 \mu m$ de CO correspondent à une abondance de 33 ppm. Ils sont tracés en trait plein rouge, et le continu en pointillés rouge.

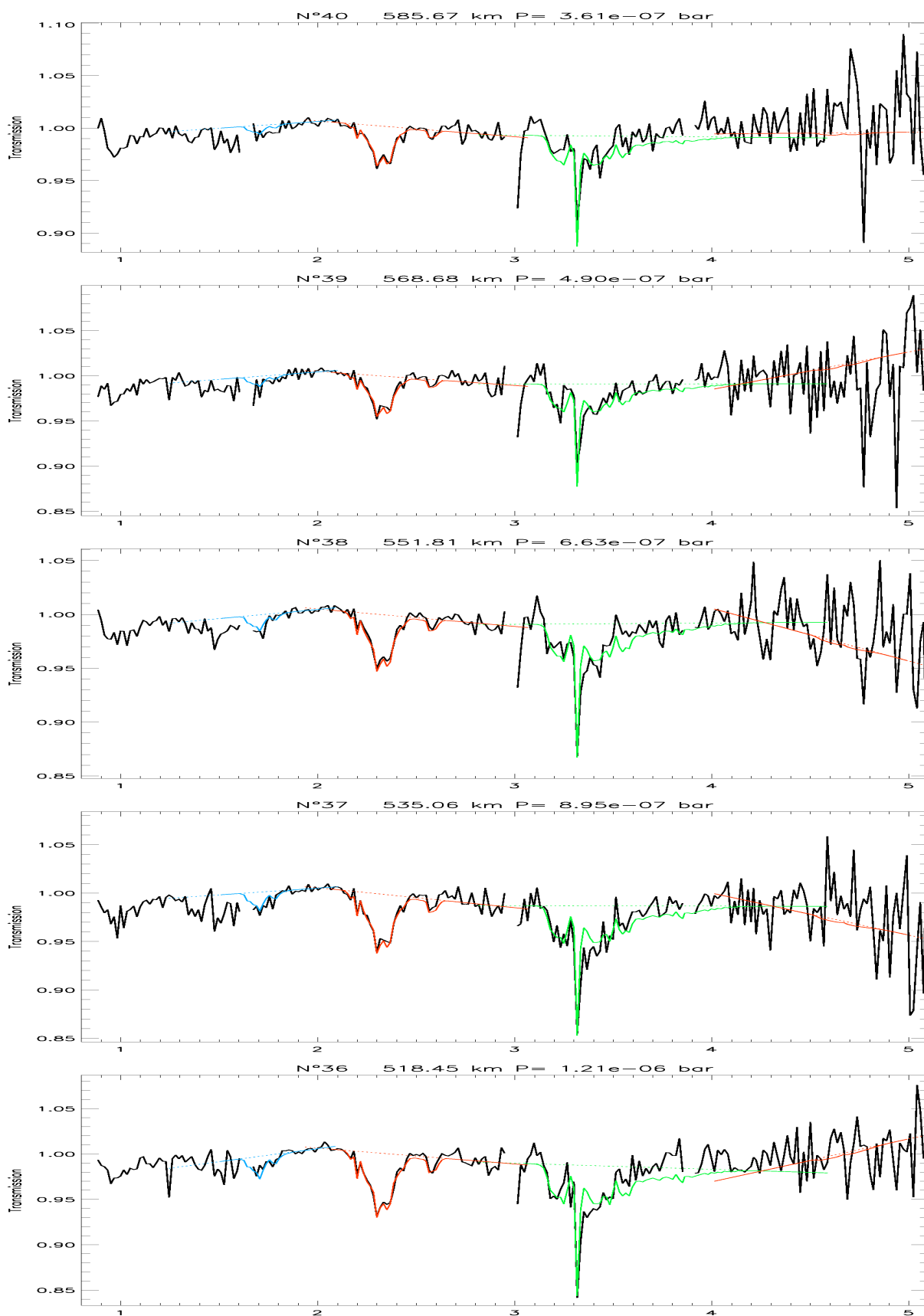


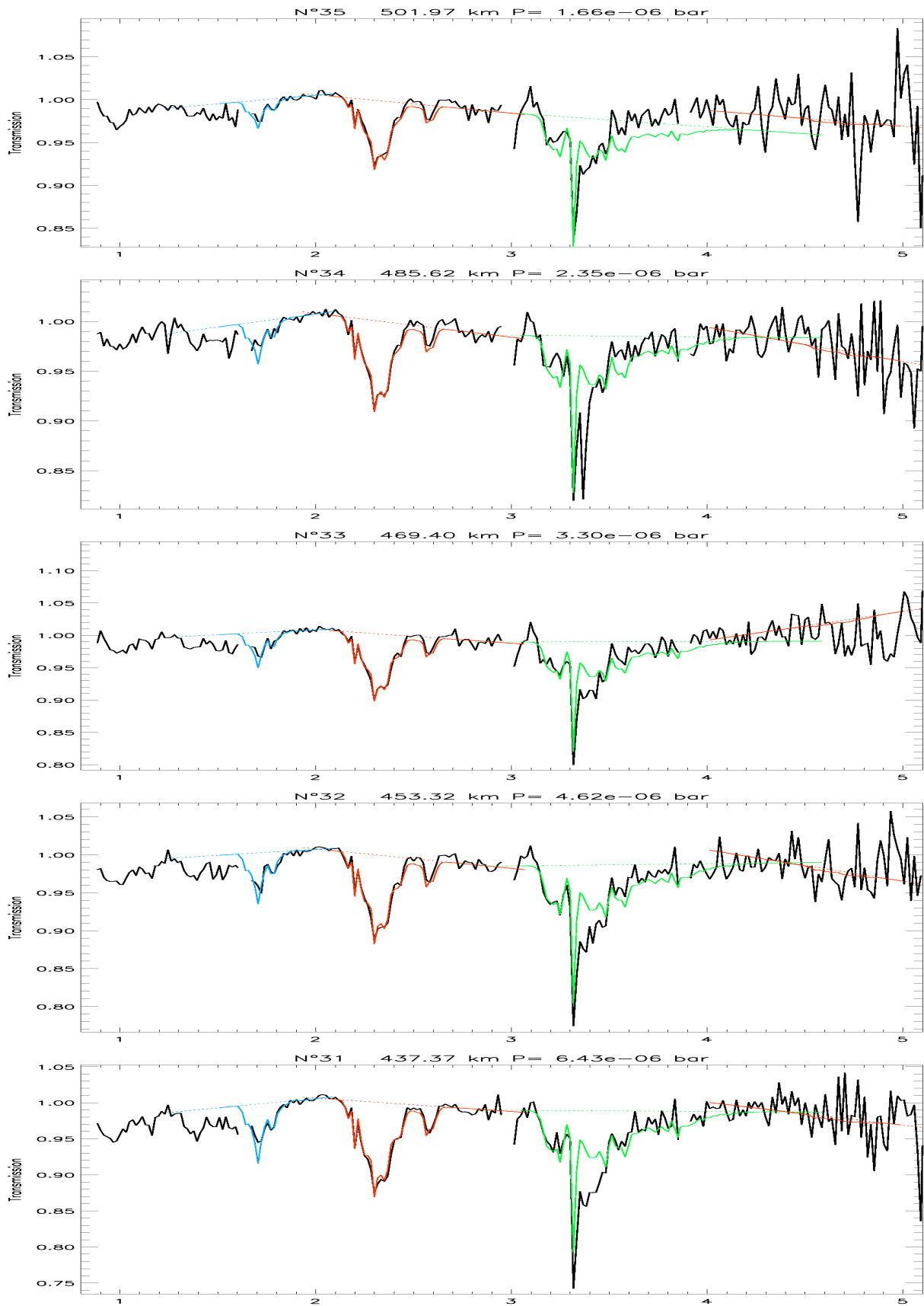


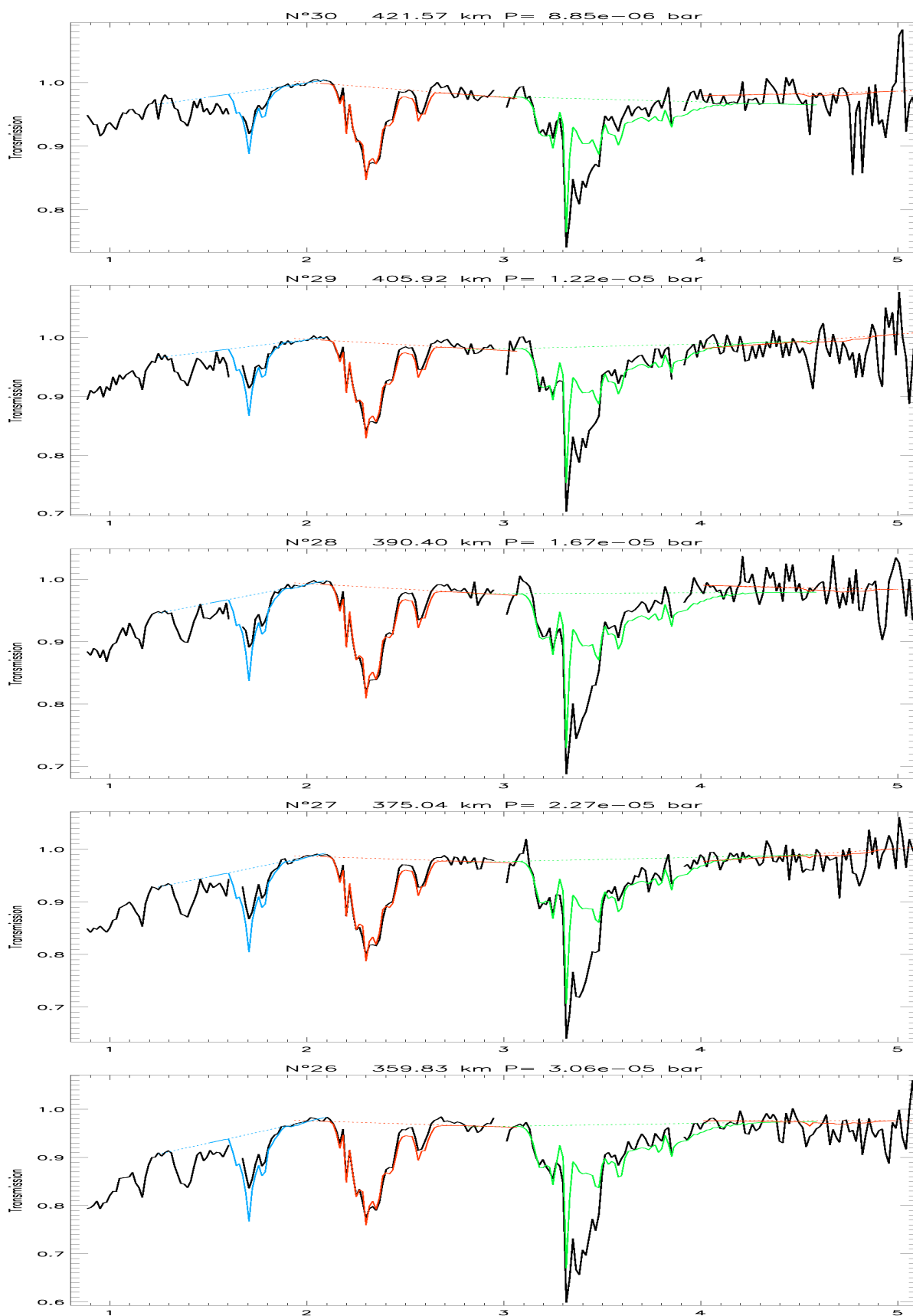


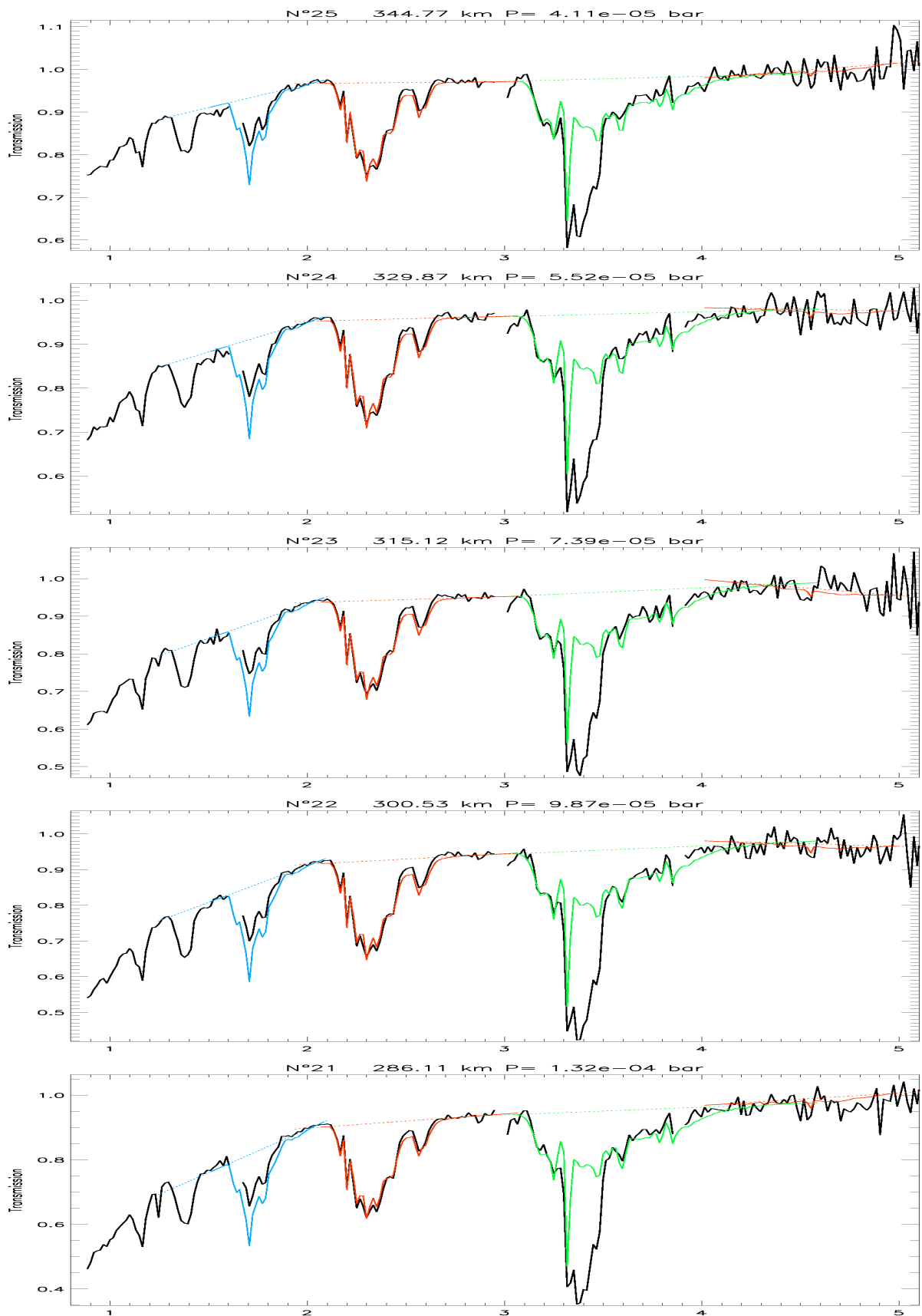


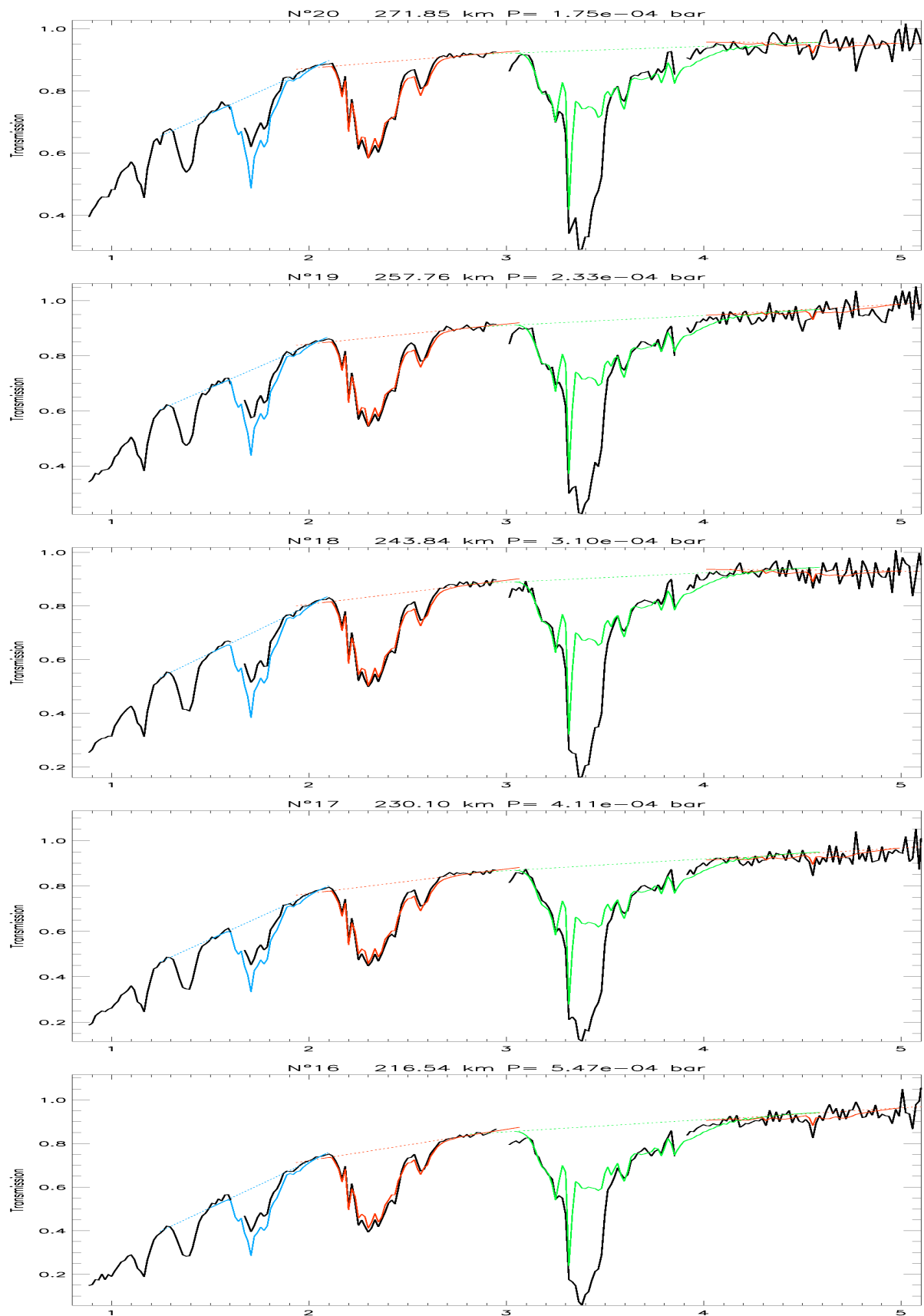


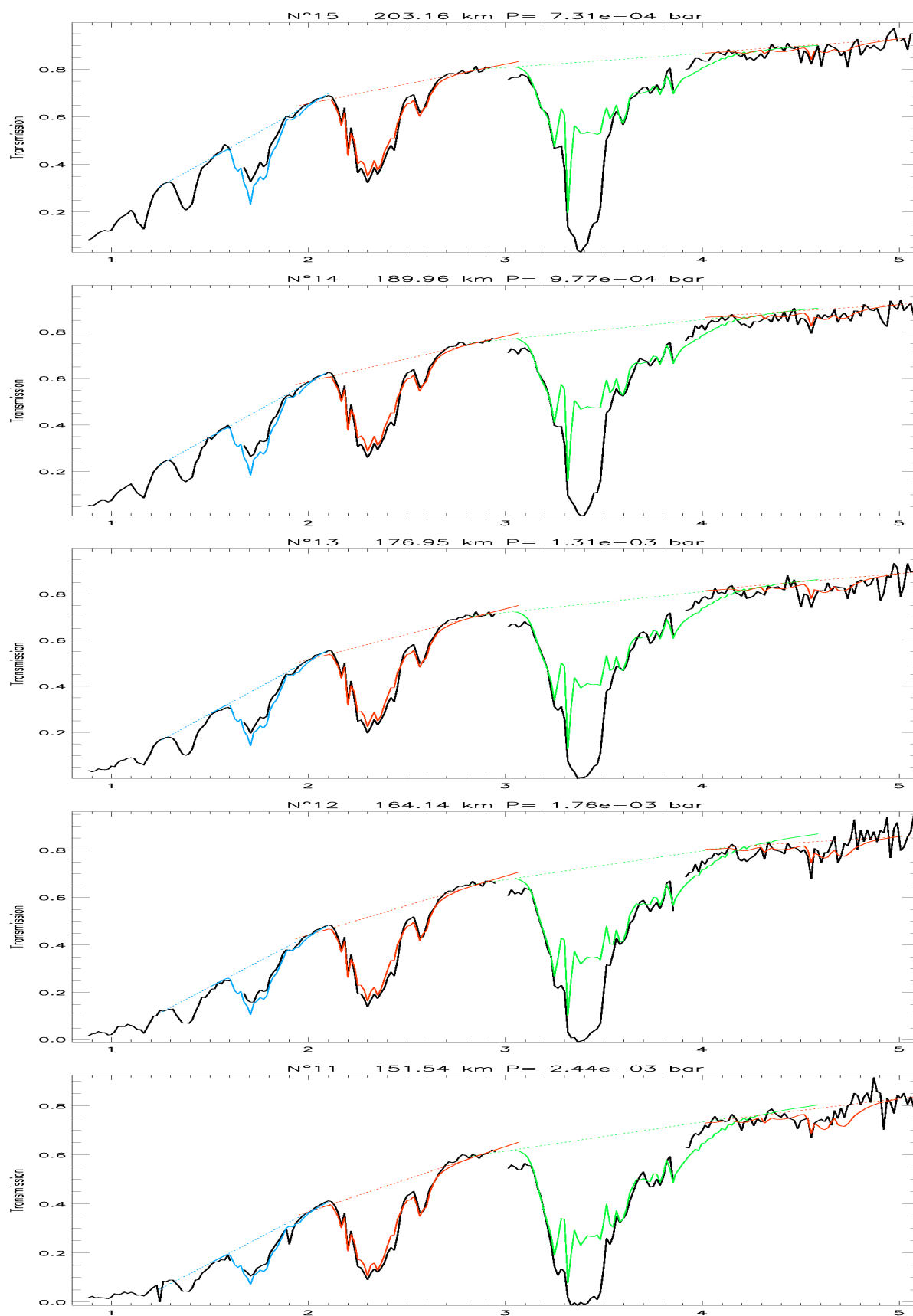


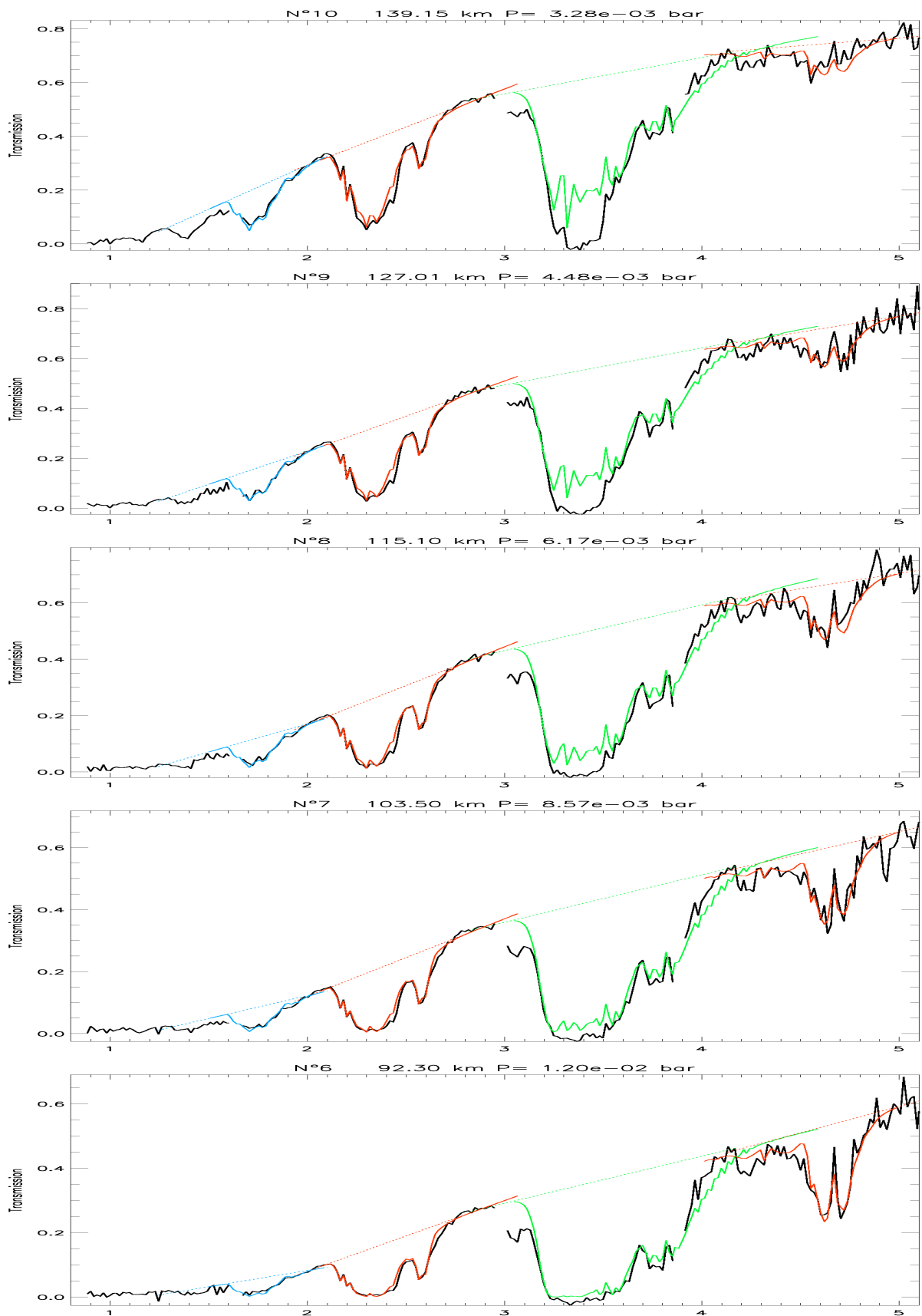




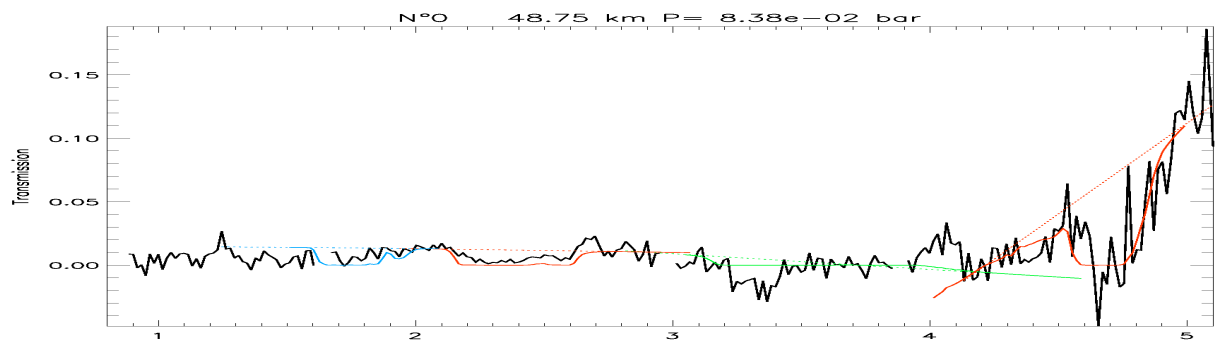












Annexe C

Nouveau chapitre de la thèse



Valorisation des compétences des docteurs

“un nouveau chapitre de la thèse ®”

1. Objectifs et enjeux de la thèse

Ma thèse se déroule dans le contexte de l'exploration spatiale du système de Saturne, deuxième planète du système solaire par sa taille, et plus particulièrement de son plus gros satellite Titan. Ce satellite, dont la taille est supérieure à celle de la planète Mercure, possède une atmosphère d'azote et de méthane qui a toujours intrigué la communauté scientifique. Une chimie complexe existe dans cette atmosphère que l'on compare souvent à l'atmosphère de la Terre primitive. Comprendre son fonctionnement contribue à comprendre la naissance de notre propre planète. De plus, cette atmosphère opaque rend la surface du satellite quasi-inobservable depuis la Terre, attisant encore plus la curiosité des scientifiques.

