



**HAL**  
open science

# Étude de la dynamique et de la composition des atmosphères des planètes géantes : préparation de la mission JUICE

Bilal Benmahi

► **To cite this version:**

Bilal Benmahi. Étude de la dynamique et de la composition des atmosphères des planètes géantes : préparation de la mission JUICE. Astrophysique [astro-ph]. Université de Bordeaux, 2022. Français. NNT : 2022BORD0242 . tel-03847662

**HAL Id: tel-03847662**

**<https://theses.hal.science/tel-03847662>**

Submitted on 10 Nov 2022

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

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

THÈSE PRÉSENTÉE  
POUR OBTENIR LE GRADE DE  
**DOCTEUR**  
**DE L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX**

ECOLE DOCTORALE SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGÉNIEUR

ASTROPHYSIQUE, PLASMAS, NUCLÉAIRE

Par **Bilal BENMAHI**

Étude de la dynamique et de la composition des atmosphères des planètes  
géantes : préparation de la mission JUICE

Sous la direction de : **Thibault CAVALIÉ**

Soutenue le 13 septembre 2022

Membres du jury :

Mme. Sandrine VINATIER	Chargée de recherche	Observatoire de Paris-Meudon	Rapporteur
M. François FORGET	Directeur de Recherche	Laboratoire de Météorologie Dynamique	Rapporteur
M. Benoit LAVRAUD	Directeur de Recherche	Laboratoire d'Astrophysique de Bordeaux	Président
Mme. Sandrine GUERLET	Chargée de Recherche	Laboratoire de Météorologie Dynamique	Examinatrice
M. Denis GRODENT	Professeur	Université de Liege	Examineur
M. Thibault CAVALIÉ	Chargé de recherche	Université de Bordeaux	Directeur de thèse
M. Vincent HUE	Chercheur	Southwest Research Institute (USA)	Invité



## **Étude de la composition et de la dynamique des atmosphères des planètes géantes : préparation de la mission JUICE**

**Résumé :** Le Jupiter Icy Moon Explorer (JUICE) est la prochaine grande mission de l'Agence Spatiale Européenne. JUICE embarquera 10 instruments et sera lancé en 2023 pour étudier le système jovien à partir de 2031 et pendant 4 ans. Parmi ses instruments, le Submillimeter Wave Instrument (SWI, PI P. Hartogh, MPS, Allemagne) nous intéresse plus particulièrement. Il s'agit d'un télescope de 29 cm de diamètre qui observera Jupiter et les satellites galiléens dans le domaine submillimétrique. SWI est destiné à étudier la composition ainsi que la dynamique des atmosphères de ces corps mais aussi les surfaces des satellites. Ce travail de thèse consiste à analyser et interpréter des observations de Jupiter et de Saturne, prises avec des télescopes au sol et spatiaux, pour préparer le programme scientifique de JUICE/SWI.

Tout d'abord, nous avons étudié l'évolution temporelle de l'abondance d'H<sub>2</sub>O dans la stratosphère de Jupiter à partir de deux décennies de données recueillies par le télescope spatial Odin. Cette première étude nous permet notamment de prédire l'observabilité par SWI d'H<sub>2</sub>O dans la stratosphère de Jupiter grâce à nos modélisations photochimiques.

Nous avons également analysé des observations ALMA (Atacama Large Millimeter/submillimeter Array) de CO et d'HCN, qui ont initialement été déposés dans la stratosphère de Jupiter lors de la désintégration de la comète Shoemaker-Levy-9 en 1994. Comme H<sub>2</sub>O, ces composés seront observables dans les bandes spectrales de SWI. Nous avons développé une méthode qui permet de mesurer directement l'effet Doppler induit par les vents atmosphériques sur les raies spectrales, grâce à la très haute résolution spectrale et spatiale d'ALMA. Cette méthode, qui permet d'étudier la dynamique atmosphérique des planètes géantes, est basée sur la technique de simulation Markov Chain Monte Carlo. Nos résultats dans la haute stratosphère de Jupiter indiquent que des jets sont présents dans la zone équatoriale. Ces mesures de vent, jumelées avec des mesures concomitantes de la température stratosphérique, nous ont permis de caractériser la circulation stratosphérique équatoriale grâce à l'équation du vent thermique. Nous avons ainsi mis en évidence un empilement vertical de jets équatoriaux dirigés alternativement vers l'ouest et vers l'est.

Nous avons appliqué cette même technique de mesure de vents à des observations ALMA de CO et d'HCN dans la stratosphère de Saturne. Nos résultats révèlent une circulation équatoriale inédite. Nous retrouvons, en effet, le grand jet équatorial de Saturne, auparavant observé par Hubble et Cassini au niveau des nuages entre 60 et 2000 mbar de pression, à 0.1 mbar, c'est-à-dire 500 km plus haut que les observations Hubble et Cassini/ISS.

Par ailleurs, nous avons découvert que les zones polaires de Jupiter et de Saturne sont le siège d'une chimie et d'une dynamique particulières. En effet, dans la stratosphère de Jupiter, nos observations Odin et ALMA montrent qu'H<sub>2</sub>O et HCN sont détruits plus rapidement dans ces zones qu'aux latitudes basses et moyennes. Par ailleurs, nous avons détecté la présence de jets auroraux qui sont positionnés sous les ovales auroraux nord et sud de Jupiter. Il est possible qu'un jet similaire soit également présent sous l'ovale auroral nord de Saturne. Nous pensons que ces jets pourraient former des vortex géants jusqu'à l'ionosphère où une dynamique similaire a été détectée sur Jupiter. Il se pourrait donc que l'on soit en présence de vortex gigantesques qui participeraient au confinement de la matière dans les zones aurorales où des électrons énergétiques précipitent et contribuent à la chimie. C'est pourquoi nous avons développé un outil de modélisation du transport des électrons magnétosphériques afin de le coupler à un modèle photochimique ion-neutre dans les zones aurorales de Jupiter et ainsi mieux comprendre la chimie et la dynamique de ces régions particulières. À terme, nous prévoyons d'appliquer ce modèle également à Saturne.

**Mots-clés :** Planètes géantes, Atmosphères, Dynamique, Transfert radiatif, Photochimie, Transport électronique

---

## Composition and dynamics of the atmospheres of giant planets: preparation of the JUICE mission

**Abstract:** The Jupiter Icy Moon Explorer (JUICE) is the next major mission of the European Space Agency. JUICE will embark 10 instruments and will be launched in 2023 to study the Jovian system from 2031 during 4 years. Among its instruments, we are particularly interested in the Submillimeter Wave Instrument (SWI, PI P. Hartogh, MPS, Germany). SWI is a 29 cm diameter telescope that will observe Jupiter and the Galilean satellites in the submillimeter range. SWI is intended to study the composition and the dynamics of the atmospheres of these bodies as well as the surfaces of the satellites. This thesis work consists in analyzing and interpreting observations of Jupiter and Saturn, taken with ground-based and space-based telescopes, to prepare the scientific program of JUICE/SWI.

We first analyzed the temporal evolution of the  $\text{H}_2\text{O}$  abundance in Jupiter's stratosphere with two decades of data collected by the Odin space telescope. This first study allows us to predict the observability of  $\text{H}_2\text{O}$  in Jupiter's stratosphere by SWI thanks to our photochemical modelling.

We also analyzed ALMA (Atacama Large Millimeter/submillimeter Array) observations of CO and HCN, two molecules initially deposited in Jupiter's stratosphere during the impacts of comet Shoemaker-Levy-9 in 1994. Like  $\text{H}_2\text{O}$ , these compounds will be observable in the SWI spectral bands. We have developed a method to directly measure the Doppler shift induced by atmospheric winds on the spectral lines, thanks to the very high spectral and spatial resolutions of ALMA. This method, which allows us to study the atmospheric dynamics of giant planets, is based on the Markov Chain Monte Carlo modeling technique. Our results in the upper stratosphere of Jupiter indicate that jets are present in the equatorial zone. These wind measurements, coupled with near-simultaneous measurements of stratospheric temperature, have allowed us to characterize the equatorial stratospheric circulation using the thermal wind equation. We found that westward and eastward jets are vertically stacked at the equator.

We have also applied this wind measurement technique to ALMA observations of CO and HCN in Saturn's stratosphere. Our results reveal a surprising equatorial circulation. We observe at a pressure of 0.1 mbar the large equatorial jet of Saturn previously observed by Hubble and Cassini at the cloud level at pressures between 60 and 2000 mbar. Our observations demonstrate that this broad jet extends 500 km higher than the Hubble and Cassini/ISS observations.

Moreover, we have discovered that unique chemistry and dynamics occur in the polar zones of Jupiter and Saturn. Indeed, in the stratosphere of Jupiter, our Odin and ALMA observations show that  $\text{H}_2\text{O}$  and HCN are destroyed more rapidly in these zones compared to the low and middle latitudes. Also, we have detected the presence of auroral jets that are located under the northern and southern auroral ovals of Jupiter. It seems that a similar jet is also present under the northern auroral oval of Saturn. We think that these jets could form giant vortices up to the ionosphere where similar dynamics have been detected on Jupiter. It is therefore possible that we are in the presence of gigantic vortices that would participate in the confinement of materials in the auroral zones where energetic electrons precipitate and contribute to the chemistry. This is why we have finally developed a tool to simulate the transport of magnetospheric electrons in order to combine it with an ion-neutral photochemical model in the auroral zones of Jupiter to better understand the chemistry and dynamics of these particular regions. In the long term, we plan to apply this model to Saturn also.

**Keywords:** Giant planets, Atmospheres, Dynamics, Radiative transfer, Photochemistry, Electronic transport

---

Laboratoire d'Astrophysique de Bordeaux (LAB)

UMR 5804. Université de Bordeaux, 351 cours de la Libération CS10004 33405 Talence CEDEX



*”Je reviens de la Belgique, là, aujourd’hui. J’étais chez ma mère, pour une journée, aller-retour. Et, je me suis promené sur la plage. Y avait beaucoup de vent. Il pleuvait. La mer était déchainée ! Et j’ai dû me pencher en avant. T’as vu comme j’aime la vie, hein ? J’ai dû me pencher en avant pour sentir ces molécules ... euh ... Called CO<sub>2</sub>, pour qu’elles soient plus puissantes que maintenant. Pourquoi ? Le vent a poussé la matière, la masse moléculaire, et avait plus d’impact sur mon corps. Donc, j’ai dû me battre contre cette masse parce que c’est pas une masse habituelle faite pour l’être humain.”*

Jean-Claude Van Damme  
(1960-forever ...)

*À mes parents, à tous ceux qui m'ont soutenus et ceux qui ont cru en moi ...*

# Remerciement

Trois années de thèse paraissent peut-être ridicules pour une expérience de recherche, mais croyez-moi j'ai vécu énormément de choses, énormément d'aventures, de travail, de partage et surtout je me suis amusé comme un fou. Mais parallèlement, j'ai eu aussi mes moments de faiblesse, de solitude, de dépression et de manque de confiance. À vrai dire, j'ai de quoi écrire un bon bouquin sur la vie d'un doctorant ;-), mais ce ne sera pas l'objet de cette partie du manuscrit.

La plupart des manuscrits de thèse que j'ai eu l'occasion de lire contiennent une partie de remerciements. De plus, c'est souvent le "chapitre" où l'on se permet de s'exprimer en toute honnêteté et dire tout ce qui nous passe par la tête. Je vais donc, et comme tous mes semblables avant moi, faire perdurer la tradition et exprimer le fond de ma pensée.

Mon histoire est longue et parsemée d'embûches, mais j'ai quand même eu la chance durant tout mon cursus de croiser le chemin de ceux qui m'ont mené à cet aboutissement, ceux qui m'ont aidé et soutenu, ceux qui m'ont donné et redonné de l'espoir, ceux qui ont cru en moi et ceux qui m'ont donné leur confiance.

Cet accomplissement je le dois avant tout à Bertrand et Sophie qui m'ont accompagné dans mes premiers pas. Merci pour votre confiance et merci pour vos encouragements. Bertrand, sache que c'est en grande partie grâce à toi que j'ai décidé de faire de l'astrophysique et d'en faire mon métier.

Depuis que j'ai entamé ce parcours, je n'ai cessé d'avoir des fréquentations d'exception, des enseignements très motivants et surtout des enseignants dont je me suis toujours inspiré. C'est aussi dans ce parcours que je t'ai rencontré, Michel. Je tiens à te "double-remercier" à la fois par ce que tu as croisé mon chemin, mais par ce que tu as, toi aussi, contribué à cet acheminement. Sache que tu as toujours été un modèle pour moi, car grâce à toi j'ai appris l'humilité et la simplicité. Sans oublier bien sûr que tu es un personnage clé dans mon histoire, car c'est grâce à toi aussi que j'ai rencontré Aurélia et c'est avec ton soutien que nous avons fondé l'Association Universitaire d'Astronomie. Donc sérieusement, je ne te remercierai jamais assez pour ton soutien et pour tes enseignements. De plus, je te remercie de m'avoir supporté et d'avoir à me supporter dans le futur ! Car n'oublie pas on a encore du boulot à faire !

Bien évidemment, il y a toi, Aurélia. Toi qui as toujours été avec moi et avec qui j'ai tant partagé durant ce cursus. Toi qui partage ma vie aujourd'hui sache que tu as été une motivation pour moi. Je ne te remercierai jamais assez et j'espère être à la hauteur pour te rendre ne serait-ce que la moitié de ce que tu m'as donné. Heureusement pour moi j'ai réussi à t'épouser. Aurélia, merci pour ton soutien et merci d'avoir été et d'être à mes côtés.

Et puis il y a mes camarades de licence, de master, de thèse et du laboratoire. Vous êtes nombreux à m'avoir soutenu et cru en moi. Vous êtes nombreux à m'avoir fait confiance et je vous remercie de tout mon cœur. Merci à Franck et Jeremy pour nos nombreuses discussions politico-scientifico-socialo-médiatiques (LOL) et merci à toi Pierre (Gratier) pour ce que tu m'as appris sur les méthodes d'ajustement et encore une fois louange à toi dieu du python.

Merci à toi Sylvain d'avoir été mon co-TP depuis le S2. Je ne sais pas si tu te rends compte, mais tu as dû me supporter pendant presque 5 ans ! Je t'en félicite :-)) et je te remercie donc de m'avoir supporté. Je te rassure, il y en a un autre à qui j'en ai fait voir de toutes les couleurs. N'est-ce pas Benjamin ? Tu n'as pas fini de me voir, car avec toi aussi on a encore du boulot à faire. Benjamin, je te remercie d'abord de m'avoir aidé à faire pleuvoir des électrons dans l'atmosphère de Jupiter et je te remercie aussi pour tes coups de main et surtout ton aide précieuse après ma soutenance :-D.

Je tiens aussi à remercier tous les membres du jury pour vos relectures et vos corrections, mais aussi pour le temps que vous avez consacré pour ce travail.

Maintenant, pour conclure, j'ai laissé le meilleur pour la fin. Mon directeur de thèse, Thibault. Je t'avoue que ça me fait bizarre de dire "mon directeur de thèse" par ce que j'avais une relation

plus fraternelle avec toi. Il me faudrait plusieurs pages pour décrire l'efficacité de tes 3 années d'encadrement, et heureusement les chapitres qui suivront vont prouver ce travail. Thibault, je te remercie de m'avoir appris tant durant ces  $3 \times 12$  mois de thèse. Je te remercie de m'avoir donné confiance en moi pendant les moments difficiles de cette thèse et surtout je te remercie, toi aussi, de m'avoir supporté. Comme je te l'ai déjà dit, j'ai eu le sentiment d'être avec un grand frère et non un directeur de thèse. Tes conseils, tes enseignements et tes remarques ont toujours été bienveillants et pour cela je te remercie davantage. Le métier de la recherche n'est pas facile, et il est loin d'être accessible. Pourtant, durant ces trois années de thèse, tu as su me redonner de l'espoir et grâce à toi, j'ai redécouvert la passion de la planétologie. Je ferais donc tout pour marcher dans tes pas et j'espère être, moi aussi, un exemple comme tu l'as été pour moi.



---

# TABLE DES MATIÈRES

<b>I</b>	<b>Introduction</b>	<b>5</b>
<b>II</b>	<b>Mesure des vents atmosphériques des planètes géantes par observations submillimétriques</b>	<b>12</b>
1	Introduction . . . . .	12
1.1	Les différentes méthodes utilisées pour mesurer les vents atmosphériques des planètes du système solaire . . . . .	12
1.1.1	Le "cloud tracking" . . . . .	12
1.1.2	Utilisation de l'équation des vents thermiques . . . . .	13
1.1.3	Décalage Doppler spectral . . . . .	14
1.2	Mesure des vents par spectroscopie hétérodyne sur les planètes telluriques . .	15
1.3	Possibilité de mesure des vents par spectroscopie hétérodyne sur les planètes géantes . . . . .	16
2	Interférométrie par spectroscopie hétérodyne . . . . .	17
2.1	Notions générales sur la radioastronomie . . . . .	17
2.2	Antennes simples et détection hétérodyne . . . . .	18
2.3	Principe d'interférométrie et présentation de l'interféromètre ALMA . . . . .	20
3	Transfert radiatif et simulation de l'émission spectrale des atmosphères planétaires .	23
3.1	Intensité spécifique monochromatique (ou brillance) et flux . . . . .	23
3.2	Équation du transfert radiatif . . . . .	24
3.3	Fonction de contribution . . . . .	25
3.4	Modélisation de l'émission atmosphérique planétaire . . . . .	26
3.5	Relation entre le flux $F_\nu$ et la température d'antenne $T_A$ . . . . .	27
4	Méthode de mesure des vents par effet Doppler . . . . .	27
4.1	Format du cube spectral des données ALMA . . . . .	27
4.2	Calcul géométrique du disque planétaire apparent . . . . .	28
4.3	Extraction des raies spectrales observées depuis le cube des données . . . . .	28
4.4	Correction de la position du centre planétaire dans le cube des données . . . .	31
4.5	Ajustement des raies spectrales observées . . . . .	33
4.5.1	Ajustement de la fréquence centrale par un profil type . . . . .	33
4.5.2	Profil phénoménologique . . . . .	34
4.5.3	Ajustement statistique par la méthode Markov Chain Monte Carlo . . . . .	36
4.6	Combinaison avec le modèle de transfert radiatif . . . . .	39
4.7	Estimation des erreurs sur la vitesse . . . . .	41
4.8	Code et environnement de calcul . . . . .	42

<b>III</b>	<b>Première mesure directe des vents dans la stratosphère de Jupiter</b>	<b>44</b>
1	Introduction . . . . .	44
2	Configuration géométrique des observations ALMA de Jupiter . . . . .	45
2.1	Calcul du limbe apparent de la planète . . . . .	46
2.2	Calibration de la position du centre du disque planétaire par le continuum . . . . .	46
3	Extraction des émissions spectrales au limbe de Jupiter et interprétation des données ALMA de Jupiter . . . . .	47
3.1	Émissions spectrales au limbe de la planète . . . . .	47
3.2	Dichotomie de l'abondance d'HCN en fonction de la latitude . . . . .	50
3.3	Ajustement MCMC, combinaison avec le transfert radiatif et suppression de l'effet Doppler dû à la rotation de la planète . . . . .	51
3.4	Pressions sondées au limbe de Jupiter . . . . .	52
4	Résultats et discussion des mesures des vents par effet Doppler . . . . .	53
4.1	Vents stratosphériques par observation de CO . . . . .	53
4.2	Vents stratosphériques par observation de HCN . . . . .	54
4.2.1	Latitudes polaires . . . . .	55
4.2.2	Latitudes moyennes et équatoriales . . . . .	56
5	Structure des vents stratosphériques dans la zone équatoriale de Jupiter . . . . .	57
5.1	Équilibre géostrophique et vents thermiques . . . . .	57
5.1.1	Équation des vents thermiques dans le cas d'un équilibre géostrophique . . . . .	58
5.1.2	Équation des vents thermiques en zone équatoriale . . . . .	58
5.1.3	Validité des équations TWE et EQTWE . . . . .	58
5.2	Oscillation quasi-périodique . . . . .	59
5.2.1	État des lieux . . . . .	59
5.2.2	Oscillation quasi-périodique de Jupiter . . . . .	60
5.3	Exploitation des mesures thermiques et dynamiques dans la zone équatoriale de Jupiter . . . . .	61
5.3.1	Observations Gemini/TEXES de la structure thermique de Jupiter . . . . .	61
5.3.2	Condition initiale pour l'équation des vents thermiques . . . . .	61
5.4	Calcul des vents thermiques . . . . .	62
5.4.1	Résolution de l'EQTWE . . . . .	63
5.4.2	Résolution de la TWE . . . . .	65
5.4.3	Combinaison de la TWE et de l'EQTWE . . . . .	66
5.5	Résultats et discussions . . . . .	66
5.5.1	Structure zonale des vents thermiques dans la région où se situe la JEO . . . . .	67
5.5.2	Variabilité longitudinale de la structure des vents thermiques . . . . .	69
5.5.3	Structure zonale des vents thermiques dans la haute troposphère . . . . .	70
6	Conclusion . . . . .	73
<b>IV</b>	<b>Application à Saturne</b>	<b>76</b>
1	Introduction . . . . .	76
2	Description des observations des observations ALMA de Saturne . . . . .	77
2.1	Calcul du limbe apparent de la planète . . . . .	78
2.2	Calibration du centre planétaire . . . . .	79
3	Extraction des raies spectrales des données ALMA de Saturne . . . . .	80
3.1	Émissions spectrales de CO . . . . .	81
3.2	Émissions spectrales de HCN . . . . .	81
3.3	Pressions sondées dans le limbe de Saturne . . . . .	83

