
Etude des variations latitudinales de la vapeur d'eau
dans la stratosphère de Titan

Loïc Francotte

Mémoire réalisé en vue de l'obtention du grade de
Master en Sciences Chimiques
de l'Université libre de Bruxelles sous la direction du
Professeur Pierre-François Coheur
et du
Docteur Sophie Bauduin

ANNÉE ACADÉMIQUE 2020-2021

Université libre de Bruxelles

Faculté des Sciences

Spectroscopy, Quantum Chemistry and
Atmospheric Remote Sensing (**SQUARES**),
Avenue F. D. Roosevelt 50, C.P. 160/09 1050
Bruxelles BELGIQUE

A insérer dans le mémoire, directement à la suite de la première page de couverture.

CONSULTATION DU MEMOIRE

Je soussigné-e

NOM :

Francotte

PRENOM :

Loïc

TITRE DU MEMOIRE :

Etude des variations latitudinales de la vapeur d'eau dans la stratosphère de Titan

AUTORISE

la consultation du présent mémoire par les utilisateurs des bibliothèques
de l'Université libre de Bruxelles.

Si la consultation est autorisée, le/la soussigné-e concède par la présente à l'Université libre de Bruxelles, pour toute la durée légale de protection de l'œuvre, une licence gratuite et non exclusive de reproduction et de communication au public de son œuvre précisée ci-dessus, sur supports graphiques ou électroniques, afin d'en permettre la consultation par les utilisateurs des bibliothèques de l'ULB et d'autres institutions dans les limites du prêt inter-bibliothèques.

Fait en deux exemplaires, à Bruxelles, le 08/01/2021



Signature

Liste d'acronymes

CA Distance la plus proche à laquelle Cassini survole Titan

CIRS Composite Infrared Spectrometer de Cassini

DR Delta de radiance

FOV Champ de vue

FP Plan focal

HASI Huygens Atmospheric Structure Instrument

HIFI Heterodyne Instrument for the Far-Infrared de Herschel

NEMESIS Non-linear Optimal Estimator for Multivariate Spectral analysis

PACS Photodetector Array Camera and Spectrometer de Herschel

SNR Rapport signal sur bruit

VMR Rapport de mélange en volume

Table des matières

1	INTRODUCTION ET MÉTHODES	1
1.1	Titan	1
1.1.1	Exploration	1
1.1.2	Caractéristiques générales	2
1.1.3	L’atmosphère de Titan	3
1.1.4	Les composés oxygénés et la problématique de l’eau	9
1.2	Méthode et instruments	13
1.2.1	Mission Cassini et instruments	13
1.2.2	Transfert radiatif	17
1.2.3	Méthodes inverses	20
1.2.4	NEMESIS	21
2	OBSERVATIONS FP1 DE CIRS ET MOYENNAGE DES SPECTRES	23
2.1	Observations FP1	23
2.2	Moyenne par séquence	26
2.3	Moyenne par bande de latitudes	27
3	ANALYSES DES SPECTRES MOYENS FP1	30
3.1	Détection des raies de vapeur d’eau	30
3.1.1	Méthode par différence de radiance normalisée	30
3.1.2	Application aux spectres moyennés par séquence	32
3.1.3	Application aux spectres moyennés par bande de latitudes	34
3.2	Restitution des quantités de vapeur d’eau et variations latitudinales	36
3.2.1	Restitution de la température	36
3.2.2	Restitution de la vapeur d’eau : construction de tables de conversion	37
3.2.3	Quantités d’eau mesurées et variabilité latitudinale	39
4	PERSPECTIVES ET CONCLUSIONS	41

Bibliographie

43

1.1 Titan

Découvert au cours du 17e siècle par l'astronome Christiaan Huygens, Titan est le plus grand satellite naturel de Saturne. Ses caractéristiques uniques ont rapidement été identifiées. C'est le seul satellite à posséder une atmosphère substantielle, principalement composée de diazote, comme c'est le cas de l'atmosphère terrestre. Son atmosphère est également le site d'une chimie organique riche et complexe. L'atmosphère de Titan est légèrement réductrice. Ceci est dû à la faible quantité de composés oxygénés ; c'est un aspect central de notre travail, que nous décrivons plus en détail à la section 1.1.4. La présence de ces composés suggère la présence possible de molécules prébiotiques dans cette atmosphère. Pour finir, Titan est aussi le seul corps céleste du système solaire autre que la Terre à présenter des liquides à sa surface. Ceux-ci sont des hydrocarbures, tels que le méthane et l'éthane principalement (Horst, 2017).

Cette combinaison de liquides et de composés organiques sur Titan suscite l'intérêt car elle offre certaines conditions pour l'habitabilité extraterrestre. Celle-ci implique des études sur la chimie prébiotique, la diversification de la vie ou encore la possibilité d'avoir de la vie ailleurs que sur Terre (Lunine, 2009).

Titan étant au centre de ce mémoire, nous détaillerons dans cette introduction ses caractéristiques principales ainsi que celles de son atmosphère. Ensuite, nous nous attarderons sur la problématique liée aux observations de la vapeur d'eau dans l'atmosphère car celle-ci est au coeur de ce travail. Nous terminerons cette section introductive en établissant les objectifs de ce mémoire.

1.1.1 Exploration

Au cours des années 1970, des analyses de spectres infrarouges obtenus depuis des observatoires terrestres ont donné des informations sur la structure thermique et la composition

de l'atmosphère de Titan (Horst, 2017). La présence de gaz à effet de serre couplée à l'étude plus précise des bandes spectrales du méthane (CH_4) avaient déjà permis de penser que le méthane était un constituant mineur de l'atmosphère. D'autres molécules optiquement actives dans l'infrarouge telles que l'éthane ou d'autres hydrocarbures ont également été mises en évidence. La présence de diazote dans l'atmosphère de Titan a été suggérée pour la première fois par Lewis (1971).

La capacité d'étude de Titan a été renforcée dès la deuxième moitié des années 1970 grâce aux missions spatiales aux abords de Titan et de Saturne. Les principales sondes spatiales qui ont récolté des données sur Titan, ont été Pioneer 11, Voyager 1 et Voyager 2. Elles avaient pour but la reconnaissance des régions externes du système solaire et l'étude des planètes gazeuses.

Pioneer 11, lors de son passage proche de Titan en 1979, a confirmé la présence d'aérosol dans son atmosphère et fourni une limite basse de la densité de Titan à 1.37 g cm^{-2} (Smith, 1980). Voyager 1 et 2 ont eux confirmés en 1981 la présence d'une atmosphère riche en N_2 . Les mesures ont également permis de déterminer que la pression de surface est presque 1.5 fois supérieure à celle de la Terre et que sa température moyenne est de 94K (Kunde et al., 1981). Les spectres infrarouges pris par Voyager ont révélé une variété d'hydrocarbures dans l'atmosphère et leur inclusion dans des modèles a donné un premier aperçu des processus physico-chimiques extrêmement complexes qui s'y produisent.

Malgré la quantité de nouvelles informations, la surface de Titan est cependant restée cachée des sondes Pioneer et Voyager par l'épais brouillard photochimique et l'abondance de méthane. Les images visibles renvoyées à la Terre ne montraient qu'une boule orange, résultant de cette atmosphère opaque, et ce jusqu'à l'arrivée de la mission Cassini-Huygens 23 ans plus tard en 2004.

Cette mission a commencé une nouvelle ère de l'étude de Titan. L'orbiteur Cassini et la sonde Huygens ont fourni une mine d'informations sur Titan et ont enfin permis d'observer la surface du satellite. L'atmosphère et la surface sont plus liées sur Titan que sur n'importe quel autre satellite ou planète du système solaire. Prenons par exemple les liquides présents à sa surface : le méthane et l'éthane se comportent similairement à l'eau sur Terre avec des cycles entre l'atmosphère où ils sont gazeux ou intégrés aux aérosols et la surface où ils existent sous forme liquide. Contrairement au CH_4 et au C_2H_6 , les autres hydrocarbures (propane, cyanure d'hydrogène, ...) n'ont pas ces cycles, ils sont uniquement produits dans l'atmosphère (figure 1.1.1). Un autre exemple de lien entre la surface et l'atmosphère est l'asymétrie des mers et des lacs due à différents cycles climatiques qui s'étendent sur de longues périodes (Aharonson et al., 2009).

1.1.2 Caractéristiques générales

L'existence possible d'une atmosphère autour de Titan a été suggérée pour la première fois par Jose Sola en 1908. Il a cru observer un assombrissement au limbe qui est caractéristique d'une atmosphère. La découverte de méthane autour de Titan, faite par Gerard Kuiper au milieu du 20e siècle, a prouvé la présence d'une atmosphère autour de Titan.

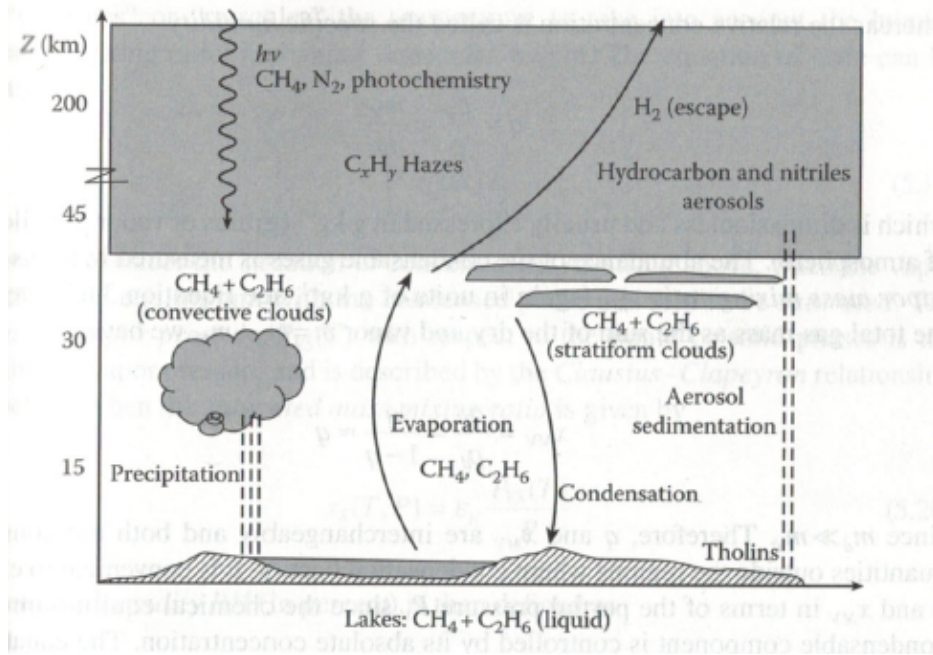


FIGURE 1.1.1 – Cycles des hydrocarbures entre la surface et l’atmosphère. (Sánchez, 2011)

Avec un diamètre d’un peu plus de 5 000 km, Titan est plus grand que Mercure, la plus petite planète du système solaire, et est le deuxième plus grand satellite des 8 planètes après Ganymède.

Titan est en rotation synchrone à 1 222 000 km de Saturne et prend 15,9 jours à en faire le tour (Coustenis, 2007). Étant donné que Saturne se trouve sur une orbite moyenne à 1 400 000 000 km du Soleil, sa période de révolution et celle de Titan correspondent à 30 ans terrestres. Titan possède, comme la Terre, une large obliquité (26.7°), qui donne lieu à des cycles saisonniers marqués. Les saisons sont divisées en deux principales, l’été et l’hiver, et deux intermédiaires, aux alentours des équinoxes. Elles sont caractérisées par des comportements de vents spécifiques, que nous décrivons à la section 1.1.3.3. Comme cette obliquité est presque identique à celle de Saturne, les effets saisonniers sur une année de Titan sont importants sur la température et la composition de l’atmosphère, ainsi que nous le verrons à la section 1.1.3.4.

Avec une pression d’environ 1.5 atm et une température de 94K en moyenne, la surface de Titan a des conditions proches du point triple du méthane, similaire à l’eau sur terre, ce qui permet de le retrouver liquide à la surface et gazeux dans l’atmosphère (Fulchignoni et al., 2005).

1.1.3 L’atmosphère de Titan

Comme nous l’avons indiqué, les deux principaux constituants de l’atmosphère de Titan sont le diazote et le méthane. Recevant environ 1% du flux solaire terrestre, dont 10% atteignent la surface, la température de surface de Titan est bien inférieure à celle que l’on connaît sur Terre. L’effet de serre fourni par le CH₄ et l’absorption induite par collision amènent celle-ci à 94 K en moyenne globale annuelle. Lors d’un passage d’une saison à

l'autre, des variations allant jusque 10 K sont observées.

1.1.3.1 Profil vertical de température

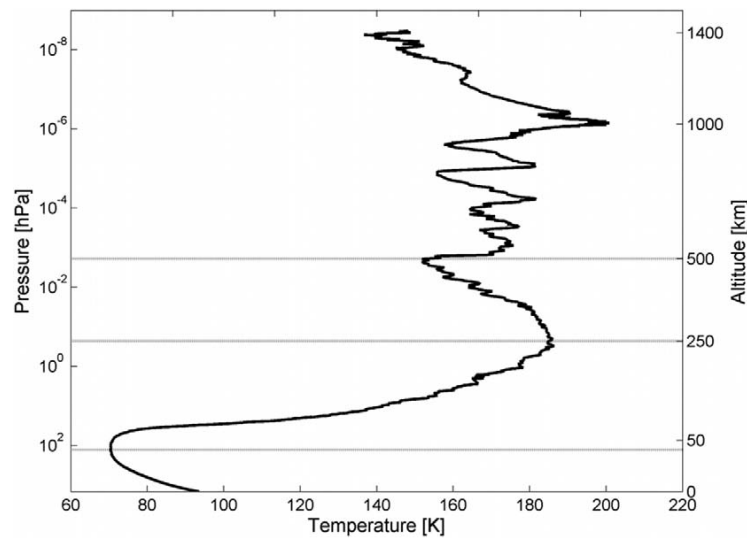


FIGURE 1.1.2 – Profil de température en fonction de la pression et de l'altitude. Figure 3 de (Coustenis, 2007)

La structure verticale de la température de Titan est similaire à celle de la Terre et confère à l'atmosphère une structure en couche. On peut définir une troposphère, une stratosphère, une mésosphère et une thermosphère comme défini par les lignes horizontales de la figure 1.1.2 (Fulchignoni et al., 2005).

Le passage d'une couche à l'autre est défini par l'inversion du gradient de température atmosphérique :

- La première couche est la troposphère, elle s'étend de la surface à la tropopause qui se situe aux environs de 40 km et possède un gradient de température négatif.
- La couche suivante est la stratosphère, comprise entre la tropopause et la stratopause qui se trouve vers 250 km d'altitude. Son gradient de température est positif.
- Ensuite la mésosphère, qui s'étend de la stratopause à la mésopause située vers 500 km d'altitude. Son gradient de température est logiquement négatif.
- Finalement, la dernière couche est la thermosphère. Elle s'étend au-delà de la mésopause. Les variations de température y sont beaucoup plus marquées comme illustré à la figure 1.1.2 et le gradient de température est presque nul.

Bien que la température sur Titan soit bien plus basse que sur la Terre, son atmosphère est plus étendue avec une hauteur d'échelle¹ de 15 à 50 km, contrairement à 5 ou 8 km sur Terre. Ceci est dû à sa gravité plus faible. En moyenne, la nuit est plus chaude que la journée sur Titan à la surface. Il ne semble pas y avoir de lien entre la température à haute altitude et la latitude, ce qui rend compte d'un faible contrôle de ces températures par le flux solaire.

1. Élévation, par rapport à une position donnée dans l'atmosphère, nécessaire pour diminuer la pression d'un facteur e .

Les températures thermostatiques sont maximales lorsque Titan est dans la magnétosphère de Saturne et, inversement, lorsqu'il en est en dehors, elles sont minimales (Snowden et al., 2013).

Notons qu'il a été déterminé grâce à HASI, l'Instrument de Structure Atmosphérique de Huygens, que Titan possède à proximité de la surface deux couches limites. Une diurne allant de la surface jusqu'à 800m d'altitude en fonction de l'heure de la journée. Une seconde, saisonnière, allant jusque 2km d'altitude (Charnay and Lebonnois, 2012).

1.1.3.2 Composition chimique

L'atmosphère de Titan est largement dominée par le diazote N_2 (98% en moyenne), l'autre gaz dit "majeur" est le méthane CH_4 . A la surface, le rapport de mélange (Volume mixing ratio : VMR) du CH_4 varie entre 4 et 8%. Ce dernier est constant dans les quelques premiers kilomètres de l'atmosphère avant de diminuer étant donné la condensation du CH_4 à plus haute altitude où les températures sont plus froides, et d'atteindre une valeur entre 0.5 et 3.4% dans la stratosphère (Coustenis, 2007; Horst, 2017).

Avant la mission Cassini, Voyager avait déjà révélé une chimie complexe dans l'atmosphère de Titan par la présence de CH_4 , de dihydrogène (H_2), d'éthane (C_2H_6), d'acétylène (C_2H_2), de cyanure d'hydrogène (HCN), de dioxyde de carbone (CO_2) et d'autres composés azotés et d'hydrocarbures.

La présence de monoxyde de carbone (CO), de benzène (C_6H_6) et de vapeur d'eau (H_2O) a également été déterminée par des observatoires terrestres ainsi que des télescopes embarqués² à la toute fin du 20e siècle, grâce par exemple au Spectromètre à courte longueur d'onde de l'ISO (Infrared Space Observatory). Le seul gaz noble observé est l'argon sous sa forme ^{36}Ar et son isotope ^{40}Ar . L'hypothèse de l'accrétion du NH_3 comme la source d'azote sur Titan est confirmée par cette faible présence de gaz noble primordial dans l'atmosphère.

La mission Cassini-Huygens (décrite plus en détail à la section 1.2.1.1) a permis la mesure et la détection d'espèces en phase gazeuse et la caractérisation des particules en suspension (aérosol) de la troposphère à l'ionosphère.

Grâce à son spectromètre de masse (INMS), Cassini a notamment démontré la présence de différents gaz azotés, indiquant un rôle important de l'azote dans la chimie atmosphérique de Titan. Cependant, la gamme dynamique de masse détectable par l'INMS ne permet pas la caractérisation des molécules plus larges responsables de la formation des aérosols. Cette limite se lève lors de l'utilisation du CAPS (Cassini Plasma Spectrometer) ayant permis la détection d'ions très lourds mais ayant une résolution plus faible (Coates et al., 2007).

Le spectromètre infrarouge de Cassini (CIRS) a, quant à lui, permis de déterminer les profils verticaux des abondances moléculaires dans la stratosphère. Pour une majorité des gaz, particulièrement les hydrocarbures et les nitriles, on observe une augmentation du rapport de mélange avec l'altitude (figure 1.1.3). Ceci est expliqué par une source à haute

2. Télescopes en orbite autour de la Terre

TABLE 1.1 – Composition chimique de l’atmosphère de Titan. Tableau 2 de (Coustenis, 2007). Les valeurs correspondent à des moyennes des fractions molaires à certaines altitudes spécifiques, indiquées entre parenthèses.