L'exploration spatiale du système de Saturne fut amorcée par les sondes Voyager à la fin des années 70. Il a fallu ensuite attendre 1997 pour qu'une mission spatiale soit relancée : la mission Cassini/Huygens débuta ainsi en 2004 et fût dédiée à l'étude de Saturne, de ses anneaux et de ses satellites.

La mission Cassini/Huygens est le fruit d'un partenariat entre les agences spatiales européenne, l'ESA, et américaine, la NASA. L'ESA a fourni le module Huygens qui est descendu dans l'atmosphère de Titan en janvier 2005 pour y faire des mesures in situ. L'orbiteur Cassini dépend lui de la NASA. Néanmoins, les 12 instruments à son bord furent élaborés dans des laboratoires implantés aussi bien en Europe qu'aux Etats-Unis. Les équipes scientifiques de ces instruments sont elles-mêmes fortement internationales.

De manière plus spécifique, ma thèse a consisté à étudier des données de l'instrument VIMS (Visual Infrared Mapping Spectrometer) de Cassini. Il s'agit d'observations d'occultations stellaires et solaires par Titan. L'observation de la lumière d'une étoile à travers l'atmosphère de Titan permet d'une part de détecter des absorptions moléculaires et de récupérer des profils verticaux d'abondance de ces gaz, et d'autre part d'étudier les aérosols, c'est-à-dire les particules en suspensions responsables de l'opacité de l'atmosphère. À partir de modèles microphysiques de ces particules et des données d'occultation VIMS, on peut établir des contraintes sur leur taille et leur distribution verticale.