3.4	Ajustement MCMC, combinaison avec le transfert radiatif et suppression de l'effet Doppler dû à la rotation de la planète . . . . .	84
3.4.1	Tentative de mesure des vents à 2D . . . . .	85
4	Résultats et discussion des mesures des vents stratosphériques dans l'atmosphère de Saturne . . . . .	86
4.1	Résultats des mesures des vents CO et HCN . . . . .	86
4.1.1	Vents sur la ligne de visée . . . . .	86
4.1.2	Composante zonale des vents mesurés . . . . .	87
4.2	Zone équatoriale et SSAO . . . . .	89
4.3	Les latitudes moyennes de l'hémisphère nord . . . . .	91
4.4	Jet polaire westward à 71°N . . . . .	92
5	Conclusion . . . . .	93

**V Etude de la dynamique et de la composition atmosphérique des zones polaires des planètes géantes 95**

1	Détection des jets sous les aurores joviennes et potentiellement sous les aurores kroniennes	96
1.1	Jets auroraux de Jupiter . . . . .	96
1.1.1	Corrélations avec les ovales auroraux principaux de Jupiter . . . . .	96
1.1.2	Modélisation et ajustement approximatif des jets polaires . . . . .	97
1.1.3	Résultats et discussion . . . . .	99
1.2	Jet au pôle nord de Saturne . . . . .	102
1.3	Qu'impliquerait une telle circulation stratosphérique polaire ? . . . . .	102
2	Abondance d'HCN dans les zones aurorales joviennes . . . . .	104
3	Évolution temporelle de l'abondance de H <sub>2</sub> O dans la stratosphère de Jupiter . . . . .	107
4	Étude préliminaire de l'influence des électrons magnétosphériques sur la chimie aurorale jovienne . . . . .	113
4.1	Introduction . . . . .	113
4.2	État de l'art . . . . .	114
4.3	Modélisation du transport électronique . . . . .	115
4.3.1	L'équation de Boltzman . . . . .	115
4.3.2	Généralisation du code TRANS-Jupiter : la nouvelle version TRANS-Planet . . . . .	117
4.4	Influence des électrons magnétosphériques sur la chimie atmosphérique dans les aurores joviennes . . . . .	118
4.4.1	Modèle initial de l'atmosphère de Jupiter pour le calcul de la précipitation électronique et couplage de Trans-Planet avec la modélisation de photochimie . . . . .	118
4.4.2	Configuration des lignes du champ magnétique dans les zones de précipitation . . . . .	120
4.4.3	Flux de précipitation électronique initial . . . . .	121
4.4.4	Méthode de modélisation de la composition atmosphérique des zones aurorales de Jupiter . . . . .	123
4.4.5	Résultats et discussions . . . . .	123
4.4.6	Conclusion . . . . .	131

**VI Résumé et Conclusion générale 133**

**Annexes 138**

<b>Appendix A</b>	<b>Suppléments pour le chapitre 3</b>	<b>139</b>
1	Schéma de la configuration de l'observation de Jupiter . . . . .	139
2	Exemples d'oscillations quasi-périodiques . . . . .	140
2.1	Oscillation quasi-biennale sur Terre . . . . .	140
2.2	Oscillation quasi-quadriennale sur Jupiter . . . . .	141
3	Quelques notions sur les ondes atmosphérique . . . . .	141
3.1	Les ondes de gravité . . . . .	141
3.2	Les ondes de Rossby . . . . .	142
4	Champs thermiques à différentes longitudes dans l'atmosphère de Jupiter . . . . .	142
5	Variabilité longitudinale des températures en mars 2017 . . . . .	142
6	Lissages des données des vitesses et des températures pour le calcul des vents thermiques	143
<b>Appendix B</b>	<b>Publications scientifiques</b>	<b>144</b>
1	Étude de l'évolution temporelle de l'abondance de H <sub>2</sub> O dans la stratosphère de Jupiter grâce aux observations du radiotélescope Odin . . . . .	145
2	Première détection des jets stratosphériques auroraux de Jupiter grâce aux observations ALMA . . . . .	155
3	Cartographie des vents zonaux de l'oscillation équatoriale stratosphérique de Jupiter	167
4	Première mesure des vents stratosphériques de Saturne grâce aux observations ALMA	177

## INTRODUCTION

Les sciences de l'atmosphère sont nombreuses et représentent plusieurs domaines comme la climatologie, la météorologie ou l'aéronomie. Ces domaines d'étude ont tous un point en commun qui consiste à prédire le comportement futur de l'atmosphère, mais aussi à comprendre son comportement dans le passé afin d'étudier son évolution. Cette discipline s'étend aussi à la planétologie qui consiste à étudier les atmosphères d'autres planètes. L'activité humaine durant ces deux derniers siècles a été à la fois exponentiellement croissante, mais aussi incroyablement destructrice pour les écosystèmes et les équilibres climatiques qui régnaient jusqu'alors. Ce déséquilibre provoque une discontinuité de l'évolution des phénomènes météorologiques et climatiques terrestres. Un des moyens d'approfondir notre compréhension du fonctionnement de l'atmosphère de la Terre est de se retourner vers le ciel. Ainsi, les divers laboratoires naturels que contient notre système solaire sont une source importante pour comprendre et étudier notre propre atmosphère.

En général, on définit une atmosphère planétaire comme étant l'enveloppe externe gazeuse, composée de gaz neutres ou ionisés, accrétée par l'astre depuis la formation de la planète. Cette enveloppe gazeuse évolue ensuite en fonction de l'activité interne de la planète, mais aussi en fonction de l'interaction avec le milieu interplanétaire représentant son environnement externe. Globalement, une atmosphère planétaire est structurée en couches. Sa limite externe étant ambiguë, elle est simplement définie par l'altitude à laquelle l'échappement atmosphérique a lieu, c'est-à-dire, lorsque l'énergie thermique des particules atmosphériques est supérieure à l'énergie potentielle gravitationnelle. Quant à sa limite interne, celle-ci est définie à la surface dans le cas des planètes telluriques. Entre ces deux limites, les autres couches atmosphériques sont définies en fonction de leurs propriétés physiques et notamment leur structure thermique. Sur Terre, les couches atmosphériques, dans l'ordre croissant d'altitude, sont la troposphère, la stratosphère, la mésosphère, la thermosphère et l'exosphère (figure I.1). La troposphère s'étend de la surface terrestre (1 bar de pression) jusqu'au point où la température cesse sa décroissance à la tropopause. Au-dessus de ce minimum local de température, la stratosphère s'étend jusqu'au point où la température cesse sa croissance; ce maximum local est nommé la stratopause. La température décroît à nouveau en fonction de l'altitude jusqu'au deuxième minimum local, la mésopause : c'est ainsi qu'est définie la mésosphère. Enfin, le profil thermique reprend fortement sa croissance et définit donc la thermosphère qui s'étend jusqu'à la thermopause là où commence l'exosphère. Globalement, ces définitions de la structure atmosphérique s'appliquent plus ou moins aux atmosphères des planètes telluriques dans notre système solaire sauf pour le cas de la mésosphère qui est parfois difficile à définir à cause de la différence entre les profils thermiques de toutes ces atmosphères (exemple du profil thermique de Mars ou Vénus). Dans le cas des planètes géantes, la mésosphère est par définition confondue avec la thermosphère et donc la stratopause devient la cloison qui sépare la haute stratosphère et la basse thermosphère. Pour ce qui est de la troposphère dans le cas des planètes géantes, la limite inférieure de celle-ci est indéfinie à cause de l'absence de surface solide et donc par convention la pression de 1 bar est utilisée pour

déterminer le niveau d'altitude nulle.

L'atmosphère étant un fluide gazeux, celle-ci subit des variations thermiques modifiant ainsi son comportement chimique et sa dynamique. Ces variations thermiques peuvent être provoquées par les propriétés géométriques ou orbitales de la planète ou du satellite comme l'obliquité, la période de rotation, la distance au Soleil, le bombardement cométaire, etc. mais aussi par des activités thermiques internes ou volcaniques (pour le cas des planètes telluriques). De part leurs caractéristiques respectives, les atmosphères des planètes et satellites du système solaire présentent une grande diversité. Cependant, les lois physiques qui s'appliquent étant toujours les mêmes, celles-ci sont donc d'un intérêt majeur pour étudier à la fois leur structure, leur composition ainsi que leur dynamique. Cela sert aussi à développer les lois de la dynamique nous permettant d'étudier notre propre atmosphère. L'intérêt d'étudier les atmosphères planétaires ne concerne pas que les atmosphères des planètes telluriques, car il est tout aussi intéressant d'étudier les atmosphères des planètes rocheuses de faible masse que celles des planètes géantes.

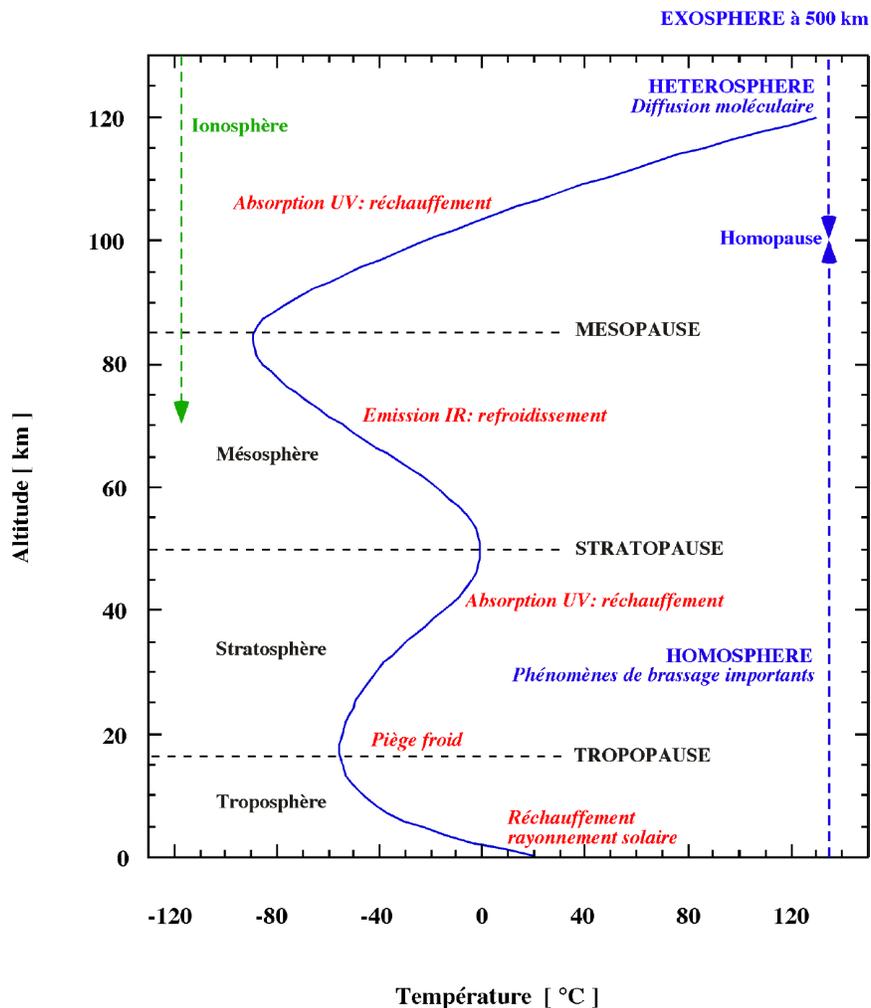


Figure I.1: Profil thermique de l'atmosphère terrestre et définition des différentes couches atmosphériques de notre planète. Cette figure est issue du cours sur la physique des atmosphères de Michel Dobrijevic (LAB).

Les compositions des atmosphères des corps telluriques de notre système solaire sont en grande partie liées à leurs activités surfaciques. Ainsi, de cette façon on comprend que la composition atmosphérique reflète la nature interne du corps planétaire qui la possède. Les atmosphères des

planètes géantes, telles que Jupiter et Saturne, sont principalement composées d'hydrogène et d'hélium dans des proportions ressemblante à la composition de la nébuleuse protoplanétaire. Ces composés chimiques étant primordiaux, les atmosphères de ces géantes sont d'une importance cruciale pour l'étude des atmosphères primitives des planètes du système solaire ainsi que pour comprendre la formation du système solaire. L'hydrogène étant un élément réducteur <sup>1</sup>, il domine pratiquement toute la chimie des atmosphères des quatre planètes géantes de notre système solaire. C'est pourquoi, les composés détectés dans les atmosphères de ces planètes géantes sont principalement des gaz hydrogénés tels que le méthane ( $\text{CH}_4$ ), l'ammoniac ( $\text{NH}_3$ ), ou les hydrocarbures complexes comme l'éthane ( $\text{C}_2\text{H}_2$ ) ou l'acétylène ( $\text{C}_2\text{H}_6$ ). D'autres composés chimiques inattendus dans ces atmosphères ont été détectés suite à des apports cométaires comme le cyanure d'hydrogène ( $\text{HCN}$ ) ou l'eau ( $\text{H}_2\text{O}$ ). L'exemple de la collision de la comète Shoemaker-Levy 9 a permis à la communauté de mettre en évidence à la fois les sources chimiques externes mais aussi d'étudier leur diffusion spatiale dans les atmosphères afin de contraindre les mécanismes physico-chimiques qui y règnent.

Pour ce qui est de la dynamique, les planètes géantes du système solaire ont des atmosphères très perturbées avec des vents violents de quelques centaines de mètres par seconde au niveau de la troposphère. Ces planètes étant loin du Soleil pour en recevoir un flux suffisamment intense qui permettrait d'entretenir une telle dynamique, cela a soulevé diverses questions, car il se trouve que ces planètes rayonnent plus d'énergie qu'elles en reçoivent du Soleil. Par exemple, Jupiter ou Neptune rayonnent respectivement 1.7 et 3 fois l'énergie qu'elles en reçoivent du Soleil. On en déduit ainsi, qu'une partie de cette énergie est issue de l'intérieur même de ces planètes et contribue donc à chauffer l'atmosphère à sa base, ce qui permet à de telles circulations d'exister. De plus, les phénomènes circulatoire et dynamique dans les atmosphères des géantes semblent avoir des durées de vie très grande par rapport à ceux observés sur Terre par exemple. En fait, contrairement aux masses d'air en mouvement qui sont rapidement freinées par celles au repos dans notre atmosphère, dans les atmosphères des planètes géantes la quantité de mouvement mise en jeu lors d'un déplacement de masse d'air est phénoménale, ce qui rend sa déviation ou son freinage très difficile. Ainsi, lorsqu'une perturbation atmosphérique prend forme, celle-ci demeure très active durant plusieurs mois, années, décennies ou siècles comme le cas de la grande tempête tropicale de Jupiter qui forme aujourd'hui un vortex connu sous le nom de la Grande Tache Rouge. La circulation dans les atmosphères des planètes géantes est d'un point de vue physique cruciale pour comprendre les phénomènes atmosphériques terrestres qui durent nettement moins longtemps. C'est pourquoi, l'étude de la dynamique des atmosphères des planètes géantes permettrait à la fois de déchiffrer la physique atmosphérique qui y règne mais aussi de comprendre par paléontologie comparée le fonctionnement de notre propre atmosphère.

Les travaux de recherche que j'ai effectués durant ces trois années de thèse sont destinés à accroître notre compréhension de la dynamique et de la composition des atmosphères des planètes géantes. Jupiter a été l'une des cibles prioritaires visée par les nombreuses missions spatiales destinées à l'étude du système solaire. Durant ces soixante dernières années, grâce aux missions spatiales allant de Pioneer jusqu'au passage de la sonde Cassini ainsi qu'à l'arrivée de la sonde Juno, l'évolution de notre compréhension des propriétés physiques de la planète géante notamment la dynamique de la couche troposphérique fut prodigieuse. Néanmoins et malgré la proximité spatiale à laquelle ces missions ont étudié l'atmosphère de Jupiter, la dynamique des couches atmosphériques au-dessus de la troposphère reste mal connue. Ainsi, durant cette thèse, j'ai consacré une grande partie de mes travaux à l'étude de la stratosphère de Jupiter.

L'exploration du système jovien n'en est qu'à ses débuts car d'autres missions sont prévues dont la mission JUperiter ICy moons Explorer (JUICE). Ainsi, les travaux de thèse que j'ai effectués

---

<sup>1</sup>Un élément réducteur est un composé chimique qui en sa présence, les autres composés ont tendance à privilégier leurs combinaisons avec lui.

s'inscrivent aussi dans le cadre de la préparation de cette future mission notamment pour les futures observations de l'instrument SWI (Submillimeter Wave Instrument) qui sera, en partie, utilisé pour l'étude de la structure de la dynamique atmosphérique de Jupiter.

## La mission JUICE



Figure I.2: Vue d'artiste de la mission JUICE destinée à l'exploration et à l'étude du système Jovien.

Jupiter Icy Moons Explorer est la future et première mission européenne à destination de Jupiter et de son système. Initialement prévu en mai 2022, le lancement de cette mission est désormais fixé au mois d'avril 2023. JUICE se placera en orbite jovienne en juillet 2031 et tournera autour de la planète pendant 3.5 ans et une soixantaine de fois. Au cours de ces orbites, une trentaine de survols d'Europe, Ganymède et Callisto permettront d'étudier les surfaces et atmosphères de ces satellites. Ces survols serviront également de préparation à l'étude plus approfondie de Ganymède qui aura lieu lors des 9 derniers mois de la mission, lorsque JUICE sera placée en orbite autour de cette lune. Les deux grands objectifs de cette mission sont l'étude de Jupiter en tant qu'archétype d'une géante gazeuse et la détermination des conditions propices à l'apparition de la vie qui peuvent exister dans les océans subsurface de Europe, de Ganymède et de Callisto.

Cette sonde a une masse d'environ 5 tonnes et possède des panneaux solaires lui permettant de générer son énergie. JUICE emportera à son bord environ 290 kg d'instrumentation scientifique. Parmi ces instruments, il y aura des spectromètres pour étudier la composition des sols et des atmosphères des objets astronomiques dans le système jovien, une caméra et un altimètre pour réaliser des cartes topographiques, un radar permettant d'étudier les sous-sols des satellites galiléens. Il y aura aussi d'autres instruments pour étudier les champs électromagnétiques du système jovien ainsi qu'un radio télescope qui sera destiné à l'étude des atmosphères de Jupiter et de ses satellites.

Ce dernier instrument, baptisé Submillimeter Wave Instrument (SWI), est un radiotélescope submillimétrique hétérodyne équipé d'un miroir primaire parabolique de 29 cm de diamètre. Ce radiotélescope observera dans deux bandes spectrales accessibles par son instrumentation autour de 600 GHz et 1200 GHz avec un pouvoir de résolution spectral  $R > 10^6$ . Grâce à ses caractéristiques, SWI observera l'atmosphère de Jupiter avec une résolution spatiale d'environ 1000 km sachant que le

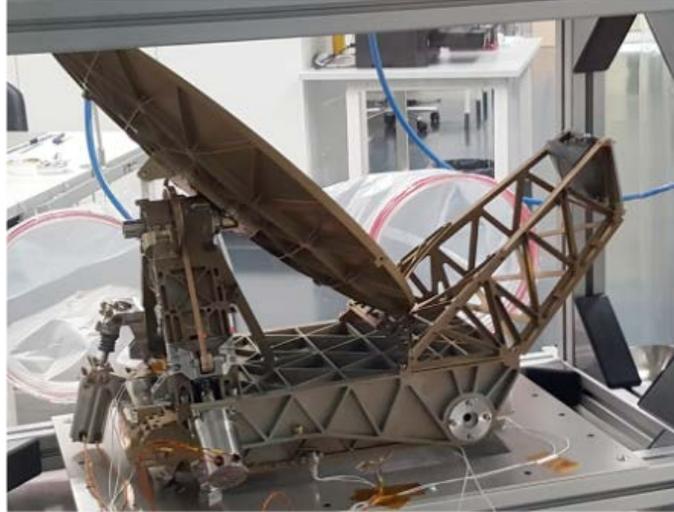


Figure I.3: Le radiotélescope Submillimetre Wave Instrument (SWI)

diamètre équatorial de cette planète est d'environ 145000 km.

Cet instrument va mesurer la composition, la température et les vents en fonction de l'altitude, de la latitude et de la longitude dans l'atmosphère de Jupiter et des satellites galiléens pendant les 4 années que durera la mission JUICE. Il permettra de mieux comprendre la circulation atmosphérique de Jupiter et les interactions entre la planète et son environnement (champ magnétique, sources externes de matière, etc.). Les mesures réalisées contraindront également les mécanismes de formation des atmosphères des satellites galiléens (sublimation, bombardement de particules, geysers/cryovolcanisme). SWI observera principalement  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{HCN}$ ,  $\text{NH}_3$  dans les atmosphères de Ganymède, Europe et Callisto pour étudier les propriétés physico-chimiques de leurs atmosphères. De plus d'autres composés chimiques comme  $\text{SO}$  et  $\text{SO}_2$  seront aussi observés par cet instrument dans l'atmosphère d'Io pour étudier l'activité volcanique de cette lune.