Constituent	Mole Fraction (atm. altitude level)
Major	
Molecular nitrogen, N ₂	0.98
Methane, CH ₄	4.9 × 10 ⁻² (surface) 1.4–1.6 × 10 ⁻² (stratosphere)
Monodeuterated methane, CH ₃ D	6 × 10 ⁻⁶ (in CH ₃ D, in stratosphere.)
Argon, ³⁶ Ar	2.8 × 10 ⁻⁷
⁴⁰ Ar	4.3 × 10 ⁻⁵
Minor	
Hydrogen, H ₂	~0.0011
Ethane, C ₂ H ₆	1.5 × 10 ⁻⁵ (around 130 km)
Propane, C ₃ H ₈	5 × 10 ⁻⁷ (around 125 km)
Acetylene, C ₂ H ₂	4 × 10 ⁻⁶ (around 140 km)
Ethylene, C ₂ H ₄	1.5 × 10 ⁻⁷ (around 130 km)
Methylacetylene, CH ₃ C ₂ H	6.5 × 10 ⁻⁹ (around 110 km) ^a
Diacetylene, C ₄ H ₂	1.3 × 10 ⁻⁹ (around 110 km) ^a
Cyanogen, C ₂ N ₂	5.5 × 10 ⁻⁹ (around 120 km) ^a
Hydrogen cyanide, HCN	1.0 × 10 ⁻⁷ (around 120 km) ^a 5 × 10 ⁻⁷ (around 200 km) ^b 5 × 10 ⁻⁶ (around 500 km) ^b
Cyanoacetylene, HC ₃ N	1 × 10 ⁻⁹ (around 120 km) ^a 1 × 10 ⁻⁷ (around 500 km) ^b
Acetonitrile, CH ₃ CN	1 × 10 ⁻⁸ (around 200 km) ^c 1 × 10 ⁻⁷ (around 500 km)
Water, H ₂ O	8 × 10 ⁻⁹ (at 400 km) ^d
Carbon monoxide, CO	4 × 10 ⁻⁵ (uniform profile) ^e
Carbon dioxide, CO ₂	1.5 × 10 ⁻⁸ (around 120 km)

^a Increasing in the North.

^b From ground-based heterodyne microwave observations.

^c Only observed from the ground.

^d From ISO observations.

^e From Cassini and ground-based data.

altitude (production par photochimie) et un puit à basse altitude (condensation dans la basse stratosphère et la haute troposphère).

1.1.3.3 Dynamique des vents

L’atmosphère de Titan est soumise à deux types de vents : 1) les vents longitudinaux ou zonaux et 2) les vents latitudinaux ou méridionaux. Les vents zonaux ont une vitesse dépendante de l’altitude. Presque nulle à la surface, elle peut avoisiner les 200 m/s dans la

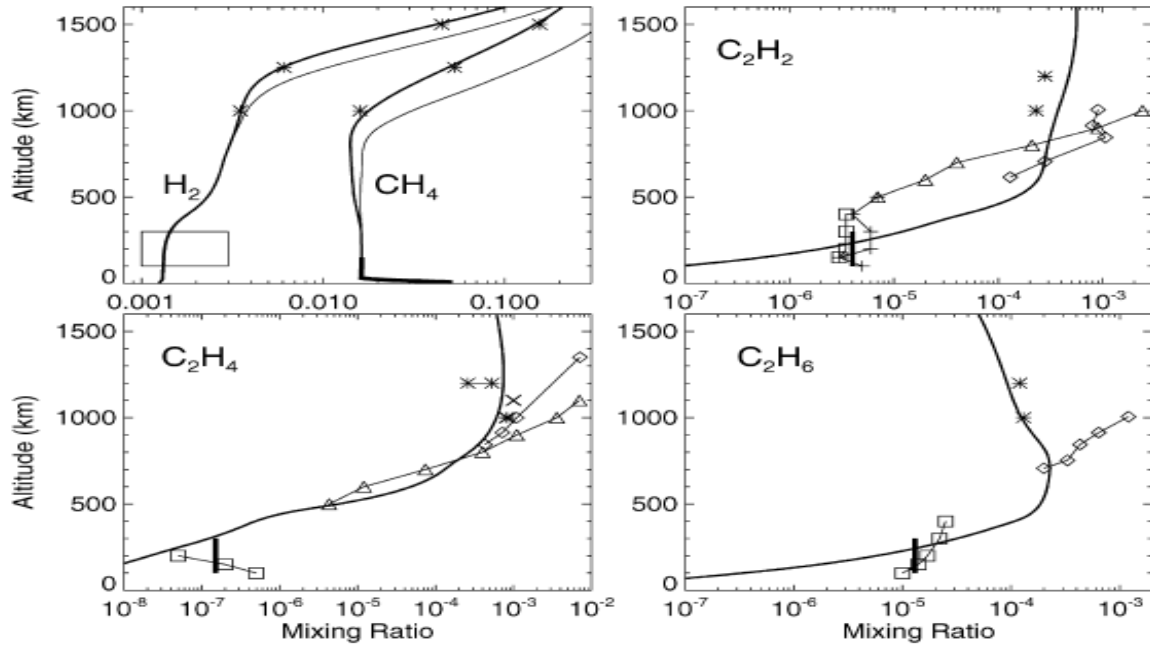


FIGURE 1.1.3 – Profils verticaux de différentes molécules dans l’atmosphère de Titan. Figure 7 de (Krasnopolsky, 2009)

stratosphère (super-rotation) avant de diminuer dans la haute stratosphère et la mésosphère. Les vents méridionaux sont beaucoup plus lents avec une vitesse toujours inférieure à 1 m/s en moyenne. Bien que difficiles à mesurer, les vents méridionaux influent grandement sur la distribution globale des particules et des espèces gazeuses sur Titan.

Des variations des vents méridionaux sont observées en fonction des saisons. Durant la majorité de l’année sur Titan, une cellule de type Hadley est présente et s’étend d’un pôle à l’autre.

Cette cellule est caractérisée par une ascension de l’air au pôle d’été et une subsidence de l’air au pôle d’hiver (figure 1.1.4). Le changement de sens de circulation de l’air, associé au passage de l’hiver à l’été et inversement, s’opère via un état transitoire. Il est caractérisé par la division de la cellule de Hadley en deux, ascendantes à l’équateur et descendantes aux pôles. Cette division, illustrée à la figure 1.1.5, se déroule aux équinoxes et dure quelques années. Les cellules correspondantes sont donc deux fois moins étendues que celles en été ou en hiver. Les distributions latitudinales des espèces présentes dans l’atmosphère de Titan sont grandement influencées par ces variations du système dynamique.

1.1.3.4 Cycles saisonniers des abondances et de la température

Composition

Voyager et Cassini ont montré de grandes variations de la composition (exprimés en VMRs : rapports de mélange) stratosphérique en fonction de la latitude.

Une augmentation des VMRs de différents hydrocarbures et nitriles présents dans l’atmosphère de Titan a notamment été observée dans la stratosphère du pôle en hiver (Coustenis

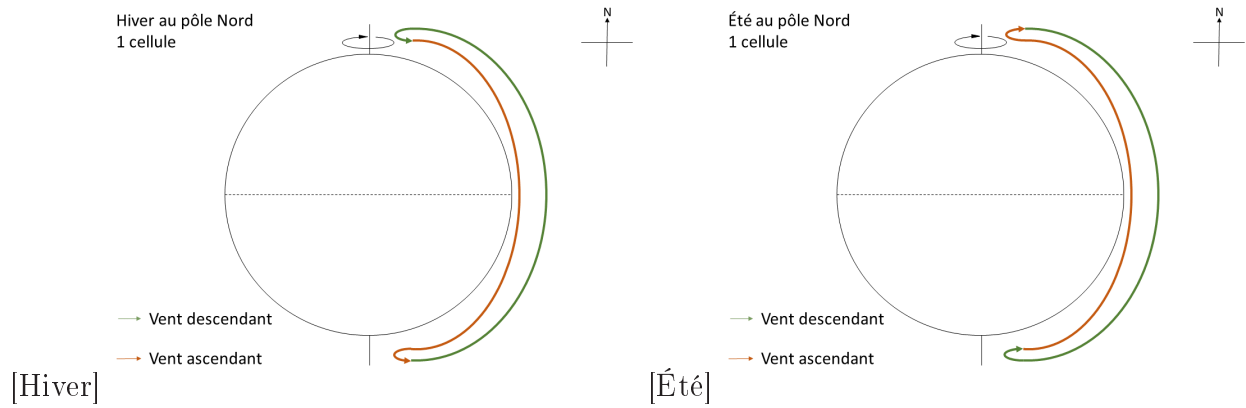


FIGURE 1.1.4 – Circulation dans l'atmosphère en été et en hiver.

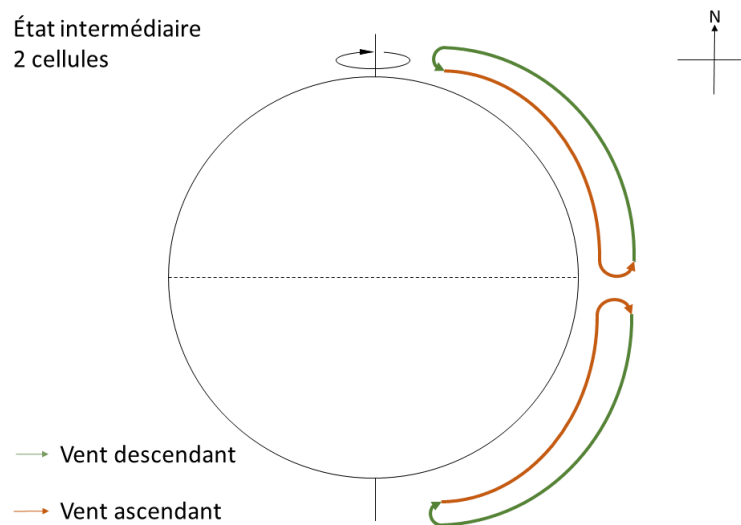


FIGURE 1.1.5 – Circulation dans l'atmosphère à l'automne et au printemps.

et al., 2016), ce qui s'explique par la circulation méridionale (section 1.1.3.3).

En effet, ces espèces sont produites par photochimie dans la haute atmosphère de Titan puis sont amenées vers les pôles par le transport méridional. La subsidence au pôle en hiver déplace l'air riche en composés de la haute atmosphère vers les altitudes plus basses. Elle contribue ainsi à l'enrichissement de ces composés dans la stratosphère au pôle hivernal.

Ce processus a été observé pour la première fois au pôle nord à l'arrivée de Cassini. Il a par la suite été observé au pôle sud à la fin de cette même mission (Coustenis et al., 2018). L'importance de cette variation latitudinale dans la concentration dépend du temps de vie de chaque espèce chimique. Les espèces ayant des temps de vie courts seront caractérisées par des gradients méridionaux plus prononcés que celles avec un temps de vie long. Ceci est directement lié à la définition de temps de vie qui est le temps moyen que reste une espèce dans l'atmosphère avant d'être dégradée et qui est inversement proportionnel aux puits (c'est-à-dire l'ensemble des processus contribuant à la disparition du composé). Par exemple, le dioxyde de carbone possède un temps de vie allant de plusieurs dizaines à plusieurs centaines d'années (Lara et al., 2014). Etant donné les puits faibles, il a une distribution spatiale et verticale homogène (de Kok et al., 2007) ; son abondance est cependant très faible

(Table 1.1).

Une molécule ayant un temps de vie court comme le cyanoéthyne (HC_3N) voit son abondance restreinte à une certaine région (pôles) et non pas l'entièreté de Titan (Teanby et al., 2006).

Température

La température varie également en fonction des saisons. La température de la stratosphère du pôle hivernal est, par endroit, inférieure de 25 K à la température à l'équateur. Cependant, au niveau de la stratopause³, elle peut lui être supérieure de 20 K et ceci peut être causé par la subsidence d'air au pôle nord (Newman et al., 2011). Cette augmentation de température peut également trouver sa source dans l'augmentation des aérosols au pôle combinée au fait que les hautes couches de l'atmosphère sont constamment illuminées par le soleil.

Les vents descendants disparaissent progressivement lors du passage à l'état transitoire, ce qui diminue la température des couches les plus élevées. Les couches inférieures de l'atmosphère voient, quant à elles, leur flux de photons augmenter. Les rapports de mélange vont diminuer pour arriver à leur minimum en été (Coustenis et al., 2016).

Comme décrit à la section 1.1.3.3, aux alentours des équinoxes, deux cellules de Hadley se développent et lient l'équateur aux pôles. La température stratosphérique à l'équateur diminue cette fois-ci par l'ascendance des vents et non pas leur subsidence comme décrit plus tôt (Vinatier et al., 2015).

1.1.4 Les composés oxygénés et la problématique de l'eau

1.1.4.1 Composés oxygénés

Ainsi qu'on peut le voir avec la table des compositions moyennes (Table 1.1), l'atmosphère de Titan est majoritairement dépourvue d'oxygène. Seuls trois composés oxygénés ont été observés dans l'atmosphère de Titan : le monoxyde de carbone (CO), le dioxyde de carbone (CO_2) et la vapeur d'eau (H_2O). Dès les premières études de Titan dans les années 1980, le CO et le CO_2 avaient été observés, que ce soit depuis un observatoire en orbite autour de la Terre pour le premier ou le vaisseau Voyager 1 pour le second. Les abondances stratosphériques du CO et du CO_2 ont été déterminées par de Kok et al. (2007), elles valent respectivement 47 ppm ($\times 10^{-6}$) et 15 ppb ($\times 10^{-9}$). La vapeur d'eau serait présente également en petite quantité, mais les mesures d'abondance faites jusqu'ici ne sont pas cohérentes les unes par rapport aux autres.

La question de sa variabilité spatiale et saisonnière a été relativement peu abordée et elle fait, dès lors, l'objet de ce travail de recherche.

3. Région frontalière entre la stratosphère et la mésosphère

1.1.4.2 Chimie des composés oxygénés

Les réactions photochimiques des composés oxygénés sont la pierre angulaire des modèles utilisés pour prédire les abondances de ces composés sur Titan. Au fur et à mesure des années, les modèles sont devenus plus sophistiqués et ont intégré un nombre croissant de réactions pour reproduire les abondances mesurées et leurs variabilités (Dobrijevic et al., 2014).

En plus des ajouts de réactions possibles dans les modèles, les chemins réactionnels ont été discutés et modifiés. C'est notamment le cas pour la réaction des deux radicaux $\text{OH} + \text{CH}_3$ qui, au début, était suspectée produire le CO , mais qui, en réalité, semble plutôt produire H_2O (Wong et al., 2002). A noter que dans cette section et toutes les suivantes, les radicaux sont écrits sous forme simplifiée, l'électron libre étant sous entendu. D'autres réactions, comme par exemple $\text{OH} + \text{CO} \longrightarrow \text{CO}_2 + \text{H}$ ou la photolyse d' H_2O en radical OH , ont permis de faire des liens entre les quantités de composés oxygénés observées et celles nécessaires à cette observation.

On note que pour rendre compte de la présence continue du CO_2 dans l'atmosphère de Titan, il faut une source de CO et une source d'oxygène. Ces sources peuvent être internes ou externes à Titan et ces différentes possibilités sont explorées dans différents modèles. La figure 1.1.6 en donne une vue schématique.

1.1.4.3 Problème lié à l'eau et à la détermination de sa source

Comme mentionné ci-dessus, la compréhension du budget de vapeur d'eau pose des problèmes sur Titan. Ceci est dû à sa quantification difficile (la concentration étant très faible) et au fait que sa source n'est pas certaine. Bien qu'observée, la vapeur d'eau est présente en très faible quantité et les valeurs obtenues varient de plusieurs ordres de grandeur en fonction des données analysées et des instruments utilisés pour le faire (Bauduin et al., 2018).

La première détection de la vapeur d'eau date de 1998, même si sa présence avait déjà été soupçonnée en 1983 lors de la détection du CO_2 . Coustenis et al. (1998) a déterminé que l'abondance de H_2O correspondait à un VMR de 0.4 ppb constant avec l'altitude.

Une deuxième tentative de restitution d'abondance d' H_2O a été entreprise en 2007 par de Kok et al. (2007) avec les nouvelles observations fournies par le spectromètre CIRS de la mission Cassini. Seule une limite de détection de 0.9 ppb a pu être tirée de leurs analyses, causée par un rapport signal sur bruit trop faible. En effet, de Kok et al. (2007) ont moyenné une centaine de spectres (maximum 248), ce qui n'est pas suffisant pour permettre la détection des raies de vapeur d'eau (ce que nous examinons dans le chapitre 2). La limite de détection déterminée par de Kok et al. (2007) place donc une limite supérieure à l'abondance de la vapeur d'eau.

Moreno et al. (2012) et Cottini et al. (2012) mesurent, pour la même année, des quantités d'eau via deux instruments, PACS et HIFI d'Herschel (téléscope spatial en orbite solaire) et CIRS de Cassini respectivement.

Les premiers déterminent un VMR augmentant avec l'altitude qui s'expliquerait, simi-

lairement aux hydrocarbures et nitriles, par une source d'oxygène dans la haute atmosphère et un puits dans la basse atmosphère (condensation). Le VMR mesuré est de 0.023 ppb à 12.1 mbar, ce qui est 20 fois inférieur aux premières observations.

Cottini et al. (2012), quant à eux, utilisent les spectres en visée nadir et limbe de CIRS (expliqué. Par rapport aux travaux initiaux de de Kok et al. (2007), Cottini et al. (2012) moyennent un beaucoup plus grand nombre de spectres (entre 1700 et 7000) et obtiennent un rapport signal sur bruit suffisant pour détecter les raies de vapeur d'eau. Ils obtiennent un VMR de 0.14 ppb à 10.7 mbar grâce aux mesures nadir et une augmentation de 0.13 à 0.45 ppb, dans la gamme de pression de 6 à 0.35 mbar, grâce aux mesures au limbe. Ils confirment l'augmentation verticale du VMR avec l'altitude, mais leurs valeurs diffèrent d'un facteur 4 avec celles observées par Moreno et al. (2012).

Etant donné le manque de cohérence dans les différentes estimations, le flux d'oxygène sous forme d'eau ou de radical hydroxyle (OH) n'a pas pu être déterminé et la source responsable de cette arrivée d'eau sur Titan n'est donc, à ce jour, toujours pas clairement établie.

Différentes sources possibles sont évoquées sur base des concentrations obtenues et des sources vérifiées pour les corps célestes avoisinants :

- l'ablation de micrométéorites dans l'atmosphère
- des sources locales (Satellites, anneaux)
- des impacts de comètes.

Bien que les impacts de comètes soient une source confirmée de monoxyde de carbone pour la majorité des géantes gazeuses et d'eau pour Jupiter (Lellouch et al., 2002), ce n'est pas le cas pour Titan. En effet, ces apports cométaires sont également riches en d'autres composés comme des gaz nobles pour lesquels Titan ne montre pas d'enrichissement. Pour ce qui est des sources locales, Encelade, un autre satellite de Saturne, est la plus probable. Sa surface contient de nombreux geysers, causés par du cryovolcanisme, qui émettent dans son orbite des composés oxygénés. La capture de ceux-ci par Titan est possible car leurs orbites se croisent.

La figure 1.1.6 illustre les différents scénarios possibles intégrés dans le modèle de Dobrijevic et al. (2014) (notons qu'il existe d'autres modèles que ceux présentés à cette figure).

Malgré l'intégration de ces différents scénarios, le modèle fait toujours face à des incohérences. Lorsque les flux sont contraints selon les mesures de Moreno et al. (2012), les quantités d'eau et de CO₂ ne peuvent être reproduites en même temps ; et lorsqu'ils sont déterminés selon les mesures de Cottini et al. (2012), les abondances d'eau et CO₂ concordent mais pas à toutes les altitudes.

Les différences entre les mesures de Moreno et al. (2012) et Cottini et al. (2012) sont donc en grande partie responsables de l'impossibilité de contraindre les flux d'oxygène dans l'atmosphère de Titan par les modèles. Ces différences sont difficiles à tracer étant donné que les mesures sont issues d'instruments différents et de méthodes spécifiques.