Le but de cette thèse est d'enrichir l'état des connaissances sur Titan. La communauté scientifique spécialiste de ce satellite est donc la première à profiter des avancées de cette thèse. Néanmoins, c'est la communauté des planétologues au sens large qui est visée. En effet, les résultats scientifiques de cette thèse sont le résultat d'un long travail d'analyse de données et de modélisation dans les domaines du transfert radiatif et de la diffusion par des particules. Ces techniques ne sont pas spécifiques à l'étude de Titan mais applicables à d'autres atmosphères étudiées par le principe des occultations.

De plus, l'utilisation de données spatiales telles que celles de VIMS fait régulièrement apparaître de nouvelles informations sur l'instrument, non décelées lors de sa calibration. Les réunions des membres de l'équipe VIMS permettent de recenser les difficultés rencontrées par chacun, ce qui est utile à tous les membres quel que soit l'objet de son étude (atmosphère, surface, anneaux,...). On peut ajouter que l'ensemble des connaissances acquises sur le satellite Titan contribue à l'élaboration de la prochaine mission vers ce satellite, baptisée TANDEM, qui est actuellement en phase d'étude par l'ESA.

Enfin, d'un point de vue plus large, cette thèse m'a permis de faire du traitement de données infrarouges et d'utiliser des méthodes de transfert radiatif. Ces techniques sont également utilisées pour l'étude de l'atmosphère terrestre et l'imagerie par satellite.