Pour ce qui concerne notre implication, cet instrument va nous permettre d'étudier la dynamique, la chimie et la structure thermique de l'atmosphère de Jupiter et notamment de sa stratosphère. Cela aura pour but de comprendre le fonctionnement des atmosphères des planètes géantes et de voir comment les stratosphères interagissent avec les couches attenantes (troposphère en bas et thermosphère au-dessus). Les mesures réalisées vont nous permettre de contraindre nos modèles de circulation générale et de photochimie. Ainsi, en étudiant la composition chimique de l'atmosphère de Jupiter, nous serons en mesure de prédire l'abondance de certains composés chimiques dans la stratosphère et notamment l'abondance d' $\text{H}_2\text{O}$ . Mes travaux de thèse nous permettront donc de préparer les futures observations de cet instrument grâce à ces prédictions.

Les études de la dynamique grâce aux observations ALMA nous permettront aussi de préparer les futures mesures des vents stratosphériques qui seront effectuées grâce aux observations des émissions spectrales des molécules privilégiées par les observations SWI.

## Plan du manuscrit

Dans ce manuscrit je vais présenter les résultats de ces travaux, que j'ai organisés par thème d'étude. Dans un premier temps, je présenterai l'étude de la dynamique stratosphérique de Jupiter grâce aux observations ALMA, dans le domaine millimétrique. Dans cette première étude, avec mes coauteurs, nous avons mesuré directement et pour la première fois la circulation stratosphérique de Jupiter, et nous avons cartographié sa structure verticale dans la zone équatoriale. Dans un deuxième temps, j'ai employé la méthode de mesure des vents, que j'ai développée pour Jupiter, au cas de Saturne. Cela nous a permis aussi d'obtenir pour la première fois des mesures directes de la dynamique stratosphérique de cette planète.

Les résultats des études effectuées pour les cas de Jupiter nous ont révélé une circulation et une composition chimique particulière dans les zones polaires. C'est pourquoi, dans un troisième temps, je présenterai notre étude sur la dynamique polaire de Jupiter ainsi que la composition atmosphérique dans ces hautes latitudes. Les résultats que nous avons obtenus semblent indiquer un certain lien avec l'activité aurorale. J'ai donc consacré la fin de ma thèse à l'étude de la dynamique et de la composition des zones aurorales de Jupiter. Je présenterai ces résultats préliminaires dans le chapitre final de ce manuscrit.



# MESURE DES VENTS ATMOSPHÉRIQUES DES PLANÈTES GÉANTES PAR OBSERVATIONS SUBMILLIMÉTRIQUES

## 1 Introduction

L'étude de la dynamique des atmosphères nécessite des méthodes et des techniques d'observations adaptées aux régions atmosphériques spécifiques étudiées. Dans cette section, je vais exposer quelques méthodes utilisées sur des observations des planètes du système solaire pour mesurer des vents atmosphériques. J'introduirai aussi la méthode de mesure des vents dans les atmosphères des planètes géantes par observations submillimétriques. Celle-ci sera largement explicitée dans ce chapitre.

### 1.1 Les différentes méthodes utilisées pour mesurer les vents atmosphériques des planètes du système solaire

Pour mesurer des vents atmosphériques dans les atmosphères planétaires, il existe plusieurs méthodes et techniques toutes aussi différentes les unes des autres. Dans cette sous-section, j'ai résumé les méthodes les plus connues et utilisées dans le domaine de l'étude de la dynamique atmosphérique. Il s'agit de la méthode du "cloud tracking", de la mesure indirecte grâce à l'équation des vents thermiques, et enfin de la mesure par décalage Doppler grâce à la spectroscopie.

#### 1.1.1 Le "cloud tracking"

Le "cloud tracking" est de loin la méthode la plus utilisée, pour mesurer les vents atmosphériques dans les planètes observables grâce aux sondes spatiales et aux télescopes spatiaux ou terrestres. En effet, en présence d'une atmosphère contenant des nuages, et connaissant la rotation de la planète considérée, il y a la possibilité de suivre les mouvements de ces nuages et d'en déduire ainsi les vents et les caractéristiques (les vortex, les instabilités, les régimes d'écoulement, etc ...) de la circulation de la couche atmosphérique observée. Cette technique se base principalement sur des observations dans le visible et le proche infrarouge.

Les premières études de la circulation atmosphérique de Jupiter et Saturne ont été effectuées grâce à la méthode du "cloud tracking" et notamment grâce à des observations avec des télescopes terrestres et spatiaux comme le Hubble Space Telescope (HST) (Sanchez-Lavega et al., 2000; Sánchez-Lavega et al., 2004), durant les survols des sondes interplanétaires Voyager 1 et 2 (Smith, 1981; Smith et al., 1982; Ingersoll, 1984) et la sonde Cassini (Porco et al., 2004, 2005; Vasavada et al., 2006). Plus récemment, la mission Juno (Orton et al., 2017; Adriani et al., 2017, 2018, 2020; Tabataba-Vakili

et al., 2020) a permis d’obtenir les mesures de la circulation jovienne, les plus détaillées à l’heure actuelle, grâce à son imageur JunoCam. Un exemple de résultat des vents zonaux mesurés dans la troposphère de Jupiter et de Saturne est présenté dans la figure II.1.

Durant ces 30 dernières années, la circulation atmosphérique des planètes Uranus et Neptune a été étudiée grâce aux observations à haute résolution spatiale des structures discrètes des nuages dans le visible et le proche infrarouge par Voyager 2 (Smith et al., 1986, 1989; Limaye and Sromovsky, 1991; Karkoschka, 2015), HST (Sromovsky et al., 1995; Karkoschka, 1998; Sromovsky et al., 2001; Hammel et al., 2001), et Keck (Sromovsky and Fry, 2005; Hammel et al., 2005; Sromovsky et al., 2009; Martin et al., 2012). De longues compagnes d’observations ont aussi été obtenues grâce à des observations par des télescopes plus petits (Hueso et al., 2017; Molter et al., 2019) pour l’étude des atmosphères d’Uranus et Neptune. Il existe aussi des collaborations avec des astronomes amateurs permettant d’enrichir les bases de données pour un meilleur suivi temporel.

Cette même technique a été aussi utilisée sur les observations atmosphériques de Mars et Vénus (Wang and Ingersoll, 2003; Peralta et al., 2017) dans le but d’étudier la circulation générale dans ces atmosphères.

Parmi les avantages du "Cloud tracking", on retrouve d’abord la praticité de la méthode. En effet, cette méthode consiste à suivre dans le temps les mouvements des structures nuageuses dans une atmosphère observée. Cela suffit pour en déduire les vents et la circulation dans ces couches atmosphériques. Grâce aux observations avec des filtres à bandes étroites, cette technique a aussi la capacité de sonder verticalement les couches atmosphériques nuageuses à différents niveaux, notamment dans le cas des planètes géantes (ex : Barbara and Del Genio (2021)). Les observations des atmosphères de Jupiter et Saturne dans le visible ont permis de sonder des pressions allant de 300 mbar à quelques bars. Ainsi, cette méthode permet d’atteindre des profondeurs atmosphériques inaccessibles aux autres domaines de longueurs d’onde utilisés pour l’étude de la dynamique des atmosphères planétaires.

Bien que le "cloud tracking" soit très intéressant d’un point de vue pratique vis à vis de l’observation, il existe de nombreux inconvénients. Parmi ces limitations les plus importantes, concerne les couches atmosphériques accessibles. En effet, cette méthode est limitée aux couches atmosphériques contenant des nuages. Ainsi, lorsque l’atmosphère est dépourvue de nuages, il est impossible d’observer la dynamique dans le domaine visible. D’autre part, la mesure des mouvements des nuages nécessite une résolution spatiale très élevée pour résoudre les structures nuageuses dans les atmosphères planétaires. Enfin, les observations des mouvements des nuages avec des sondes ou des télescopes spatiaux dans les atmosphères planétaires sont très efficaces, mais dès que l’on observe depuis des télescopes terrestres, la rotation de la terre devient très contraignante. En effet, pour les observations des atmosphères avec une dynamique faible (c’est-à-dire une circulation moins rapide) que celle des planètes géantes où les vents atmosphériques peuvent atteindre quelques milliers de km/h, le suivi temporel peut devenir trop fragmenté et donc insuffisant pour déduire les vents des observations.

### 1.1.2 Utilisation de l’équation des vents thermiques

Les mesures thermiques des atmosphères planétaires sont en général utilisées pour étudier la composition chimique<sup>1</sup> et la structure thermique. Elles peuvent aussi être utilisées pour prédire la dynamique. Ainsi en considérant l’équilibre géostrophique<sup>2</sup>, il devient possible de calculer les vents thermiques. Les équations des vents thermiques mettent en lien les vents et les gradients thermiques. Le calcul des

---

<sup>1</sup>Les émissions spectrales des composés chimiques dans les atmosphères planétaires permettent d’étudier la composition chimique grâce aux méthodes des inversions spectrales. Ces méthodes nécessitent la connaissance de la structure thermique afin de contraindre les abondances chimiques.

<sup>2</sup>Lorsque les forces de pressions deviennent comparables à la force de Coriolis, on appelle cela l’équilibre géostrophique.

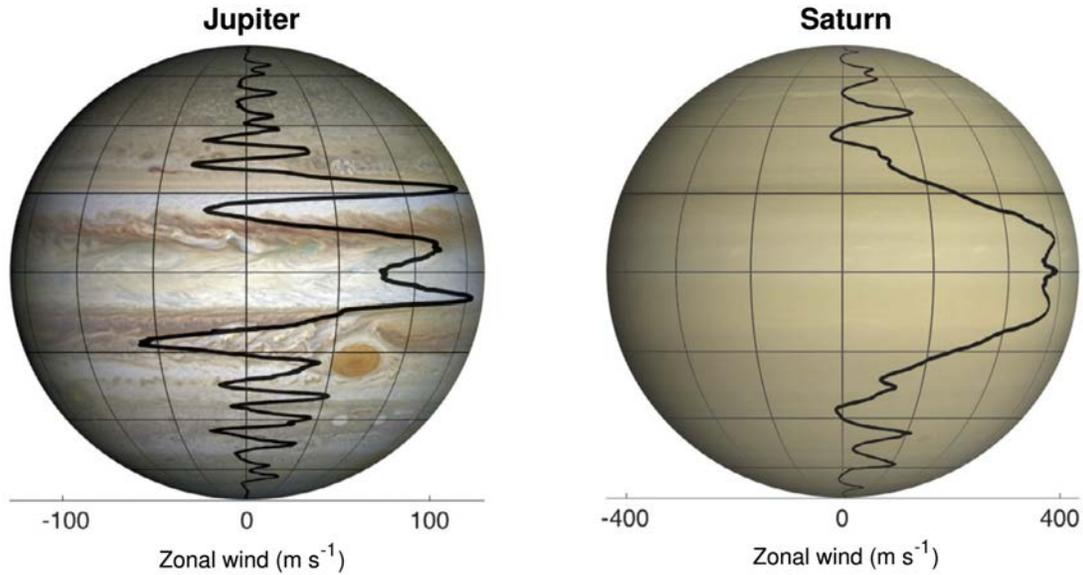


Figure II.1: À gauche et à droite sont représentés les profils des vents zonaux observés au niveau des couches nuageuses de Jupiter (Tollefson et al., 2017) et Saturne (Sánchez-Lavega et al., 2004; García-Melendo et al., 2011a) respectivement. Ces mesures ont été obtenues grâce aux observations Cassini et Voyager. Cette figure est présentée dans Kaspi et al. (2020).

vents thermiques nécessite une condition initiale afin de prédire les vitesses des vents atmosphériques. Sans une condition initiale, les vents obtenus sont relatifs. L'équation des vents thermiques sera longuement explicitée dans le chapitre III.

Cette technique a été utilisée pour plusieurs atmosphères planétaires. Elle a permis de calculer la structure des vents dans l'atmosphère de Jupiter (Flasar et al., 2004), dans l'atmosphère de Saturne (Fouchet et al., 2008), mais aussi dans des atmosphères de planètes telluriques comme l'exemple de Vénus (Piccialli et al., 2012).

Durant ma thèse, j'ai étudié en partie la structure des vents atmosphériques de Jupiter grâce aux équations des vents thermiques. Nous verrons cette méthode en détail dans le chapitre III.

### 1.1.3 Décalage Doppler spectral

En mécanique des ondes, l'effet Doppler représente le décalage en fréquence d'une onde (mécanique, acoustique, électromagnétique, ou tout autre type d'onde) entre la mesure à l'émission et la mesure à la réception. Ce décalage est produit lorsque la vitesse relative entre les référentiels de l'émetteur et du récepteur est non-nulle. En limite classique, applicable aux planètes du Système solaire et à leurs vents, pour une onde électromagnétique, ce décalage en fréquence est donné par :

$$\nu = \nu_0 \left(1 - \frac{v}{c}\right) \quad (\text{II.1})$$

où  $\nu$  et  $\nu_0$  représentent respectivement la fréquence observée (récepteur) et la fréquence émise initialement (émetteur),  $v$  est la vitesse relative entre les deux référentiels et  $c$  est la vitesse de la lumière.

Le principe de mesure par cette méthode est basé sur la spectroscopie. Ainsi, lorsque le traceur chimique émetteur est en mouvement relatif par rapport à l'observateur, l'émission spectrale est décalée, et il devient donc possible de mesurer ce décalage spectral afin d'en déduire la vitesse des vents

où est situé le composé chimique en question. Cette méthode est très avantageuse par sa praticité. Cependant et comme toutes les autres méthodes elle a aussi ses avantages et ses inconvénients. En effet, cette technique nécessite des observations à très haute résolution spectrale et spatiale pour mesurer des vents atmosphériques qui sont de l'ordre de plusieurs dizaines de m/s à quelques centaines de m/s. Pour cela, le domaine spectral le plus adapté d'un point de vue instrumental est le domaine millimétrique et sub-millimétrique, grâce à la spectroscopie hétérodyne. De plus, la température des atmosphères observées dans le système solaire, favorise globalement l'émission spectrale moléculaire dans ce domaine électromagnétique. Les décalages Doppler que l'on mesure avec cette technique sont dus au mouvement relatif de l'atmosphère dans la direction de l'observateur. Il n'est donc pas possible de mesurer des vents horizontaux au nadir d'une planète donnée. Aussi, pour connaître les pressions sondées par cette méthode, il faut être en mesure d'observer la distribution des abondances chimique dans l'atmosphère observée. Cela permettra d'estimer la pression à laquelle est produite l'absorption ou l'émission spectrale observée.

En revanche, l'un des avantages cruciaux de cette méthode est le fait que la mesure des vents soit directe, contrairement à la méthode de l'équation des vents thermiques qui se traduit par des mesures indirectes qui s'obtiennent grâce à l'observation du champ thermique. Aussi, en comparaison avec la technique du cloud-tracking qui consiste à établir des mesures basées sur les statistiques des mouvements des structures nuageuses, la mesure par le décalage Doppler donne accès directement à l'information sur les vents.

L'un des objectifs principaux de ma thèse a été le développement d'une méthode de mesure des vents par spectroscopie hétérodyne en observation interférométrique. Cette technique, déjà connue auparavant (Moreno et al., 2009), a permis de mesurer des vents dans plusieurs planètes du système solaire. Durant ma thèse, ma contribution a consisté à développer une nouvelle méthode des mesures des vents adaptée aux planètes géantes du système solaire et de l'appliquer à Jupiter et à Saturne.

## 1.2 Mesure des vents par spectroscopie hétérodyne sur les planètes telluriques

La méthode de mesure des vents par spectroscopie hétérodyne peut être effectuée par deux façons différentes : l'observation ponctuelle ou "Single Dish" avec une antenne simple, et l'observation en interférométrie avec au moins deux antennes.

Entre 1991 et 2009, plusieurs mesures des vents par spectroscopie hétérodyne ont été effectuées sur les planètes Mars et Vénus (Lellouch et al., 1991; Lellouch et al., 1994, 2008; Moreno et al., 2009).

Parmi ces exemples, dans le cas de Vénus, Lellouch et al. (1994, 2008) ont observé la planète dans le domaine millimétrique grâce au radiotélescope de l'Institut de Radio-Astronomie Millimétrique (IRAM) 30-m. Cette observation consistait à pointer le disque planétaire apparent à différents endroits et de mesurer les raies spectrales du monoxyde de carbone (CO). Ensuite, connaissant les fréquences centrales d'absorption ou d'émission des raies spectrales observées, ils ont mesuré l'effet Doppler induit par les vents dans la direction de l'observateur.

Dans ce premier cas, ce type d'observation permet de mesurer le spectre d'émission ou d'absorption en un point donné dans le disque planétaire observé. Dans la figure II.2 j'ai illustré un exemple de géométrie d'observations effectuées par Lellouch et al. (2008) dans le cadre des mesures des vents dans l'atmosphère de Vénus. Les auteurs de cette observation ont pointé le disque planétaire apparent à différents endroits et ils ont observé dans chaque coordonnée pointée un spectre d'émission de CO. Ils ont mesuré le décalage Doppler, pour chaque pointage, afin d'en déduire les vents atmosphériques.

Dans le cas de Mars, Moreno et al. (2009) ont cartographié l'émission spectrale autour de la raie spectrale CO (1-0) grâce à une observation effectuée par l'interféromètre IRAM Plateau de Bure. Cette deuxième technique d'observation permet quant à elle, et grâce à la combinaison de plusieurs radiotélescopes, de bénéficier d'une surface collectrice plus importante afin d'augmenter la sensibilité. Elle permet surtout de cartographier l'émission spectrale de l'objet observé avec une

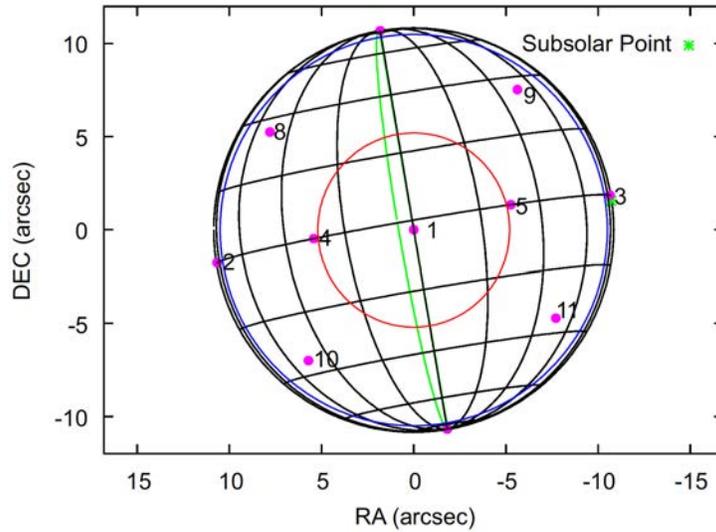


Figure II.2: Géométrie des observations de Vénus avec le radiotélescope 30-m de l'IRAM (figure présentée dans Lellouch et al. (2008)). Les points roses représentent les pointages pour chacune des mesures, les cercles bleu et rouge représentent la taille du lobe primaire aux fréquences d'émission du CO (1-0) et CO (2-1), respectivement. Enfin, la ligne verte représente le terminateur séparant le côté jour du côté nuit.

meilleure résolution spatiale qu'avec un single dish, ce qui permet d'obtenir un cube spectral. Dans ce deuxième cas, et en général, il s'agit des observations planétaires spatialement résolues<sup>3</sup>. Ce deuxième type d'observation fera l'objet d'une explication plus détaillée dans les sections à venir.

Les exemples de mesures des vents dans l'atmosphère de Vénus et de Mars montrent que dans le cas de planètes telluriques, ces mesures restent relativement directes et facilement accessibles du fait de la faible vitesse de rotation de ces planètes. De plus, la vitesse de rotation est négligeable dans le cas de Vénus, et parfaitement connue dans le cas de Mars.

### 1.3 Possibilité de mesure des vents par spectroscopie hétérodyne sur les planètes géantes

Contrairement aux planètes telluriques, les planètes géantes représentent un défi beaucoup plus difficile à surmonter à cause de leur grand taux de rotation. Jupiter et Saturne, qui feront l'objet des prochains chapitres, ont des vitesses de rotation d'environ 12 et 10 km/s à l'équateur (Desch and Kaiser, 1981; Russell et al., 2001). En comparaison, la vitesse de rotation de la Terre à l'équateur est d'environ 0.45 km/s, celles de Mars et Vénus sont d'environ 0.24 km/s et 0.002 km/s, respectivement. Les vents que l'on cherche à mesurer dans ces planètes géantes sont de l'ordre de 1% de leurs vitesses de rotation. Il est donc important d'avoir des mesures à très haute résolution spatiale et spectrale afin de soustraire le plus précisément possible la contribution de la rotation planétaire dans le décalage Doppler mesuré, et donc de réduire au maximum les incertitudes de mesure des vitesses.

L'avantage qu'on a aujourd'hui pour mesurer les vents dans les planètes géantes est la grande capacité des détecteurs hétérodynes qui nous permettent d'atteindre des pouvoirs de résolution spectrale de quelques millions. De plus, dans le cas de Jupiter et Saturne, les grandes tailles apparentes de ces planètes, permettent grâce à la haute résolution spatiale des interféromètres d'avoir

<sup>3</sup>En interférométrie, en fonction de la fréquence spectrale mesurée, et de la ligne de base utilisée, cela peut permettre de résoudre spatialement des objets célestes. En général, les observations interférométriques ont pour but d'observer des astres spatialement résolus.

un échantillonnage spatial dense. Cela permet d'augmenter la précision spatiale sur la détection des vents.