L'étude la plus récente de la vapeur d'eau stratosphérique de Titan a été faite par Bau-

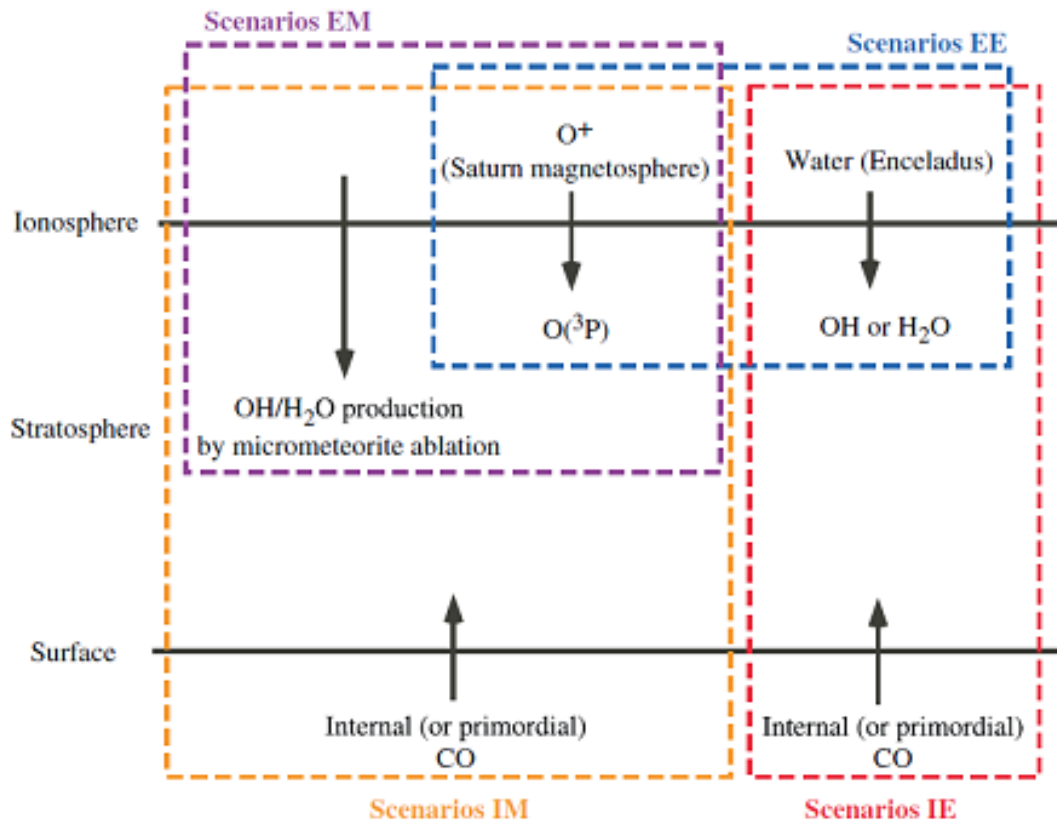


FIGURE 1.1.6 – Description des modèles décrivant les sources d’oxygène dans l’atmosphère de Titan. La première lettre (I ou E) correspond à la source interne ou externe de CO et la seconde (M ou E) correspond à la source d’oxygène, météoritique ou Encelade. Figure 2 de (Dobrijevic et al., 2014)

duin et al. (2018). Ces auteurs réanalysent les observations de Herschel (Moreno et al., 2012) et CIRS (Cottini et al., 2012) en utilisant une méthode commune et une estimation rigoureuse des erreurs. De plus, ils analysent un nouvel ensemble de mesures CIRS ; celles-ci correspondent à des observations du disque entier de Titan et sont prises entre 2013 et 2015. L’accord entre les observations est amélioré mais les différences restent non négligeables. De plus, le VMR de la vapeur d’eau mesuré à partir d’un des spectres du disque de Titan est significativement supérieur aux autres VMRs, et en particulier au VMR mesuré à partir d’Herschel (CIRS : 0.120-0.215 ppb à comparer avec Herschel : 0.054-0.150 ppb) et soulève donc de nouvelles questions.

Or le spectre CIRS est pris lorsque CIRS observe le pôle sud au début de l’hiver (lorsqu’il n’y a qu’une cellule de Hadley avec subsidence au pôle sud, voir section 1.1.3.4), tandis que la mesure Herschel observe l’équateur aux alentours de l’équinoxe (lorsqu’il y a deux cellules de Hadley avec ascension de l’air à l’équateur). Bauduin et al. (2018) proposent donc que la vapeur d’eau pourrait être sujette à des variations latitudinales induites par la circulation méridionale, comme c’est le cas pour les nitriles et les hydrocarbures.

1.1.4.4 Objectif du mémoire

Ce mémoire a, dès lors, pour but d'explorer la possibilité de variations latitudinales/saisonnnières de la vapeur d'eau dans la stratosphère de Titan. Nous cherchons à tester l'hypothèse que la présence de telles variations pourrait permettre d'expliquer les incohérences existant entre les précédentes mesures de vapeur d'eau (voir section 1.1.4.3).

Pour ce faire, nous allons utiliser les mesures nadir faites par le Spectromètre infrarouge (CIRS) de la mission Cassini-Huygens. L'observation et la quantification de variations latitudinales/saisonnnières de la vapeur d'eau permettraient aux modèles photochimiques d'apporter une contrainte supplémentaire dans les estimations des flux d'oxygène dans l'atmosphère de Titan. Ceci contribuerait donc à mieux établir quelle est la source la plus probable d'oxygène sur Titan.

1.2 Méthode et instruments

1.2.1 Mission Cassini et instruments

1.2.1.1 Mission Cassini

La mission Cassini-Huygens, communément appelée Cassini, est le fruit de la collaboration de la NASA (Administration spatiale et aéronautique nationale des Etats-Unis d'Amérique) et de l'ESA (Agence spatiale européenne). Motivé par les nouvelles questions qu'ont soulevées les missions Pioneer et Voyager, le conseil de recherche national des Etats-Unis d'Amérique COMPLEX (Committee on Planetary and Lunar Exploration) déclara en 1986 que l'étude des planètes géantes devrait être concentrée sur Saturne et son système.

Bien que la Mission Cassini ait grandement amélioré notre connaissance de Titan, ce n'était pas l'unique but de cette mission qui comprenait, plus largement, l'étude du système saturnien, c'est-à-dire la planète, ses anneaux, sa magnétosphère⁴ et ses satellites (Spilker, 2019).

La sonde spatiale comprend un orbiteur (Cassini) envoyé en orbite autour de Saturne et une sonde *in situ* (Huygens) envoyée sur Titan. Cassini est passé à proximité des satellites de Saturne, dont Titan. La sonde Huygens, quant à elle, avait pour but l'exploration de la surface de Titan et la détermination de ses spécificités. La sonde et l'orbiteur tirent leur nom de deux grands astronomes qui ont découvert les prémices de Saturne. L'astronome Hollandais, Christiaan Huygens a découvert Titan et a confirmé que les "poignées" de Saturne, découvertes par Galilée 50 ans plus tôt, constituaient en fait un anneau. Jean Dominique Cassini était, quant à lui, un astronome franco-italien, qui a déterminé que Saturne possédait non pas un mais plusieurs anneaux ; il a également découvert plusieurs autres satellites de cette planète.

4. Région entourant tout corps céleste dont les phénomènes physiques sont régis par son champ magnétique

La mission initialement prévue pour durer de 1997 à 2008 a été prolongée deux fois pour finalement terminer sa course dans l'atmosphère de Saturne en 2017. Le satellite et la sonde sont arrivés dans l'orbite de Saturne en 2004, soit 7 ans après leur décollage depuis la Terre, après deux passages auprès de Vénus, un auprès de la Terre et un dernier auprès de Jupiter. Le trajet suivi est illustré sur la figure 1.2.1. La sonde Huygens est entrée dans l'atmosphère de Titan à la fin de 2004. Elle a récolté des données pendant les quelques heures passées dans son atmosphère et les 72 minutes passées à sa surface. Après cela, Huygens a perdu contact avec la sonde Cassini et les informations n'ont plus pu être transmises à la Terre (Spilker, 2019).

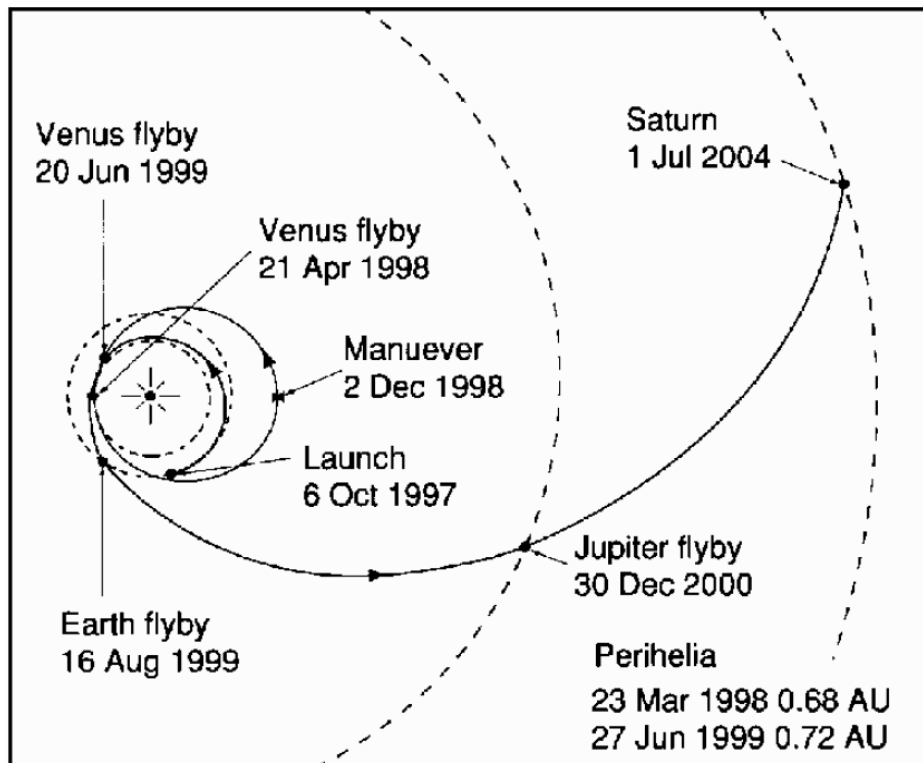


FIGURE 1.2.1 – Trajectoire empruntée par le vaisseau spatial Cassini-Huygens pour arriver jusqu'à Saturne. (Jaffe and Herrell, 1997)

Les 13 années d'exploration spatiale de Cassini (2004-2017) ont couvert la plus grande partie d'une demi-année de Saturne, de la fin de l'hiver au pôle nord jusqu'au début de son été. Ces années d'observation ont permis l'imagerie et la cartographie de ses anneaux, la découverte des caractéristiques de ses satellites comme les geysers d'Encelade ou encore le fait que Phoebe (autre satellite de Saturne) ait une origine extérieure au système solaire.

Les observations proviennent d'une variété d'instruments, 18 au total, qui étaient à bord du vaisseau. Certains récoltaient des mesures via de la télédétection, d'autres *in situ*. Plus précisément, 12 instruments étaient dans l'orbiteur Cassini et les 6 autres dans la sonde Huygens. Les 12 instruments à bord de Cassini peuvent être répartis en deux groupes de 6 instruments. Le premier pour la télédétection de l'atmosphère et de la surface et l'autre pour l'étude des champs, des ondes et des particules (tableau 1.2). Les 6 instruments à bord de la sonde Huygens, repris dans le tableau 1.3, ont fourni les mesures *in situ* de Titan, et plus spécifiquement de son atmosphère lors de sa descente et de sa surface lors des 72

TABLE 1.2 – Instruments à bord de l’orbiteur Cassini. (Jaffe and Herrell, 1997)

Type de mesure	Instruments
Téledétection	Imaging Science Subsystem (ISS) Visible and Infrared Mapping Spectrometer (VIMS) Composite Infrared Spectrometer (CIRS) Ultraviolet Imaging SPectrograph (UVIS) Cassini Radar (RADAR) Radio Science Intrument (RS)
Champs, Ondes et Particules	Dual Technique Magnetometer (MAG) Radio and Plasma Wave Science (RPWS) Cassini Plasma Spectrometer (CAPS) Cosmic Dust Analyzer (CDA) Ion and Neutral Mass Spectrometer (INMS) Magnetospheric Imaging Instrument (MIMI)

minutes de contact.

TABLE 1.3 – Instruments à bord de la sonde Huygens. (Jaffe and Herrell, 1997)

Aerosol Collector Pyrolyzer (ACP)
Descent Imager/Spectral Radiometer (DISR)
Doppler Wind Experiment (DWE)
Gas Chromatograph/Mass Spectrometer (GCMS)
Huygens Atmospheric Structure Instrument (HASI)
Surface Science Package (SSP)

1.2.1.2 Instrument CIRS

L’instrument CIRS est celui qui nous occupe pour ce travail. C’est un spectromètre à transformée de Fourier qui mesure les radiations dans l’infrarouge moyen et lointain. Divisée en 3 plans focaux (FP1, FP3 et FP4), la gamme d’infrarouges analysée s’étend de 10 à 1400 cm^{-1} (7.16 à 1000 μm) avec une résolution apodisée modifiable entre 0.5 et 15.5 cm^{-1} (voir tableau 1.4).

TABLE 1.4 – Plans focaux du CIRS

Plan focal	Infrarouge étudié	Gamme d’étude $\mu\text{m} / \text{cm}^{-1}$
Plan focal 1 (FP1)	Infrarouge lointain	16.67-1000 / 10-600
Plan focal 3 (FP3)	Infrarouge moyen	9.09-16.67 / 600-1100
Plan focal 4 (FP4)	Infrarouge moyen	7.16-9.09 / 1100-1400

L’infrarouge lointain est mesuré par un interféromètre par polarisation ayant un plan focal (FP1) et un champ de vue (Field of View FOV) de 3.9 mrad. Les FP3 et 4, représentés

par des tableaux colinéaires de 10 pixels chacun, sont les plans focaux de l'infrarouge moyen (600-1100 cm^{-1} pour le FP3 et 1100-1400 cm^{-1} pour le FP4) qui est mesuré grâce à un interféromètre de Michelson ; chaque pixel de ces tableaux correspond à un champ de vue de $0.27 \times 0.27 \text{ mrad}$, illustré à la figure 1.2.2 (Flasar et al., 2004).

Un exemple de spectre sur toute la gamme spectrale couverte est donné dans la figure 1.2.2a et des agrandissements pour les FP1 et FP3 dans la figure 1.2.2b et c. Ces spectres sont respectivement donnés en température de brillance et en radiance. Nous y observons des signatures spectrales de différentes molécules azotées et carbonées. La température de brillance d'un objet correspond à la température du corps noir qui émet la même intensité de rayonnement que celle émise par l'objet à un certain nombre d'onde ; la radiance, quant à elle, représente la puissance par unité de surface d'un rayonnement émis par un point de cette surface dans une direction donnée par unité d'angle solide. Elles représentent toutes les deux une mesure d'intensité de rayonnement.

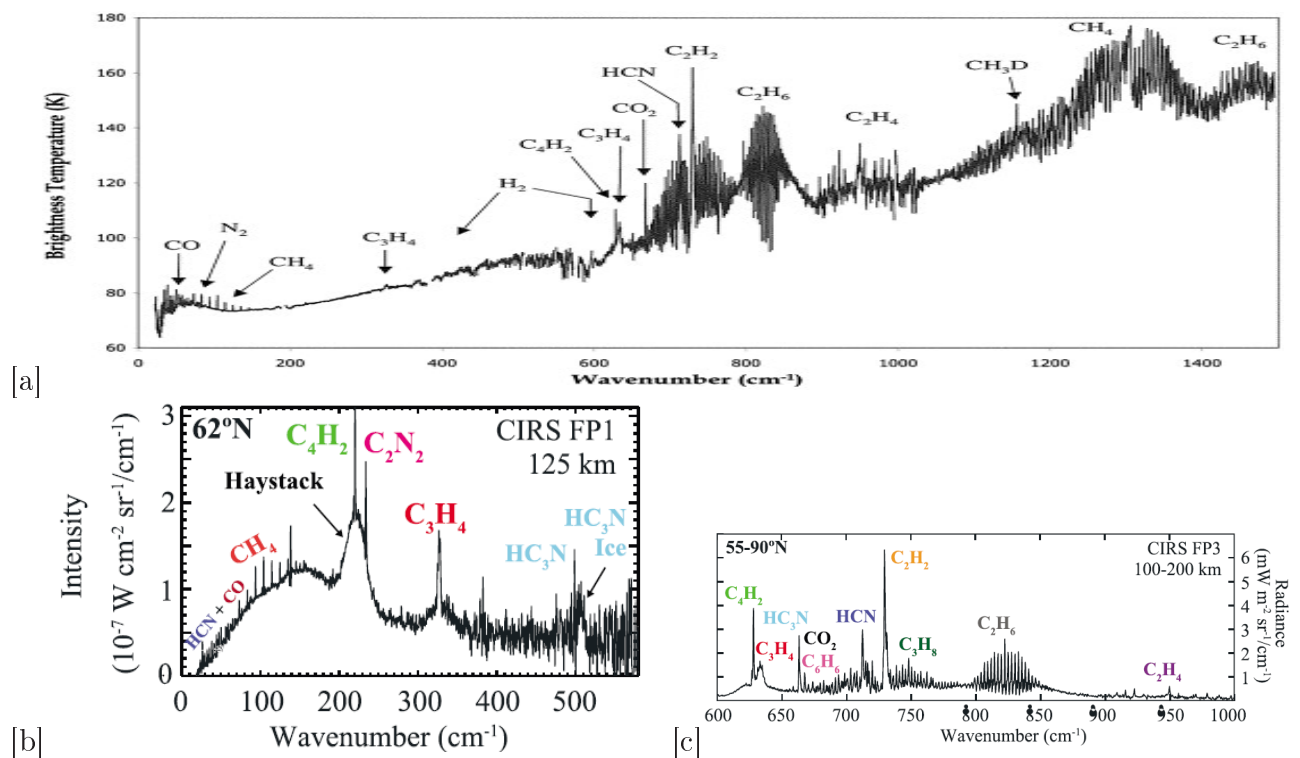


FIGURE 1.2.2 – Spectres et attribution des pics des différents plans focaux obtenus par le CIRS. a) Spectre total (FP1,3 et 4). Figure 1 de (Coustenis et al., 2007), b) Spectre du FP1, c) Spectre du FP3. (b et c Figure 2 de (Horst, 2017))

Les différents FOVs (champs de vue) discutés ci-dessus sont illustrés sur la figure 1.2.2. Notons que chaque FOV mesure un spectre. Afin de correctement géolocaliser les FOV sur Titan et obtenir les caractéristiques d'observation associées (angle de mesure,...), les FOVs sont subdivisés en 9 points, appelés Q-points. Ceux-ci sont illustrés sur la figure 1.2.3. Nous utiliserons ces Q-points pour la sélection des observations utilisées pour le calcul des spectres moyens (Chapitre 2).

Ce mémoire exploite les mesures récoltées par CIRS dans une visée nadir (le spectromètre pointe verticalement vers le bas et récolte la radiation ascendante venant de Titan) et

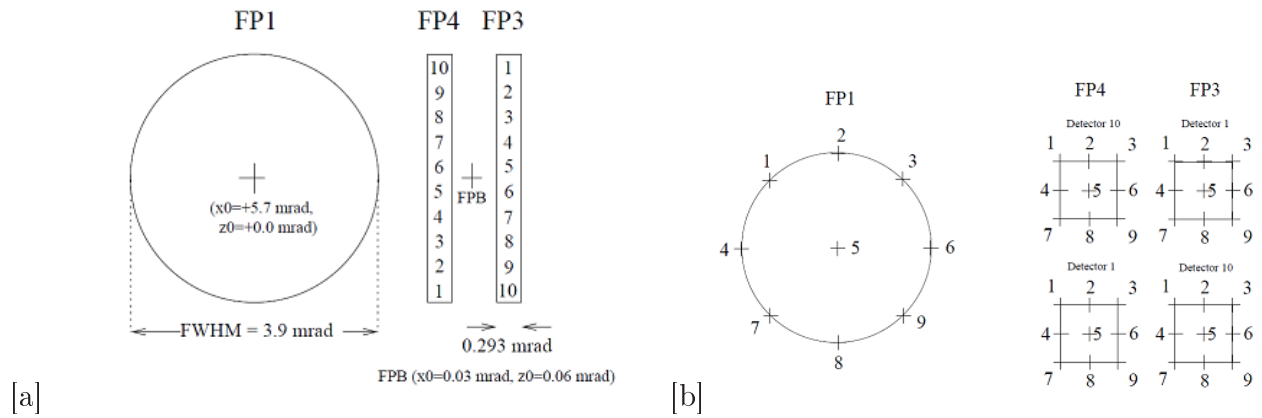


FIGURE 1.2.3 – Champ de vue et prise de mesure de chacun des plan focaux du CIRS.

uniquement dans le plan focal FP1, où certaines raies rotationnelles de la vapeur d'eau ont été détectées. Elles sont le plus intense entre 150 et 260 cm^{-1} . Notons qu'en raison de leur faible intensité, elles n'apparaissent pas dans la figure 1.2.2b.