2. Le cadre de la thèse

Ma thèse se déroule dans le cadre de la mission Cassini. L'équipe de l'instrument VIMS, dont j'étudie les données, est constituée d'une vingtaine de membres répartis entre les Etats-Unis, la France, l'Italie et l'Allemagne. Il s'agit donc d'un contexte fortement international dans lequel la maîtrise de l'anglais est indispensable.

Au cours de ma thèse, je me suis déplacée à de nombreuses reprises à l'étranger, en Europe ou aux Etats-Unis, pour participer à des conférences internationales où j'ai pu présenter mon travail à un public de scientifiques spécialistes. J'ai aussi collaboré pendant 2 semaines avec des membres américains de l'équipe VIMS au sein de leur université.

L'équipe VIMS est dirigée par un "Principal Investigator" (PI), Robert H. Brown. Les autres membres de l'équipe sont des "Co-Investigator" (Co-I). Bruno Sicardy, mon directeur de thèse, et Pierre Drossart, qui a encadré une large partie de mon travail, sont tous deux membres de l'équipe VIMS.

Au cours de ces 3 années de thèse, j'ai travaillé au sein d'un des plus importants laboratoires d'études spatiales, le LESIA, intégré à l'Observatoire de Paris. En juin 2008, le LESIA compte 32 doctorants répartis dans les 4 pôles du laboratoire.

En tant qu'étudiante, je suis sous la direction de mon directeur de thèse, professeur à l'université Paris 6. J'ai reçu les premières données VIMS au bout de 3 mois de thèse. Mon travail a très vite consisté à faire de la modélisation des spectres observés. Pour cela, j'ai utilisé un code de transfert radiatif développé par Pierre Drossart qui a alors commencé à encadrer très fortement ma thèse. Ce dernier est chercheur au CNRS et sous-directeur du LESIA.

Au cours de mes 3 années de thèse, je n'ai pas consacré la totalité de mon temps à la recherche proprement dite. Ainsi, 10 semaines au total furent consacrées à des formations :

- 120h de formation post-master proposées par l'Ecole doctorale. Les sujets abordés furent généralistes (communication scientifique et gestion de projet) ou spécialisés en astronomie.
- 1 jour de formation IDL au début de ma thèse, ce langage étant utilisé au quotidien.
- 1 semaine de formation en Espagne au système SPICE de la NASA pour pouvoir faire des calculs de géométrie spatiale.
- 4 jours de formation C++ pour préparer ma reconversion.
- 1 semaine de Doctoriales et 2 jours de conférence pour découvrir le monde de l'entreprise.
- 2 semaines de formation aux techniques spatiales au CNES de Toulouse, en préparation à mon projet professionnel (TTVS 2008)

J'ai également fait de l'enseignement au cours de ma première année de thèse. Je fus chargée des TD-cours de mathématiques et des TD de physique pour des élèves de L1 "science de la vie" de l'université Paris 5. En temps cumulé, ces tâches d'enseignement représentent environ un mois de travail. J'ai donc consacré à mon projet de thèse de l'ordre de 33 mois de mon temps de travail.

3. La gestion du projet de thèse

3.a. L'équipe projet et les collaborations

Bien que mon travail se place dans le cadre d'une mission internationale, je fus la seule à étudier les données qui me furent confiées. J'ai passé la majeure partie de mon temps à réaliser les calculs nécessaires à l'analyse des observations. Ce travail et l'interprétation des résultats se sont déroulés sous le contrôle et les conseils de Bruno Sicardy et Pierre Drossart. Malgré son emploi du temps chargé, ce dernier a pris le temps de m'expliquer son code de calcul et m'a fourni de nombreux conseils sur l'atmosphère et le transfert radiatif. Bruno a régulièrement donné son avis sur ces modèles d'absorption, mais il m'a surtout aidé sur les aspects propres aux occultations comme la réfraction des rayons lumineux ou la géométrie des observations. Mon sujet de thèse faisant appel à plusieurs domaines de la physique, j'ai bénéficié des compétences complémentaires de mes deux encadrants.

J'ai énormément travaillé avec Phil Nicholson et son étudiant Matthew Hedman. Étant tous deux à l'Université de Cornell (état de New York, USA), la collaboration s'est principalement faite par e-mail. Phil et Matt travaillant à plein temps sur des données VIMS, ils ont pu me donner des conseils et informations précises sur l'instrument. Cette collaboration s'est aussi faite au travers de réunions, en parallèle des conférences ou ateliers où nous avons pu nous rencontrer. Enfin, j'ai pu travailler 2 semaines à Cornell au sein de leur équipe, ce qui m'a permis une bonne avancée dans mon travail. Les autres membres de l'équipe VIMS m'ont permis, par des discussions informelles lors des réunions et conférences, de mieux comprendre l'instrument et les concepts liés à une mission spatiale comme Cassini.

Une équipe de planétologie de l'université de Nantes, dirigée par Christophe Sotin, travaille par ailleurs sur des données VIMS d'imagerie de la surface de Titan. De nombreux échanges d'e-mails avec Stéphane Le Mouellic, Sébastien Rodriguez et Christophe Sotin m'ont aidé à surmonter des difficultés techniques liées au traitement des données VIMS.

En début de ma 3^e année, j'ai entamé une collaboration avec Pascal Rannou pour donner un nouvel axe à ma thèse. Mon travail avec ce maître de conférence de l'université de Reims, spécialiste en France des modèles d'aérosols de Titan, m'a permis d'enrichir ma thèse avec des études sur les propriétés des aérosols à partir des données VIMS. Cette collaboration s'est traduite par quelques rencontres lors d'ateliers et de nombreux échanges par e-mail et téléphone.

Mes collaborations avec Pascal Rannou, Phil Nicholson ou l'équipe de Nantes se sont faites essentiellement par e-mail pour des raisons géographiques. Ces collaborations se faisaient sur des périodes de temps limitées et réparties sur mes 3 ans de thèse en fonctions des problèmes rencontrés ou des nouvelles avancées.

À certaines périodes de ma thèse, j'ai aussi fait appel à Emmanuel Lellouch et Bruno Bézard, tous deux chercheurs du LESIA et reconnus pour leurs compétences en science atmosphérique. Ils m'ont aidé à résoudre les incohérences de mon modèle de transfert radiatif et à comprendre les résultats de ces modèles.

Enfin, Katia Garceran, en CDD au LESIA au début de ma thèse, a fait pour moi des calculs liées à la géométrie des observations, en utilisant le programme SPICE de la NASA. Après son départ, ayant moi-même suivi une formation à l'utilisation de SPICE, j'ai repris et amélioré son programme.

Dans le tableau C.1, je regroupe les temps cumulés que chacune des personnes ou groupes de personnes a passé sur mon projet de recherche :

<i>Personnes ou groupes de personnes</i>	<i>Temps cumulés consacrés</i>
Aurélié Bellucci	33 mois
Bruno Sicardy	3 mois
Pierre	3 mois
Phil Nicholson	0,5 mois
Pascal Rannou	0,5 mois
Équipe de l'université de Nantes	0,4 mois
Équipe VIMS	0,3 mois
Emmanuel Lellouch	0,2 mois
Bruno Bézard	0,1 mois
Katia Garceran	0,2 mois
Total	~ 41 mois

TAB. C.1 –

3.b. Les étapes du projet

Le lancement de la sonde Cassini pour étudier le système de Saturne et notamment l'atmosphère de Titan date de 1992. La mission fut donc décidée bien plus tôt encore, bien avant que je

ne sache que je ferai une thèse sur ces données. Les concepteurs de la mission et de l'instrument VIMS ont planifié une série d'observations d'occultations stellaires et solaires par l'atmosphère de Titan. L'objectif de départ était de détecter et modéliser les absorptions moléculaires pour obtenir des profils d'abondance des gaz, d'étudier la réfractivité si elle était détectée et d'étudier l'absorption par les aérosols de Titan, leur structure et leur distribution verticale. Au début de ma thèse, c'est donc un sujet bien défini qui me fut confié : des données d'occultations allaient arriver et je devrais modéliser les absorptions moléculaires.

Pendant les 3 premiers mois de thèse, je me suis familiarisée avec le sujet par la lecture de nombreux articles scientifiques. En janvier 2005, les premières données sont arrivées. Pierre Drossart m'a fourni son code de transfert radiatif pour modéliser les absorptions et m'a expliqué le fonctionnement général du code.

Il m'a fallu quelque temps pour apprendre le langage IDL dans lequel le code était écrit, mais ce ne fut pas le plus difficile. D'autre part, Katia Garceran, en CDD au LESIA, faisait les calculs de géométrie car elle avait suivi une formation au système SPICE. Au fil des mois, j'ai obtenu des résultats et les ai présentés à diverses conférences. Au cours de ces mois de traitement de données et d'analyse de résultats, je comprenais de mieux en mieux les détails du code développé par Pierre. D'autres données sont arrivées, mais je n'ai pas eu le temps de les étudier ayant déjà des problèmes importants à résoudre avec le premier jeu de données. Dans ma recherche d'amélioration des modèles qui s'ajustaient assez mal aux données, j'ai découvert deux manques importants dans le code. J'ai pu résoudre ces problèmes grâce à l'aide précieuse d'Emmanuel Lellouch et de Bruno Bézard. J'avais enfin un code correct en début de 3^e année, mais les résultats présentés au cours de deux premières années étaient en parti faux, ce qui a atteint mon moral et ma motivation.

En début de 3^e année, suite à un atelier à Grenoble, j'ai pris conscience avec l'aide d'autres chercheurs que mes données pouvaient aussi enrichir notre connaissance des aérosols de Titan et caractériser leur épaisseur optique. Je m'étais très peu intéressée à cet aspect auparavant, mais à compter de septembre 2007, je me suis mise à travailler en collaboration avec Pascal Rannou sur ces questions. Des résultats intéressants sont très vite tombés. J'en ai présenté une partie à une conférence en octobre 2007. Ma thèse s'est alors enrichie d'un nouvel axe de recherche qui apportait rapidement des connaissances nouvelles, ce qui m'a redonné de la motivation pour mes recherches. En décembre 2007, je débutais la rédaction de mon premier article qui regroupe l'ensemble des travaux de ma thèse sur le premier jeu de données et dans lequel les modèles d'aérosols tiennent une place importante.

En parallèle à cette étude, j'ai passé un peu de temps sur le traitement des autres jeux de données reçus. Beaucoup d'entre eux se sont révélés de mauvaise qualité et je n'ai pas trouvé le temps de mener une analyse approfondie, mais celle-ci est prévue avant la fin de la thèse pour deux observations en particulier.