Dans ce chapitre et dans les sections à venir, je vais présenter et je détaillerai la méthode de mesure des vents par spectroscopie hétérodyne dans les atmosphères des planètes géantes.

## 2 Interférométrie par spectroscopie hétérodyne

Durant mes travaux de thèse, les données astronomiques que j'ai traitées, proviennent d'observations planétaires effectuées dans le domaine millimétrique et sub-millimétrique. Les observations que j'ai traitées dans le cadre des mesures de la dynamique stratosphérique des planètes géantes ont été produites par l'interféromètre ALMA. Dans cette section, je présente quelques bases de la radioastronomie afin d'expliquer le principe de l'interférométrie par spectroscopie hétérodyne.

### 2.1 Notions générales sur la radioastronomie

En optique, les longueurs d'onde observées sont de l'ordre de quelques centaines de nanomètres, alors qu'en radio, les longueurs d'onde observées sont comprises entre le mm et quelques centaines de m. En termes de fréquence, ceci correspond à un intervalle typiquement entre 15 MHz (ce qui représente la limite basse de transmission à cause de l'ionosphère) et 1 THz (qui représente la limite haute de transmission à cause de la troposphère). La figure II.3 résume toutes les fenêtres du spectre électromagnétique accessibles depuis des observatoires situés sur Terre. Dans le domaine de la planétologie, et plus, particulièrement, celui de l'étude des atmosphères planétaire, le domaine millimétrique et sub-millimétrique est intéressant pour l'étude de la composition et de la dynamique. Le domaine millimétrique est compris entre 60 GHz et 300 GHz et le domaine sub-millimétrique au-delà. La radioastronomie millimétrique est un domaine idéal pour l'étude des milieux froids (10K - 200K). Ce domaine est adapté à l'étude des atmosphères grâce aux transitions rotationnelles de plusieurs molécules simples (CO, HCN, CN, H<sub>2</sub>O, etc.), des poussières interstellaires, mais aussi à l'étude de l'univers lointain, grâce au décalage spectral dû à l'expansion de l'univers. L'atmosphère terrestre est suffisamment transparente dans ce domaine de fréquences, à l'exception de certaines bandes autour de 60 GHz à cause de l'oxygène, et de raies larges de la vapeur d'eau à 183 GHz, 310 GHz, etc. Dans notre atmosphère, H<sub>2</sub>O étant la molécule qui absorbe le plus, les observatoires radio millimétrique sont souvent installés à des altitudes élevées et dans des endroits secs.

Le fonctionnement d'un radiotélescope est exactement le même que celui d'un télescope optique, c'est-à-dire, un miroir primaire, un miroir secondaire et un détecteur. La seule différence entre ces deux instruments est la longueur d'onde observée. Un radiotélescope est un instrument ayant un pouvoir séparateur médiocre à cause du domaine spectral. Néanmoins, les défauts de surfaces d'un miroir devant être 10 fois inférieur à la longueur d'onde, le domaine de la radioastronomie est très pratique dans l'observation des ondes millimétriques ou supérieures, car la confection de tels miroirs devient plus facile. Ainsi, des défauts inférieurs à 2 cm suffisent largement pour observer la raie d'émission de l'hydrogène neutre à 21 cm dans l'univers.

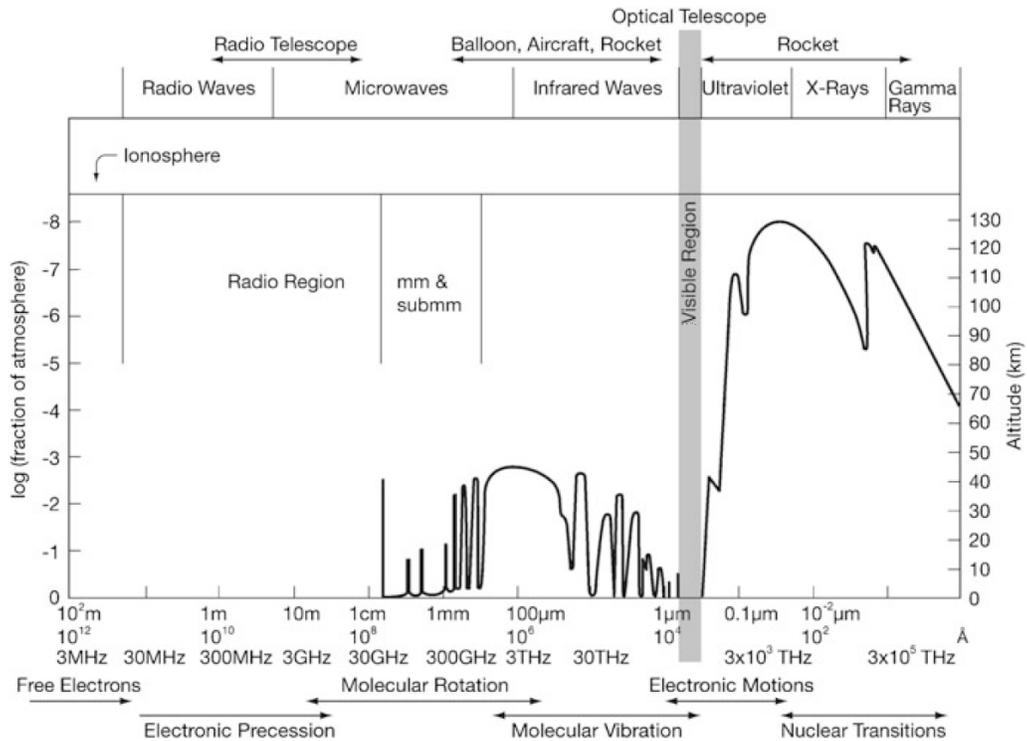


Figure II.3: La transmission de l'atmosphère terrestre pour le rayonnement électromagnétique. L'axe vertical droit de ce diagramme donne la hauteur dans l'atmosphère à laquelle le rayonnement est atténué par un facteur 1/2. Cette figure est présentée dans Tools of radio astronomy (2013) (Wilson et al. (2013)).

## 2.2 Antennes simples et détection hétérodyne

Les radiotélescopes, ou antennes, qui ont été, ou qui sont encore utilisés dans le milieu de la radioastronomie ont des formes très différentes. Ces antennes peuvent être sous forme de télescope Cassegrain comme l'exemple de la figure II.4 où est représenté le radiotélescope de 30 m de diamètre de l'IRAM. Elles peuvent être aussi sous forme de parabole à foyer décalé comme l'antenne Green Bank Telescope présentée dans la figure II.5. Les géométries et les structures des antennes sont imposées par la taille, le diamètre du miroir principal et les objectifs scientifiques souhaités. L'exemple du foyer décalé pour la deuxième antenne présentée dans la figure II.5 a été imposé par la taille de la gigantesque structure motorisée qui peut supporter un miroir de 100 m de diamètre.

Généralement, une antenne radio a une forme parabolique avec un ou plusieurs miroirs formant le système optique. Ce système est ensuite couplé à un cornet et un guide d'onde le tout lié à un mélangeur qui combine le signal avec celui d'un oscillateur local de référence. Ensuite, le tout est suivi d'un amplificateur électronique de haute fréquence et de détecteurs quadratiques composés de filtres, de systèmes acoustiques optiques, d'auto-corrélateurs digitaux, etc, qui eux contiennent des convertisseurs analogiques et digitaux, des multiplicateurs, des intégrateurs, etc.

Le principe de base des antennes est qu'elles ont le même diagramme de rayonnement en réception et en émission (figure II.6). Ce diagramme de rayonnement pour une antenne ayant une dimension grande devant la longueur d'onde, correspond à la transformée de Fourier de l'illumination de sa surface. Il permet aussi de visualiser les lobes d'émission ou de réception, selon la géométrie de l'antenne considérée, pour évaluer les interactions énergétiques et électromagnétiques avec les composants de l'antenne.

Le lobe principal d'une antenne est l'équivalent de la fonction d'étalement de point pour les



Figure II.4: IRAM 30-m Pico Veleta, Sierra Nevada Grenade. Cassegrain, de 70 à 350 GHz.



Figure II.5: Green Bank Telescope 100-m, de 1 à 100 GHz.

télescopes optiques. Sa taille est évaluée en angle solide  $\Omega_A$  donné par :

$$\Omega_A = \frac{\pi \theta_{mb}^2}{4 \ln(2)} \quad (\text{II.2})$$

où  $\theta_{mb}$  est la largeur à mi-hauteur du lobe principal et elle est  $\sim \frac{\lambda}{D}$ , avec  $\lambda$  qui représente la longueur d'onde et  $D$  le diamètre du miroir principal.

La forme du lobe principal d'une antenne peut être affectée par plusieurs effets mécaniques et physiques dont l'occultation par le miroir secondaire, les imperfections de surface, le désalignement optique et la déformation par rapport au paraboloïde idéal due à la gravité, aux variations thermiques et aux vents.

Un radiotélescope peut être utilisé pour des observations monochromatiques dans le but d'émettre ou de recevoir à une unique longueur d'onde. Il peut être aussi utilisé pour des observations polychromatiques. Cette deuxième utilisation est possible dans le cadre de la détection dite cohérente, c'est-à-dire, la mesure directe de l'onde électromagnétique incidente lorsque les fréquences sont inférieures à environ 100 MHz. Au-dessus des fréquences de la détection cohérente, les instruments électroniques ne sont pas assez performants pour détecter des fréquences plus élevées. Ainsi, on utilise la technique de détection dite hétérodyne afin de translater la haute fréquence naturelle pour la ramener à une fréquence mesurable autour de la fréquence d'un oscillateur local  $\nu_{LO}$ . Ainsi, après filtrage, la fréquence naturelle  $\nu$  du rayonnement est changée en  $\nu - \nu_{LO}$  ou en  $\nu_{LO} - \nu$ . Ce changement de fréquence permet de choisir la fréquence intermédiaire  $\nu_{IF}$  de sorte que l'amplification et le transport du signal dans les récepteurs soit plus facile. Certains récepteurs comme les SSB, Single Side Band, acceptent une seule bande de fréquence autour de  $\nu_{LO}$ . Alors que d'autres acceptent deux bandes de fréquences au-dessus de  $\nu_{LO}$ , Upper Side Band (USB) et en dessous de  $\nu_{LO}$ , Lower Side Band (LSB). Ce type de récepteur est appelé DSB (Double Side Band). Ces bandes LSB et USB permettent d'effectuer des détections polychromatiques dans deux domaines spectraux voisin. Cela

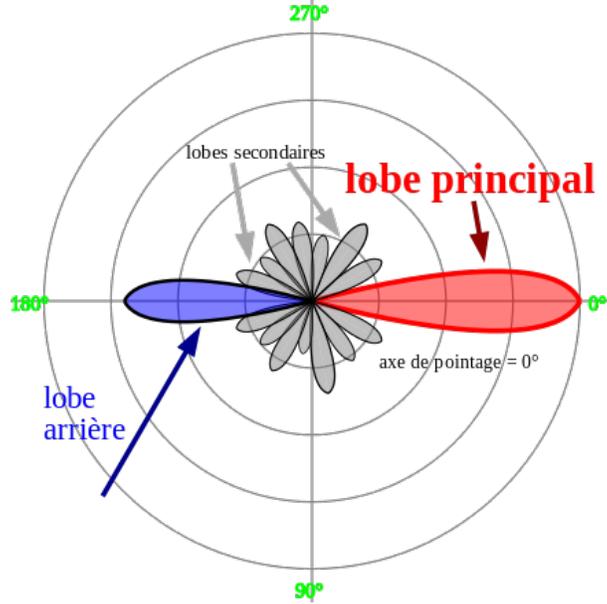


Figure II.6: Diagramme de rayonnement d'une antenne radio.

permet typiquement de détecter instantanément les émissions de raies spectrales voisines. On verra dans les chapitre suivant l'exemple des observations ALMA à 345 GHz et 354 GHz pour détecter les émissions spectrales de HCN et CO simultanément.

La technique de détection hétérodyne est utilisée dans la plupart des radiotélescopes. Elle permet de faire l'analyse spectrale à très haute résolution des ondes électromagnétiques et donc des profils de raies d'émission ou d'absorption des composés chimiques observés dans l'univers. Cette capacité permet aussi de faire des études cinématiques grâce à l'effet Doppler. Ainsi, à basse température, la largeur thermique des raies est faible, et on atteint des résolutions en vitesses de l'ordre de 10 m/s.

### 2.3 Principe d'interférométrie et présentation de l'interféromètre ALMA

L'un des plus grands défis de l'astronomie moderne est celui de la course à la meilleure résolution spatiale possible. Le pouvoir de résolution d'un instrument optique étant donné par  $\theta \sim \frac{\lambda}{D}$ , celui-ci devient donc dépendant du diamètre  $D$  de l'instrument utilisé. Ainsi, un grand diamètre collecteur permet à la fois d'augmenter la sensibilité du signal reçu, mais aussi de résoudre des objets astronomiques dont la taille apparente est de plus en plus petite. Cependant, le diamètre des instruments ne peut être augmenté indéfiniment à cause des limites physiques que peuvent supporter les structures mécaniques dont sont composés les miroirs collecteurs.

Dans le domaine optique, les miroirs à grand diamètre sont très complexes à fabriquer du fait de l'augmentation des problèmes liés aux aberrations optiques, mais aussi du fait que les structures s'effondrent sous leurs propres poids dès que l'on atteint la dizaine de mètres de diamètre. Les aberrations optiques sont corrigées à l'aide de l'optique adaptative, mais le gigantisme structurel reste quant à lui insolvable. Ainsi, parmi les solutions apportées à cette problématique, la segmentation des miroirs semble être la solution intermédiaire la plus appropriée. L'un des premiers observatoires ayant bénéficié de cette technique est le télescope Keck 1 (Mauna Kea, Hawaï, USA, 1993.) dont le miroir primaire est composé de 36 segments et qui a un diamètre de 10 m. Depuis, il y a eu d'autres télescopes qui ont été construits sur ce principe dont le James Webb Space Telescope (JWST) composé de 18 segments avec un diamètre de plus de 6 m et qui a été placé au point de Lagrange L2 en décembre 2021. Enfin, l'Extremely Large Telescope (ELT, Cerro Armazones Chile) qui est

en cours de construction et prévu pour 2025 dont le diamètre du miroir primaire sera un record historique de 39 m composé de 798 segments.

Dans le domaine de la radioastronomie, des structures similaires ont été construites sur ce principe. Le radiotélescope Arecibo eut le premier grand réflecteur parabolique de 305 m de diamètre construit en 1963. Record détenu jusqu'en juillet 2016 lorsque le télescope sphérique de 500 m de diamètre Five-hundred-meter-Aperture (FAST) a été achevé en Chine. Du fait des grandes tailles de leurs miroirs primaires, ces radiotélescopes observent grâce à la mobilité de leur miroir secondaire qui est largement plus petit pour la maniabilité. Ils dépendent énormément des milieux géologiques où ils sont construits et ne sont pas pratiques pour un suivi plus étendu du ciel, car leurs champs de vues sont très restreints. C'est là où l'interférométrie change tout.

En effet, l'observation par l'interférométrie est une technique permettant de collecter une information spatiale afin de reconstruire l'image du ciel à très haute résolution. Les récentes évolutions technologiques dans l'observation astronomique ont fait de cette technique la méthode principale la plus utilisée dans l'imagerie spatiale par les instruments allant du domaine spectral du visible jusqu'aux longueurs d'onde radio. Cependant, l'utilisation de l'interférométrie est loin d'être triviale. De plus, la reconstruction des images nécessite des traitements numériques très complexes et très lourds en termes de tailles de données et de capacité/temps de calcul.

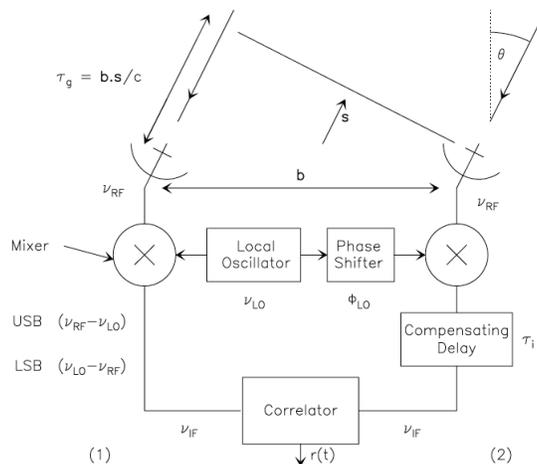


Figure II.7: Schema d'interférométrie entre deux antennes radio.

Le principe de base de l'interférométrie est représenté dans la figure II.7 pour un exemple d'observation interférométrique par la combinaison de deux antennes. Il s'agit d'associer plusieurs antennes pour simuler une antenne ayant un diamètre équivalent à la ligne de base<sup>4</sup>  $b$  la plus grande. Les signaux reçus  $v_1$  et  $v_2$  sont corrélés grâce au temps de retard  $\tau_g$  qui dépend de la géométrie et de la position des antennes. Ainsi, après un traitement complexe, la résolution spatiale est donnée par la taille du lobe synthétique<sup>5</sup> équivalente à  $\theta \sim \frac{\lambda}{b}$ . Cette technique peut être utilisée avec une combinaison d'un grand nombre d'antennes dans le but d'augmenter la sensibilité du signal reçu.

Enfin, en rajoutant la dimension spectrale via la détection hétérodyne, un interféromètre devient

<sup>4</sup>Dans un réseau de  $n$  télescopes, les lignes de bases sont les distances entre une paire de télescopes donnés. Ainsi le nombre de lignes de bases  $n_b$  est donné par  $n_b = \frac{n^2 - n}{2}$

<sup>5</sup>Le lobe synthétique d'une configuration interférométrique donnée, est l'équivalent du lobe primaire d'une antenne unique. Il est donné par la transformée de Fourier de la visibilité observée. Ce lobe synthétique est aussi équivalent à la réponse impulsionnelle de l'interféromètre à une source ponctuelle. Le lobe synthétique, ou lobe synthétisé, à une forme elliptique et il est caractérisé par son demi-grand axe, son demi-petit axe et son angle d'inclinaison par rapport à l'axe de la déclinaison.

un observatoire puissant capable de mesurer l'information spatiale et spectrale d'une source de rayonnement. Dans la figure II.8, j'ai représenté un exemple d'observation par interférométrie hétérodyne où les données sont produites sous forme de cube spectral. C'est-à-dire, une superposition d'images spatiale du même objet observé et où chacune de ces images représente une observation à une fréquence  $\nu$  donnée.

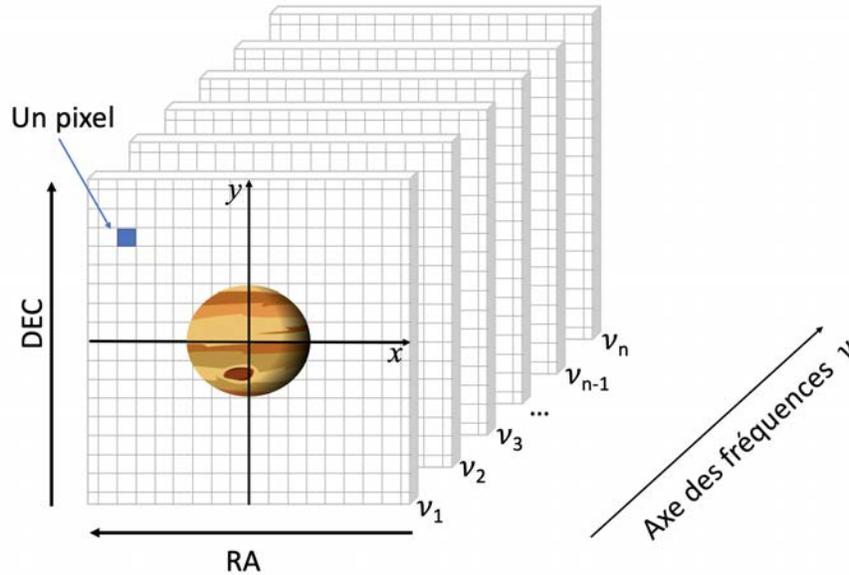


Figure II.8: Schéma du cube spectral de données des observations ALMA.

De nombreux interféromètres ont été construits depuis plusieurs décennies. L'un des interféromètres les plus célèbres est le Very Long Array (VLA) au Nouveau-Mexique aux États-Unis. Ce réseau est un ensemble de 27 antennes mobiles qui peuvent se répartir sur des voies de chemin de fer disposées en forme d'un 'Y' (avec deux branches allant jusqu'à 21 km et un pied allant jusqu'à 19 km). Quant au Very Large Baseline Array (VLBA) c'est un réseau de 10 antennes de 25 m de diamètre réparties sur tous les États-Unis. Tout comme son nom l'indique, cet instrument possède une ligne de base maximale de 8000 km, ce qui permet d'obtenir une résolution spatiale de quelque 1000 fois supérieure à celles des grands télescopes optiques terrestres. Enfin, il existe aussi d'autres réseaux répartis sur plusieurs continents qui utilisent la méthode Very Long Baseline Interferometry (VLBI) testée pour la première fois en 1967 et qui peut atteindre une résolution spatiale de plus de 10000 fois supérieure à celles des télescopes optiques terrestres.