1.2.2 Transfert radiatif

Comme nous l'avons indiqué dans l'introduction, les instruments à bord de Cassini-Huygens ont obtenu des mesures indirectes - par télédétection - ou *in situ* de Titan. Les mesures *in situ* consistaient en une analyse d'un échantillon par chromatographie en phase gazeuse ou par spectrométrie de masse. Les instruments de télédétection se basent sur l'interaction entre un rayonnement électromagnétique et la matière.

L'instrument CIRS mesure le rayonnement infrarouge émis par la surface et l'atmosphère, qui se propage progressivement dans l'atmosphère vers le haut. C'est l'interaction entre le rayonnement, les gaz et particules qui compose l'atmosphère et qui donne lieu aux spectres tels que représentés à la figure 1.2.2. Une bonne représentation du transfert radiatif est nécessaire à leur interprétation sur le plan qualitatif (identification des structures spectrales), mais surtout quantitatif (résolution des concentrations).

1.2.2.1 Généralités

Les interactions entre la matière et le rayonnement résultent en l'absorption, l'émission ou encore la diffusion de ce rayonnement, modifiant ainsi ses propriétés spectrales initiales. Ces changements sont détectés par des instruments adaptés (spectromètres, interféromètres, ...) à bord des satellites.

La région spectrale utilisée, comprise généralement entre l'ultraviolet et le microonde, dépend des paramètres atmosphériques ciblés.

La position de l'orbiteur par rapport à son point d'observation et son orbite autour du corps céleste vont également moduler ses capacités d'observation. Selon la position de l'orbiteur (figure 1.2.4), CIRS a obtenu des mesures selon deux modes de visée : 1) l'observation au limbe et 2) l'observation au nadir. Le premier mode de visée correspond au pointage de l'instrument au limbe (observation selon une incidence rasante) de l'atmosphère à diffé-

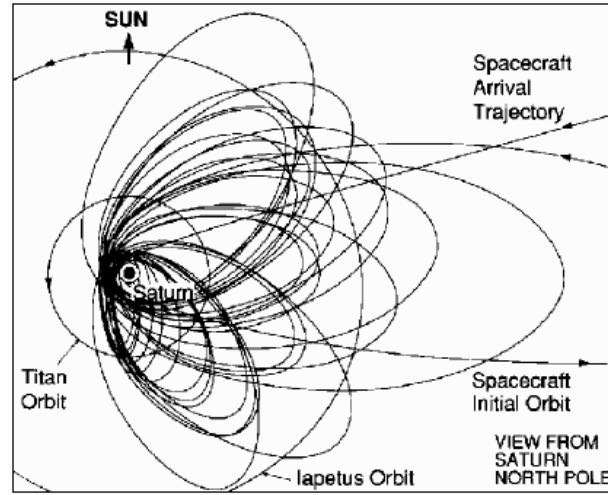


FIGURE 1.2.4 – Orbites préliminaires non exhaustives des orbites de Cassini autour de Saturne. Figure 4 de (Jaffe and Herrell, 1997)

rentes altitudes tangentielles. Le mode de visée au nadir - qui nous occupe dans ce travail - correspond au pointage de l'instrument vers le bas, directement au-dessus de l'endroit que l'on analyse. Cette géométrie d'observation au nadir résulte donc d'une façon générale de l'interaction entre les rayonnements solaire et thermique réfléchis et émis par la surface et chaque couche atmosphérique.

1.2.2.2 Formulation de l'équation de transfert

Le transfert radiatif exprime mathématiquement la propagation d'un rayonnement électromagnétique dans un milieu. Dans le cas des études d'atmosphère, le transfert radiatif décrit la manière dont le rayonnement traverse l'atmosphère en prenant en compte son altération par l'absorption, l'émission et la diffusion. Il est modélisé par l'équation suivante :

$$I(\tilde{\nu}, \theta, z) = I(\tilde{\nu}, \theta, 0)t(\tilde{\nu}, \theta, 0, z) + \int_0^z B(\tilde{\nu}, T(z')) \frac{d}{dz'} t(\tilde{\nu}, \theta, z', z) dz' [W cm^{-2} sr^{-1} cm]. \quad (1.2.1)$$

Où

- $I(\tilde{\nu}, \theta, z)$ est la radiance au nombre d'onde $\tilde{\nu}$ mesurée à l'altitude z (ici l'altitude de l'orbiteur),
- $I(\tilde{\nu}, \theta, 0)$ est la radiance monochromatique mesurée à la source (au départ du chemin),
- $t(\tilde{\nu}, \theta, z', z)$ est la transmittance du milieu de l'altitude z' à l'altitude z , et
- $B(\tilde{\nu}, T(z'))$ est la fonction de Planck à une température $T(z')$.

θ étant l'angle zénithal au sol, c'est-à-dire l'angle entre la verticale et le chemin optique du sol au satellite (figure 1.2.5). Ces variables sont définies ci-dessous.

L'équation(1.2.1) exprime que la radiance mesurée à l'orbiteur $I(\tilde{\nu}, \theta, z)$ est la somme de deux termes qui représentent respectivement et de gauche à droite : l'atténuation du rayonnement initial par toute la colonne atmosphérique et l'atténuation du rayonnement de chaque

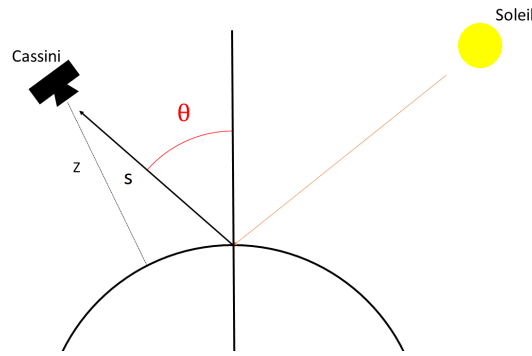


FIGURE 1.2.5 – Représentation schématique des paramètres géométriques pour l'équation du transfert radiatif.

point le long du trajet par l'atmosphère située au dessus.

Résoudre l'équation du transfert radiatif permet donc de calculer un spectre sur base de la connaissance des propriétés de la surface et de l'atmosphère (température et composition).

Les différentes étapes sont :

— **"Ray tracing"**

Le tracé du chemin optique (ray tracing) correspond au calcul du chemin parcouru par le rayonnement dans l'atmosphère. Le trajet parcouru s dépend de l'altitude z , à laquelle se trouve le sondeur, et de l'angle zénithal θ .

— **Fonction de Planck $B(\tilde{\nu}, T)$**

La fonction de Planck décrit l'intensité qu'aurait le rayonnement d'un corps noir à une certaine température. Dans notre cas, cette fonction est exprimée en nombre d'onde et son expression est

$$B(\tilde{\nu}, T) = \frac{2hc^2\tilde{\nu}^3}{\exp\left(\frac{hc\tilde{\nu}}{k_B T}\right) - 1} [Js^{-1}m^{-2}sr^{-1}m], \quad (1.2.2)$$

avec h la constante de Planck, c la vitesse de la lumière, $\tilde{\nu}$ le nombre d'onde, k_B la constante de Boltzmann et T la température.

Exprimée de cette manière, elle représente une radiance monochromatique, c'est-à-dire une énergie par unité de temps, de surface, d'angle solide et de nombre d'onde. On se permet d'utiliser la fonction de Planck pour exprimer le rayonnement de l'atmosphère (comme de la surface) car nous avons fait l'approximation d'un milieu non-diffusif dont seule l'émission thermique est prise en compte.

— **Transmittance $t(\tilde{\nu}, \theta, z', z)$**

La transmittance d'un milieu, situé entre les altitudes z' et z , correspond au rapport entre l'intensité du rayonnement (ici en radiance) à z et z' . Elle dépend de la capacité des composés de ce milieu à atténuer le rayonnement de nombre d'onde $\tilde{\nu}$ et leur concentration. Cette variable dépend donc de la section efficace d'absorption des espèces chimiques présentes dans la couche d'atmosphère définie par z' et z dans l'équation suivante :

$$t(\tilde{\nu}, \theta, z', z) = \exp \left(- \int_{z'}^z \sigma_j(\tilde{\nu}, z'') \rho_j(z'') \frac{\partial s(\theta, z'')}{\partial z''} dz'' \right). \quad (1.2.3)$$

On retrouve :

- $\sigma_j(\tilde{\nu}, z'')$ la section efficace d'absorption ($\text{cm}^2/\text{molécules}$) de l'espèce j pour le nombre d'onde $\tilde{\nu}$ à l'altitude z'' ,
 - ρ_j la densité moléculaire de l'espèce j (en molécule/ cm^3) à l'altitude z'' , et
 - $s(\theta, z'')$ le chemin parcouru par le rayonnement suivant le "ray tracing".
- **Radiance initiale** $I(\tilde{\nu}, \theta, 0)$

Dans le cas d'une visée nadir, le départ du chemin optique est la surface. Ainsi $I(\tilde{\nu}, \theta, 0)$ est la radiance à la surface qui dépend de l'émissivité et la réflectivité de cette surface ainsi que de sa température selon :

$$I(\tilde{\nu}, \theta, 0) = \epsilon(\tilde{\nu})B(\tilde{\nu}, T_S) + (1 - \epsilon(\tilde{\nu})I_{atm}^\downarrow(\tilde{\nu}) + r(\tilde{\nu}, \theta)I_{sun}^\downarrow, [Wcm^{-2}sr^{-1}cm]. \quad (1.2.4)$$

où

- $\epsilon(\tilde{\nu})$ est l'émissivité de la surface au nombre d'onde $\tilde{\nu}$,
- T_S est la température au sol,
- $I_{atm}^\downarrow(\tilde{\nu})$ est la radiance moyenne émise par l'atmosphère dirigée vers la surface,
- $r(\tilde{\nu}, \theta)$ est la réflectivité effective de la surface, et
- I_{sun}^\downarrow est la radiance émise par le Soleil atteignant la surface.

La radiance source dépend donc de 3 termes :

- 1) l'émission du corps noir corrigé par l'émissivité de la surface,
- 2) le rayonnement émis par l'atmosphère réfléchi par la surface, et
- 3) le rayonnement solaire réfléchi par la surface en direction de l'orbiteur.

Dans l'infrarouge, la radiance est principalement gouvernée par l'émission thermique de la surface, le terme de réflexion solaire étant négligeable.

1.2.3 Méthodes inverses

La résolution de l'équation du transfert radiatif nécessite une certaine connaissance de l'état de l'atmosphère, qui ne correspond pas à celle des spectres enregistrés par l'instrument à un endroit et à un moment donnés. La détermination de l'état actuel (celui correspondant à la mesure) à partir d'une connaissance a priori est au coeur du processus inverse. Comme plusieurs solutions sont souvent possibles, on a recours à des méthodes inverses contraintes.

La méthode d'inversion utilisée dans ce mémoire est la méthode de l'Estimation Optimale (Rodgers, 2000) et est résumée ci-après. Elle démarre de la généralisation de l'équation du transfert radiatif selon :

$$\mathbf{y} = \mathbf{F}(\mathbf{x}, \mathbf{b}) + \boldsymbol{\eta}. \quad (1.2.5)$$

Où \mathbf{y} est le vecteur de mesure de l'instrument comprenant les radiances mesurées à chaque nombre d'onde ν , \mathbf{x} est le vecteur d'état contenant les paramètres recherchés (température,

concentrations moléculaires, ...), \mathbf{b} est le vecteur reprenant tous les autres paramètres fixés pouvant faire varier la mesure (température, pression, paramètres instrumentaux,...), $\boldsymbol{\eta}$ est le bruit de la mesure et finalement \mathbf{F} est le modèle du transfert radiatif qui lie l'état de l'atmosphère et les mesures.

Dans notre cas, nous cherchons à restituer les températures - qui modifient l'allure du spectre - à partir de profil de gaz connus.

Dans l'Estimation Optimale, le principe de l'inversion est de trouver un vecteur d'état $\hat{\mathbf{x}}$, approximation du véritable vecteur d'état \mathbf{x} , qui est le plus cohérent possible avec les mesures réalisées \mathbf{y} et avec la connaissance *a priori* que l'on a sur l'atmosphère (informations déterminées au préalable). Il faut donc définir un vecteur d'état *a priori* \mathbf{x}_a , qui représente les connaissances hypothétiques (idéalement réalistes) des profils verticaux des concentrations moléculaires, et sa matrice de covariance \mathbf{S}_a , qui représente la variabilité de ces concentrations.

Dans le cas d'un problème linéaire, le vecteur $\hat{\mathbf{x}}$, solution de l'Estimation Optimale, est donné par l'équation :

$$\hat{\mathbf{x}} = \mathbf{x}_a + (\mathbf{K}^T \mathbf{S}_\eta^{-1} \mathbf{K} + \mathbf{S}_a^{-1})^{-1} \mathbf{K}^T \mathbf{S}_\eta^{-1} (\mathbf{y} - \mathbf{K} \mathbf{x}_a) \quad (1.2.6)$$

Où \mathbf{K} est la matrice des Jacobiens du modèle \mathbf{F} , dont les lignes sont les dérivées du spectre par les variables ajustées ($\partial \mathbf{y} / \partial \hat{\mathbf{x}}$), et où \mathbf{S}_η est la matrice de covariance des erreurs de mesure qui correspond essentiellement au bruit instrumental.

Le cas qui nous occupe est partiellement non linéaire. L'équation 1.2.6 est donc répétée jusqu'à atteindre une convergence suffisante. Pour l'itération i , nous avons :

$$\mathbf{x}_{i+1} = \mathbf{x}_a + (\mathbf{K}_i^T \mathbf{S}_\eta^{-1} \mathbf{K}_i + \mathbf{S}_a^{-1})^{-1} \mathbf{K}_i^T \mathbf{S}_\eta^{-1} [\mathbf{y} - \mathbf{F}(\mathbf{x}_i) + \mathbf{K}(\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_a)] \quad (1.2.7)$$

Nous atteignons alors un spectre "ajusté" lorsque la convergence des radiances et donc de $\mathbf{y} - \mathbf{F}(\mathbf{x}_{i+1})$ est atteinte. Le vecteur $\hat{\mathbf{x}}$ est connu et sa matrice de covariance $\hat{\mathbf{S}}$, qui représente l'erreur statistique associée à $\hat{\mathbf{x}}$, est calculée selon :

$$\hat{\mathbf{S}} = (\mathbf{K}^T \mathbf{S}_\eta^{-1} \mathbf{K} + \mathbf{S}_a^{-1})^{-1}. \quad (1.2.8)$$

1.2.4 NEMESIS

L'analyse que nous proposons dans ce travail des spectres CIRS repose sur l'utilisation de programme NEMESIS (Non-Linear Optimal **E**stimation for **M**ultivariate **S**pectral analysis) développé à l'Université d'Oxford (Irwin et al., 2008). NEMESIS comprend un modèle direct qui permet de résoudre l'équation du transfert radiatif 1.2.1, soit selon une procédure raie-à-raie (à chaque $\tilde{\nu}$ mesuré), soit selon une approche k-corrélée plus rapide mais que nous ne décrivons pas ici (Lacis and Oinas, 1991). Rappelons que nous considérons une atmosphère non diffuse malgré la présence d'aérosols (notons que seule la diffusion est négligée, l'absorption par les aérosols est prise en compte).

Les paramètres utiles à la résolution de l'équation de transfert sont issus de différentes sources :

- les sections efficaces $\sigma_j(\tilde{\nu}, z'')$ pour les différentes espèces proviennent en majorité de la base de données spectroscopiques HITRAN2004 (Rothman et al., 2005). Notons que certains paramètres spectroscopiques ont été modifiés en tenant compte de mesures en laboratoire plus récentes. C'est le cas, notamment, pour l'intensité des raies rotationnelles de CH_4 (Wishnow et al., 2007),
- les profils de température $T(z)$ et de densité moléculaire $\rho_j(z'')$. Les profils de température ont été restitués (détails donnés dans le chapitre 3). Les densités moléculaires proviennent de Bauduin et al. (2018),
- L'émissivité de la surface $\epsilon(\tilde{\nu})$ est considérée égale à 1 et la température de surface (T_S) est égale à 93.6 K (Fulchignoni et al., 2005). Notons que dans la gamme spectrale dans laquelle nous travaillons, la surface de Titan n'est pas observable (basse troposphère opaque).

Pour résoudre l'équation, l'atmosphère de Titan est divisée en couches 99 allant de la surface jusqu'à 785 km d'altitude.

Le programme NEMESIS permet ensuite l'ajustement du spectre observé en modifiant itérativement certains paramètres dans la philosophie de l'Estimation Optimale. Pour notre travail, ce sont les profils de température associés aux spectres CIRS moyennés qui ont dû être restitués (nous verrons en effet qu'ils modulent significativement les intensités des raies de la vapeur d'eau).

Pour les obtenir nous considérons les profils moléculaires et en particulier celui du CH_4 comme fixes. Une variabilité faible de 1% est autorisée autour de chaque température $T(z)$ et une corrélation entre les niveaux de température est introduite (via les éléments non-diagonaux de la matrice S_a) en utilisant une diminution exponentielle calculée à partir des éléments diagonaux (Rodgers, 2000). Plus de détails seront donnés dans le chapitre 3.

OBSERVATIONS FP1 DE CIRS ET MOYENNAGE DES SPECTRES

2.1 Observations FP1

Lors d'un passage de Cassini aux abords de Titan, une série d'observations est réalisée selon une certaine séquence temporelle (voir figure 2.1.1). Cette séquence est définie par rapport à la distance la plus proche (closest approach, CA) à laquelle Cassini survole Titan, qui délimite la fin de la séquence d'observations. Ainsi, comme illustré sur la figure 2.1.1, la séquence d'observations démarre au plus loin de Titan entre 40h et 24h avant d'atteindre la CA.

Toujours d'après la figure 2.1.1, les premières mesures enregistrées par le FP1 correspondent à des observations intégrées du disque en visée nadir. Elles sont faites entre 8 et 13 heures avant d'atteindre la CA et mesurent, dans l'infrarouge lointain (table 2.1), les raies de rotation en émission du CH_4 , HCN, CO et H_2O dans la stratosphère à une résolution spectrale de 0.5 cm^{-1} . Les mesures FP1 suivantes correspondent à une cartographie en visée nadir des températures troposphériques et de la tropopause, des quantités d'aérosols et du CH_4 troposphérique. Ces mesures sont possibles grâce à la taille plus réduite des pixels ; elles sont cependant réalisées à une résolution spectrale de 15.5 cm^{-1} . Finalement, les mesures faites le plus proche de la CA (entre 30 minutes et 2 heures), sont les intégrations et les scans (de la température, des aérosols et des nuages) selon une visée au limbe (Flasar et al., 2004). L'ensemble des mesures FP1 décrites ci-dessus sont reprises dans le tableau 2.1.