Je fus aussi bloquée un certain temps après le départ de Katia Garceran pour les calculs de géométrie. Je me suis formée par moi-même au système SPICE pour réaliser ces calculs en attendant de suivre une formation en octobre 2007.

En conclusion sur le déroulement de ma thèse :

- dans un premier temps (deux premières années), j'ai pris possession du sujet. Je me suis principalement investie dans les aspects applicatifs du code et sa mise à niveau.

- dans un second temps (troisième année), j'ai gagné en autonomie et donné une nouvelle orientation à ma thèse en saisissant l'occasion de collaborer avec Pascal Rannou pour l'analyse des aérosols de Titan

Enfin, les derniers mois de ma thèse furent dédiés à la rédaction de mon manuscrit et à la préparation de mon avenir professionnel.

Ces différentes étapes du déroulement de ma thèse sont résumées dans la figure C.1. Néanmoins, je dois reconnaître que cette vision structurée du projet de thèse résulte d'une réflexion post-projet. Il est évident que l'on ne peut pas prévoir au commencement d'une thèse comment celle-ci se déroulera puisque que par principe la solution au problème posé est alors encore inconnue

3.c. Conduite du projet

L'encadrement de mon projet de thèse fut assez variable tout au long de ces années, dépendant principalement de la disponibilité de mes encadrants. Bruno et Pierre ont consacré en moyenne 2h par semaine chacun à mon encadrement. Cet encadrement s'est fait par des discussions au laboratoire ou des échanges de mails.

Au cours de ces 3 années, j'ai été au centre d'un projet de recherche, sans néanmoins en assurer réellement le pilotage. Mon rôle était la mise en œuvre de méthodes pour atteindre les objectifs fixés par mes encadrants en début de thèse. J'ai disposé d'une grande autonomie dans ce travail de mise en œuvre. Mes participations à diverses réunions et conférences, généralement suggérées par mes encadrants, ont rythmé mes recherches. Ces rencontres demandent un surplus de travail pour obtenir des résultats consistants, mais sont très valorisantes.

Les réunions de l'équipe VIMS ont lieu tous les 3 mois environ, la plupart du temps aux Etats-Unis où se trouve une majeure partie des membres. Cette réunion a lieu une fois par an en Europe et j'ai pu y participer à 3 reprises.

Chaque année en octobre a lieu le DPS, une grande conférence de sciences planétaires organisée par l'AAS, l'association américaine d'astronomie. Cette conférence regroupe toute la communauté scientifique en sciences planétaires. J'ai pu y présenter mes travaux à l'oral, à deux reprises en début de 2^e et 3^e année.

En fin de première année, j'ai assisté et participé à une réunion du PSG (Planetary Science Group) qui se déroulait à Nantes. Ces réunions regroupent des représentants de chaque instrument de Cassini. Elles permettent de présenter les travaux effectués par chaque équipe et sont surtout utilisées pour la planification complexe des observations à venir et la prolongation de la mission.

Enfin, j'ai participé à deux ateliers en France et en français sur l'étude de Titan. Ces réunions m'ont permis d'entamer ma collaboration avec Pascal Rannou. J'ai alors gagné en autonomie en élargissant mon sujet de recherche dans une nouvelle direction et avec des méthodes que j'ai choisies.

Face aux divers problèmes rencontrés au cours de mes recherches, j'ai cherché à m'entourer des personnes ayant les compétences appropriées. Sous l'impulsion de mes encadrants ou de

Les étapes de la thèse

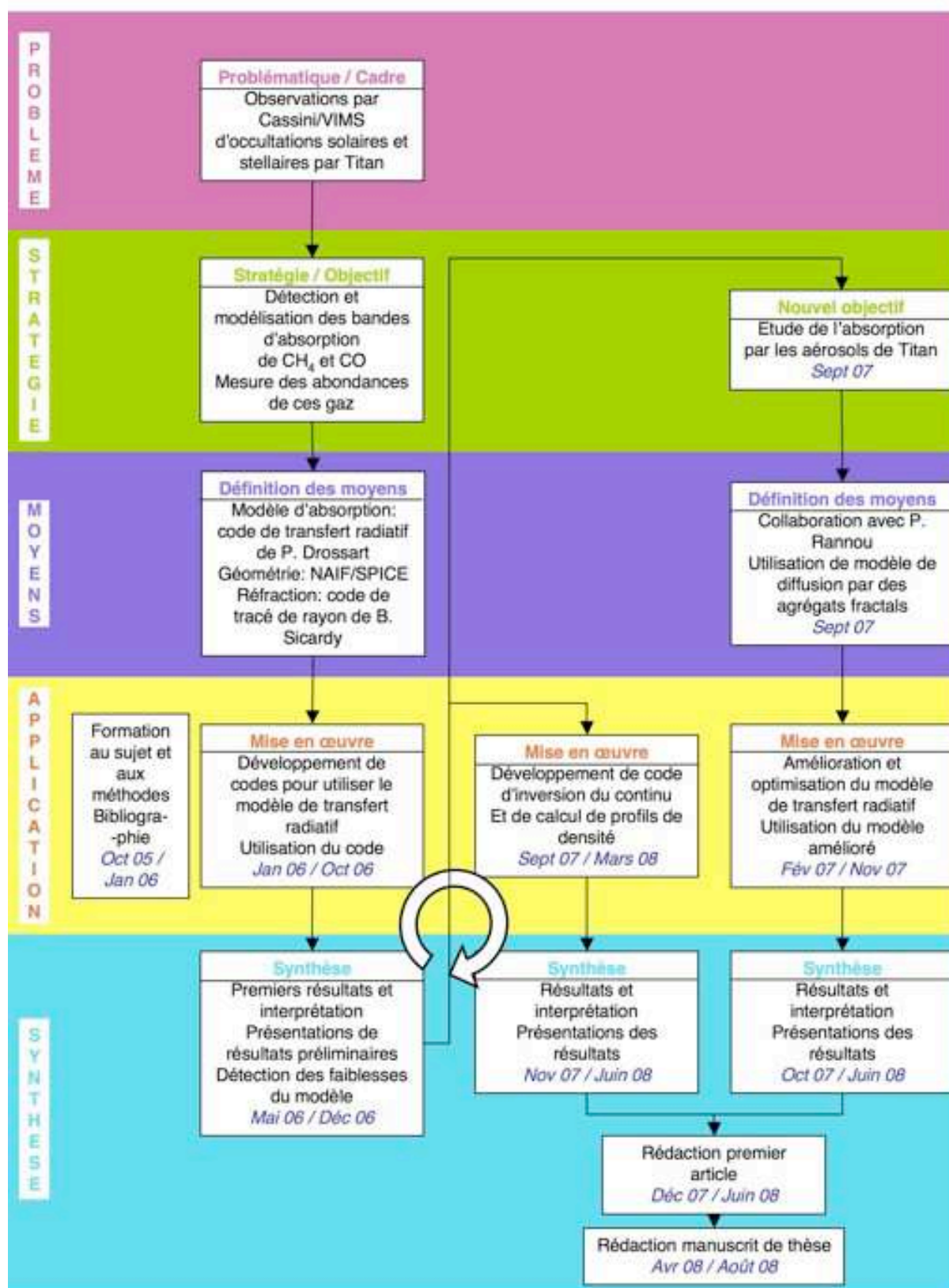


FIG. C.1 – Avancement du projet de thèse

ma propre initiative, j'ai pris contact avec des chercheurs qui ont collaboré quelques jours ou quelques mois à mon projet.

L'interprétation des résultats obtenus m'est apparue comme l'étape la plus délicate de mon travail. Je me suis donc beaucoup appuyée sur l'expérience de mes encadrants et de mes collaborateurs pour parvenir à des conclusions fiables.

3.d. Financement du projet

J'estime le coût de ma thèse à 180 k€. Les salaires sont la partie la plus importante (70%) de ce budget. Pour évaluer ces coûts, j'ai pris en compte mon allocation de recherche en tant que doctorante. J'ai estimé les salaires annuels bruts de chacune des personnes ayant pris part à ma thèse (encadrants et collaborateurs) et compté une part de leur salaire proportionnelle au temps passé effectivement sur ce projet comme indiqué dans le tableau ci-dessus. La part des différents organismes financeurs est aussi présentée ci-dessous. Mon propre salaire représente environ 60% du total des salaires. Pour évaluer les charges patronales, j'ai considéré qu'elles représentaient de l'ordre de 50% des salaires bruts. Le coût des infrastructures a également été estimé à 50% des salaires bruts.

Il n'y a pas eu d'investissement lié au projet car tous les codes utilisés étaient libres de droit et les logiciels déjà présents dans le laboratoire.

Les frais de missions représentent une part importante du coût de ma thèse. En 3 ans, j'ai séjourné 4 semaines aux Etats-Unis dont deux pour des conférences avec frais d'inscription, j'ai participé à deux réunions VIMS en Europe (Rome et Berlin), suivi une semaine de formation à Madrid, et deux semaines à Toulouse, et participé à 3 conférences ou ateliers en France. Le coût total de ces missions est estimé à 10,7 k€. L'ensemble de ces missions et l'achat de mon ordinateur s'est fait sur des crédits CNES réservés à l'équipe VIMS en France.

Ce plan de financement est repris dans les tableaux de synthèse ci-dessous (Tables C.2 et C.3) :

3.e. Les enseignements de cette thèse

Les travaux menés au cours de ma thèse m'ont permis d'aborder différents aspects des sciences planétaires (physique de l'atmosphère, spectroscopie, réfraction différentielle, géométrie...), ce qui m'a amené à construire un réseau de collaborateurs, tant en France qu'à l'étranger. Ces rencontres furent très enrichissantes et ont souvent été utiles pour relancer mon travail en période de stagnation.

Néanmoins, je regrette l'absence de travail d'équipe au quotidien sur un sujet commun. J'ai pris conscience de l'importance pour moi de travailler à plusieurs et sur un même lieu sur les différentes facettes d'un projet avec un objectif bien défini. Malgré les rencontres régulières avec mes encadrants et les collaborations variées, mon expérience de la recherche reste assez éloignée de ce que je recherche pour m'épanouir professionnellement.

La planification et le management de mon travail me sont apparus comme un facteur important de réussite. En particulier, j'ai pris conscience de la nécessité pour moi de disposer d'un cadre contraint pour travailler efficacement, avec des objectifs clairement définis et des délais courts.