L'Atacama Large Millimeter/submillimeter Array (ALMA, figure II.9) est le plus grand interféromètre dans le domaine millimétrique destiné à l'observation et à l'étude de n'importe quel type d'astre y compris le soleil. La particularité de cet interféromètre est sa capacité d'observation dans la gamme de longueur d'onde allant de 0.3 mm à 8.6 mm et sa grande capacité à résoudre spatialement les objets les plus lointains de notre système solaire. Cet interféromètre a été inauguré le 13 mars 2013. ALMA est un grand réseau de radiotélescopes composé de 66 antennes dont 50 antennes de 12 m de diamètre formant le réseau principal, et 4 antennes de 12 m additionnées avec 12 antennes de 7 m formant le réseau compact. Les configurations des 66 antennes du réseau ALMA peuvent avoir des lignes de base allant de quelques mètres à 16 km. Les premiers résultats des premières lumières d'ALMA ont été dévoilés en 2011, presque deux ans avant son inauguration.



Figure II.9: Photographie de l'interféromètre ALMA (Credit: ALMA (ESO/NAOJ/NRAO)/H. Zodet (ESO)).

Les études que j'ai effectuées nécessitent la modélisation des émissions spectrales dans le domaine millimétrique et sub-millimétrique. Ces modélisations sont construites grâce à la théorie du transfert radiatif. Dans la section suivante, je vais présenter une brève introduction au transfert radiatif.

### 3 Transfert radiatif et simulation de l'émission spectrale des atmosphères planétaires

Ce travail de thèse a été en partie réalisé grâce à des simulations de transfert radiatif. Dans cette section, je présente quelques éléments théoriques sur lesquels s'appuient ces simulations.

#### 3.1 Intensité spécifique monochromatique (ou brillance) et flux

Le rayonnement d'une source quelconque dans le domaine radio est souvent exprimé en terme de brillance. L'intensité spécifique monochromatique ou brillance est la puissance reçue par unité de surface, de fréquence et d'angle solide. Elle est définie par l'équation suivante :

$$I_\nu = \frac{dP}{\cos(\theta)d\sigma d\nu d\Omega} \quad (\text{II.3})$$

où  $I_\nu$  [ $\text{Wm}^{-2}\text{Hz}^{-1}\text{sr}^{-1}$ ] est l'intensité spécifique du rayonnement à la fréquence  $\nu$ ,  $P$  [W] est la puissance émise,  $d\sigma$  [ $\text{m}^2$ ] est une surface infinitésimale et  $d\Omega$  [sr] est l'élément infinitésimal d'angle solide.

L'intensité spécifique est conservée le long de tout rayon dans le vide et elle est donc indépendante de la distance. Le flux dans un angle solide  $\Omega$  est la puissance transportée à travers une unité de surface et il est défini par :

$$F_\nu = \int_{\Omega} I_\nu d\Omega \quad (\text{II.4})$$

Il dépend de la distance en  $(1/d^2)$  et son unité est le Jansky avec  $1\text{Jy} = 10^{-26} \text{ Wm}^{-2}\text{Hz}^{-1}$ .

### 3.2 Équation du transfert radiatif

L'équation du transfert radiatif, qui décrit l'interaction entre le rayonnement et la matière, est donnée à la fréquence  $\nu$  par:

$$\frac{dI_\nu}{dz} = -\kappa_\nu(z)I_\nu + S_\nu \quad (\text{II.5})$$

où  $\kappa_\nu [\text{m}^{-1}]$  est le coefficient d'absorption linéique du milieu et  $S_\nu$  est la fonction source qui correspond à l'intensité spécifique du rayonnement émis sur la distance infinitésimale  $dz$ . Dans le cas des atmosphères planétaires, l'équation de transfert radiatif est résolue sur un axe  $Oz$  qui correspond à la ligne de visée de l'observateur. Ainsi le calcul d'un spectre de rayonnement se fait en résolvant l'équation du transfert radiatif à toutes les fréquences le long de l'axe  $Oz$ .

Cette équation admet plusieurs solutions approximatives en fonction des conditions physiques du milieu considéré :

#### 1 $\kappa_\nu = 0$

Dans ce cas, il s'agit d'un milieu purement émissif. On a donc :

$$\frac{dI_\nu}{dz} = S_\nu \quad (\text{II.6})$$

Dans le cas où  $S_\nu$  est indépendant de  $z$ ,  $I_\nu(z)$  est linéairement proportionnel à  $z$ .

#### 2 $S_\nu = 0$

Ce cas correspond à un milieu purement absorbant. Ainsi, la solution à l'équation II.5 est donnée par :

$$\frac{dI_\nu}{dz} = -\kappa_\nu(z)I_\nu \quad (\text{II.7})$$

d'où

$$I_\nu(z) = I_\nu(0)e^{-\int_0^z \kappa_\nu(z')dz'} \quad (\text{II.8})$$

Ce résultat est connu aussi sous le nom de la loi de Beer-Lambert.

#### 3 Équilibre thermodynamique :

Dans le cas où le rayonnement serait entièrement en équilibre avec l'environnement (un système en équilibre thermique, mécanique et chimique), la distribution de brillance est équivalente à la loi de Planck. Ainsi, cette distribution dépend uniquement de la température du milieu environnant et elle est indépendante de la distance. L'équation de transfert radiatif est donnée par :

$$\frac{dI_\nu}{dz} = 0 \quad (\text{II.9})$$

d'où

$$I_\nu = B_\nu(T) \quad (\text{II.10})$$

où  $B_\nu$  est la loi de Planck du corps noir, qui dépend de  $T$  la température du milieu et de  $\nu$  la fréquence de rayonnement.

#### 4 Équilibre thermodynamique local :

Dans le cas d'un système ayant une grandeur intensive hors équilibre (la température par exemple) il ne peut y avoir un équilibre thermodynamique global. Ainsi, localement, lorsque les variations de cette grandeur intensive sont faibles, on parle d'équilibre thermodynamique local. Les niveaux de pression auxquels les atmosphères sont sondées dans le domaine millimétrique et submillimétrique peuvent nous permettre de considérer l'équilibre thermodynamique local dans chaque couche atmosphérique. Dans ce cas, d'après la loi de Kirchhoff, on a  $\frac{S_\nu}{\kappa_\nu} = B_\nu(T)$  avec :

$$\frac{S_\nu}{\kappa_\nu} = B_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1} \quad (\text{II.11})$$

où  $k_B$  est la constante de Boltzmann  $h$  est la constante de Planck et  $c$  est la vitesse de la lumière. Donc l'équation de transfert radiative est donnée par :

$$\frac{dI_\nu}{dz} = \kappa_\nu(-I_\nu + B_\nu) \quad (\text{II.12})$$

et la solution est donnée par :

$$I_\nu(z) = I_\nu(0)e^{-\tau_\nu(z)} + \int_0^{\tau_\nu(z)} B_\nu(z)e^{-\tau_\nu} d\tau_\nu \quad (\text{II.13})$$

où  $\tau_\nu$  est la profondeur optique définie par  $d\tau_\nu = \kappa_\nu dz$ .

La résolution de cette équation devient complexe dès qu'il s'agit de déterminer les coefficients d'absorption des espèces chimiques considérées dans le milieu. Ainsi, cette résolution nécessite le calcul de l'épaisseur optique et donc celui du coefficient d'absorption  $\kappa_\nu$ , sachant que l'absorption dans une atmosphère planétaire a pour causes principales :

- l'absorption induite par les collisions entre les molécules les plus abondantes ( $\text{H}_2$ ,  $\text{He}$  et  $\text{CH}_4$  dans le cas des planète géantes.)
- l'absorption due aux transitions rotationnelles dans le domaine millimétrique

L'absorption due aux transitions rotationnelles  $\kappa_\nu^{rot}$  est donnée par la relation  $\kappa_\nu^{rot} = \sigma(h)\Phi_\nu(h)n(h)$ , où  $\sigma(h)$  [ $\text{cm}^2$ ] est la section efficace de la transition intégrée à l'altitude  $h$  en [m],  $n(h)$  [ $\text{cm}^{-3}$ ] est la concentration à l'altitude  $h$  et  $\Phi_\nu(h)$  est le profil de raie qui gouverne de façon générale la forme de la raie spectrale. Ce profil tient compte de l'élargissement Doppler (effet de la température) et de l'élargissement collisionnel (effet de la pression).

### 3.3 Fonction de contribution

Le terme  $\int_0^{\tau_\nu(z)} B_\nu(z) \exp^{-\tau_\nu} d\tau_\nu$  dans l'équation II.13 représente la contribution au rayonnement émis le long de l'axe  $Oz$  du calcul. Ce terme permet aussi de déterminer l'altitude du maximum d'absorption. Il existe aussi une fonction qui représente la variation de l'épaisseur optique appelée fonction de poids  $\omega(z)$ . Le maximum de cette fonction correspond au maximum de l'absorption  $\kappa_\nu(z)$ . Elle est définie par :

$$\omega(z) = \frac{d}{dz} \left( e^{-\tau_\nu(z)} \right) \quad (\text{II.14})$$

Enfin, la fonction de contribution qui détermine l'altitude à laquelle une raie spectrale se forme est donnée par :

$$c(z) = B_\nu(T(z)) \frac{d}{dz} \left( e^{-\tau_\nu(z)} \right) \quad (\text{II.15})$$

Le calcul de la fonction de contribution permet de contraindre le profil thermique dans une atmosphère. Il permet aussi de contraindre l'abondance, car celle-ci est étroitement liée à la profondeur optique et donc à la fonction de poids  $\omega(z)$ .

Dans la suite du manuscrit, nous verrons comment cette fonction va nous permettre de déterminer l'altitude à laquelle sont sondées nos mesures de vents dans les atmosphères des planètes géantes.

### 3.4 Modélisation de l'émission atmosphérique planétaire

La méthode de mesure des vents dans les atmosphères des planètes géantes nécessite l'utilisation d'un modèle numérique de transfert radiatif (Cavalié et al., 2008, 2019). Ce modèle permet de calculer la solution de l'équation de transfert radiatif, dont l'expression mathématique est donnée par la formule II.13.

Le programme de transfert radiatif résout l'équation II.12 à une dimension sur une ligne de visée donnée. Dans le cas où l'on modéliserait l'émission spectrale d'un objet telle qu'une planète, on considère alors le schéma présenté sur la figure II.10, où l'on calcule l'émission planétaire totale en convoluant spatialement les émissions calculées sur chacune des lignes de visée considérées.

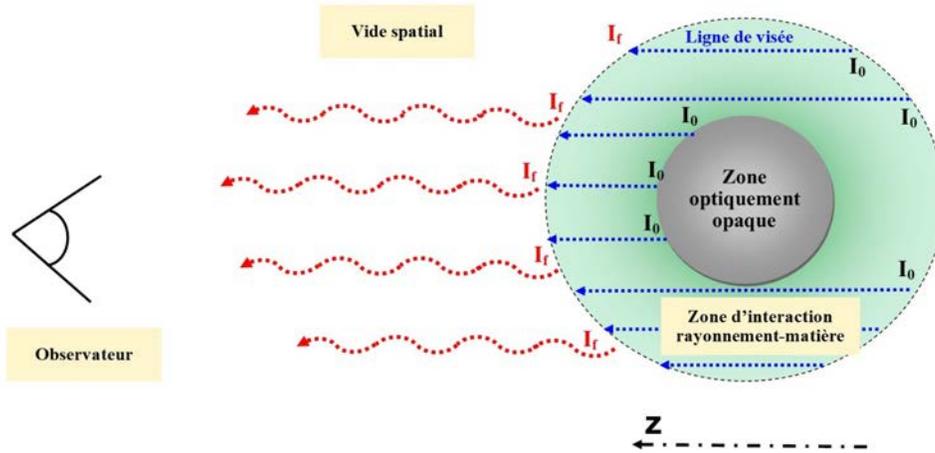


Figure II.10: Schéma de la résolution de l'équation de transfert radiatif par le code de transfert radiatif. Les flèches ondulées en rouge représentent les radiations issues de la zone d'interaction rayonnement-matière. Dans notre cas cette zone d'interaction est l'atmosphère de Jupiter.

La modélisation d'une émission spectrale planétaire est établie en deux étapes. On commence par calculer l'émission spectrale totale à résolution "infinie" (ce sont les rayonnements  $I_f$  issus de l'atmosphère de la planète en direction de l'observateur). Ensuite, on calcule l'émission spectrale planétaire telle qu'elle pourrait être observée par un télescope. Cette deuxième étape nécessite la prise en compte de la résolution spatiale et spectrale instrumentale. Ainsi, ce modèle utilise la fonction de lobe principal représentant l'instrument considéré qui sera utilisé pour convoluer l'émission planétaire à résolution infinie (Voir équation II.16). Enfin, le flux  $F_\nu$  calculé est exprimé en température d'antenne  $T_A$ .

### 3.5 Relation entre le flux $F_\nu$ et la température d'antenne $T_A$

Le flux  $F_\nu$  reçu par une antenne est donné par le produit de la convolution de la fonction du lobe d'antenne avec la distribution de brillance du ciel, calculé dans la direction de visée  $s_0$ .

$$F_\nu = \frac{1}{\Omega_A} \int \theta(s - s_0) B_\nu(s) d\Omega \quad (\text{II.16})$$

où,  $\Omega_A$  est l'angle solide du lobe d'antenne,  $\theta(s - s_0)$  est la fonction du lobe d'antenne en fonction de la direction de visée  $s_0$  et  $B_\nu(s)$  est la distribution de brillance du ciel. Ainsi, la température d'antenne, pour une antenne parfaite est donnée à la fréquence  $\nu$  par:

$$T_A(\nu) = \frac{\lambda^2}{2k_B \Omega_A} F_\nu \quad (\text{II.17})$$

et donc  $F_\nu = \frac{T_A}{J}$ . où  $J = \frac{\lambda^2}{2k_B \Omega_A}$  est le facteur de conversion en [Jy/K] à la longueur d'onde  $\lambda$  et propre à une antenne dont l'angle solide du lobe principal vaut  $\Omega_A$ .

Dans la suite de cette partie, je vais présenter la méthode de mesure des vents que j'ai développé durant ma thèse.

## 4 Méthode de mesure des vents par effet Doppler

L'objectif de cette étude est de mesurer des vents atmosphériques par effet Doppler dans les atmosphères de Jupiter et Saturne en exploitant des observations par spectroscopie hétérodyne obtenues grâce à l'interféromètre ALMA.

Les traceurs chimiques que nous avons utilisés, c'est-à-dire CO et HCN, sont essentiellement issus d'apports cométaires (Lellouch et al., 1995; Cavalié et al., 2010). Les concentrations de ces composés chimiques étant faibles, les configurations de nos observations ALMA ne nous permettent pas de bien détecter leurs émissions spectrales au centre du disque planétaire.

Par contre, aux limbes atmosphériques des planètes, les émissions spectrales de ces composés chimiques sont suffisamment intenses et elles nous permettent de mesurer les vents sur les bords des disques apparents de ces planètes. Par ailleurs, le filtrage spatial de l'émission étendue des disques planétaires de Jupiter et de Saturne causé par l'absence de mesures de visibilités aux espacements courts résulte dans la seule observabilité des émissions au limbe planétaire.

Dans cette section, je présente la description géométrique et mathématique de la méthode de mesure des vents en question.

### 4.1 Format du cube spectral des données ALMA

Nous avons vu précédemment que les données obtenues grâce aux observations interférométriques par spectroscopie hétérodyne sont réduites sous forme de cube spectral. Dans la figure II.8, j'ai schématisé la forme d'un cube de données. Pour construire le cube spectral, chaque image observée à la fréquence  $\nu$  est superposée à l'image observée à la fréquence  $\nu + d\nu$  et ainsi de suite jusqu'à la fréquence maximale de la bande passante considérée. Ainsi, nous avons deux dimensions spatiales qui sont la déclinaison et l'ascension droite (repérées aussi par les axes  $Oy$  et  $Ox$  respectivement), et une dimension spectrale qui correspond à la fréquence à laquelle la cible<sup>6</sup> a été observée. Dans un cube spectral, toutes les images ont la même dimension spatiale.

Chaque pixel dans une image donnée contient l'information du flux  $F_\nu$  à la fréquence  $\nu$ . Ainsi, en considérant le flux d'un même pixel (par exemple, le pixel bleu dans la figure II.8) à toutes les

<sup>6</sup>La cible correspond à l'astre ou à l'objet qui est observé.

fréquences mesurées, on reconstruit le spectre d'émission correspondant à la zone où est situé ce pixel.

Afin de parcourir chacun des pixels dans les images d'un cube spectral, j'ai défini le référentiel  $(O, x, y)$ . Ainsi, pour extraire les informations spectrales depuis un cube de données, nous aurons besoin de parcourir les images dans un cube spectral afin de lire le flux  $F_\nu(i, j)$  à chaque pixel  $(i, j)$  (avec  $i$  et  $j$  des nombres entiers).

## 4.2 Calcul géométrique du disque planétaire apparent

L'émission spectrale dont nous aurons besoin pour mesurer les vents est située au limbe des planètes observées. Pour extraire ces raies spectrales, il faut les localiser dans les images du cube de données. Il nous faut donc calculer la position géométrique du limbe d'une planète dans les images du cube spectral.

En général, une planète géante ayant un grand taux de rotation a une forme d'un ellipsoïde de révolution. Ainsi, pour une latitude planétocentrique sub-observateur<sup>7</sup> dans l'intervalle  $]90^\circ\text{N}, 90^\circ\text{S}[$  (planétocentrique), le disque apparent de cette planète est une ellipse (figure II.11). Sa taille apparente est évaluée grâce à son rayon polaire apparent  $b$  et son rayon équatorial apparent  $a$  et qui sont des paramètres connus par les éphémérides. En supposant que le centre du disque planétaire observé est confondu avec le centre de l'image en  $x = 0$  et  $y = 0$ , le limbe atmosphérique de la planète observée est localisé en coordonnées polaires par  $\phi$  et  $r(\phi)$  (figure II.11). Avec :

$$r(\phi) = \frac{b}{\sqrt{1 - e^2 \cos(\phi)^2}} \quad (\text{II.18})$$

où  $e$  est l'excentricité définie par  $e = \frac{\sqrt{a^2 - b^2}}{a}$ .

Le rayon polaire apparent et le rayon équatorial apparent, qui nous permettent de calculer le rayon de l'ellipse  $r(\phi)$  correspondent aux rayons allant du centre du disque planétaire observé jusqu'à l'altitude correspondante à la pression de 1 bar (ellipse pointillée en couleur rouge dans la figure II.11). Ainsi  $r(\phi)$  nous permet de calculer la position du limbe dans les images du cube des données à 1 bar de pression.

Pour extraire les raies spectrales depuis le cube de données, on calcule leurs positions dans le limbe planétaire. Les points verts tracés dans la figure II.11 représentent les pointages où l'on souhaite extraire des raies spectrales où est produite l'émission spectrale du limbe.

L'échantillonnage des pointages est calculé en fonction de la taille du lobe synthétique. L'écart angulaire entre deux pointages successifs est d'environ le quart de la taille de ce lobe. Cet écart angulaire entre les pointages permet de suréchantillonner spatialement le limbe.

## 4.3 Extraction des raies spectrales observées depuis le cube des données

Chaque image à la fréquence  $\nu$  représente la distribution du flux  $F_\nu(i, j)$  observé, où  $(i, j)$  sont les positions des pixels dans le référentiel  $(O, x, y)$  (voir figure II.12). Dans ce référentiel  $(O, x, y)$ , les positions  $(i, j)$  du flux  $F_\nu(i, j)$  sont des entiers par définition<sup>8</sup>. Les pointages calculés au limbe de la planète observée ne correspondent pas forcément aux positions (en valeurs entières) des pixels de l'image (voir exemple des pointages en points verts dans la figure II.12), car les positions de ces pointages sont des valeurs réelles. Pour extraire le flux  $F_\nu(x, y)$  à la position  $(x, y)$  d'un pointage calculé, il nous faut interpoler bilinéairement le flux mesuré à ces coordonnées.

<sup>7</sup>La latitude sub-observateur, est l'angle formé entre la ligne de visée et le plan équatorial d'une planète observée au méridien central.

<sup>8</sup>L'unité du référentiel définit dans l'image d'un cube spectral est le pixel. Ce choix permet de faciliter le calcul de la position du limbe avant de convertir les coordonnées en seconde d'arc ["] pour les utiliser dans nos études.

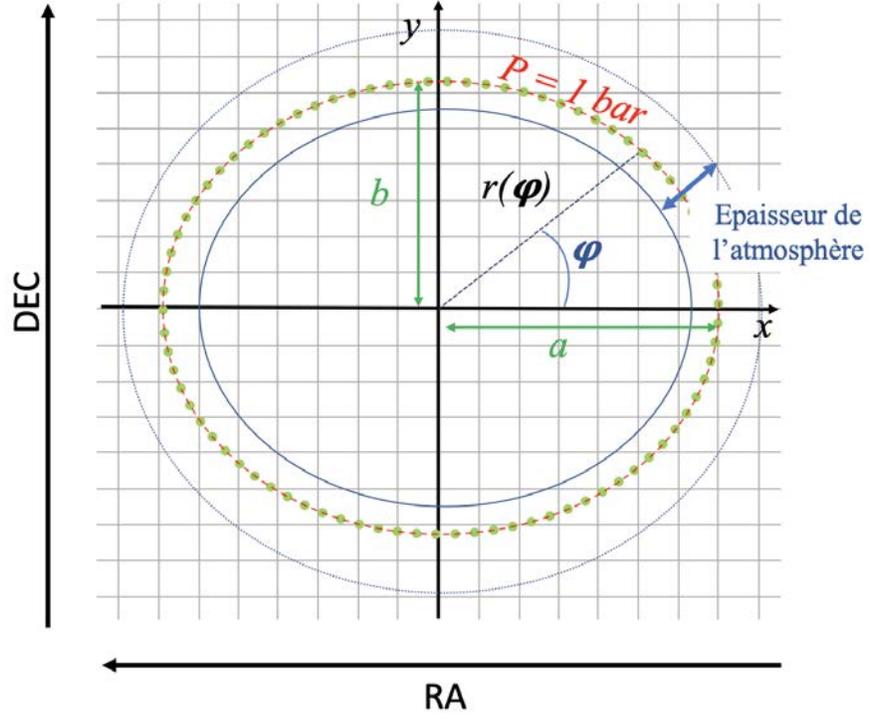


Figure II.11: Schéma de la géométrie des planètes que nous avons observé avec ALMA. Dans cette figure, j'ai représenté la forme géométrique de l'ellipse représentant le limbe de la planète ciblée. Les axes  $a$  et  $b$  sont respectivement le rayon équatorial et le rayon polaire. Dans cette figure, j'ai représenté aussi l'échantillonnage du limbe (points verts au limbe de la planète). Le rayon elliptique du limbe calculé correspond au niveau de pression de 1 bar.