D'après le tableau 2.1, les observations, qui sont susceptibles de révéler les raies de vapeur d'eau, sont celles possédant la meilleure résolution spectrale et elles correspondent donc à des mesures d'intégration au nadir et au limbe. Dans ce travail, nous nous sommes focalisés sur les mesures nadir. De plus, nous nous sommes concentrés sur la première partie de la mission Cassini, c'est-à-dire les années 2004 à 2008. Notons que ces années correspondent à l'hiver au pôle nord et se caractérisent, comme nous l'avons vu, par une cellule de Hadley

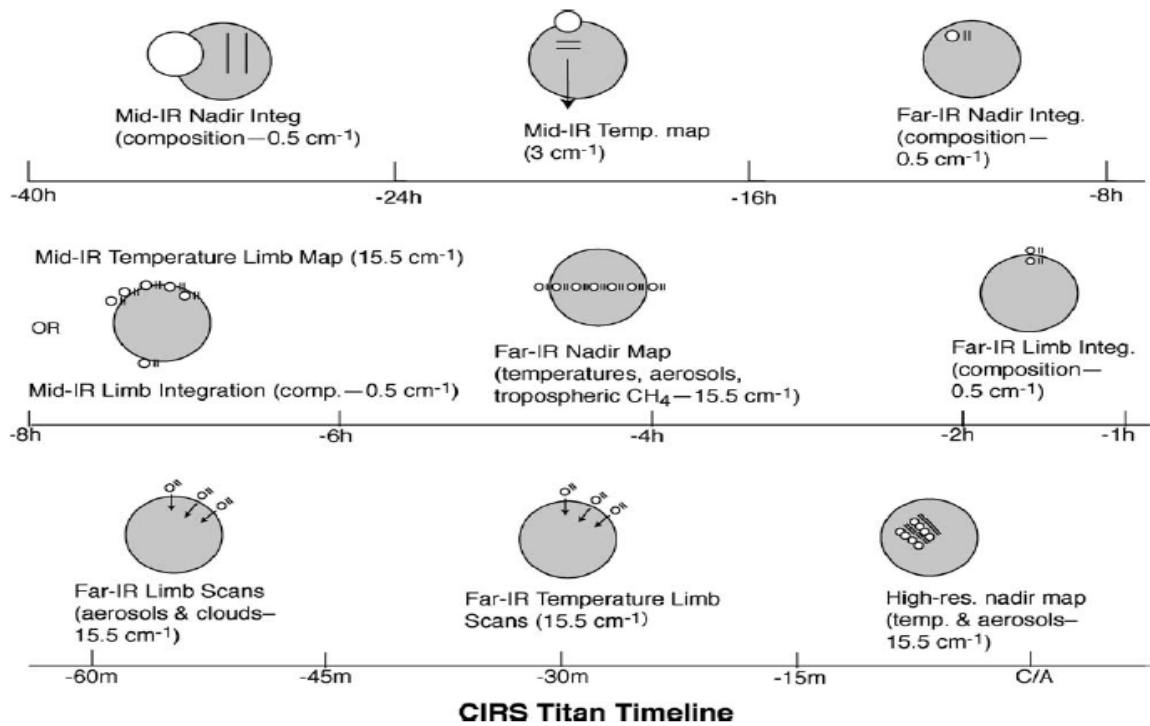


FIGURE 2.1.1 – Observations de CIRS lors d’un passage à proximité de Titan. Le cercle blanc et les barres parallèles correspondent aux FOV des plans focaux FP1, FP3 et FP4 (figure 1.2.3). Figure 31 de (Flasar et al., 2004)

TABLE 2.1 – Différents types d’observations faits par le FP1 de CIRS à l’approche de Titan

Limbe/Nadir	Type d’observation - Résolution	Temps avant CA
Nadir	Intégration (composition chimique) - 0.5 cm^{-1}	8-13h
	Cartographie (température, aérosol, CH_4) - 15.5 cm^{-1}	3h
Limbe	Intégration (composition chimique) - 0.5 cm^{-1}	1-2h
	Scans (aérosols et nuages) - 15.5 cm^{-1}	1h
	Scans (température) - 15.5 cm^{-1}	30m

avec subsidence au pôle nord (voir Chapitre 1). Nous concentrer sur ces années nous permettra notamment de tester l’hypothèse selon laquelle, sous l’influence de cette circulation méridionale, une augmentation des abondances stratosphériques de la vapeur d’eau existe au pôle nord.

Étant donné la faible abondance d’eau, ses raies sont difficilement détectables dans les spectres FP1. Elles sont en effet caractérisées par un faible rapport signal sur bruit (SNR) et émergent très peu du continuum. Une façon pour augmenter le SNR au niveau des raies est de moyenner un grand nombre de spectres, car ceci permet, en effet, de réduire le bruit de mesures (figure 2.1.2). La diminution est proportionnelle à la racine carrée du nombre des spectres moyennés ($D_{moy} \sim \frac{D_{ind}}{\sqrt{N}}$ où D_{moy} est le bruit d’un spectre moyen, D_{ind} le bruit d’un spectre individuel et N le nombre de spectres moyennés).

La diminution du bruit de mesure par moyenne de spectres est illustré à la figure 2.1.2 pour les raies de CH_4 . Un spectre individuel est indiqué en orange et un spectre moyenné

(170 spectres pris en compte) est indiqué en bleu. La figure 2.1.2a montre ces spectres pour la gamme 0-300 cm^{-1} et la b montre les spectres sur une plus petite région (85-135 cm^{-1}). La réduction du bruit apparaît très clairement sur ces deux figures et le SNR au niveau des raies de CH_4 augmente en conséquence.

Dans ce travail, nous avons tenté d'augmenter le SNR des spectres FP1 en utilisant deux types de moyennage : 1) le moyennage par séquence d'observation et 2) le moyennage par bande de latitude. Ces deux approches sont décrites dans les sections suivantes.

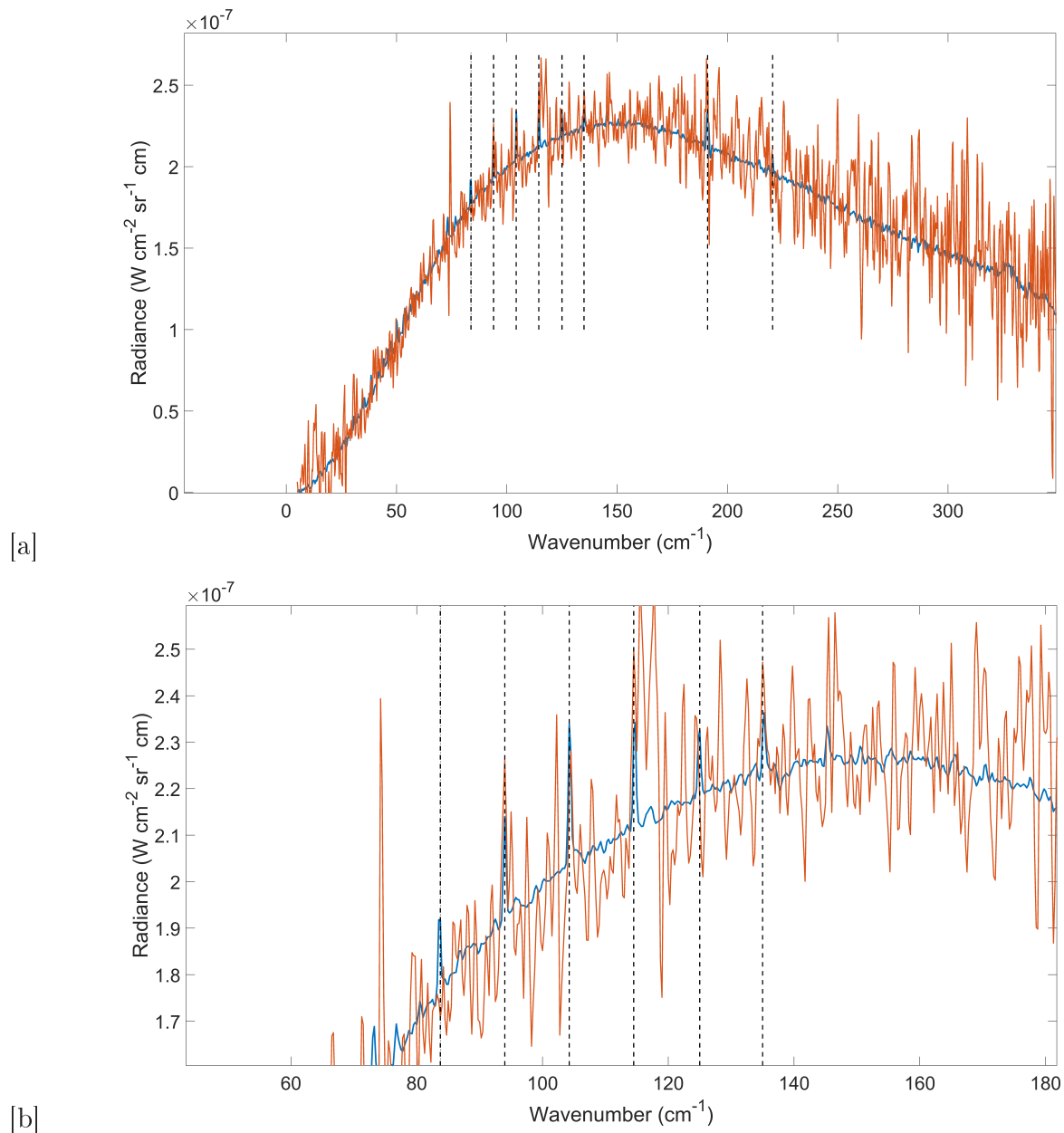


FIGURE 2.1.2 – Comparaison d'un spectre individuel (orange) et d'un spectre moyen (bleu) pour les gammes spectrales a) 0-300 cm^{-1} et b) 60-180 cm^{-1} . Les raies apparaissent en émission au dessus du continuum. Ce dernier est affecté par les températures troposphériques, l'absorption par les aérosols et les absorptions induites par collisions entre le N_2 , le CH_4 et le H_2 .

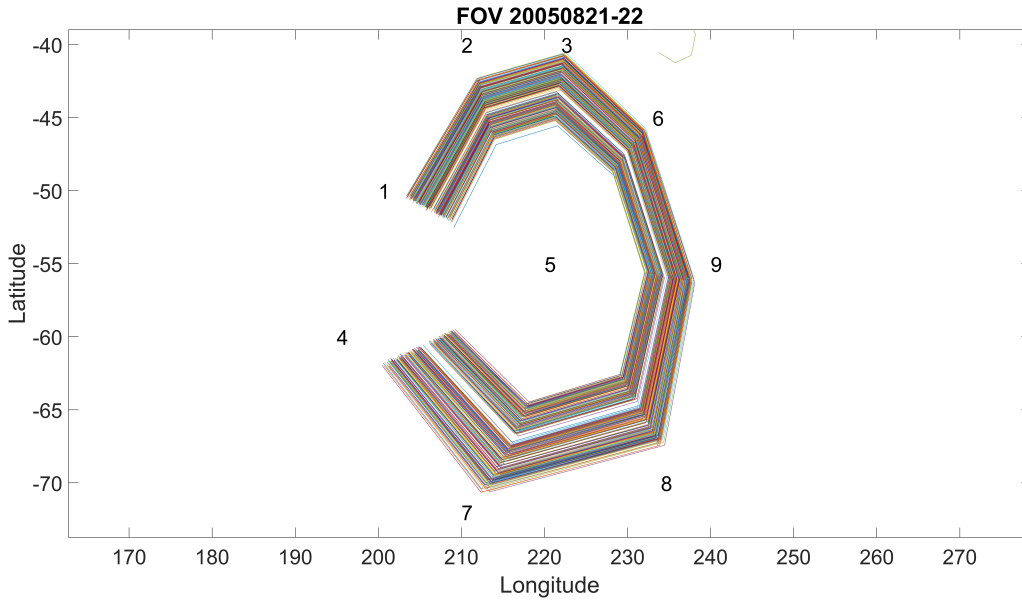


FIGURE 2.2.1 – Représentation des champs de vue lors d’une séquence de mesure.

2.2 Moyenne par séquence

Nous appelons "séquence" de mesure une série de spectres pour lesquels le champ de vue FP1 se déplace peu à la surface Titan. Chaque spectre de la séquence mesure donc une masse d’air très similaire (en termes de température, composition, etc) aux autres spectres de la séquence. Un exemple de séquence est illustré sur la figure 2.2.1, où sont illustrés les FOVs associés à chaque spectre mesuré lors de la séquence (les 9 Q-points sont également indiqués).

Ce type de moyennage permet non seulement de moyennner des spectres caractéristiques d’une même masse d’air, mais également de garantir une bonne résolution temporelle et spatiale. Cette dernière est cruciale dans notre recherche d’éventuelles variations latitudinales de la vapeur d’eau.

En utilisant ce type de moyennage, nous avons obtenu 109 spectres moyens répartis à différentes latitudes et sur les 5 ans d’observations à notre disposition. Notons que nous n’avons considéré que les spectres moyens qui ont pu être construits à partir de plus 50 spectres individuels.

Un exemple de spectre moyen obtenu par le moyennage en séquence est illustré sur la figure 2.2. Quatre raies relativement intenses de la vapeur d’eau sont indiquées par les lignes verticales (le tableau 3.1 indique les nombres d’onde associés). Nous pouvons observer que ces 4 raies n’émergent que faiblement du bruit de mesure. La raie la plus intense, à 202.75 cm^{-1} , est en effet difficilement observable. Cette constatation est valide pour la presque totalité des spectres moyens construits par le moyennage en séquence. Elle n’est cependant pas une surprise au vu des études antérieures, qui avaient déjà révélé la difficulté de mesure de l’eau (Moreno et al., 2012; Cottini et al., 2012; Dobrijevic et al., 2014). En utilisant une méthode quantitative simple par différence de radiance normalisée, nous vérifierons dans le chapitre 3 si la présence d’eau peut être attestée ou non dans les spectres moyens obtenus

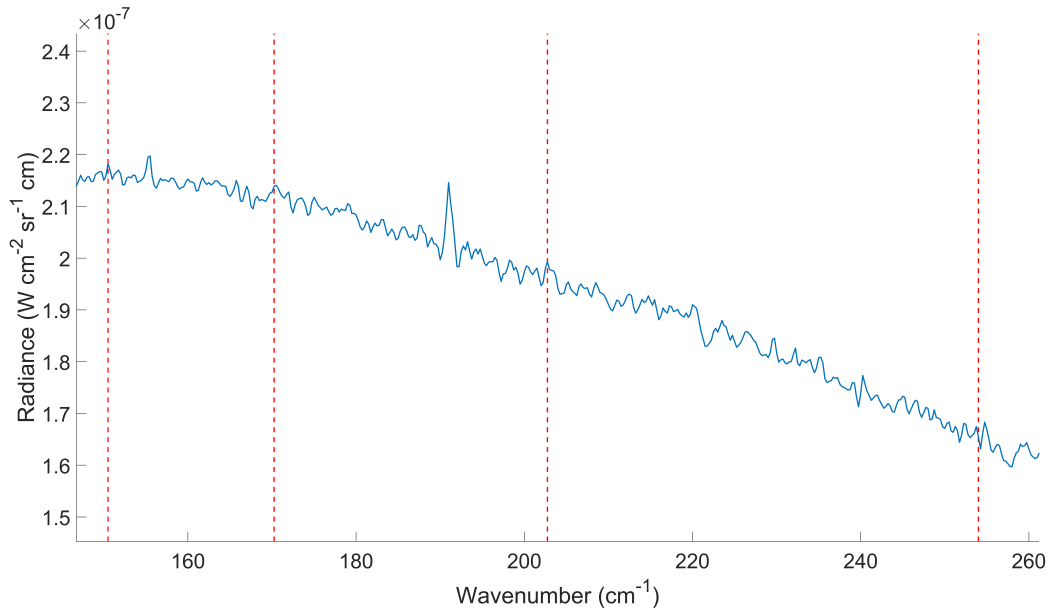


FIGURE 2.2.2 – Exemple de spectre moyen obtenu pas moyennage en séquence. Quatre des raies les plus intenses de la vapeur d'eau dans cette région spectrale sont identifiées par les lignes verticales rouges pointillées.

avec le moyennage en séquence.

2.3 Moyenne par bande de latitudes

Construire des spectres moyens pour différentes bandes de latitudes nous permet de moyennner plus de spectres et donc d'obtenir un meilleur rapport signal sur bruit. Cependant, en moyennnant tous les spectres enregistrés entre 2004 et 2008 par bande de latitudes, ceci se fait au détriment des résolutions spatiales et temporelles. En effet, nous ne distinguerons plus de possibles variations temporelles entre 2004 et 2008 et notre résolution spatiale sera limitée par le choix des bandes de latitudes. Nous avons pris le parti de définir 8 bandes de latitudes, 2 de 30° et 6 de 20°.

La sélection des spectres à moyennner par bande de latitudes se fait sur base du Q-point central du FOV (5, voir figure 2.2.1) : la latitude du Q-point central détermine à quelle bande se rattache chaque spectre. Des exemples de répartition des FOVs pour 3 bandes de latitudes sont donnés à la figure 2.3.1. Le nombre de spectres moyennés par bande de latitudes est repris dans le tableau 2.2. Comme mentionné ci-dessus, cette méthode nous permet de moyennner plus de spectres que la méthode par séquence d'observations : chaque spectre moyennné comprend un minimum de 500 spectres individuels, ce qui est 10 fois supérieur au nombre minimum obtenu par le moyennage en séquence.

La méthode de moyennage par bandes de latitudes semble donc favorable pour augmenter suffisamment le SNR pour que les raies les plus intenses de la vapeur d'eau soient détectées. Dans le chapitre suivant, nous appliquerons une méthode de détection (basée sur des différences de radiances normalisées) pour confirmer la détection de ces raies. Nous irons un pas plus loin en tentant également de retrouver les quantités de vapeur d'eau à partir de

la raie la plus intense à 202.75cm^{-1} .

TABLE 2.2 – Bandes de latitudes définies pour le moyennage de spectres. Le nombre de spectres moyennés par bande est également indiqué.

Nom	Latitudes(°N)	Spectres moyennés
Bande 1	-90 / -60	571
Bande 2	-60 / -40	1267
Bande 3	-40 / -20	1429
Bande 4	-20 / 0	2051
Bande 5	0 / 20	2554
Bande 6	20 / 40	2273
Bande 7	40 / 60	2044
Bande 8	60 / 90	1948

A ce stade, nous pouvons déjà conclure que les 8 spectres moyens obtenus par bande de latitudes sont nettement plus concluants en ce qui concerne la détection de la vapeur d'eau. La figure 2.3.2 présente les spectres moyens (entre 135 et 270 cm^{-1}) de deux des huit bandes de latitudes, dans le domaine où se situent les quatre raies intenses de H_2O (entre 135 et 270 cm^{-1}). Contrairement à la figure 2.2, on observe des raies plus marquées aux nombres d'onde attendus (lignes verticales) et une ligne de base moins affectée par le bruit. Ces différences s'expliquent par un SNR plus élevé dans le cas des moyennes par bande de latitudes.

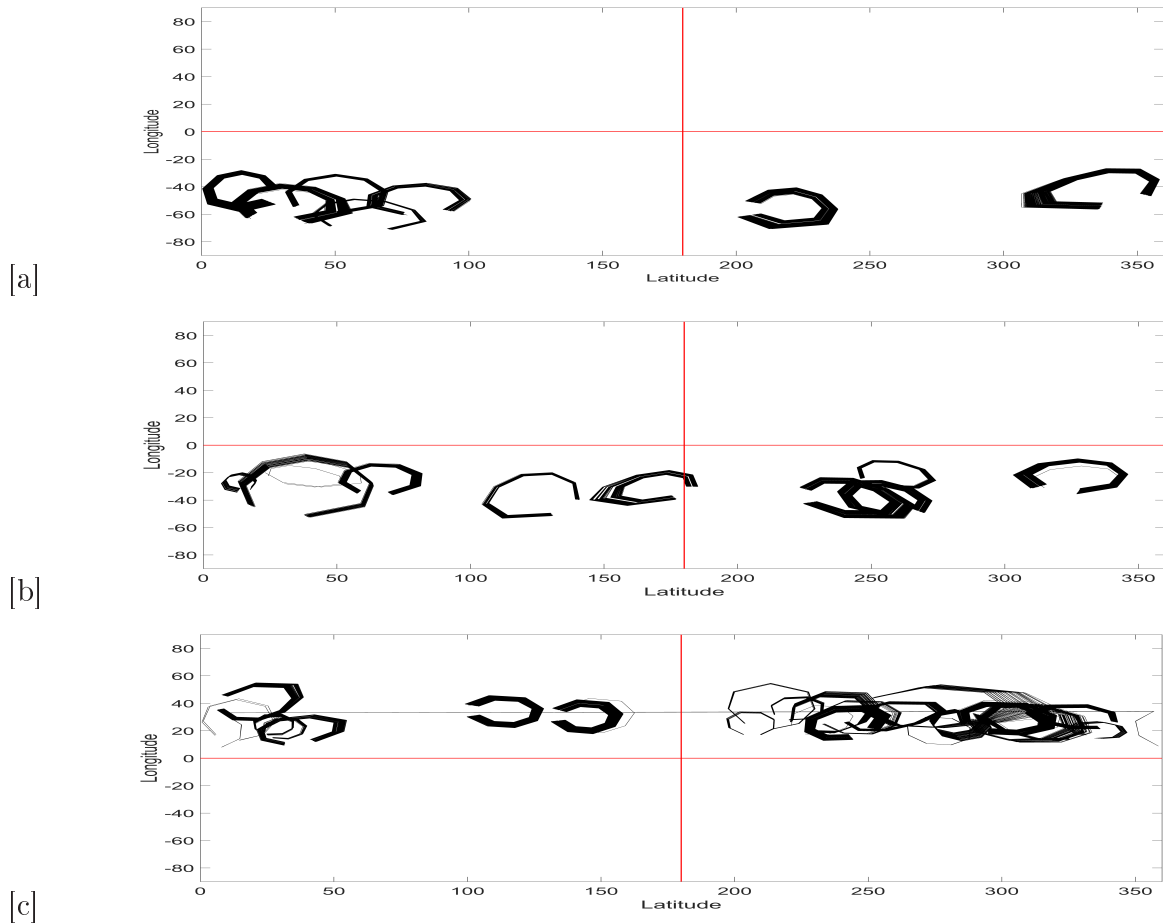


FIGURE 2.3.1 – Répartition des observations (FOVs) pour 3 bandes de latitude : a) Bande 2 (60°/40°S), b) Bande 3 (40°/20°S) et c) Bande 6 (20°/40°N).