Répartition des coûts (en €)	
Salaires chargés	126 439
Infrastructure	42 146
Missions	10 733
Ordinateur	1 200
Total	180 518

TAB. C.2 –

Parts des organismes de financement (en %)	
Université Paris VI	75%
CNRS	18%
Cornell	2%
Université de Reims	2%
CNES	1%
CNAP	1%
NASA	1%
TOTAL	100,0%

TAB. C.3 –

4. Mes compétences

De nature cartésienne, aimant les sciences et surtout l'exploration spatiale, j'ai orienté tout mon parcours vers un objectif : la recherche en astronomie. À la suite de mon baccalauréat scientifique, j'ai poursuivi des études scientifiques en classes préparatoires puis à l'Ecole Normale Supérieure (ENS) de la rue d'Ulm. Mon passage dans cet établissement m'a permis d'acquérir de solides bases en physique fondamentale. Puis, à la suite d'un DEA d'astronomie, j'ai débuté ma thèse en planétologie.

Je considère ces 3 années de doctorat comme une première expérience professionnelle dans la recherche publique. L'expression "formation à la recherche par la recherche" est une bonne définition de ce qu'est une thèse. Mon profil est donc orienté "recherche en physique", et plus précisément en planétologie. Mes compétences actuelles acquises au cours de mon parcours s'organisent autour de quatre grands domaines :

- ***Une expertise en sciences planétaires :***

Déjà dotée des compétences en physique acquises à l'ENS, les cours suivis au DEA d'astronomie m'ont apporté des connaissances dans les différents domaines de l'astrophysique.

Sur le plan scientifique, mon travail de recherche m'a apporté de nombreuses connaissances en sciences planétaires et atmosphériques et en observation spatiales. Cette expertise est utile pour des travaux de recherche dans la continuité de ma thèse ou dans des domaines plus appliqués. Je fus amenée à traiter des images infrarouges et des données spectroscopiques. J'ai utilisé et parfois amélioré des modèles de réfraction différentielle, de transfert radiatif et de diffusion par des particules solides.

Les données utilisées dans cette thèse sont issues d'observations spatiales, ce qui m'a permis

d'acquérir des connaissances dans ce secteur. Ma participation à une conférence du PSG m'a fait prendre conscience de la complexité de gestion et de préparation des observations dans une mission telle que Cassini/Huygens. Ma formation au système SPICE de la NASA m'a permis d'aborder des sujets de géométrie et de positionnement dans l'espace, aussi bien en préparation d'une mission que lors de l'analyse des données. Au cours de ma thèse, j'ai aidé à la préparation de certaines observations d'occultations par VIMS et au choix des observations pour la mission étendue.

Ma thèse s'est concentrée sur la science issue des observations, mais mes connaissances des techniques du secteur spatial ont été approfondies lors de la formation sur ce sujet organisée par le CNES en juin 2008.

L'enseignement fait partie du monde de la recherche. En parallèle de ma thèse, j'ai enseigné à des élèves de 1^e année d'université, pour des travaux dirigés de physique et de mathématiques. Cette expérience m'a confronté aux difficultés de la pédagogie et de l'autorité.

○ ***Des compétences en R&D :***

Ma thèse s'est déroulée en totalité dans un laboratoire de recherche publique. Cette expérience m'a apporté une meilleure compréhension du fonctionnement de la recherche publique, aussi bien en France qu'aux Etats-Unis et ce au travers des nombreuses rencontres avec des chercheurs américains.

Au cours de cette thèse, j'ai appris à piloter un projet de recherche, supervisé par mes encadrants et en collaboration avec des personnes compétentes sur les difficultés rencontrées.

J'ai travaillé sur mon sujet avec la rigueur et la précision que j'estime nécessaires à un travail scientifique. Au fil des mois, j'ai acquis de plus en plus d'autonomie dans mes recherches. J'ai peu à peu pris des initiatives sur les pistes à explorer pour résoudre les problèmes rencontrés. Je me suis approprié le code de transfert radiatif fournis en début de thèse puis je l'ai fait évoluer pour le rendre plus performant et adapté à mon sujet de recherche. J'ai fait preuve de persévérance dans ce travail d'amélioration et d'optimisation. Ne parvenant pas à des résultats satisfaisants, j'ai élargi mon sujet à l'étude des aérosols, négligée pendant les deux premières années. J'ai donc fait l'expérience des mécanismes d'un projet de recherche, de la définition d'un objectif à la mise en œuvre des méthodes pour l'atteindre.

○ ***Des compétences en gestion de projet :***

Il s'agit là de compétences transversales, transposables à de nombreux secteurs.

Au cours de ma thèse, j'ai géré de manière relativement autonome la partie mise en œuvre de mes recherches. Cela implique une planification de son travail avec la fixation d'objectifs à plus ou moins courts termes, un respect des délais fixés par les contraintes extérieures et la recherche de collaborations enrichissantes permettant un avancement efficace des recherches.

L'une des formations post-master organisée par l'Ecole Doctorale traite des méthodes de gestion de projet. Les bases du fonctionnement en mode projet nous ont été enseignées. Puis une simulation s'est déroulée sur 4 jours. J'ai suivi cette formation en dernière année,

mais les compétences acquises auraient été utiles tout au long de ma thèse. En effet, une thèse demande planification et organisation, comme tout projet quel que soit son domaine.

Mon esprit structuré et mon goût personnel pour la gestion et l'organisation me conforte dans mon souhait de travailler en mode projet et d'approfondir ce type de compétence.

◦ *Des compétences techniques :*

- Au quotidien, mon travail de recherche est essentiellement lié à la programmation informatique. J'ai appris à développer et utiliser des codes numériques pour faire les modélisations nécessaires pour ma thèse. Ma maîtrise du langage IDL utilisé en astronomie me permet d'envisager sereinement un travail avec tout autre langage dont je serais moins familière. En effet, j'ai développé un goût certain pour le développement de code au cours de ces 3 années.
- Mes données de départ sont des images infrarouges prises par une sonde spatiale. Déjà abordées en stage de maîtrise, j'ai développé des compétences en traitement d'image et des connaissances sur les systèmes d'acquisition de ces images.
- Dans le cas des données VIMS, il s'agit d'images spectrales. J'ai donc acquis des compétences en spectroscopie dans le domaine proche infrarouge, mais transposables à d'autres gammes de longueurs d'onde.

Au-delà, j'ai eu l'occasion à de nombreuses reprises de présenter mes résultats à un auditoire plus ou moins large de spécialistes du domaine, et cela généralement en anglais. Malgré le stress engendré par ces interventions, je me suis découvert un goût pour la prise de parole en public. La présentation de résultats scientifiques passe aussi par l'écriture d'articles pour des revues à comité de lecture. J'ai rédigé un seul article au cours de ma thèse, mais cette rédaction comme celle de mon manuscrit de thèse ont été de bonnes opportunités de clarifier et finaliser les analyses. Je dirais que je sais écrire et organiser mes idées. Les soirées publiques de l'observatoire de Paris ont par ailleurs développé mon goût pour la vulgarisation scientifique auprès du grand public.

Enfin d'un point de vue plus personnel, cette thèse a révélé mon besoin d'objectifs à court terme comme la préparation d'une réunion ou d'une présentation orale. J'ai pris conscience de la nécessité d'un encadrement visible et d'une appréciation de mon travail pour révéler toutes mes capacités. J'ai beaucoup appris sur moi-même pendant ces trois années et je sais désormais que les conditions de travail qui me correspondent sont celles du secteur privé.

5. Mon projet professionnel

Ces 3 années de thèse m'ont permis d'apprendre un métier, celui de la recherche. J'ai développé de nombreuses compétences techniques et opérationnelles liées à mon secteur d'activité, ainsi que des compétences plus générales et personnelles.

Au cours de cette première expérience dans la recherche fondamentale dans le secteur public, mes souhaits pour mon avenir professionnel ont évolué. J'envisage aujourd'hui de m'orienter vers un emploi dans le domaine industriel me permettant de me confronter à des problématiques plus concrètes dans un environnement de travail plus en accord avec mes attentes personnelles. Mon goût pour la science et la résolution de problèmes complexes me pousse à rechercher un emploi dans un bureau de R&D du monde industriel. Le secteur spatial et aéronautique conviendrait

parfaitement à mes goûts personnels et serait une suite logique à mon parcours. Ma personnalité, plutôt pragmatique et opérationnelle, m'incite à postuler à des postes techniques relatifs au secteur spatial. En m'éloignant de l'analyse approfondie des observations, je cherche à retrouver une vision plus globale.

Je m'intéresse aussi beaucoup aux possibilités de recrutement dans les SS2I. J'envisage ce type de poste comme un premier pas vers le monde de l'entreprise, qui me permettrait de mieux cerner mes envies grâce à la possibilité d'exercer des missions variées au sein d'entreprises différentes.

Pour préparer cette recherche d'emploi, j'ai suivi une formation au C++ pour élargir mes compétences. J'ai assisté à des séminaires sur la connaissance des entreprises et l'innovation, notamment les Doctoriales de l'Université Paris VI. J'ai participé à plusieurs salons de recrutement où j'ai pu remettre mon CV à des recruteurs, me permettant d'obtenir plusieurs entretiens. J'ai aussi contacté deux anciens docteurs de l'observatoire aujourd'hui en poste au CNES et chez EADS pour en savoir plus sur leur parcours de docteur en entreprise. Enfin, ayant pris conscience de mes lacunes dans les domaines techniques tels qu'enseignés en école d'ingénieurs, j'ai participé à deux semaines de formation aux techniques du secteur spatial organisées par le CNES. Cette formation m'a permis d'avoir une vision détaillée des différents métiers représentés au CNES, me renseignant ainsi sur les départements de cette institution dans lesquels je pourrais m'intégrer. Cette formation a aussi été l'occasion de nombreuses rencontres me permettant d'élargir mon réseau dans ce secteur d'activité.