Dans la figure II.12, j'ai illustré un exemple d'un pointage  $P$  donné dans le limbe planétaire calculé dans une image du cube spectral. Supposons que ce point  $P$  a pour coordonnées  $(x, y)$ . Dans ce cas, le flux  $F_\nu(x, y)$  mesuré dans ce point va dépendre des flux  $F_\nu(x_1, y_1)$ ,  $F_\nu(x_1, y_2)$ ,  $F_\nu(x_2, y_1)$  et  $F_\nu(x_2, y_2)$ . En faisant une interpolation bilinéaire, on a :

$$f(x, y) = \Delta f_x \frac{dx}{\Delta x} + \Delta f_y \frac{dy}{\Delta y} + \Delta f_{xy} \frac{dx}{\Delta x} \frac{dy}{\Delta y} + f(x_1, y_1) \quad (\text{II.19})$$

où,  $f(x, y)$  représente le flux  $F_\nu$  à la position  $(x, y)$ , et :

$$dx = x - x_1$$

$$dy = y - y_1$$

$$\Delta x = x_2 - x_1$$

$$\Delta y = y_2 - y_1$$

$$\Delta f_x = f(x_2, y_1) - f(x_1, y_1)$$

$$\Delta f_y = f(x_1, y_2) - f(x_1, y_1)$$

$$\Delta f_{xy} = f(x_1, y_1) + f(x_2, y_2) - f(x_2, y_1) - f(x_1, y_2)$$

De cette façon, à chaque pointage calculé au limbe, l'extraction du flux  $F_\nu(x, y)$  se fait par interpolation bilinéaire dans l'image du cube spectral qui correspond au flux du ciel observé à la fréquence  $\nu$ . En reprenant la figure II.8, toutes les images d'un cube spectral sont superposées et ont la même dimension et donc on considère le même référentiel  $(O, x, y)$  dans chaque image. Alors pour un pointage  $P$  aux coordonnées  $(x_P, y_P)$ , l'extraction d'une raie spectrale d'émission se fait en

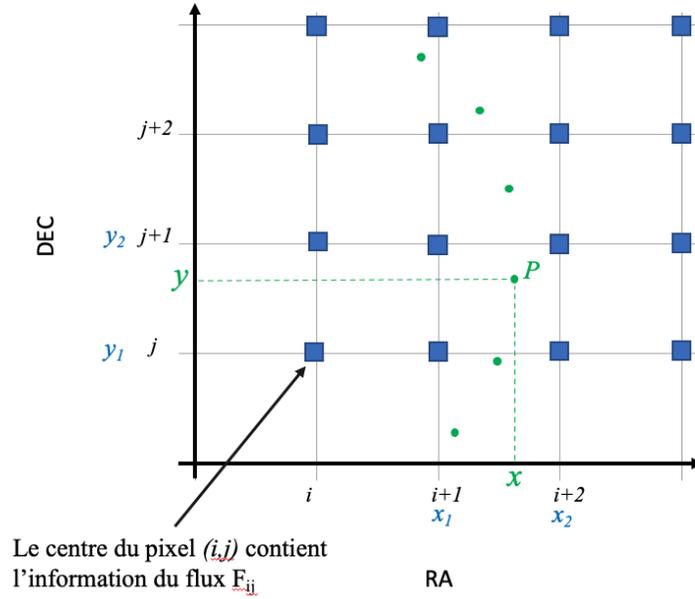


Figure II.12: Schéma des pointages du limbe calculés.

calculant  $F_{\nu_1}(x_P, y_P)$ ,  $F_{\nu_2}(x_P, y_P)$ ,  $F_{\nu_3}(x_P, y_P)$ , ..., jusqu'à  $F_{\nu_n}(x_P, y_P)$ . En répétant cette opération pour tous les pointages calculés au limbe de la planète observée, on extrait toutes les raies spectrales d'émission provenant du limbe de la planète.

Dans la figure II.13, j'ai représenté un schéma d'extraction de raies spectrales au limbe d'une planète quelconque observée. On en déduit qu'en fonction de la latitude du pointage, la raie spectrale extraite présente un certain décalage  $\Delta_\nu$  par rapport à la fréquence d'émission au repos  $\nu_0$  sauf au méridien central. Lors des observations interférométriques par spectroscopie hétérodyne, la vitesse relative du déplacement entre l'observateur et l'objet observé est prise en compte et elle est supprimée dans le pré-traitement des données. Donc, ce décalage  $\Delta_\nu$  est dû à deux phénomènes qui sont la rotation de la planète et le mouvement de l'atmosphère (les vents). Contrairement au cas des planètes telluriques du système solaire, la vitesse de rotation à l'équateur est très importante dans le cas des planètes géantes (par exemple  $\sim 12$  km/s pour Jupiter,  $\sim 10$  km/s pour Saturne,  $\sim 3$  km/s pour Neptune et Uranus). Dans ce cas, cette vitesse de rotation apporte une contribution importante au décalage en fréquence  $\Delta_\nu$ .

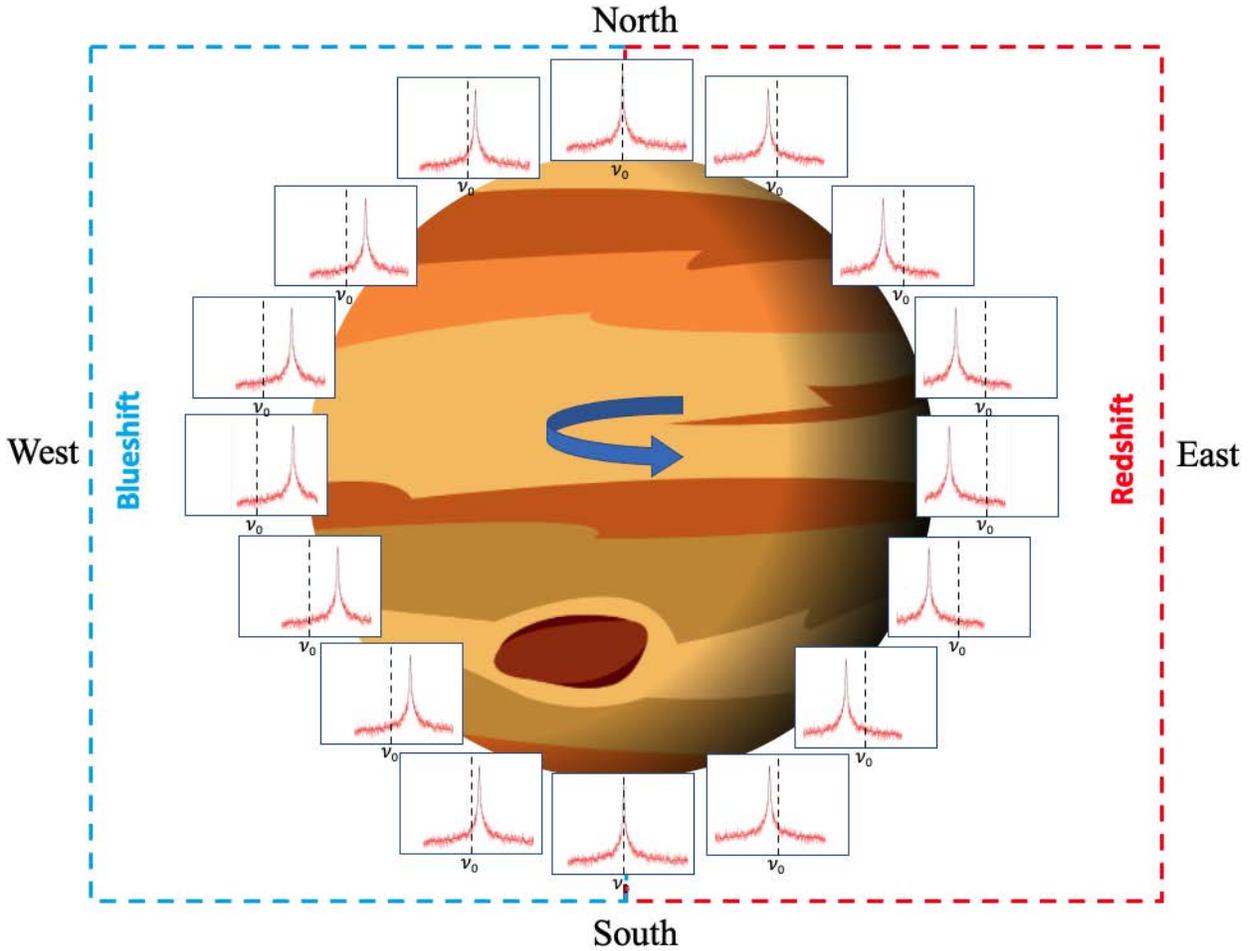


Figure II.13: Schéma d'extraction de raies spectrales au limbe d'une planète observée par interférométrie hétérodyne. La fréquence  $\nu_0$  correspond à la fréquence d'émission au repos de la raie spectrale du composé chimique observé. Les raies spectrales extraites dans les zones polaires sont peu affectées par l'effet Doppler contrairement aux raies spectrales fortement décalées en fréquence à l'équateur.

#### 4.4 Correction de la position du centre planétaire dans le cube des données

Une des difficultés liée à cette problématique est le calibrage du centre réel du disque apparent de la planète observée dans les images du cube de données du fait des erreurs provenant du pointage des télescopes. En effet, dans la figure II.14, j'ai illustré un exemple de ce problème légèrement exagéré pour que l'on puisse voir le décalage en question. Bien évidemment, dans les vraies données, dans une image d'une dimension de 100 px par 100 px, ce décalage  $\delta x$  ou  $\delta y$  est généralement de l'ordre de 1 px environ (suivant  $x$ , ou  $y$ , ou les deux), ce qui correspond à  $\sim 0.2''$  dans les observations ALMA de Jupiter et de Saturne. Nous verrons dans les chapitres suivants que les tailles apparentes de ces planètes sont de l'ordre de  $40''$  pour Jupiter et  $20''$  pour Saturne. Ainsi, une erreur de centrage de l'ellipse correspondante au limbe de la planète peut impliquer une erreur sur les mesures des vitesses des vents à l'équateur de plus de 100 m/s pour les deux planètes.

Par conséquent, avant d'extraire les raies spectrales pour mesurer les vents atmosphériques au limbe d'une planète, nous devons calibrer la position du centre de l'ellipse de calcul du limbe en estimant les décalages  $\delta x$  et  $\delta y$ . Cela nous permettra de calculer l'ellipse en pointillé verte dans la figure II.14 qui représente le limbe réel de la planète observée.

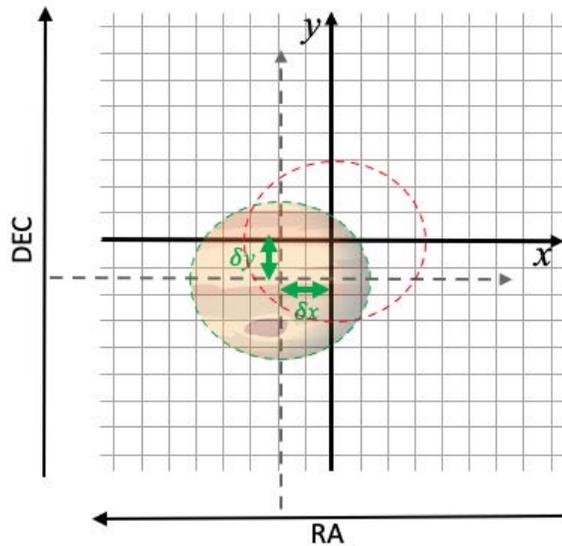


Figure II.14: Schéma de décalage du centre réel de la planète observée par rapport au centre de l'image du cube de données. L'ellipse de calcul du limbe en pointillés rouges est centrée sur le référentiel  $(O, x, y)$  de l'image. L'ellipse en pointillés verts est centrée sur le centre du disque planétaire apparent et elle représente le vrai limbe observé. La différence entre les deux ellipses réside dans les décalages  $\delta x$  et  $\delta y$ .

Pour cela, on exploite l'image du continuum de la planète. Cette image a la même dimension spatiale que le cube de données et elle contient le flux du continuum du ciel observé (planète incluse). Afin de déterminer le décalage  $\delta x$  et  $\delta y$  nous avons développé et testé plusieurs méthodes d'analyse du niveau du continuum au limbe de la planète. Parmi ces méthodes, nous avons opté pour la simulation de la carte du continuum et sa comparaison avec la carte de continuum observée afin de maximiser le coefficient de corrélation pour déterminer la position réelle du centre du disque planétaire. Cependant, l'analyse de la carte entière du continuum ne marche pas pour Jupiter à cause du filtrage spatial au centre du disque planétaire apparent. Cette analyse ne marche pas non plus pour Saturne, car le processus de calcul ("clean") de la carte de continuum de la planète ne donne pas une image symétrique est-ouest et biaise donc le résultat.

Ensuite, nous avons testé l'extraction du continuum le long de l'ellipse représentant le limbe de la planète et sa comparaison avec le modèle du continuum simulé. Nous avons donc défini autour du centre de l'image, une grille d'offset (grille bleue dans la figure II.15). À chaque point  $(x, y)$  de la grille d'offset, on calcule l'ellipse  $E(x, y)$  du limbe planétaire centré sur ce point. Ensuite, on extrait le continuum le long de l'ellipse et on le compare avec le continuum modélisé. Dans le cas de Saturne, cette méthode est affectée par le même biais que pour la méthode précédente du fait de la forte asymétrie de la carte du flux du continuum observé. Ces deux premières méthodes ont tendance à tirer le décalage du centre de la carte recherché vers la position du maximum de flux de la carte du continuum observée. Cela poserait donc le même problème pour ce qui concerne le cas de Jupiter.

Enfin, j'ai implémenté une dernière méthode qui consiste cette fois à supposer que les variations thermiques méridionales à l'origine du continuum pour Jupiter et Saturne sont faibles. C'est-à-dire que l'on va considérer que le continuum doit être constant au limbe de la planète. Cette méthode revient à chercher le continuum le plus plat possible que l'on peut extraire tout au long de l'ellipse des pointages. Ainsi, à chaque point  $(x, y)$  de la grille d'offset, on extrait le continuum correspondant à l'ellipse  $E(x, y)$  et on le compare avec sa propre valeur moyenne par la méthode de  $\chi^2$ . En répétant cette étape dans toutes les positions  $(x, y)$  de la grille d'offset, on a établi une carte de  $\chi^2$  dans

laquelle les coordonnées du  $\chi^2_{min}$  correspondent au continuum le plus plat possible et donc qui nous donnent directement le décalage  $\delta x$  et  $\delta y$  du centre du disque planétaire observé. Cette méthode n'est donc soumise à aucun biais et elle s'est avérée très efficace lors des calibrages des positions des centres des planètes observées.

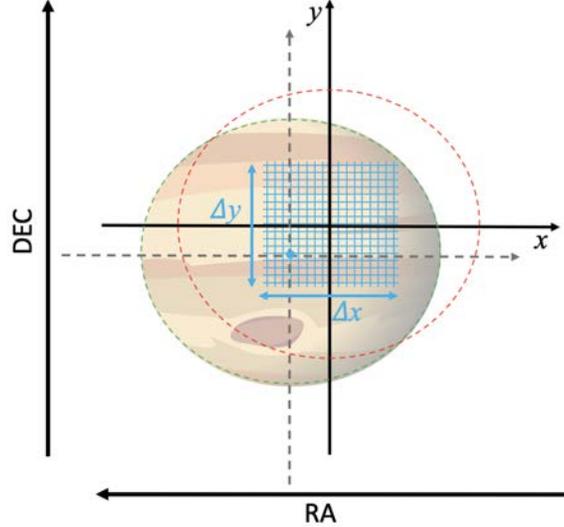


Figure II.15: Schéma de la grille d'offset (en bleu clair) pour déterminer le décalage du centre réel de la planète observée par rapport au centre dans l'image du cube de données.  $\Delta x$  et  $\Delta y$  sont les dimensions de la grille d'offset.

Enfin, après cette étape de calibrage géométrique, on procède à l'extraction des raies spectrales d'émission du composé chimique observé au limbe de la planète. Généralement, on calcule quelques centaines de pointages le long du limbe planétaire étant donné le rapport entre la taille de la planète et la résolution spatiale des observations ALMA. Ensuite, on classe les pointages selon les côtés est ou ouest du limbe où ils se situent. Enfin, pour mesurer les décalages Doppler, on ajuste les fréquences centrales des raies spectrales observées.

#### 4.5 Ajustement des raies spectrales observées

Pour mesurer les vents atmosphériques à partir d'une raie spectrale d'émission extraite au limbe de la planète, il nous faut ajuster la fréquence centrale de cette raie. Pour cela, il existe plusieurs méthodes d'ajustement. Dans cette section, je présente deux méthodes d'ajustement qui sont l'ajustement de la fréquence centrale par un profil type et l'ajustement statistique de la raie spectrale par la méthode Markov Chain Monte Carlo (MCMC).

##### 4.5.1 Ajustement de la fréquence centrale par un profil type

Cette première méthode consiste tout simplement à ajuster la fréquence centrale d'une raie spectrale observée en utilisant un profil type (Gaussien, Lorentzien, ou tout simplement une fonction triangle ou même une raie simulée par transfert radiatif). Ce profil ne sert que pour ajuster la fréquence centrale. Il s'agit donc de faire un glissement horizontal du profil type sur la raie spectrale observée tout en calculant  $\chi^2(\nu)$  à chaque canal de fréquence  $\nu$ . Ainsi, le minimum de la fonction  $\chi^2(\nu)$  correspond à la fréquence centrale estimée (exemple schématisé dans la figure II.16).

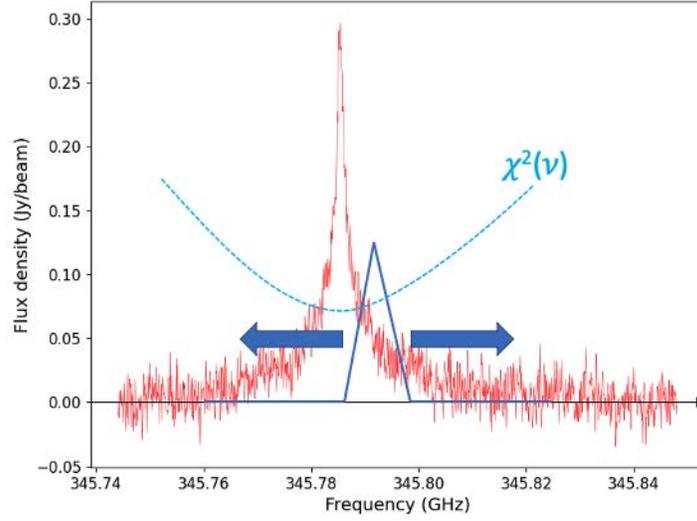


Figure II.16: Schéma d'ajustement de la fréquence centrale d'une raie spectrale observée par ALMA.

Le problème avec cette méthode est la détermination de la barre d'erreur sur l'estimation de la fréquence centrale observée. En effet, lorsqu'on cherche seulement l'ajustement de la fréquence centrale sans prendre en compte la forme de la raie observée, l'erreur moyenne sur la détermination de la fréquence centrale est plus importante. Cela vient du fait que l'on minimise le  $\chi^2$  juste entre le sommet du profil type et celui de la raie spectrale observée et donc on ne prend pas en compte la forme de la raie. De plus, selon la forme de la raie observée et de la raie d'ajustement, l'erreur sera différente.

Puisque l'on cherche à mesurer des vents de l'ordre de la centaine de m/s, on doit absolument réduire l'erreur d'ajustement de la fréquence centrale observée. Pour cela, j'ai développé un profil phénoménologique qui permet de reproduire les formes d'une raie spectrale symétrique.