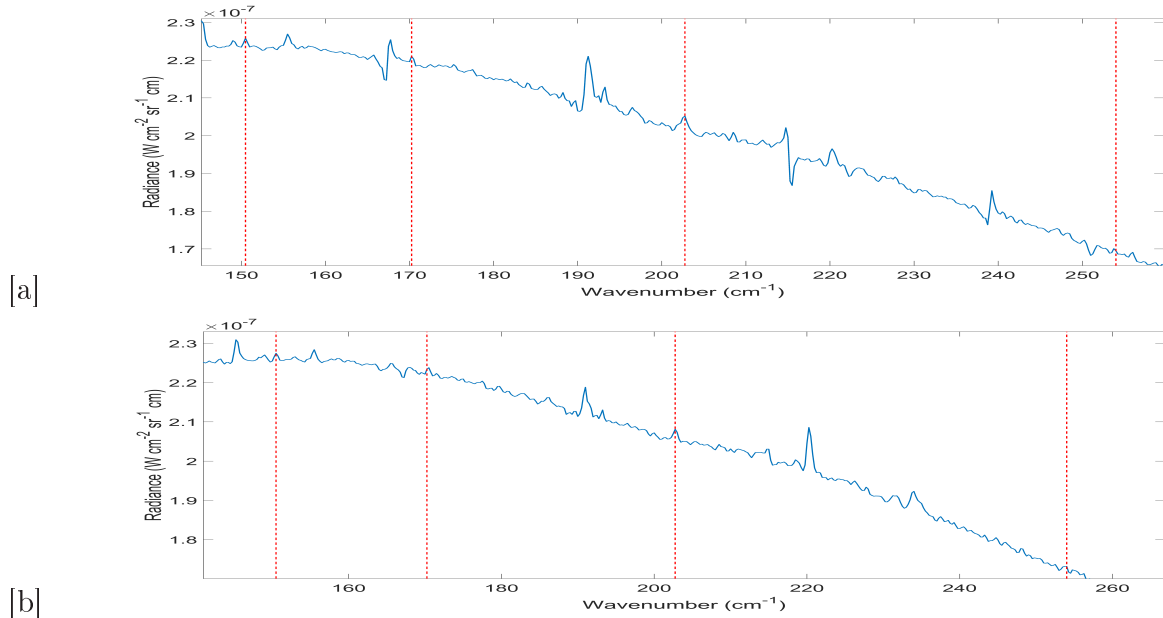


FIGURE 2.3.2 – Exemples de spectres moyens calculés pour les bandes de latitudes de la figure 2.3.1 a) 3 (-40°N/-20°N) et b) 6 (20°N/40°N). Les lignes verticales indiquent les 4 raies de vapeur d'eau sur lesquelles nous nous sommes focalisés.

ANALYSES DES SPECTRES MOYENS FP1

Dans le chapitre précédent, nous avons testé deux méthodes de moyennage de spectres pour augmenter le SNR des observations FP1 de CIRS. L'examen visuel des spectres suggère que seule la méthode par moyennage en bandes de latitudes permet un SNR suffisant pour détecter les raies de vapeur d'eau. Dans ce chapitre, nous vérifions ce résultat préliminaire en appliquant une méthode de détection par différence de radiances normalisée ; ceci fait l'objet de la section 3.1. Dans la section 3.2, nous poussons notre travail plus loin en tentant de restituer les quantités de vapeur d'eau à partir des spectres moyens pour lesquels la détection est confirmée.

3.1 Détection des raies de vapeur d'eau

3.1.1 Méthode par différence de radiance normalisée

La méthode de détection que nous avons utilisée est une méthode par différence de radiances normalisée aussi appelée delta de radiance normalisé (DR). Le principe de la méthode consiste à calculer la différence entre la radiance au centre de la raie (R_c) et la radiance du continuum (R_m). Le DR calculé donne donc une estimation de l'intensité de la raie dans le spectre en radiance. La procédure est schématisée à la figure 3.1.1 en prenant l'exemple d'une raie du butadiyne (C_4H_2) à 220 cm^{-1} . Comme indiqué sur cette figure, la valeur de R_m est en réalité estimée en moyennant les radiances observées de part et d'autre de la raie ($R_m = \frac{R_g + R_d}{2}$), avec R_g et R_d respectivement pour les radiances à gauche et à droite de la raie). Ceci permet d'éviter une mesure faussée par le continuum. Le DR ainsi calculé est ensuite normalisé par le bruit spectral de la mesure selon :

$$DR_{norm}(\tilde{\nu}) = \frac{R_c - R_m}{NESR(\tilde{\nu})} \quad (3.1.1)$$

(NESR étant le bruit équivalent à la radiance spectrale au nombre d'onde $\tilde{\nu}$). En procédant de la sorte, un DR normalisé égal à 1 indique que le signal est égal au bruit. Pour être détecté, le DR normalisé d'une raie doit être supérieur à 1. Plus il est élevé, plus la raie est intense.

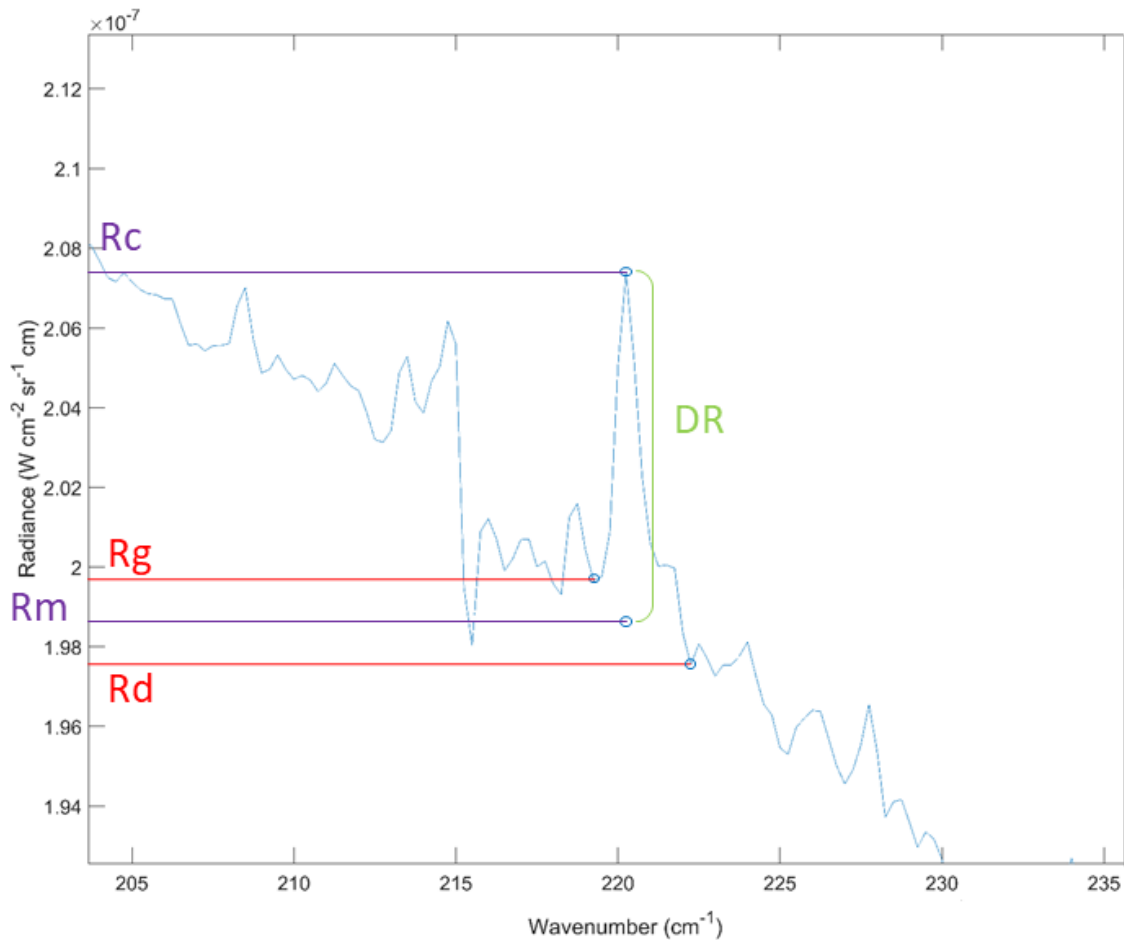


FIGURE 3.1.1 – Schéma de la procédure pour la détermination du delta de radiance d'une raie appliquée à une raie du butadiyne (C_4H_2). Radiance Rc : au centre de la raie, Rd : à droite de la raie, Rg : à gauche de la raie, Rm : moyenne de Rd et Rg.

La méthode de détection par delta de radiance normalisé a été appliquée aux 4 raies de la vapeur d'eau, identifiées comme les plus intenses. Rappelons qu'elles sont localisées à $150,5 \text{ cm}^{-1}$, $170,25 \text{ cm}^{-1}$, $202,75 \text{ cm}^{-1}$ et 254 cm^{-1} et que parmi celles-ci, celle à $202,75 \text{ cm}^{-1}$ correspond à la plus intense. Pour chacune de ces raies, le tableau 3.1 reprend les nombres d'onde sélectionnés pour obtenir les radiances Rg et Rd. Ceux-ci ont été déterminés par essai-erreur, afin d'obtenir la combinaison de nombres d'onde permettant la meilleure estimation de l'intensité des raies. Le bruit, utilisé pour normaliser les DRs, a été calculé en suivant la méthode décrite par Teanby et al. (2006) qui représente la diminution du bruit spectral

individuel¹ en fonction du nombre de spectres moyennés (diminution en racine carrée de N, voir section 2.1).

TABLE 3.1 – Nombres d’onde utilisés pour calculer les DRs normalisées pour les 4 raies de vapeur d’eau les plus intenses.

Centre de la raie (cm ⁻¹)	Aile droite (cm ⁻¹)	Aile gauche (cm ⁻¹)
150,5	151	150
170,25	171,25	169,75
202,75	203,75	201,5
254	258	250,75

3.1.2 Application aux spectres moyennés par séquence

La méthode de détection par delta de radiance normalisé a été appliquée aux spectres moyens construits par moyennage en séquence, individuellement pour les 4 raies indiquées dans le tableau 3.1. Afin d’accorder un bon degré de confiance aux résultats, nous avons considéré que la vapeur d’eau est présente dans les spectres moyens lorsque le DR normalisé des 4 raies du spectre est supérieur à 1. La figure 3.1.2 présente les DRs normalisés calculés pour les 4 raies (identifiées par 4 couleurs différentes) pour chaque séquence de chaque année. La limite DR=1 est également indiquée par une ligne horizontale.

Parmi les 109 séquences identifiées au chapitre 2, nous trouvons que seuls 5 spectres moyens présentent un DR normalisé supérieur à 1 pour les 4 raies : 2 spectres appartiennent à l’année 2005 et 3 à l’année 2006 (les 5 cas sont identifiés sur la figure 3.1.2).

Les 5 spectres pour lesquels la détection de l’eau est positive sont représentés à la figure 3.1.3 dans l’intervalle spectral 140-200 cm⁻¹. Pour chacun, les 4 raies sur lesquelles sont calculés les DRs sont indiquées. Visuellement, seuls 2 spectres de 2006 (séquence 5 et séquence 12) présentent 4 raies de vapeur d’eau clairement identifiables. Ces 2 spectres ont été calculés à partir de 399 et 304 spectres individuels respectivement. Ces nombres de spectres pris en compte pour la moyenne sont supérieurs aux autres spectres moyens, ce qui est vraisemblablement la raison de la détection d’eau.

L’absence de raies de vapeur d’eau clairement identifiables pour les 3 autres spectres tend à montrer les limites de la fiabilité du calcul des DR, au moins pour les valeurs proches de 1. Celles-ci sont probablement dues à notre choix de canaux pour le calcul des DRs. Le choix des canaux est délicat et le changement de l’un d’eux peut conduire à des variations non-négligeables du DR. Malgré multiples essais réalisés pour le choix de ces canaux, il semblerait donc la combinaison sélectionnée, bien que donnant des résultats satisfaisants, ne soit pas optimale et puisse conduire à une surestimation des DRs.

Etant donné que les raies de vapeur d’eau ne sont détectables que pour 2 spectres moyens parmi les 109 construits, nous ne pourrions pas déterminer si des variations latitudinales

1. Le bruit spectral individuel est déterminé lors de la calibration en radiance des mesures CIRS par l’équipe responsable de l’instrument.

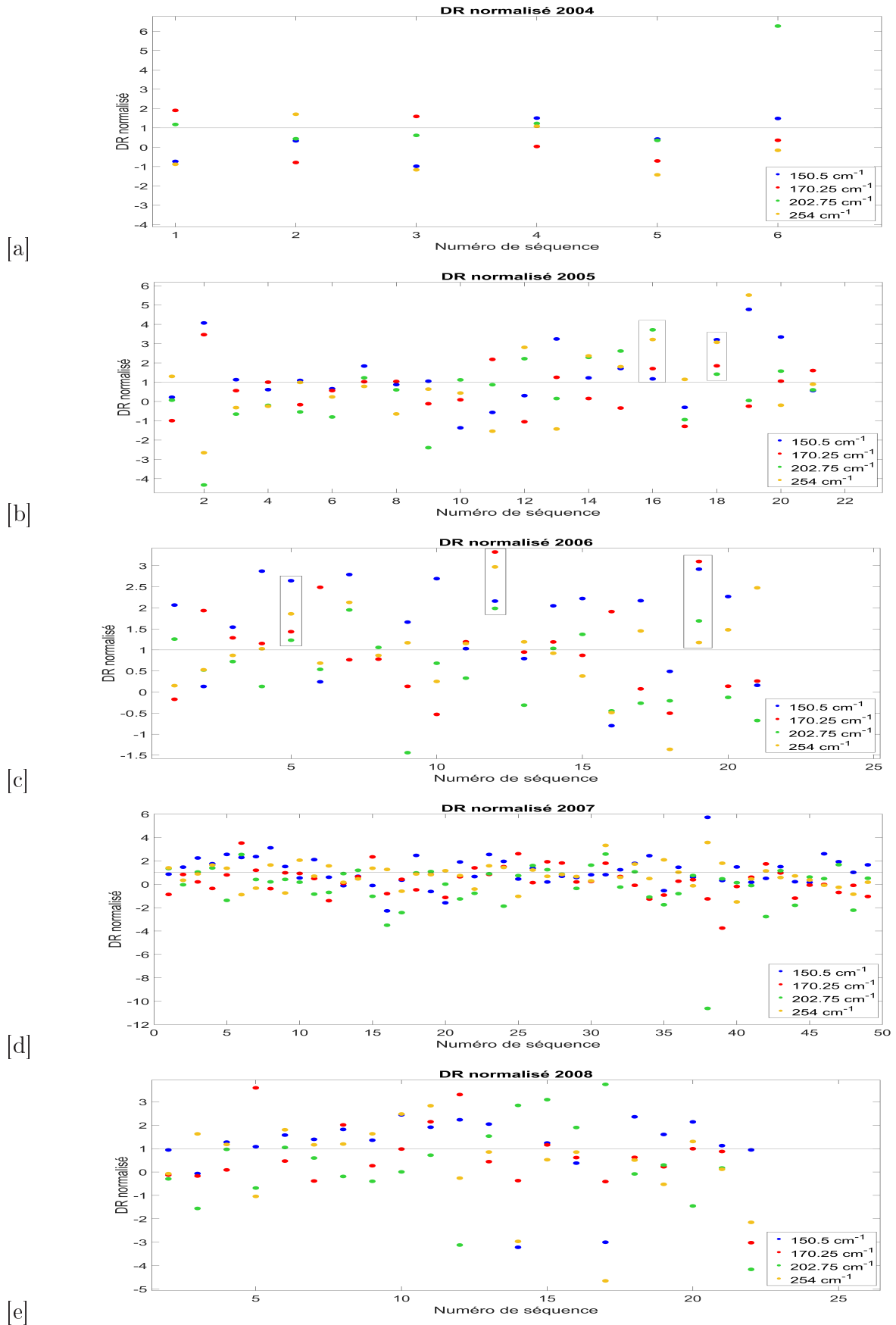


FIGURE 3.1.2 – Valeurs des delta de radiance calculées pour les 4 raies ($150,5 \text{ cm}^{-1}$ en bleu, $170,25 \text{ cm}^{-1}$ en rouge, $202,75 \text{ cm}^{-1}$ en vert et 254 cm^{-1} en jaune) pour a) l'année 2004, b) l'année 2005, c) l'année 2006, d) l'année 2007 et e) l'année 2008.

de l'eau existent sur Titan à partir des spectres construits par le moyennage en séquence. Nous nous focaliserons donc dans la suite de ce travail sur les spectres moyens construits par bandes de latitudes où le plus grand nombre de spectres individuels permet d'abaisser considérablement le bruit, comme nous l'avons vu au chapitre 2. Notons cependant qu'il serait intéressant d'étudier dans le futur les 2 spectres identifiés dans cette section dans le but de déterminer s'ils pourraient être dûs à une augmentation locale de la vapeur d'eau.

3.1.3 Application aux spectres moyennés par bande de latitudes

TABLE 3.2 – Valeur des DRs normalisés pour chaque bande de latitudes pour les 4 raies utilisées

Bande	Raie 150,5 cm ⁻¹	Raie à 170,25 cm ⁻¹	Raie à 202,75 cm ⁻¹	Raie à 254 cm ⁻¹
1	2,3	3,1	4,4	5
2	4,6	3,2	4,7	1,2
3	4,8	3,2	5,7	2,1
4	5,5	3,6	3,8	3
5	4,8	3,6	3,7	2,2
6	3,8	2,1	3,7	1,2
7	3,1	1,6	1,8	1,8
8	4,3	2,3	3,5	1,5

Après avoir appliqué la méthode des DRs normalisés aux spectres moyennés par séquence, nous l'avons appliquée aux spectres moyennés par bande de latitudes. Le tableau 3.2 reprend, pour chaque bande de latitudes, la valeur des DRs obtenus pour les 4 raies ciblées.

Nous observons que les DRs pour les 4 raies sont nettement supérieurs à 1 pour les 8 bandes de latitudes. Les DRs sont notamment systématiquement supérieurs à 3 pour la raie à 150,5 cm⁻¹. C'est aussi le cas (sauf pour la bande de latitudes 7) pour la raie intense à 202,75 cm⁻¹. On peut donc conclure que les raies de vapeur d'eau sont détectées dans les spectres moyens de toutes les bandes de latitudes.