Bibliographie

Bibliographie

- Baines K.H., Drossart P., Lopez-Valverde M.A., Atreya S.K., Sotin C., et al., *On the discovery of CO nighttime emissions on Titan by Cassini/VIMS : Derived stratospheric abundances and geological implications*, Planet. Space Sci., 2006, **54**, 1552–1562.
- Baines K.H., Drossart P., Momary T.W., Formisano V., Griffith C., et al., *The Atmospheres of Saturn and Titan in the Near-Infrared First Results of Cassini/vims*, Earth Moon and Planets, 2005, **96**, 119–147.
- Bar-Nun A., Dimitrov V., Tomasko M., *Titan's aerosols : Comparison between our model and DISR findings*, Planet. Space Sci., 2008, **56**, 708–714.
- Baum W.A., Code A.D., *A photometric observation of the occultation of σ ARIETIS by Jupiter*, AJ, 1953, **58**, 108–112.
- Bézar B., Marten A., Paubert G., *Detection of Acetonitrile on Titan*, in : *Bulletin of the American Astronomical Society*, vol. 25 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, 1993 pp. 1100–+.
- Botet R., Rannou P., Cabane M., *Mean-field approximation of Mie scattering by fractal aggregates of identical spheres*, Appl. Opt., 1997, **36**, 8791–8797.
- Boudon V., Champion J.P., Gabard T., Loëte M., Michelot F., et al., *Symmetry-adapted tensorial formalism to model rovibrational and rovibronic spectra of molecules pertaining to various point groups*, Journal of Molecular Spectroscopy, 2004, **228**, 620–634.
- Boudon V., Rey M., Loëte M., *The vibrational levels of methane obtained from analyses of high-resolution spectra*, Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 2006, **98**, 394–404.
- Broadfoot A.L., Sandel B.R., Shemansky D.E., Holberg J.B., Smith G.R., et al., *Extreme ultraviolet observations from Voyager 1 encounter with Saturn*, Science, 1981, **212**, 206–211.
- Brown M.E., Bouchez A.H., Griffith C.A., *Direct detection of variable tropospheric clouds near Titan's south pole*, Nature, 2002, **420**, 795–797.
- Brown R.H., Baines K.H., Bellucci G., Bibring J.P., Buratti B.J., et al., *The Cassini Visual And Infrared Mapping Spectrometer (Vims) Investigation*, Space Science Reviews, 2004, **115**, 111–168.
- Brown R.H., Baines K.H., Bellucci G., Buratti B.J., Capaccioni F., et al., *Observations in the Saturn system during approach and orbital insertion, with Cassini's visual and infrared mapping spectrometer (VIMS)*, A&A, 2006, **446**, 707–716.

- Brown R.H., Soderblom L.A., Soderblom, J. M C., R. N Jaumann R., et al., *The identification of liquid ethane in Titan's Ontario Lacus*, Nature, 2008, **454**, 607–610.
- Cabane M., Chassefiere E., Israel G., *Formation and growth of photochemical aerosols in Titan's atmosphere*, Icarus, 1992, **96**, 176–189.
- Cabane M., Rannou P., Chassefiere E., Israel G., *Fractal aggregates in Titan's atmosphere*, Planet. Space Sci., 1993, **41**, 257–267.
- Coll P., Coscia D., Gazeau M.C., de Vanssay E., Guillemin J.C., et al., *Organic chemistry in Titan's atmosphere : new data from laboratory simulations at low temperature*, Advances in Space Research, 1995, **16**, 93–103.
- Coll P., Coscia D., Smith N., Gazeau M.C., Ramirez S.I., et al., *Experimental laboratory simulation of Titan's atmosphere : aerosols and gas phase*, Planet. Space Sci., 1999, **47**, 1331–1340.
- Comas Solà J., *Observations des satellites principaux de Jupiter et de Titan*, Astronomische Nachrichten, 1909, **179**, 289–+.
- Combes M., Vapillon L., Gendron E., Coustenis A., Lai O., et al., *Spatially Resolved Images of Titan by Means of Adaptive Optics*, Icarus, 1997, **129**, 482–497.
- Courtin R., Wagener R., McKay C.P., Caldwell J., Fricke K.H., et al., *UV spectroscopy of Titan's atmosphere, planetary organic chemistry and prebiological synthesis II. Interpretation of new IUE observations in the 220-335 nm Range*, Icarus, 1991, **90**, 43–56.
- Coustenis A., Achterberg R.K., Conrath B.J., Jennings D.E., Marten A., et al., *The composition of Titan's stratosphere from Cassini/CIRS mid-infrared spectra*, Icarus, 2007, **189**, 35–62.
- Coustenis A., Salama A., Lellouch E., Encrenaz T., Bjoraker G.L., et al., *Evidence for water vapor in Titan's atmosphere from ISO/SWS data*, A&A, 1998, **336**, L85–L89.
- de Kok R., Irwin P.G.J., Teanby N.A., Lellouch E., Bézard B., et al., *Oxygen compounds in Titan's stratosphere as observed by Cassini CIRS*, Icarus, 2007, **186**, 354–363.
- D'hendecourt L.B., Allamandola L.J., *Time dependent chemistry in dense molecular clouds. III - Infrared band cross sections of molecules in the solid state at 10 K*, A&AS, 1986, **64**, 453–467.
- Duley W.W., Grishko V.I., Kenel J., Lee-Dadswell G., Scott A., *Laboratory and Theoretical Simulation of 3.4 μm Spectra of Hydrocarbons in Interstellar Sources*, ApJ, 2005, **626**, 933–939.
- Duley W.W., Grishko V.I., Pinho G., *Detecting Interstellar Alkanes*, ApJ, 2006, **642**, 966–971.
- Ehrenfreund P., Robert F., D'Hendecourt L., Behar F., *Comparison of interstellar and meteoritic organic matter at 3.4 microns*, A&A, 1991, **252**, 712–717.
- Flasar F.M., Achterberg R.K., Conrath B.J., Gierasch P.J., Kunde V.G., et al., *Titan's Atmospheric Temperatures, Winds, and Composition*, Science, 2005, **308**, 975–978.
- French R.G., Elliot J.L., Gierasch P.J., *Analysis of stellar occultation data - Effects of photon noise and initial conditions*, Icarus, 1978, **33**, 186–202.
- Fulchignoni M., Ferri F., Angrilli F., Ball A.J., Bar-Nun A., et al., *In situ measurements of the physical characteristics of Titan's environment*, Nature, 2005, **438**, 785–791.

- Gillett F.C., *Further observations of the 8-13 micron spectrum of Titan*, ApJ, 1975, **201**, L41–L43.
- Gillett F.C., Forrest W.J., Merrill K.M., *8-13 Micron Observations of Titan*, ApJ, 1973, **184**, L93+.
- Goody R.M., Yung Y.L., *Atmospheric radiation : theoretical basis*, Atmospheric radiation : theoretical basis, 2nd ed., by Richard M. Goody and Y.L. Yung. New York, NY : Oxford University Press, 1989, 1989.
- Griffith C.A., Owen T., Miller G.A., Geballe T., *Transient clouds in Titan's lower atmosphere*, Nature, 1998, **395**, 575–578.
- Griffith C.A., Owen T., Wagener R., *Titan's surface and troposphere, investigated with ground-based, near-infrared observations*, Icarus, 1991, **93**, 362–378.
- Griffith C.A., Penteado P., Baines K., Drossart P., Barnes J., et al., *The Evolution of Titan's Mid-Latitude Clouds*, Science, 2005, **310**, 474–477.
- Griffith C.A., Penteado P., Rannou P., Brown R., Boudon V., et al., *Evidence for a Polar Ethane Cloud on Titan*, Science, 2006, **313**, 1620–1622.
- Gurwell M.A., *Submillimeter Observations of Titan : Global Measures of Stratospheric Temperature, CO, HCN, HC₃N, and the Isotopic Ratios ¹²C/¹³C and ¹⁴N/¹⁵N*, ApJ, 2004, **616**, L7–L10.
- Gurwell M.A., Muhleman D.O., *CO on titan : evidence for a well-mixed vertical profile*, Icarus, 1995, **117**, 375–382.
- Gurwell M.A., Muhleman D.O., *Note : CO on Titan : More Evidence for a well-mixed vertical profile*, Icarus, 2000, **145**, 653–656.
- Hanel R., Conrath B., Flasar F.M., Kunde V., Maguire W., et al., *Infrared observations of the Saturnian system from Voyager 1*, Science, 1981, **212**, 192–200.
- Hanel R.A., Conrath B.J., Jennings D.E., Samuelson R.E., *Exploration of the Solar System by Infrared Remote Sensing : Second Edition*, Exploration of the Solar System by Infrared Remote Sensing, by R. A. Hanel and B. J. Conrath and D. E. Jennings and R. E. Samuelson, pp. 534. ISBN 0521818974. Cambridge, UK : Cambridge University Press, April 2003., 2003.
- Hidayat T., Marten A., Bezdard B., Gautier D., Owen T., et al., *Millimeter and Submillimeter Heterodyne Observations of Titan : The Vertical Profile of Carbon Monoxide in Its Stratosphere*, Icarus, 1998, **133**, 109–133.
- Hubbard W.B., Hunten D.M., Reitsema H.J., Brosch N., Nevo Y., et al., *Results for Titan's atmosphere from its occultation of 28 Sagittarii*, Nature, 1990, **343**, 353–355.
- Hubbard W.B., Sicardy B., Miles R., Hollis A.J., Forrest R.W., et al., *The occultation of 28 SGR by Titan*, A&A, 1993, **269**, 541–563.
- Imanaka H., Khare B.N., Elsila J.E., Bakes E.L.O., McKay C.P., et al., *Laboratory experiments of Titan tholin formed in cold plasma at various pressures : implications for nitrogen-containing polycyclic aromatic compounds in Titan haze*, Icarus, 2004, **168**, 344–366.

- Jacquinet-Husson N., Scott N.A., Chédin A., Crépeau L., Armante R., et al., *The GEISA spectroscopic database : Current and future archive for Earth and planetary atmosphere studies*, Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 2008, **109**, 1043–1059.
- Jacquinet-Husson N., Scott N.A., Chédin A., Garceran K., Armante R., et al., *The 2003 edition of the GEISA/IASI spectroscopic database*, Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 2005, **95**, 429–467.
- Jeans J.H., *The dynamical theory of gases*, New York : Dover, 1955, 4th ed., 1955.
- Khare B.N., Sagan C., Arakawa E.T., Suits F., Callcott T.A., et al., *Optical constants of organic tholins produced in a simulated Titanian atmosphere - From soft X-ray to microwave frequencies*, Icarus, 1984, **60**, 127–137.
- Lara L.M., Lellouch E., López-Moreno J.J., Rodrigo R., *Vertical distribution of Titan's atmospheric neutral constituents*, J. Geophys. Res., 1996, **101**, 23261–23283.
- Lebonnois S., Toubanc D., Hourdin F., Rannou P., *Seasonal Variations of Titan's Atmospheric Composition*, Icarus, 2001, **152**, 384–406.
- Lellouch E., Coustenis A., Sebag B., Cuby J.G., López-Valverde M., et al., *Titan's 5- μ m window : observations with the Very Large Telescope*, Icarus, 2003, **162**, 125–142.
- Liang M.C., Yung Y.L., Shemansky D.E., *Photolytically Generated Aerosols in the Mesosphere and Thermosphere of Titan*, ApJ, 2007, **661**, L199–L202.
- López-Valverde M.A., Lellouch E., Coustenis A., *Carbon monoxide fluorescence from Titan's atmosphere*, Icarus, 2005, **175**, 503–521.
- Low F.J., Rieke G.H., *Infrared Photometry of Titan*, ApJ, 1974, **190**, L143+.
- Lutz B.L., de Bergh C., Owen T., *Titan - Discovery of carbon monoxide in its atmosphere*, Science, 1983, **220**, 1374+.
- McCord T.B., Coradini A., Hibbitts C.A., Capaccioni F., Hansen G.B., et al., *Cassini VIMS observations of the Galilean satellites including the VIMS calibration procedure*, Icarus, 2004, **172**, 104–126.
- McDonald G.D., Thompson W.R., Heinrich M., Khare B.N., Sagan C., *Chemical investigation of Titan and Triton tholins*, Icarus, 1994, **108**, 137–145.
- McKay C.P., *Elemental composition, solubility, and optical properties of Titan's organic haze*, Planet. Space Sci., 1996, **44**, 741–747.
- McKay C.P., Pollack J.B., Courtin R., *The thermal structure of Titan's atmosphere*, Icarus, 1989, **80**, 23–53.
- Nicholson P.D., Hedman M.M., Gierasch P.J., the Cassini VIMS Team, *Probing Saturn's Atmosphere with Procyon*, in : *Bulletin of the American Astronomical Society*, vol. 38 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, 2006 pp. 555+.
- Niemann H.B., Atreya S.K., Bauer S.J., Carignan G.R., Demick J.E., et al., *The abundances of constituents of Titan's atmosphere from the GCMS instrument on the Huygens probe*, Nature, 2005, **438**, 779–784.