#### 4.5.2 Profil phénoménologique

Théoriquement, l'émission spectrale au repos correspond à un Dirac. Mais dans la réalité, en prenant en compte les élargissements spectraux dus à l'agitation thermique, aux collisions moléculaires, aux temps de vies des niveaux quantiques, etc. Ainsi, les formes que peut avoir une raie spectrale isolée sont différentes et elles ont chacune une correspondance à un modèle mathématique (Gauss, Voigt, Lorentz, Dirac, etc ...). La fonction de profil que j'ai utilisée pour l'ajustement des raies spectrales observées est la suivante :

$$P_B(\nu, \nu_0, \Gamma, \gamma, \sigma, \delta, \alpha, \beta) = A \left( \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{\nu-\nu_0}{\sigma}\right)^2} \right)^\delta \left( \frac{2}{\pi\Gamma} \frac{1}{1 + \left(\frac{\nu-\nu_0}{\Gamma/2}\right)^2} \right)^\gamma \left( |\nu - \nu_0|^\alpha + \frac{1}{(\beta\Gamma)^2 + (\nu - \nu_0)^2} \right) (\Gamma^2 + (\nu - \nu_0)^2 + 1)^{-1} \quad (\text{II.20})$$

Cette fonction de profil est composée de 5 fonctions mathématiques et où chacune d'entre elle apporte un effet sur la géométrie et la forme du profil de raie. Cette fonction de profil est définie dans  $\mathbb{R} \forall \alpha \geq 0$ .

- $\left(\frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}}e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{\nu-\nu_0}{\sigma}\right)^2}\right)^\delta$  est une fonction gaussienne de puissance qui permet de reproduire la zone centrale d'une raie spectrale d'émission fortement convoluée (basse résolution spectrale par exemple).
- $\left(\frac{2}{\pi\Gamma}\frac{1}{1+\left(\frac{\nu-\nu_0}{\Gamma/2}\right)^2}\right)^\gamma$  est une fonction lorentzienne de puissance qui permet de reproduire des pics étroits avec des ailes de raie très larges.
- $\left(|\nu - \nu_0|^\alpha + \frac{1}{(\beta\Gamma)^2 + (\nu - \nu_0)^2}\right)$  est la somme d'une fonction absolue de puissance et d'une fonction lorentzienne modifiée qui permet de contrôler l'amplitude de la raie spectrale.
- $(\Gamma^2 + (\nu - \nu_0)^2 + 1)^{-1}$  est une fonction de Lorentz modifiée qui permet de contrôler les hauteurs des ailes de la raie spectrale.
- $A$  est une amplitude de normalisation en [Jy/beam].

Le profil  $P_B$  contient plusieurs paramètres qui sont  $\nu_0, \Gamma, \gamma, \sigma, \delta, \alpha, \beta$  et l'amplitude  $A$ . Les paramètres  $\delta, \alpha, \sigma$  sont des paramètres fixés, et déterminés grâce à plusieurs essais numériques pour obtenir une raie spectrale très piquée avec des ailes larges. Le paramètre  $\delta$  permet d'obtenir une raie très piquée avec des ailes très atténuées, et le paramètre  $\alpha$  permet de remonter les ailes de raie. Enfin, le paramètre  $\sigma$  permet de contrôler la largeur de la fonction de Gauss. J'ai fixé ces trois paramètres avec les valeurs suivantes :  $\alpha = 3.0$ ,  $\delta = 3.0$  et  $\sigma = 0.202$  [GHz].

Les paramètres  $\nu_0, \Gamma, \gamma, \beta$ , et l'amplitude  $A$  sont des paramètres que je cherche à ajuster au fur et à mesure en fonction de la raie spectrale observée. Pour les raies spectrales observées et extraites depuis les cubes spectraux de HCN et CO d'ALMA, j'ajuste leurs valeurs à l'intérieur d'un intervalle que je prédéfinis pour réduire le temps de calcul. Ainsi, on a :

- $\nu_0$  proche de la fréquence centrale  $\nu_{max}$  de la raie spectrale à ajuster et qui correspond à la fréquence associée au maximum du spectre observée. Ce paramètre est ajusté dans l'intervalle  $\in [\nu_{max} - 1\text{MHz}; \nu_{max} + 1\text{MHz}]$ .
- $\Gamma \in [0.0001; 0.1]$  en GHz.
- $\beta \in [5; 40]$ .
- $\gamma \in [0.04; 2.2]$ .
- $A$  est un paramètre proche de l'amplitude maximale  $A_{max}$  de la raie spectrale observée. Ce paramètre est ajusté dans l'intervalle  $\pm 40\%$  de  $A_{max}$ .

Finalement, avec ce jeu de paramètres, on peut ajuster n'importe quelle raie spectrale parmi toutes les observations que j'ai eu à traiter jusqu'ici. Dans la figure II.17, j'ai présenté un exemple dans lequel j'ai illustré les différentes formes que pourrait prendre ce profil phénoménologique comparées avec une raie spectrale observée.

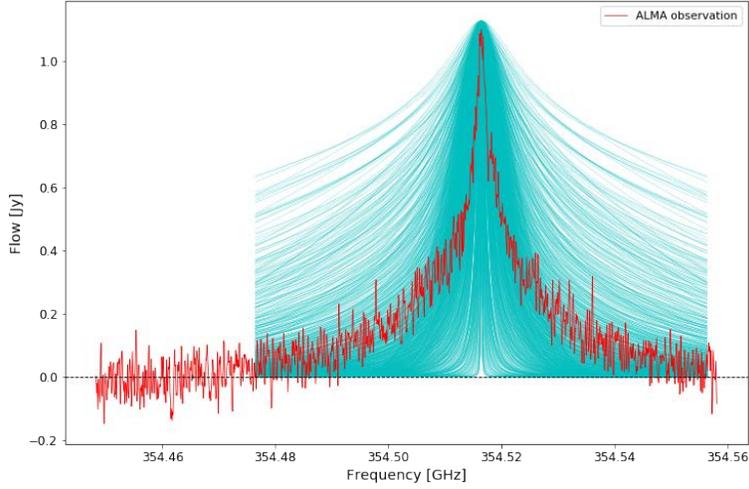


Figure II.17: Exemples de formes de raies spectrales simulées avec le profil phénoménologique comparés avec une raie spectrale observée. À savoir que seul 1/10 des 63000 raies simulées (couleur verte) sont représentées dans ce graphique.

Cependant, toutes les raies spectrales n'ont pas les mêmes formes. De plus, lorsqu'on cherche à ajuster quelques centaines de raies spectrales pour mesurer les vents dans tout le limbe de la planète, cela devient complexe à cause du nombre de paramètres qu'il faut modifier manuellement pour chaque raie spectrale que l'on souhaite ajuster.

Pour cela, je me suis tourné vers l'ajustement statistique par la méthode Markov Chain Monte Carlo (MCMC). Cette méthode est non seulement très efficace pour ajuster statistiquement tous les paramètres du profil  $P_B$  pour une raie spectrale observée, mais aussi elle peut être automatisée numériquement afin de traiter quelques centaines de raies spectrales en quelques dizaines de minutes.

#### 4.5.3 Ajustement statistique par la méthode Markov Chain Monte Carlo

Markov Chain Monte Carlo (MCMC) est un ensemble de méthodes d'échantillonnage des distributions de probabilités permettant l'ajustement de données expérimentales par un modèle mathématique ou physique<sup>9</sup>. Ces distributions de probabilités sont construites par une analyse de statistique bayésienne des données expérimentales et des modèles théoriques. Le théorème de Bayes permettant d'estimer le degré de plausibilité d'une hypothèse  $\theta$  par la théorie des probabilités dans un contexte  $I$ , est donné par :

$$f(\theta|D, I) = \frac{f(\theta|I)f(D|\theta, I)}{f(D|I)} \quad (\text{II.21})$$

où  $f(D|\theta, I)$  est la densité de probabilité directe (appelée aussi la vraisemblance) des données expérimentales  $D$  sachant le paramètre  $\theta$  et le contexte  $I$ ,  $f(\theta|I)$  est la densité de probabilité a priori de  $\theta$  sachant le contexte  $I$ ,  $f(D|I)$  est un facteur de normalisation et  $f(\theta|D, I)$  est la densité de probabilité a posteriori du paramètre  $\theta$  sachant les données  $D$  et le contexte  $I$ . Cette dernière densité de probabilité représente la distribution de probabilité permettant l'estimation de la distribution du paramètre  $\theta$ .

Les densités de probabilité a priori et directe (ou vraisemblance) sont faciles à déterminer. En l'absence d'information supplémentaire sur le paramètre  $\theta$ ,  $f(\theta|I)$  est considérée comme étant uniforme, c'est-à-dire pour  $\theta \in [\theta_1; \theta_2]$  on pose  $f(\theta|I) = \frac{1}{\theta_2 - \theta_1} d\theta$ . Autrement dit, toutes les valeurs

<sup>9</sup>Un modèle mathématique ou physique est généralement utilisé pour épouser la tendance des observations. Ces modèles proviennent de la théorie et de la phénoménologie.

que peut prendre  $\theta$  sont équiprobables. Pour ce qui concerne la vraisemblance, celle-ci est définie directement en fixant  $\theta$  et en considérant les données  $D$  comme variables. En d'autres termes, cette densité de probabilité sera calculée grâce au modèle d'ajustement. Ainsi, le concept d'inférence bayésienne dans le cadre d'un ajustement d'un paramètre  $\theta$  d'un modèle théorique par des données expérimentales  $D$  consiste à calculer la densité de probabilité a posteriori  $f(\theta|D, I)$  en utilisant le théorème de Bayes.

Lorsqu'il s'agit d'un ajustement de  $N$  paramètres, alors  $\theta$  est un ensemble de distributions  $\{\theta_i, i = 1, N\}$ , et donc les densités de probabilités explicitées dans l'équation II.21 sont conjointes. Dans ce cas, la densité de probabilité a posteriori s'exprime dans un espace à  $N$  dimensions. Ainsi, le calcul de  $f(\theta|D, I)$ , nous permet de déterminer chacune des distributions  $\theta_i$  par marginalisation. De cette façon, les estimateurs de ces distributions sont la solution<sup>10</sup> permettant l'ajustement du modèle aux données.

Les méthodes d'ajustement MCMC consistent à échantillonner  $f(\theta|D, I)$  dans l'espace des paramètres par les chaînes de Markov. Il existe plusieurs méthodes d'échantillonnage dont certaines utilisent des marches aléatoires sur les chaînes de Markov tel que l'algorithme de Metropolis-Hastings ou l'échantillonnage de Gibbs. Il existe aussi d'autres algorithmes, plus complexes, qui utilisent des contraintes sur les chaînes de Markov pour essayer d'accélérer la convergence comme l'exemple de Monte Carlo Hybride ou de la Surrelaxation successive.

Pour ajuster les raies spectrales observées avec ALMA, j'ai utilisé le profil phénoménologique  $P_B$ . Les paramètres  $\alpha$ ,  $\delta$ , et  $\sigma$  sont fixés. Ainsi, seul les paramètres  $\Gamma$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ ,  $A$  et  $\nu_0$  sont à estimer par la méthode d'ajustement MCMC. La densité de probabilité que l'on cherche à calculer est  $f(\Gamma, \beta, \gamma, A, \nu_0|D, I)$ .

Pour faire cet ajustement, j'ai utilisé un module python de méthodes MCMC appelé *emcee* développé par Foreman-Mackey et al. (2013) et qui utilise l'algorithme de Metropolis-Hastings. Publié pour la première fois en 1949 par Metropolis and Ulam (1949), cet algorithme été spécialement adapté à la distribution de Boltzman. Ce n'est qu'en 1970 que Hastings (1970) l'a généralisé à n'importe quelle distribution. La particularité de cet algorithme est l'échantillonnage aléatoire des distributions de probabilités par les chaînes de Markov. Ainsi, par sa simplicité, cet algorithme est fortement utilisé pour l'échantillonnage des distributions multi-dimensionnelles.

L'objectif de cette étude est la mesure des vents par effet Doppler en ajustant les fréquences centrales des raies spectrales observées. Ainsi, l'ajustement des raies spectrales par méthode MCMC en utilisant le profil phénoménologique II.20 nous permet de calculer la distribution de probabilité du paramètre  $\nu_0$  et donc d'accéder à la barre d'erreur statistique associée à celui-ci. Pour illustrer cet ajustement, j'ai fait un exemple avec une raie spectrale d'émission de CO (3-2) à l'équateur de Saturne.

Après l'implémentation de cette méthode, j'ai développé un programme python qui permet de lire les données d'une raie spectrale observée afin de l'ajuster par méthode MCMC. Dans ce calcul, j'ai considéré le nombre d'itération à 1000 et le nombre de chaînes de Markov à 120. Après calcul, les résultats de ce programme nous permettent d'évaluer l'ajustement par 3 moyens. D'abord, la représentation du diagramme des marcheurs (figure II.20) qui permet de visualiser la convergence des chaînes de Markov autour des solutions possibles. Ensuite, un diagramme de marginalisation (figure II.19) de la distribution a posteriori représentée en coupe sur les 5 dimensions que forme l'espace des paramètres. On remarque que les chaînes convergent en moyenne à partir de 300 itérations. Le choix de 1000 itérations permet d'assurer une certitude de convergence. Un nombre de 120 chaînes pour explorer l'espace de paramètre est assez important. Généralement, un tel nombre de chaînes est

<sup>10</sup>Il existe des cas où les distributions  $\theta_i$  peuvent être multimodales et donc les solutions de l'ajustement sont dégénérées. Il convient donc de contraindre les informations a priori afin de converger vers des distributions plutôt monomodales.

synonyme d'un temps de calcul conséquent. Dans cette simulation, le fait d'avoir choisi un nombre important de chaînes permet un échantillonnage très fin de la distribution a posteriori.

Après le calcul de marginalisation des distributions des paramètres d'ajustements  $\Gamma_{best}$ ,  $\beta_{best}$ ,  $\gamma_{best}$ ,  $A_{best}$ ,  $\nu_{0,best}$ , la représentation graphique en figure II.19 est calculée en projetant la distribution des 100 dernières itérations de chacun de ces paramètres. Ainsi, les estimateurs sont donnés par la médiane et les pourcentiles-50 de chaque distribution. Pour chaque raie spectrale, la vérification de l'ajustement se fait visuellement en utilisant les figures II.18, II.20 et II.19.

Enfin, la représentation de  $P_B(\Gamma_{best}, \beta_{best}, \gamma_{best}, A_{best}, \nu_{0,best})$  est superposée à la raie spectrale observée afin de vérifier graphiquement le résultat de l'ajustement. Les autres sorties de ce programme sont les valeurs  $(\Gamma_{best}, \sigma_\Gamma)$ ,  $(\beta_{best}, \sigma_\beta)$ ,  $(\gamma_{best}, \sigma_\gamma)$ ,  $(A_{best}, \sigma_A)$ ,  $(\nu_{0,best}, \sigma_\nu)$ , qui sont les estimateurs<sup>11</sup> (sous la forme de Médiane  $\pm$  une distance intercentiles) des distributions marginales  $\Gamma, \beta, \gamma, A, \nu_0$ . Dans la figure II.18 j'ai illustré cet exemple d'ajustement d'une raie spectrale de CO observée au limbe à l'équateur de Saturne.

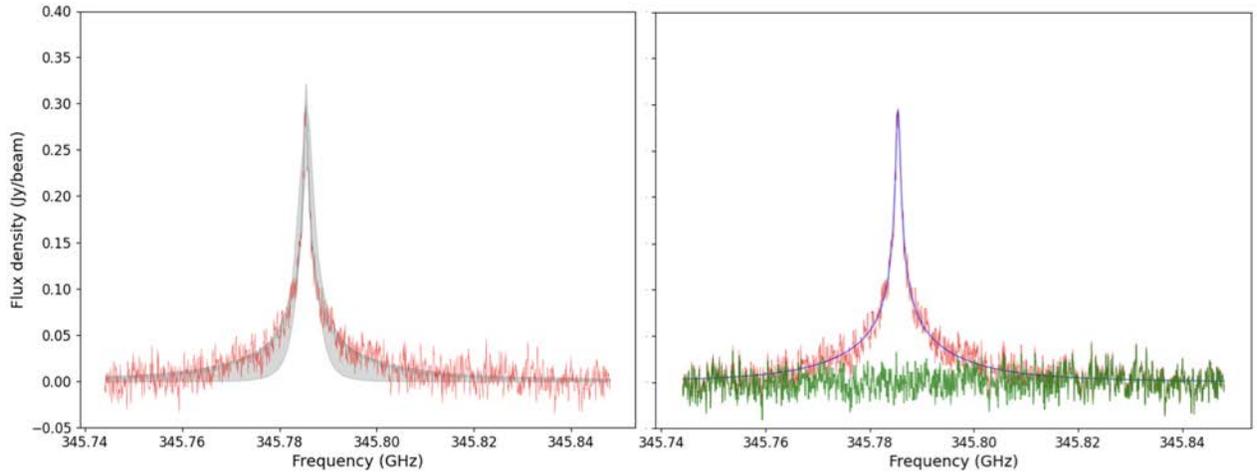


Figure II.18: Dans les deux fenêtres, les données en rouge représentent une raie spectrale de CO (3-2) observée au limbe à l'équateur de Saturne. Dans la fenêtre à gauche, est représentée la prédiction a posteriori. L'enveloppe grise représente l'intervalle de confiance à  $3 \sigma$  et l'enveloppe en bleu clair très fine représente l'intervalle de confiance à  $1 \sigma$ . Dans la fenêtre de droite, en bleu, le profil phénoménologique II.20 donné par les paramètres  $\Gamma_{best}, \beta_{best}, \gamma_{best}, A_{best}, \nu_{0,best}$  est estimés par la méthode d'ajustement MCMC explicitée dans cette section. En vert, le résidu calculé à partir de la différence des deux profils, observé et phénoménologique

Comme je l'ai indiqué précédemment concernant les données ALMA utilisée dans le cadre de cette étude, la mesure des vents au limbe d'une planète nécessite l'ajustement de quelques centaines de raies spectrales observées. Ainsi, le programme d'ajustement MCMC que j'ai développé étant indépendant d'une raie spectrale à une autre, celui-ci a été implémenté dans un algorithme permettant d'automatiser l'ajustement de plusieurs raies spectrales en un seul lancement. La seule information qui permet de distinguer ces raies spectrales est la position du pointage où elles sont extraites au limbe de la planète observée. Nous allons voir dans ce qui suit que cette traçabilité à un rôle important dans la combinaison de ce programme d'ajustement avec la modélisation de transfert radiatif.

<sup>11</sup>Pour une distribution de probabilité a posteriori d'une grandeur  $\theta$  quelconque, l'estimateur (écart absolu moyen (EAM) ou écart quadratique moyen (EQM)) revient à résumer notre connaissance de cette grandeur sous la forme Médiane  $\pm$  une distance intercentiles ou Moyenne  $\pm$  écart type a posteriori.

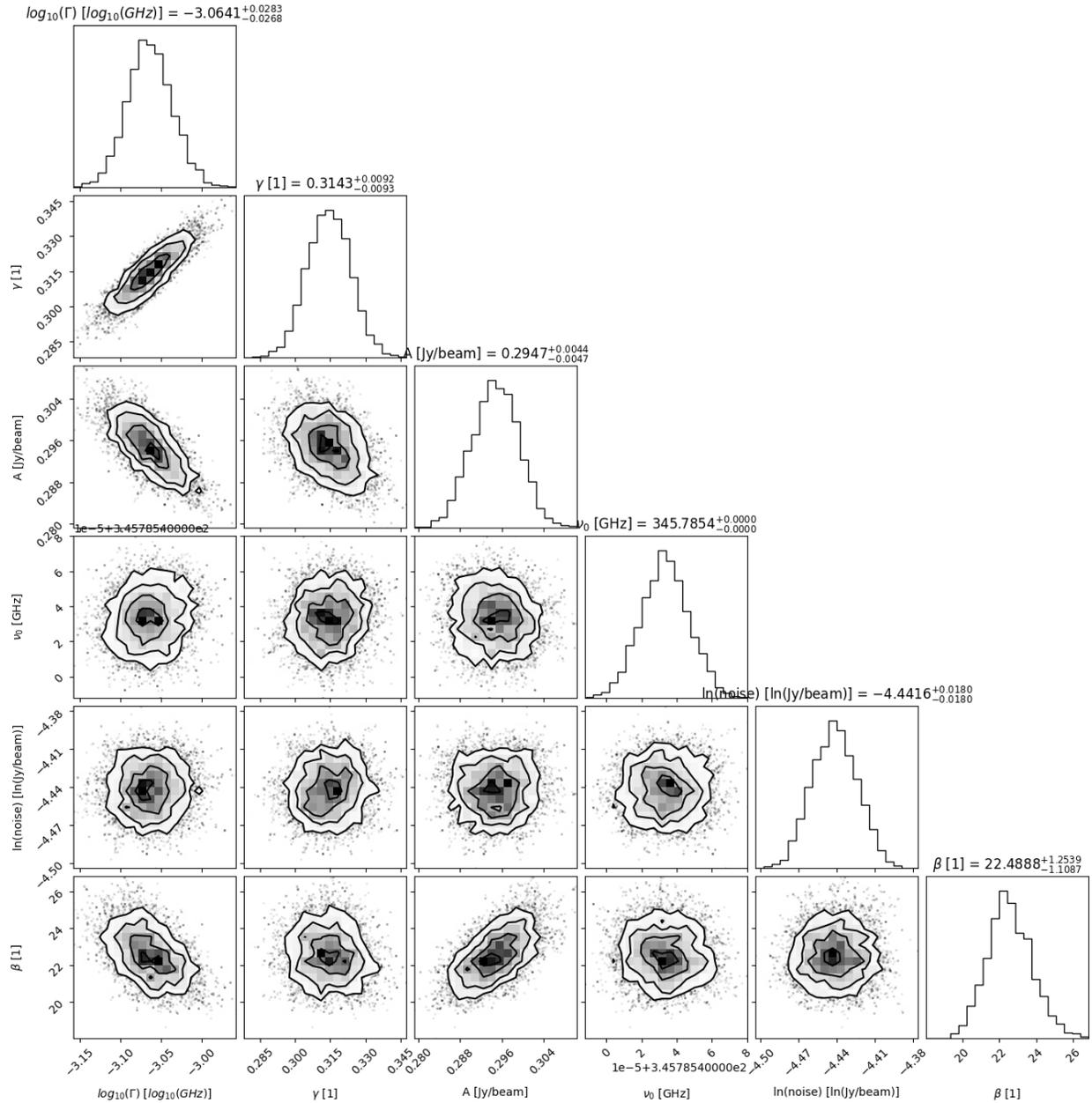


Figure II.19: Diagramme de marginalisations pour les distribution des paramètres ( $\Gamma, \beta, \gamma, A, \nu_0$  estimés par la méthode d'ajustement MCMC explicite).