Le fait que les raies de vapeur d'eau soient détectées pour les 8 bandes de latitudes et non pour les spectres construits avec le moyennage en séquences est expliqué par le nombre de spectres moyennés. En effet, comme déjà mentionné dans le chapitre précédent, le bruit spectral diminue en fonction de la racine carrée du nombre de spectres moyennés. Le nombre de spectres moyennés par bandes de latitudes est environ 10 fois supérieur aux nombres utilisés par le moyennage en séquence. Un meilleur SNR est donc obtenu lors du moyennage par bande de latitudes et est suffisamment élevé pour permettre la détection des raies de vapeur d'eau.

On peut, sur base des valeurs obtenues, s'interroger sur d'éventuelles variations spatiales. D'après le tableau 3.2, une augmentation des DRs vers le pôle nord n'est pas observée et semble donc montrer un impact faible de la dynamique en cellule, expliquée dans le chapitre introductif. Cependant, il est important de rappeler (nous l'avons souligné dans

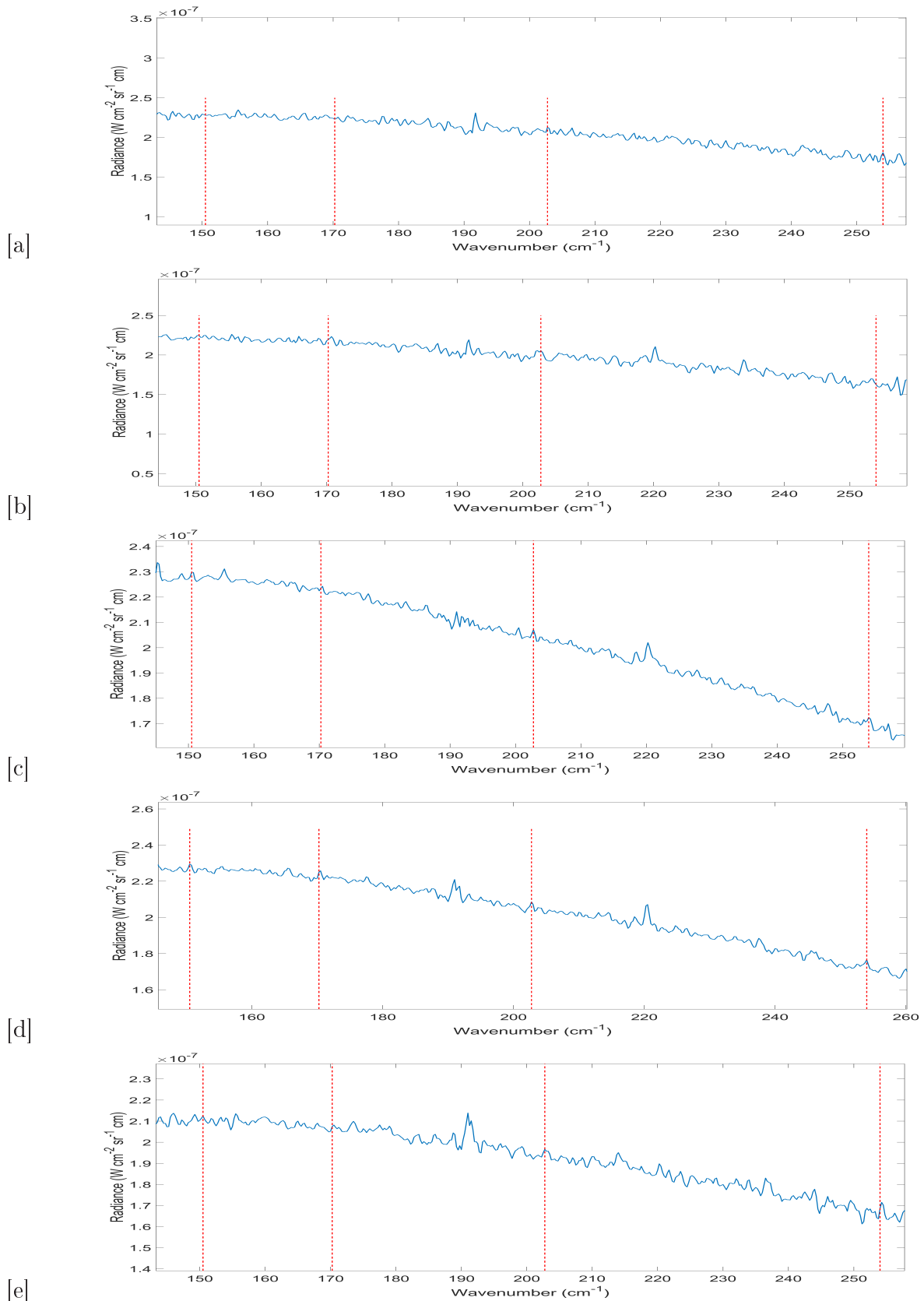


FIGURE 3.1.3 – Spectres moyens pour lesquels la détection des 4 raies de vapeur d'eau est positive selon la méthode des DRs normalisés. Pour l'année 2005, les spectres sont présentés aux figures a) (séquence 16) et b) (séquence 18). Pour l'année 2006, les spectres sont présentés aux figures c) (séquence 5), d) (séquence 12) et e) (séquence 19). Pour chaque spectres, la position des 4 raies est identifiée à l'aide des lignes verticales.

l'équation 1.2.1) que l'intensité des raies dépend également de la température atmosphérique. Celle-ci varie significativement avec la latitude, particulièrement dans la stratosphère (section ??Vinatier2010sec:saisons et (Vinatier et al., 2010) du chapitre 1), région où nous mesurons la vapeur d'eau. Pour établir s'il existe des variations latitudinales de la vapeur d'eau, nous devons donc restituer le profil de température pour chaque spectre moyen avant de restituer les abondances de la vapeur d'eau. Ceci est réalisé dans la suite de ce chapitre.

3.2 Restitution des quantités de vapeur d'eau et variations latitudinales

3.2.1 Restitution de la température

Comme mentionné dans la section précédente, le profil de température associé à la masse d'air sondée affecte l'intensité des raies. Celles-ci sont également dépendante de la gamme d'altitude où CIRS sera sensible. En effet, la température détermine l'altitude de condensation de la vapeur d'eau et donc la limite inférieure de la sensibilité. Plus les températures troposphériques sont basses, plus cette limite se déplace à plus haute altitude, et inversement.

Etant donné l'impact de la température sur les intensités des raies d' H_2O , le profil de température doit être restitué sur la gamme d'altitude de l'atmosphère où l'instrument CIRS est sensible à la vapeur d'eau. D'après Bauduin et al. (2018), la région de sensibilité se trouve, dans la stratosphère, entre 12 mbar et 1 mbar. Ce constat a pu être fait grâce au calcul des Jacobiens de l'eau (sensibilité de la mesure à l'eau, voir chapitre 1). La restitution de la température stratosphérique à ces gammes de pression se fait généralement à partir des mesures CIRS dans le plan focal FP4 (entre 1100 et 1400 cm^{-1} , en exploitant la bande ν_4 du CH_4 (Achterberg et al., 2008; Vinatier et al., 2010). Etant donné que nous analysons des spectres FP1 moyens construits à partir de 5 années d'observations, il est difficile d'associer des observations FP4 à nos spectres moyens. Nous avons donc fait le choix de restituer le profil de température à partir des raies rotationnelles du CH_4 présentes dans le spectre FP1. Bauduin et al. (2018) ont montré que ces raies étaient en partie sensibles à la région 12-1 mbar et pouvaient être utilisées pour restituer la température dans cette région de l'atmosphère.

La restitution du profil de température pour chaque bande de latitudes a été réalisée en utilisant la méthode de l'Estimation Optimale (section 1.2.3) implémentée dans l'algorithme NEMESIS. Elle utilise 6 raies de CH_4 , situées entre 80 et 140 cm^{-1} . La matrice de covariance des erreurs de mesure a été considérée diagonale. Les éléments diagonaux correspondent au carré du bruit spectral déterminé pour chaque bande de latitudes (voir section méthode de détection).

Le profil a priori (x_a) pour la température a été construit selon la même méthode que Bauduin et al. (2018). Brièvement, le profil de température mesuré par la sonde Huygens (Fulchignoni et al., 2005) a été considéré dans la troposphère. Le reste du profil a été

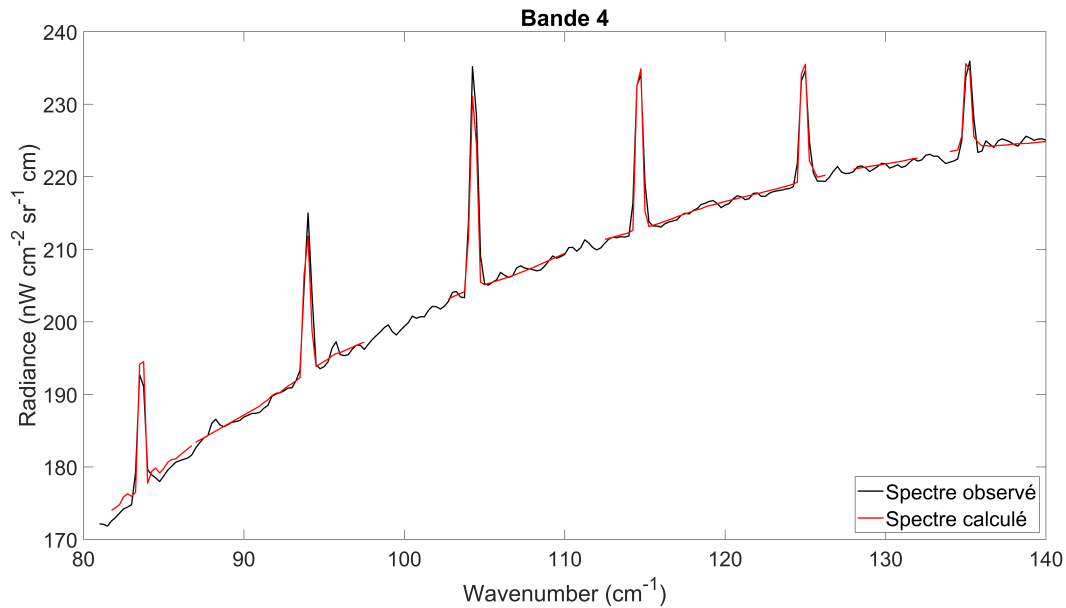


FIGURE 3.2.1 – Spectres moyens de la bande de latitudes 4 observés par le plan focal FP1 de CIRS (en noir) et restitué par NEMESIS (en rouge). Les 6 raies observables sont celle du CH_4 permettant la restitution du profil de température situées entre 80 et 140 cm^{-1} .

construit en utilisant une climatologie de profils de température stratosphériques restitués à partir d’observations nadir et limbe de CIRS. Comme la restitution du profil de température utilise les raies du CH_4 , le profil vertical de celui-ci doit être connu. Nous l’avons fixé à certaines valeurs par bandes de latitudes en suivant les mesures de Lellouch et al. (2014). Une variabilité a priori de 1% a été considérée (racine carrée des éléments diagonaux de la matrice \mathbf{S}_a). Pour chaque spectre individuel intervenant dans le spectre moyen, un profil de température a été restitué. La moyenne de ces profils de température nous donne la partie supérieure du profil *a priori* (fin troposphère à la mésosphère).

La figure 3.2.1 montre à titre d’exemple un spectre moyen d’une bande de latitudes (en noir) et le spectre restitué par NEMESIS (en rouge). Elle permet également de déterminer si le profil de température restitué par la méthode inverse correspond à celui du spectre observé par CIRS.

Comme mentionné précédemment, les profils de température ont été restitués pour chaque bande de latitudes permettant ainsi de rendre compte du fait que certains spectres, même s’ils correspondent à des mêmes quantités d’eau n’étaient pas similaires. Les différents profils de température restitués sont donnés à la figure 3.2.2.

3.2.2 Restitution de la vapeur d’eau : construction de tables de conversion

À présent que nous avons obtenus les profils de température associés à chacun des spectres moyens, nous pouvons estimer les abondances de la vapeur d’eau et nous affranchir des limitations induites par le calcul du DR. La procédure consiste à convertir les valeurs

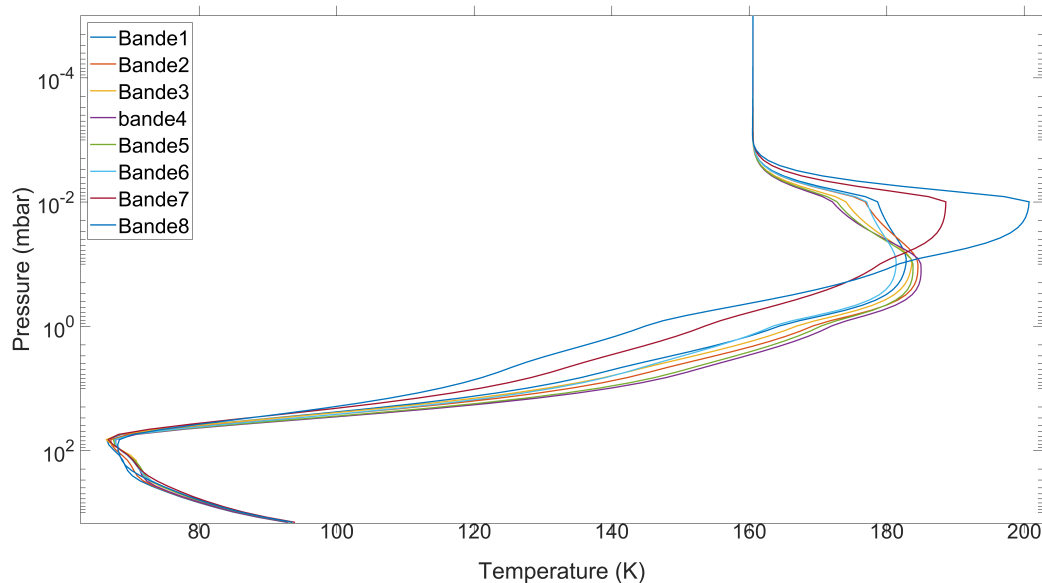


FIGURE 3.2.2 – Profils de température restitués par NEMESIS aux bandes de latitudes étudiées.

des DRs normalisés en VMR de vapeur d'eau. Par souci de simplicité, nous nous sommes focalisés sur la conversion du DR calculé pour la raie la plus intense, localisée à 202.75 cm^{-1} . Le calcul du VMR de vapeur d'eau est réalisé en s'aidant de tables de conversion, qui sont construites par bande de latitudes, en tenant compte du profil de température restitué à la section précédente. Pour chaque situation, onze spectres théoriques, caractérisés par des abondances de vapeur d'eau différentes, sont calculés. Ces abondances ont été obtenues en multipliant le profil de vapeur d'eau par un coefficient allant de 0.5 à 1.5 par pas de 0.1. Les VMRs moyens de la vapeur d'eau entre 12 et 1 mbar (région de sensibilité à l'eau) correspondant à ces profils varient entre 0.09 et 0.28 ppb (tableau 3.3). Le profil de vapeur d'eau utilisé comme référence est présenté à la figure 3.2.3. Il correspond au profil modélisé par Dobrijevic et al. (2014) et est en accord avec les mesures réalisées dans les études précédentes (Cottini et al., 2012; Bauduin et al., 2018).

A partir de ces spectres simulés, un DR théorique est calculé selon la méthode présentée à la section 3.1.1. Nous obtenons donc une correspondance théorique entre la valeur du DR et le VMR moyen de la vapeur d'eau entre 12 et 1 mbar. Cette correspondance est reprise dans le tableau 3.3 et nous a permis d'estimer le VMR de la vapeur d'eau à partir de chaque spectre moyen réel.

En plus de construire les tables de conversion, nous avons établi une estimation préliminaire des erreurs de mesure. La source d'incertitude que nous avons prise en compte vient de l'estimation des DRs normalisés. Nous avons déjà mentionné précédemment que selon le choix des canaux utilisés, les valeurs de DRs obtenues pouvaient varier de façon significative. En choisissant des nombres d'onde différents pour ces canaux, nous avons estimé que l'incertitude sur les DRs est de l'ordre de 20%. En utilisant les tables de conversion, nous avons estimé que cette erreur se propage linéairement au VMR de la vapeur d'eau, donc à hauteur de 20%. Notons que cette incertitude constitue la borne minimale de l'erreur. En effet, d'autres sources d'erreur n'ont pas été prises en compte, notamment celle associée au

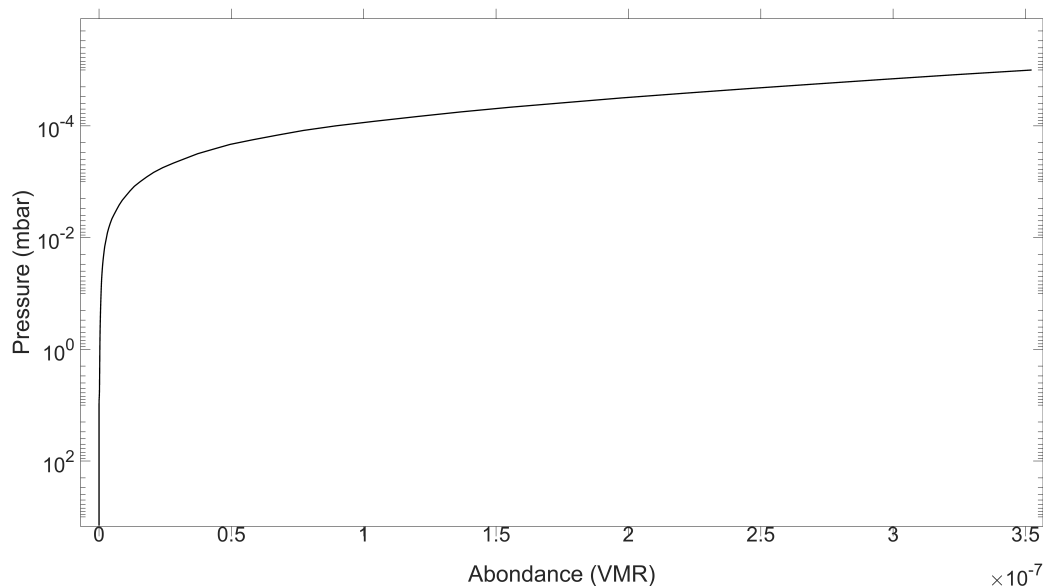


FIGURE 3.2.3 – Profil de vapeur d’eau pris comme référence pour la simulation par NEMESIS des spectres utilisés dans la construction des tables de conversion. Modélisé par Dobrijevic et al. (2014) selon la figure 1.1.6.

profil de température, qui pourrait être significative.

TABLE 3.3 – Effet des coefficients sur l’abondance d’eau de la bande de latitudes 4 et les DRs théoriques retirés de ces mesures.

Coefficient appliqué	Valeur du VMR (ppb)	Valeur du DR théorique de la raie à $202,75 \text{ cm}^{-1}$
0.5	0.09	1.96
0.6	0.11	2.35
0.7	0.13	2.72
0.8	0.15	3.09
0.9	0.17	3.45
1.0	0.18	3.81
1.1	0.20	4.16
1.2	0.22	4.50
1.3	0.24	4.84
1.4	0.26	5.18
1.5	0.28	5.51

3.2.3 Quantités d’eau mesurées et variabilité latitudinale

Les VMRs d’H₂O restitués à l’aide des tables de conversion sont présentés sur la figure 3.2.4 en fonction de la latitude (latitude centrale aux bandes définies). Les erreurs associées à chaque mesure (20%) sont également indiquées. A l’exception de la bande 7 (40°-60°N) pour laquelle le VMR estimé est de l’ordre de 0.1 ppb, les VMRs restitués sont relativement similaires et compris entre 0.17 et 0.27 ppb. Ces estimations sont en accord avec les mesures précédentes réalisées à partir de CIRS (Cottini et al., 2012; Bauduin et al.,

2018). Les concentrations obtenues sont cependant supérieures aux mesures faites à partir d'Herschel (Moreno et al., 2012). D'après la figure 3.2.4, nous n'observons pas ou peu de variations latitudinales et certainement pas l'augmentation du VMR en direction du pôle nord. Les variations observées sont en effet comprises dans les barres d'erreur, à l'exception de la bande 7 (mais notons que les barres d'erreur indiquées représentent l'erreur minimale). La raison de l'absence de variations latitudinales, (notons néanmoins un VMR, de l'ordre de 0.25 ppb, supérieur aux latitudes moyennes de l'hémisphère sud) et en particulier de l'augmentation vers les pôles en lien avec les cellules de circulation méridionale, n'est pas claire. Ce constat d'une très faible variabilité devra être confirmé dans le futur en 1) affinant la méthode d'analyse et en 2) augmentant le jeu des observations FP1 de CIRS, via la prise en compte de toutes les mesures sur la période d'opération entre 2004 et 2017.