- Nikitin A., Boudon V., Champion J., Loëte M., Albert S., et al., *Global Frequency and Intensity Analysis of $^{12}\text{CH}_4$ Lines in the 0 - 4800 cm^{-1} region*, The Journal of Chemical Physics, 2008.
- Pendleton Y.J., *Organics in the ISM : where do they come from ?*, in : *Solid Interstellar Matter : The ISO Revolution*, eds. L. D'Hendecourt, C. Joblin, A. Jones, 1999 pp. 119–134.
- Pendleton Y.J., Allamandola L.J., *The Organic Refractory Material in the Diffuse Interstellar Medium : Mid-Infrared Spectroscopic Constraints*, ApJS, 2002, **138**, 75–98.
- Pendleton Y.J., Sandford S.A., Allamandola L.J., Tielens A.G.G.M., Sellgren K., *Near-infrared absorption spectroscopy of interstellar hydrocarbon grains*, ApJ, 1994, **437**, 683–696.
- Porco C.C., Baker E., Barbara J., Beurle K., Brahic A., et al., *Imaging of Titan from the Cassini spacecraft*, Nature, 2005, **434**.
- Rages K., Pollack J.B., *Titan aerosols - Optical properties and vertical distribution*, Icarus, 1980, **41**, 119–130.
- Rages K., Pollack J.B., *Vertical distribution of scattering hazes in Titan's upper atmosphere*, Icarus, 1983, **55**, 50–62.
- Ramirez S.I., Coll P., da Silva A., Navarro-González R., Lafait J., et al., *Complex Refractive Index of Titan's Aerosol Analogues in the 200-900 nm Domain*, Icarus, 2002, **156**, 515–529.
- Rannou P., Cabane M., Botet R., Chassefière E., *A new interpretation of scattered light measurements at Titan's limb*, J. Geophys. Res., 1997, **102**, 10997–11014.
- Rannou P., Cabane M., Chassefière E., *Growth of aerosols in Titan's atmosphere and related time scales - A stochastic approach*, Geophys. Res. Lett., 1993, **20**, 967–970.
- Rannou P., Cabane M., Chassefière E., Botet R., McKay C.P., et al., *Titan's geometric albedo : Role of the fractal structure of the aerosols.*, Icarus, 1995, **118**, 355–372.
- Rannou P., Hourdin F., McKay C.P., Luz D., *A coupled dynamics-microphysics model of Titan's atmosphere*, Icarus, 2004, **170**, 443–462.
- Rannou P., McKay C.P., Botet R., Cabane M., *Semi-empirical model of absorption and scattering by isotropic fractal aggregates of spheres*, Planet. Space Sci., 1999, **47**, 385–396.
- Rannou P., McKay C.P., Lorenz R.D., *A model of Titan's haze of fractal aerosols constrained by multiple observations*, Planet. Space Sci., 2003, **51**, 963–976.
- Roe H.G., Bouchez A.H., Trujillo C.A., Schaller E.L., Brown M.E., *Discovery of Temperate Latitude Clouds on Titan*, ApJ, 2005, **618**, L49–L52.
- Rothman L.S., Jacquemart D., Barbe A., Chris Benner D., Birk M., et al., *The HITRAN 2004 molecular spectroscopic database*, Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 2005, **96**, 139–204.
- Saint-Pé O., Combes M., Rigaut F., Tomasko M., Fulchignoni M., *Demonstration of adaptive optics for resolved imagery of solar system objects - Preliminary results on Pallas and Titan*, Icarus, 1993, **105**, 263–+.
- Samuelson R.E., Maguire W.C., Hanel R.A., Kunde V.G., Jennings D.E., et al., *CO₂ on Titan*, J. Geophys. Res., 1983, **88**, 8709–8715.

- Samuelson R.E., Mayo L.A., Knuckles M.A., Khanna R.J., *C₄N₂ ice in Titan's north polar stratosphere*, Planet. Space Sci., 1997a, **45**, 941–948.
- Samuelson R.E., Nath N.R., Borysow A., *Gaseous abundances and methane supersaturation in Titan's troposphere*, Planet. Space Sci., 1997b, **45**, 959–980.
- Sandford S.A., Allamandola L.J., Tielens A.G.G.M., Sellgren K., Tapia M., et al., *The interstellar C-H stretching band near 3.4 microns - Constraints on the composition of organic material in the diffuse interstellar medium*, ApJ, 1991, **371**, 607–620.
- Sicardy B., Brahic A., Ferrari C., Gautier D., Lecacheux J., et al., *Probing Titan's atmosphere by stellar occultation*, Nature, 1990, **343**, 350–353.
- Sicardy B., Colas F., Widemann T., Bellucci A., Beisker W., et al., *The two Titan stellar occultations of 14 November 2003*, Journal of Geophysical Research (Planets), 2006, **111**.
- Smith P.H., Lemmon M.T., Lorenz R.D., Sromovsky L.A., Caldwell J.J., et al., *Titan's Surface, Revealed by HST Imaging*, Icarus, 1996, **119**, 336–349.
- Sotin C., Jaumann R., Buratti B.J., Brown R.H., Clark R.N., et al., *Release of volatiles from a possible cryovolcano from near-infrared imaging of Titan*, Nature, 2005, **435**, 786–789.
- Stofan E.R., Elachi C., Lunine J.I., Lorenz R.D., Stiles B., et al., *The lakes of Titan*, Nature, 2007, **445**, 61–64.
- Teanby N.A., Irwin P.G.J., de Kok R., Nixon C.A., Coustenis A., et al., *Latitudinal variations of HCN, HC₃N, and C₂N₂ in Titan's stratosphere derived from Cassini CIRS data*, Icarus, 2006, **181**, 243–255.
- Tobie G., Lunine J.I., Sotin C., *Episodic outgassing as the origin of atmospheric methane on Titan*, Nature, 2006, **440**, 61–64.
- Tokunaga A., Beck S., Geballe T., Lacy J., *The Detection of C₂H₂ on Saturn and Titan.*, in : *Bulletin of the American Astronomical Society*, vol. 12 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, 1980 pp. 669–+.
- Tomasko M.G., Archinal B., Becker T., Bézard B., Bushroë M., et al., *Rain, winds and haze during the Huygens probe's descent to Titan's surface*, Nature, 2005, **438**, 765–778.
- Tomasko M.G., Doose L., Engel S., Dafoe L.E., West R., et al., *A model of Titan's aerosols based on measurements made inside the atmosphere*, Planet. Space Sci., 2008, **56**, 669–707.
- Tomasko M.G., Lemmon M., Doose L.R., Smith P.H., Eibl A., et al., *Models of the Penetration of Sunlight Into the Atmosphere of Titan*, in : *Huygens : Science, Payload and Mission*, ed. A. Wilson, vol. 1177 of *ESA Special Publication*, 1997 pp. 345–+.
- Tomasko M.G., Smith P.H., *Photometry and polarimetry of Titan - Pioneer 11 observations and their implications for aerosol properties*, Icarus, 1982, **51**, 65–95.
- Toon O.B., McKay C.P., Griffith C.A., Turco R.P., *A physical model of Titan's aerosols*, Icarus, 1992, **95**, 24–53.
- Tran B.N., Joseph J.C., Ferris J.P., Persans P.D., Chera J.J., *Simulation of Titan haze formation using a photochemical flow reactor* *The optical constants of the polymer*, Icarus, 2003, **165**, 379–390.

- Tyler G.L., Eshleman V.R., Anderson J.D., Levy G.S., Lindal G.F., et al., *Radio science investigations of the Saturn system with Voyager 1 - Preliminary results*, Science, 1981, **212**, 201–206.
- Vapillon L., Combes M., Lecacheux J., *The beta Scorpii occultation by Jupiter. II. The temperature and density profiles of the Jupiter upper atmosphere.*, A&A, 1973, **29**, 135–149.
- Veverka J., *Titan : Polarimetric Evidence for an Optically Thick Atmosphere*, Icarus, 1973, **18**, 657–+.
- Wasserman L.H., Veverka J., *On the reduction of occultation light curves*, Icarus, 1973, **20**, 322–345.
- West R.A., *Optical properties of aggregate particles whose outer diameter is comparable to the wavelength*, Appl. Opt., 1991, **30**, 5316–5324.
- West R.A., Hart H., Simmons K.E., Hord C.W., Esposito L.W., et al., *Voyager 2 photopolarimeter observations of Titan*, J. Geophys. Res., 1983, **88**, 8699–8708.
- West R.A., Smith P.H., *Evidence for aggregate particles in the atmospheres of Titan and Jupiter*, Icarus, 1991, **90**, 330–333.
- Willner S.P., Russell R.W., Puetter R.C., Soifer B.T., Harvey P.M., *The 4 to 8 micron spectrum of the galactic center*, ApJ, 1979, **229**, L65–L68.
- Wong A.S., Morgan C.G., Yung Y.L., Owen T., *Evolution of CO on Titan*, Icarus, 2002, **155**, 382–392.
- Xu Y.L., *Electromagnetic scattering by an aggregate of spheres*, Appl. Opt., 1995, **34**, 4573–+.
- Yelle R.V., *Non-LTE models of Titan's upper atmosphere*, ApJ, 1991, **383**, 380–400.
- Zalucha A., Fitzsimmons A., Elliot J.L., Thomas-Osip J., Hammel H.B., et al., *The 2003 November 14 occultation by Titan of TYC 1343-1865-1*, Icarus, 2007, **192**, 503–518.