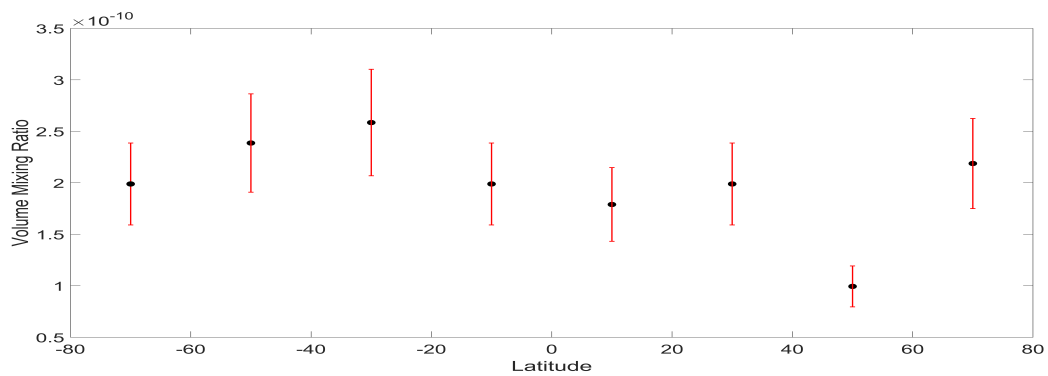


FIGURE 3.2.4 – VMRs de la vapeur d'eau restitués pour chaque bande de latitudes en utilisant les tables de conversion. On présente la valeur à la latitude moyenne de chaque bande étudiée.

PERSPECTIVES ET CONCLUSIONS

Depuis sa découverte en 1998, plusieurs mesures de la vapeur d'eau dans la stratosphère de Titan ont été réalisées à partir de différents instruments. L'incohérence entre certaines d'entre elles, particulièrement entre les mesures de PACS/Herschel et de CIRS/Cassini, ont conduit à l'impossibilité pour les modèles de contraindre le flux d'oxygène au sommet de l'atmosphère de Titan et donc de déterminer la source exacte de l'oxygène sur Titan.

Dans ce travail, nous avons exploré la possibilité de l'existence de variations saisonnières/latitudinales de la vapeur d'eau dans l'atmosphère de Titan. De telles variations ont, en effet, été observées pour les nitriles et les hydrocarbures et pourraient expliquer les variations d'abondance existant entre les différentes mesures réalisées.

Pour déterminer si la vapeur d'eau subit des variations latitudinales/saisonniers, nous avons utilisé les observations FP1 de l'instrument CIRS à bord de Cassini. Plus particulièrement, nous avons analysé les observations FP1 de type intégration nadir (prises entre 13h et 8h avant la CA). Ces spectres sont caractérisées par une résolution spectrale de 0.5 cm^{-1} , suffisante pour résoudre les fines raies rotationnelles de la vapeur d'eau. Le rapport signal sur bruit de ces spectres individuels n'était cependant pas suffisant pour nous permettre de détecter les raies de vapeur d'eau.

Nous avons donc testé deux méthodes de moyennage pour augmenter le rapport signal sur bruit afin de détecter les raies d' H_2O : 1) le moyennage par séquence d'observations (caractérisé par un très faible déplacement du champ de vue) et 2) le moyennage par bande de latitudes (8 bandes ont été définies). Nous avons montré que le moyennage par bande de latitudes, qui permet de prendre en compte un plus grand nombre de spectres, aboutissait à un rapport signal sur bruit suffisant pour détecter les raies de vapeur d'eau. Ceci a notamment été confirmé par le développement d'une méthode de détection basée sur le calcul de différences de radiance normalisées pour les 4 raies les plus intenses.

Enfin, dans la dernière partie de notre travail, nous avons restitué les VMRs de la vapeur

d'eau pour les spectres moyens de chaque bande de latitudes. Ceci a nécessité, lors d'une première étape, de restituer les profils de température, ceux-ci ayant un impact important sur les intensités de raie. Le VMR de la vapeur d'eau a ensuite été restitué à l'aide de tables de conversion, permettant de convertir les différences de radiance normalisées en VMR.

Les VMRs que nous avons restitués pour les 8 bandes de latitudes sont similaires et sont de l'ordre de 0.2 ppb. Seule la bande 40°-60°N semble montrer un VMR plus faible de 0.1 ppb. Nous avons estimé que ces VMRs sont associés à une erreur minimale de 20%. En tenant compte de cette erreur, nous ne pouvons affirmer qu'il existe des variations latitudinales de la vapeur d'eau sur Titan.

Deux explications peuvent être proposées. La première est qu'il n'existe pas de variations latitudinales de la vapeur d'eau sur Titan induites par la circulation méridionale. Cette hypothèse est peu probable étant donné les similitudes de temps de vie et de distribution verticale entre l'eau et d'autres composés (nitriles et hydrocarbures) pour lesquels l'impact de la circulation méridionale a été démontré.

Une autre raison qui pourrait expliquer cette absence de variations latitudinales vient de notre analyse. En effet, l'analyse proposée dans ce travail est relativement préliminaire. Elle devrait faire l'objet d'améliorations dans le futur afin de confirmer ou d'infirmer l'absence de variations latitudinales observée dans ce travail.

Pour y arriver, nous proposons les améliorations suivantes :

— Augmentation du nombre de mesures Cassini utilisées

En effet, nous n'avons travaillé que sur les observations de Cassini enregistrées entre 2004 et 2008. L'étude de 10 années supplémentaires (et donc de l'entièreté des observations de la mission Cassini) permettrait de tirer plus de conclusions sur la possibilité de variations latitudinales/saisonnnières de vapeur d'eau. Notons également que nous nous sommes focalisés sur les mesures en visée nadir. Les mesures prises au limbe pourraient également être utilisées. Elles nous donneraient aussi une information complémentaire sur la distribution verticale de la vapeur d'eau.

— Amélioration de la méthode de moyennage

La méthode de moyennage pourrait être améliorée. Le nombre de spectres moyennés pourrait être réduit (tout en gardant un bon SNR) de façon à augmenter la résolution spatiale (bandes de latitudes plus étroites) et/ou la résolution temporelle (moyenne de périodes plus courtes).

— Utilisation de l'Estimation Optimale

Les VMRs de vapeur d'eau restitués dans ce travail ont été déterminés à l'aide de tables théoriques permettant de convertir les DRs en VMR. Cette approche est relativement simple et ne tient pas compte de certains paramètres, tels que les aérosols dont l'absorption affecte le continuum. De plus, nous avons montré que l'incertitude sur les DRs calculés est significative et que le choix des canaux est compliqué. L'Estimation Optimale pourrait être utilisée dans de futures études afin d'obtenir des abondances de vapeur d'eau plus précises.

Enfin, en plus de l'amélioration de la méthode d'analyse, il pourrait également être

utile de recourir à un modèle de circulation générale intégrant la chimie de l'oxygène, afin de mieux comprendre l'absence/l'existence de variations latitudinales de la vapeur d'eau. Notons qu'à l'heure actuelle, un tel modèle n'existe pas pour l'atmosphère de Titan : seuls des modèles à une dimension (verticale) traitent la chimie de l'oxygène.

- Achterberg, R. K., Conrath, B. J., Gierasch, P. J., Flasar, F. M., and Nixon, C. A. (2008). Titan's middle-atmospheric temperatures and dynamics observed by the Cassini Composite Infrared Spectrometer. *Icarus*, 194(1) :263–277. doi : 10.1016/j.icarus.2007.09.029.
- Aharonson, O., Hayes, A. G., Lunine, J. I., Lorenz, R. D., Allison, M. D., and Elachi, C. (2009). An asymmetric distribution of lakes on Titan as a possible consequence of orbital forcing. *Nature Geoscience*, 2(12) :851–854. doi : 10.1038/ngeo698.
- Bauduin, S., Irwin, P., Lellouch, E., Cottini, V., Moreno, R., Nixon, C., Teanby, N., Ansty, T., and Flasar, F. (2018). Retrieval of H₂O abundance in Titan's stratosphere : A (re)analysis of CIRS/Cassini and PACS/Herschel observations. *Icarus*, 311 :288–305. doi : 10.1016/j.icarus.2018.04.003.
- Charnay, B. and Lebonnois, S. (2012). Two boundary layers in Titan's lower troposphere inferred from a climate model. *Nature Geoscience*, 5(2) :106–109. doi : 10.1038/ngeo1374.
- Coates, A. J., Crary, F. J., Lewis, G. R., Young, D. T., Waite, J. H., and Sittler, E. C. (2007). Discovery of heavy negative ions in Titan's ionosphere. *Geophysical Research Letters*, 34(22). doi : 10.1029/2007gl030978.
- Cottini, V., Nixon, C., Jennings, D., Anderson, C., Goriunov, N., Bjoraker, G., Coustenis, A., Teanby, N., Achterberg, R., Bézard, B., de Kok, R., Lellouch, E., Irwin, P., Flasar, F., and Bampasidis, G. (2012). Water vapor in Titan's stratosphere from Cassini CIRS far-infrared spectra. *Icarus*, 220(2) :855–862. doi : 10.1016/j.icarus.2012.06.014.
- Coustenis, A. *Encyclopedia of the Solar System*. Academic Press (2007).
- Coustenis, A., Jennings, D. E., Achterberg, R. K., Bampasidis, G., Nixon, C. A., Lavvas, P., Cottini, V., and Flasar, F. M. (2018). Seasonal evolution of Titan's Stratosphere Near the Poles. *The Astrophysical Journal*, 854(2) :L30. doi : 10.3847/2041-8213/aaadbd.

- Coustenis, A., Salama, A., Lellouch, E., Encrenaz, T., Bjoraker, G., Samuelson, R., Graauw, T., Feuchtgruber, H., and Kessler, M. (1998). Evidence for water vapor in Titan's atmosphere from ISO/SWS data. *Astronomy and Astrophysics*, 336 :L85–L89.
- Coustenis, A., Achterberg, R. K., Conrath, B. J., Jennings, D. E., Marten, A., Gautier, D., Nixon, C. A., Flasar, F. M., Teanby, N. A., Bézard, B., Samuelson, R. E., Carlson, R. C., Lellouch, E., Bjoraker, G. L., Romani, P. N., Taylor, F. W., Irwin, P. G., Fouchet, T., Hubert, A., Orton, G. S., Kunde, V. G., Vinatier, S., Mondellini, J., Abbas, M. M., and Courtin, R. (2007). The composition of Titan's stratosphere from Cassini/CIRS mid-infrared spectra. *Icarus*, 189(1) :35–62. doi : 10.1016/j.icarus.2006.12.022.
- Coustenis, A., Jennings, D. E., Achterberg, R. K., Bampasidis, G., Lavvas, P., Nixon, C. A., Teanby, N. A., Anderson, C. M., Cottini, V., and Flasar, F. M. (2016). Titan's temporal evolution in stratospheric trace gases near the poles. *Icarus*, 270 :409–420. doi : 10.1016/j.icarus.2015.08.027.
- de Kok, R., Irwin, P., Teanby, N., Lellouch, E., Bézard, B., Vinatier, S., Nixon, C., Fletcher, L., Howett, C., Calcutt, S., Bowles, N., Flasar, F., and Taylor, F. (2007). Oxygen compounds in Titan's stratosphere as observed by Cassini CIRS. *Icarus*, 186(2) :354–363. doi : 10.1016/j.icarus.2006.09.016.
- Dobrijevic, M., Hébrard, E., Loison, J., and Hickson, K. (2014). Coupling of oxygen, nitrogen, and hydrocarbon species in the photochemistry of Titan's atmosphere. *Icarus*, 228 : 324–346. doi : 10.1016/j.icarus.2013.10.015.
- Flasar, F., Kunde, V., Abbas, M., Achterberg, R., Ade, P., Barucci, A., Bézard, B., Bjoraker, G., Brasunas, J., and Calcutt, e. a., S. (2004). Exploring the Saturn system in the thermal infrared : the Composite Infrared Spectrometer. *Space Science Reviews*, 115 :169–297.
- Fulchignoni, M., Ferri, F., Angrilli, F., Ball, A. J., Bar-Nun, A., Barucci, M. A., Bettanini, C., Bianchini, G., Borucki, W., Colombatti, G., Coradini, M., Coustenis, A., Debei, S., Falkner, P., Fantì, G., Flamini, E., Gaborit, V., Grard, R., Hamelin, M., Harri, A. M., Hathi, B., Jernej, I., Leese, M. R., Lehto, A., Stoppato, P. F. L., López-Moreno, J. J., Määttäkinen, T., McDonnell, J. A. M., McKay, C. P., Molina-Cuberos, G., Neubauer, F. M., Pirronello, V., Rodrigo, R., Saggin, B., Schwingenschuh, K., Seiff, A., Simões, F., Svedhem, H., Tokano, T., Towner, M. C., Trautner, R., Withers, P., and Zarnecki, J. C. (2005). In situ measurements of the physical characteristics of Titan's environment. *Nature*, 438 (7069) :785–791. doi : 10.1038/nature04314.
- Horst, S. M. (2017). Titan's atmosphere and climate. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 122(3) :432–482. doi : 10.1002/2016je005240.
- Irwin, P., Teanby, N., de Kok, R., Fletcher, L., Howett, C., Tsang, C., Wilson, C., Calcutt, S., Nixon, C., and Parrish, P. (2008). The NEMESIS planetary atmosphere radiative transfer and retrieval tool. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 109(6) :1136–1150. doi : 10.1016/j.jqsrt.2007.11.006.

- Jaffe, L. and Herrell, L. (1997). Cassini/Huygens Science Instruments, Spacecraft, and Mission. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 34(4) :509–521.
- Krasnopolsky, V. A. (2009). A photochemical model of Titan's atmosphere and ionosphere. *Icarus*, 201(1) :226–256. doi : 10.1016/j.icarus.2008.12.038.
- Kunde, V. G., Aikin, A. C., Hanel, R. A., Jennings, D. E., Maguire, W. C., and Samuelson, R. E. (1981). C₄H₂, HC₃N and C₂N₂ in Titan's atmosphere. *Nature*, 292(5825) :686–688. doi : 10.1038/292686a0.
- Lacis, A. A. and Oinas, V. (1991). A description of the correlated k distribution method for modeling non gray gaseous absorption, thermal emission, and multiple scattering in vertically inhomogeneous atmospheres. *Journal of Geophysical Research*, 96(D5) :9027. doi : 10.1029/90jd01945.
- Lara, L. M., Lellouch, E., González, M., Moreno, R., and Rengel, M. (2014). A time-dependent photochemical model for Titan's atmosphere and the origin of H₂O. *Astronomy & Astrophysics*, 566 :A143. doi : 10.1051/0004-6361/201323085.
- Lellouch, E., Bézard, B., Moses, J., Davis, G., Drossart, P., Feuchtgruber, H., Bergin, E., Moreno, R., and Encrenaz, T. (2002). The Origin of Water Vapor and Carbon Dioxide in Jupiter's Stratosphere. *Icarus*, 159(1) :112–131. doi : 10.1006/icar.2002.6929.
- Lellouch, E., Bézard, B., Flasar, F., Vinatier, S., Achterberg, R., Nixon, C., Bjoraker, G., and Gorius, N. (2014). The distribution of methane in Titan's stratosphere from Cassini/CIRS observations. *Icarus*, 231 :323–337. doi : 10.1016/j.icarus.2013.12.016.
- Lewis, J. S. (1971). Satellites of the outer planets : Their physical and chemical nature. *Icarus*, 15(2) :174–185. doi : 10.1016/0019-1035(71)90072-8.
- Lunine, J. (2009). Saturn's Titan : A strict test for life's cosmic ubiquity. *Proceedings of the American Philosophical Society*, 153 :404–419.
- Moreno, R., Lellouch, E., Lara, L. M., Feuchtgruber, H., Rengel, M., Hartogh, P., and Courtin, R. (2012). The abundance, vertical distribution and origin of H₂O in Titan's atmosphere : ***Herschel observations and photochemical modelling***. *Icarus*, **221(2) : 753–767**. doi : .
- Newman, C. E., Lee, C., Lian, Y., Richardson, M. I., and Toigo, A. D. (2011). Stratospheric superrotation in the TitanWRF model. *Icarus*, 213(2) :636–654. 10.1016/j.icarus.2011.03.025.
- Rodgers. *Inverse Methods for Atmospheric Sounding : Theory and Practice*. World Scientific (2000).
- Rothman, L., Jacquemart, D., Barbe, A., Benner, D. C., Birk, M., Brown, L., Carleer, M., Chackerian, C., Chance, K., Coudert, L., Dana, V., Devi, V., Flaud, J.-M., Gamache, R., Goldman, A., Hartmann, J.-M., Jucks, K., Maki, A., Mandin, J.-Y., Massie, S., Orphal, J., Perrin, A., Rinsland, C., Smith, M., Tennyson, J., Tolchenov, R., Toth, R., Auwera,

J. V., Varanasi, P., and Wagner, G. (2005). The HITRAN 2004 molecular spectroscopic database. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 96(2) :139–204. 10.1016/j.jqsrt.2004.10.008.

Sánchez, A. *An Introduction to Planetary Atmospheres*. CSC Press (2011).

Smith, P. H. (1980). The radius of Titan from Pioneer Saturn data. *Journal of Geophysical Research*, 85(A11) :5943. 10.1029/ja085ia11p05943.

Snowden, D., Yelle, R., Cui, J., Wahlund, J.-E., Edberg, N., and Ågren, K. (2013). The thermal structure of Titan’s upper atmosphere, I : Temperature profiles from Cassini INMS observations. *Icarus*, 226(1) :552–582. 10.1016/j.icarus.2013.06.006.

Spilker, L. (2019). Cassini-Huygens’ exploration of the Saturn system : 13 years of discovery. *Science*, 364(6445) :1046–1051. 10.1126/science.aat3760.

Teanby, N., Irwin, P., DeKok, R., Nixon, C., Coustenis, A., Bezar, B., Calcutt, S., Bowles, N., Flasar, F., and Fletcher, L. (2006). Latitudinal variations of HCN, HC₃N, and C₂N₂ in Titan's stratosphere derived from Cassini CIRS data. *Icarus*, 181(1) :243–255. 10.1016/j.icarus.2005.11.008.

Vinatier, S., Bézard, B., Nixon, C. A., Mamoutkine, A., Carlson, R. C., Jennings, D. E., Guandique, E. A., Teanby, N. A., Bjoraker, G. L., Flasar, F. M., and Kunde, V. G. (2010). Analysis of Cassini/CIRS limb spectra of Titan acquired during the nominal mission. *Icarus*, 205(2) :559–570. 10.1016/j.icarus.2009.08.013.

Vinatier, S., Bézard, B., Lebonnois, S., Teanby, N. A., Achterberg, R. K., Gorius, N., Mamoutkine, A., Guandique, E., Jolly, A., Jennings, D. E., and Flasar, F. M. (2015). Seasonal variations in Titan’s middle atmosphere during the northern spring derived from Cassini/CIRS observations. *Icarus*, 250 :95–115. 10.1016/j.icarus.2014.11.019.

Wishnow, E., Orton, G., Ozier, I., and Gush, H. (2007). The distortion dipole rotational spectrum of : A low temperature far-infrared study. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 103(1) :102–117. 10.1016/j.jqsrt.2006.06.005.

Wong, A., Morgan, C., Yung, Y., and Owen, T. (2002). Evolution of CO on Titan. *Icarus*, 155(2) :382–392. 10.1006/icar.2001.6720.