#### 4.6 Combinaison avec le modèle de transfert radiatif

La composition chimique des atmosphères des planètes que nous avons observées n'est pas suffisamment connue pour permettre d'ajuster les raies spectrales des observations ALMA des émissions spectrales de CO ou HCN. Les profils d'abondances contraints dans ces atmosphères sont généralement unidimensionnels. Cependant, l'utilisation de ce type de profil dans notre modélisation de transfert radiatif de ces planètes ne nous permet pas de reproduire exactement les émissions spectrales observées par ALMA. Ce type de profil d'abondance nous permet seulement de calculer avec suffisamment de précision la contribution de la rotation rigide au décalage spectral des raies observées, une fois la

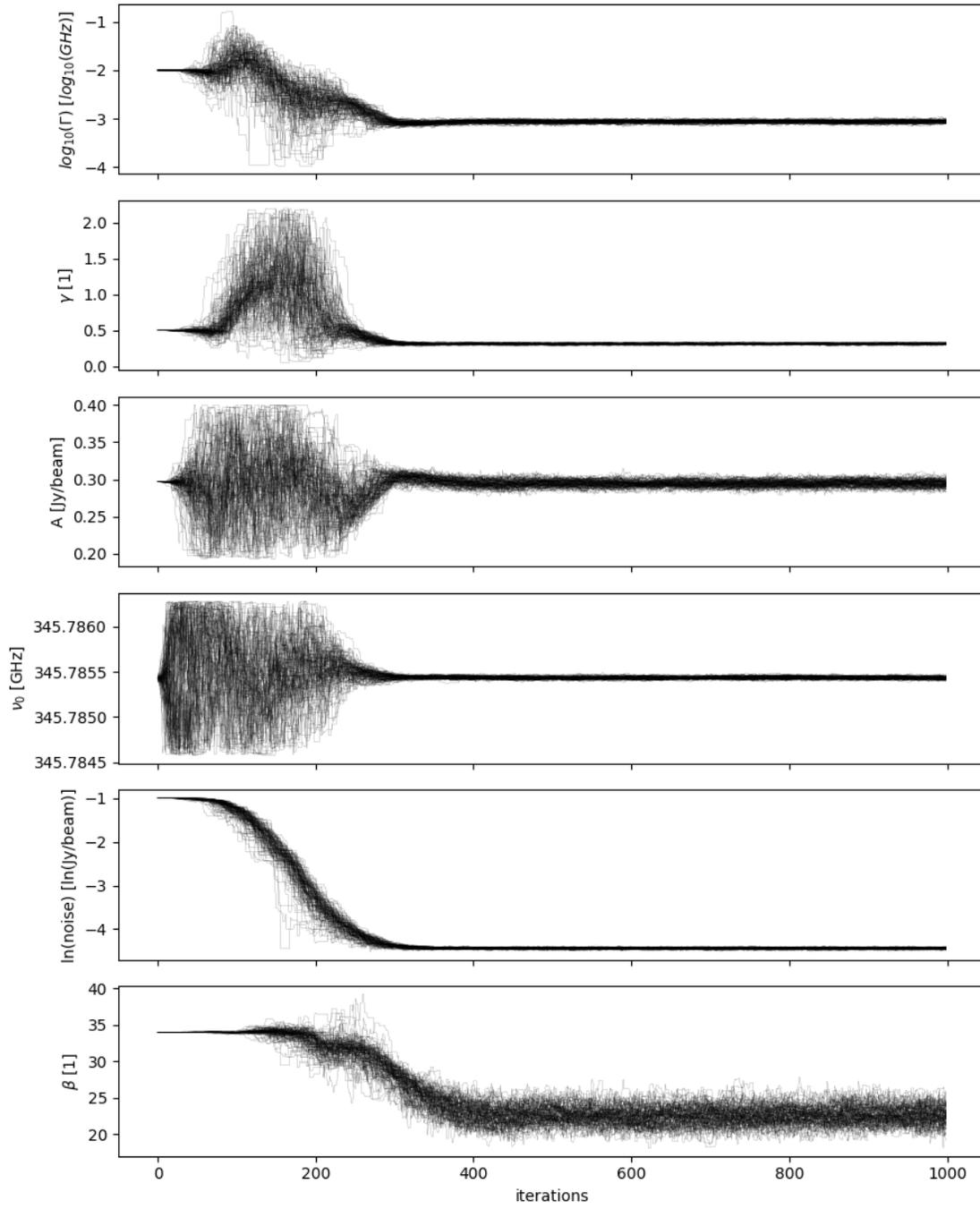


Figure II.20: Diagramme de convergence des chaînes de Markov pour les distribution des paramètres  $(\Gamma, \beta, \gamma, A, \nu_0)$  estimés par la méthode d'ajustement MCMC .

convolution par le lobe synthétique prise en compte.

Pour cela, à chaque pointage calculé au limbe d'une planète correspond une latitude apparente  $\phi$ . À cette latitude, on extrait la raie spectrale observée et on modélise l'émission spectrale en ce même point. Ensuite, après l'ajustement de la raie spectrale observée, on calcule la différence  $\Delta_\nu(\phi) = \nu_{obs}(\phi) - \nu_{mod}(\phi)$  entre la fréquence centrale observée  $\nu_{obs}(\phi)$  et la fréquence centrale modélisée  $\nu_{mod}(\phi)$  à ce pointage. Ainsi, le résidu obtenu correspond donc à la projection des vents

atmosphériques sur la ligne de visée. Enfin, en répétant cette même démarche pour tous les pointages calculés au limbe de la planète, on construit la carte des vents au limbe est et ouest en fonction de la latitude. À partir de  $\Delta\nu$ , les vents sont calculés par la formule suivante :

$$v(\phi) = -\frac{\Delta\nu(\phi)c}{\nu_{nat}} \quad (\text{II.22})$$

où  $c$  est la vitesse de la lumière dans le vide et  $\nu_{nat}$  est la fréquence naturelle d'émission au repos de la transition observée du composé chimique considéré.

Après le calcul de vitesse à tous les pointages calculés au limbe, nous distinguons  $v(\phi)_{est}$  et  $v(\phi)_{ouest}$  qui correspondent respectivement aux vitesses des vents mesurées aux cotés est et ouest du limbe de la planète observée.

#### 4.7 Estimation des erreurs sur la vitesse

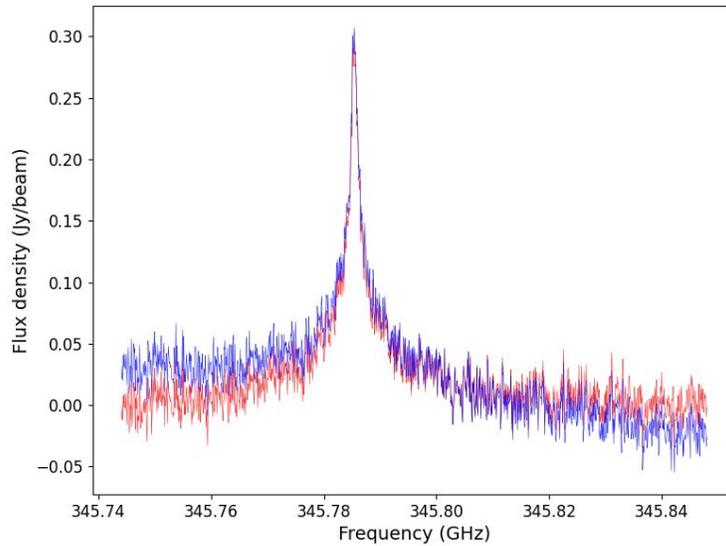


Figure II.21: Exemple de correction du continuum d'une raie spectrale observée. En bleu, j'ai représenté une raie spectrale avec un continuum non corrigé, de l'émission CO (3-2) dans l'atmosphère de Saturne. En rouge, j'ai représenté la même raie spectrale dont le continuum a été corrigé.

Dans cette étude, il est important de maîtriser les sources d'erreur que peuvent comporter les mesures de vents atmosphériques. Nous avons principalement 3 sources d'erreurs que nous pouvons estimer. D'abord, l'erreur  $\sigma_{v_1}$  sur les vitesses mesurées due à la calibration du centre du disque planétaire observé dans l'image du cube spectral (vue au paragraphe 4.4). Cette erreur est estimée pour chaque observation planétaire que j'ai traitée. Ensuite, l'erreur  $\sigma_{v_2}$  sur la vitesse mesurée qui provient de la correction du continuum de chaque raie spectrale observée. Enfin, il y a l'erreur  $\sigma_{v_3}$  sur la vitesse mesurée obtenue par l'ajustement de la fréquence centrale des raies spectrales observées. Cette erreur dépend de chaque raie spectrale, car le rapport S/B diffère légèrement entre toutes les raies spectrales issues d'un même cube de données. Dans la figure II.21, j'ai présenté un exemple pour illustrer l'estimation de  $\sigma_{v_2}$  pour un cas de correction du continuum très visible. La correction du continuum a été faite par la soustraction d'une ligne de base ajustée par une fonction affine. Cette correction du continuum a tendance à décaler légèrement la fréquence centrale de la raie spectrale observée. Cette dernière erreur est déterminée en faisant la différence de la fréquence centrale des

raies spectrales ajustées avec et sans correction du continuum. Généralement, elle est estimée en moyenne à moins de 5 m/s.

La barre d'erreur totale à chaque point de mesure sur tout le limbe de la planète est donnée par la somme quadratique des erreurs calculées par  $\sigma_v = \sqrt{\sigma_{v_1}^2 + \sigma_{v_2}^2 + \sigma_{v_3}^2}$ .

#### 4.8 Code et environnement de calcul

Dans ce chapitre, j'ai présentée la méthode de mesure des vents que j'ai développée sous forme d'un environnement numérique contenant plusieurs codes et algorithmes liés les uns aux autres. Dans la figure II.22, j'ai représenté un schéma de cet environnement qui contient : un programme de calcul géométrique qui situe le limbe de la planète observée dans le cube spectral, un programme qui corrige le centrage de cette planète par rapport au centre de l'image du cube spectral, un programme qui permet de lire les cubes spectraux ALMA, et par la suite d'extraire les spectres qui sont situés au limbe. Après l'extraction des spectres observés dans le limbe de Jupiter, avec le programme de calcul géométrique, je produis les positions (ascension droite, déclinaison) des spectres extraits du cube de données ALMA afin de simuler grâce au code de transfert radiatif les spectres théoriques au limbe de la planète. Enfin, cet environnement contient aussi un programme qui permet l'ajustement MCMC des raies spectrales observées dans toutes les positions du limbe.

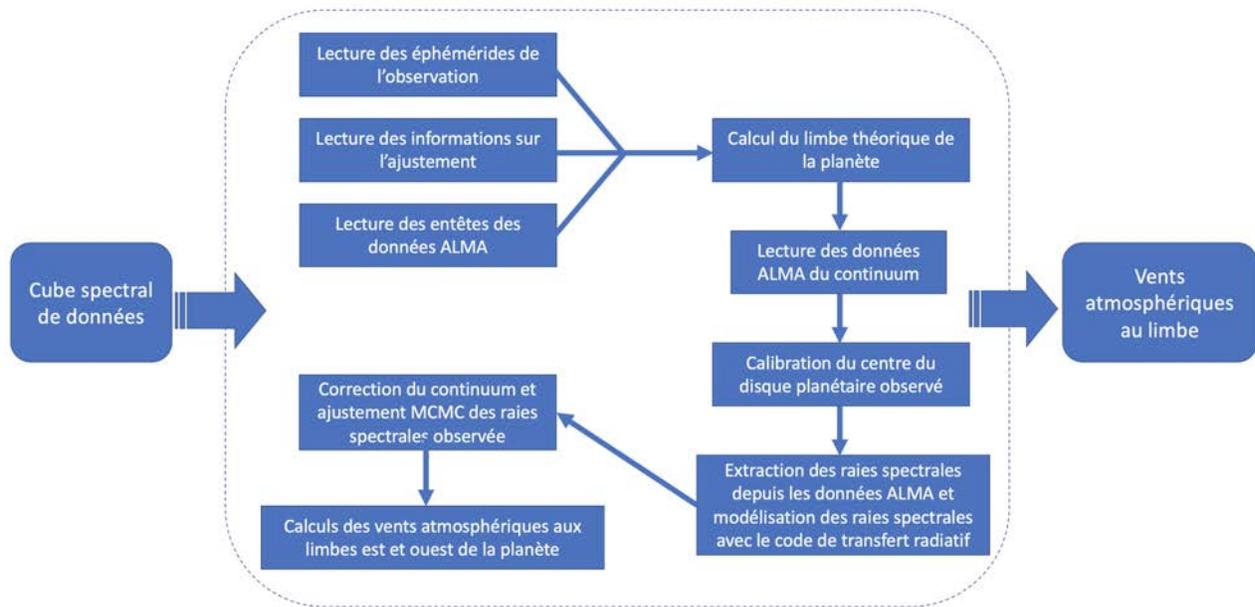


Figure II.22: Plan de l'environnement numérique que j'ai développé pour mesurer des vents atmosphérique aux limbes des planètes observées par interférométrie hétérodyne.

Dans les deux chapitres suivants, je vais présenter l'application de cette méthode de mesure des vents stratosphériques aux planètes Jupiter et Saturne ainsi que l'exploitation des résultats obtenus dans le cas de Jupiter pour cartographier la dynamique verticale de sa stratosphère.



# PREMIÈRE MESURE DIRECTE DES VENTS DANS LA STRATOSPHERE DE JUPITER

L'application de la méthode de mesure des vents, présentée dans le chapitre II, aux observations ALMA de Jupiter nous a permis de mesurer et d'étudier la dynamique de son atmosphère. Ces investigations nous ont permis de produire deux publications scientifiques que je vais présenter dans ce chapitre. Dans Cavalié et al. (2021) nous avons présenté les résultats des mesures des vents que nous avons obtenus grâce à cette technique, et dans Benmahi et al. (2021) nous avons exploité ces mesures afin de cartographier la structure verticale des vents thermiques dans la zone équatoriale de Jupiter.

## 1 Introduction

La circulation atmosphérique de Jupiter est observée et étudiée depuis la fin des années 60 (Chapman, 1969). Les connaissances sur la circulation atmosphérique n'ont ensuite cessé de s'accroître notamment grâce aux survols des sondes Pionniers 10 (1973) et Pionniers 11 (1974) qui ont effectuées les premières photos et mesures détaillées de la planète géante. Il y a eu aussi d'autres survols de Jupiter par les sondes Voyager 1 et 2 en 1979 (Ingersoll et al., 1979) ainsi que l'exploration du système jovien par l'orbiteur Galileo à partir de 1995 (Atkinson et al., 1997; Banfield et al., 1998). D'autres observations effectuées par des télescopes terrestres (Barrado-Izagirre et al., 2013) ou spatiaux (HST, García-Melendo and Sánchez-Lavega 2001) ont aussi permis de mesurer la dynamique troposphérique de cette planète. Le survol de la sonde Cassini a permis d'obtenir les observations les plus détaillées de la dynamique jovienne dans la troposphère (Porco et al., 2003). Les vents y ont été mesurés par des observations directes des mouvements des structures nuageuses (méthode du "Cloud tracking") dans ces couches atmosphériques. Enfin, l'arrivée de la sonde Juno (Bolton et al., 2017) dans le système jovien, a permis d'obtenir les observations les plus spectaculaires (Tabataba-Vakili et al., 2020; Barrado-Izagirre et al., 2021; Rogers et al., 2022) de la circulation troposphérique de Jupiter grâce à des instruments comme JunoCam (Hansen et al., 2017) et JIRAM (Adriani et al., 2017).

Dans la stratosphère, au-dessus de la tropopause, la dynamique est restée inconnue, car il n'existe pas de traceurs visibles permettant de mesurer la circulation atmosphérique dans cette couche peu dense. Cependant, de rares événements comme les collisions cométaires avec cette planète, peuvent parfois permettre dans un laps de temps très restreint d'observer la dynamique stratosphérique dans la zone de l'impact. En 1994, la comète Shoemaker-Levy 9 (SL9) s'est désintégrée dans l'atmosphère de Jupiter laissant pendant plusieurs jours des taches d'impact visibles et observables par des télescopes terrestres et spatiaux (Schulz et al., 1995b; Sault et al., 1997). Cet événement a permis d'observer très brièvement la circulation stratosphérique de cette planète dans une zone très restreinte de

l'hémisphère sud dans l'intervalle de latitudes 30°S–60°S et dans l'intervalle de pression 20 – 50 mbar (Banfield et al., 1996; Sanchez-Lavega et al., 1998). Évidemment, un suivi de longue durée ne peut être effectué efficacement avec cette technique du fait de la rareté de ce genre d'événements et de la dissipation assez rapide des débris d'impacts.

Toutefois, les observations zonales du champ thermique de Jupiter ont permis de mettre en évidence indirectement la circulation stratosphérique de cette planète grâce aux équations des vents thermiques. Flasar et al. (2004); Flasar (2005); Fouchet et al. (2008); Fletcher et al. (2016b); Guerlet et al. (2011); Guerlet et al. (2018); Fletcher et al. (2020), etc. ont ainsi utilisé cette technique afin de cartographier la structure de la dynamique troposphérique et stratosphérique de Jupiter et Saturne.

Pour ce qui est des mesures directes, les traceurs chimiques présents dans l'atmosphère de Jupiter au-dessus de la tropopause et qui émettent dans les domaines millimétriques et submillimétriques peuvent nous permettre de mesurer la dynamique dans ces couches atmosphériques. Ainsi, grâce au pouvoir de résolution spectrale  $R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$  supérieur à  $10^6$ , la spectroscopie hétérodyne millimétrique avec l'interféromètre ALMA nous permet d'observer Jupiter à très haute résolution spectrale et spatiale. Enfin, en observant les émissions spectrales de ces traceurs chimiques, on peut mesurer les vents de cette couche atmosphérique grâce au décalage Doppler des raies spectrales.

## 2 Configuration géométrique des observations ALMA de Jupiter

Dans le cadre du projet ALMA 2016.1.01235.S, Jupiter a été observée le 22 mars 2017 à 5:36 UT. Cette observation a été effectuée par interférométrie associant 42 antennes de 12 m de diamètre avec des lignes de base allant de 15 à 160.7 m. Les éphémérides de cette observation nous informent que le diamètre équatorial apparent de Jupiter était de 43.8'', la latitude sub-observateur était à -3° et le méridien central était situé à 65°W dans les coordonnées longitudinale du système III<sup>1</sup>. Le temps d'intégration on-source de cette observation est de 25 min. Ainsi, tenant compte de la rotation de la planète, les longitudes balayées par le méridien central vont de 65°W jusqu'à 85°W. Afin de cartographier tout le disque planétaire, une mosaïque de 39 points a été effectuée couvrant une zone du ciel de 60''×60'' avec un échantillonnage de Nyquist.

La configuration spectrale utilisée lors de cette observation permet de mesurer les émissions spectrales du CO (3-2) à 345.796 GHz et du HCN (4-3) à 354.505 GHz instantanément. Les résolutions obtenues durant cette observation dépendent des bandes spectrales utilisées pour les mesures de chacune de ces raies spectrales. Ainsi, les molécules d'HCN et de CO sont observées respectivement avec une résolution spectrale de 122.070 kHz ( $\sim 103$  m/s) dans une bande de 234.375 MHz et de 488.242 kHz ( $\sim 426$  m/s) dans une bande de 937.5 MHz.

La calibration et la réduction des données ont été effectuées par T. Cavalié grâce au logiciel CASA 4.7.2 et en se basant sur la réduction proposée par l'observatoire ALMA. Cela a permis de produire les images du continuum (exemple du continuum de la bande spectrale de la détection de HCN dans la figure III.1) et les cubes spectraux de données dans ces bandes spectrales pour chaque composé chimique. La vitesse relative entre l'observateur (interféromètre ALMA) et l'objet céleste (Jupiter) a été corrigée pendant la calibration.

Compte tenu des fréquences spectrales autour desquelles les composés chimiques CO et HCN ont été observés et de la grande ligne de base utilisée, le lobe synthétisé caractérisant la résolution spatiale a une dimension de 1.2''×1''. La forme elliptique du lobe et son inclinaison de 89.02° par rapport à l'axe de déclinaison nous permettent d'avoir une résolution latitudinale d'environ  $\sim 3^\circ$  à l'équateur et  $\sim 10^\circ$  aux latitudes polaires.

<sup>1</sup>Les coordonnées longitudinales du système III de Jupiter sont basées sur la rotation de la planète déterminée par les observations radio de la rotation du champ magnétique.

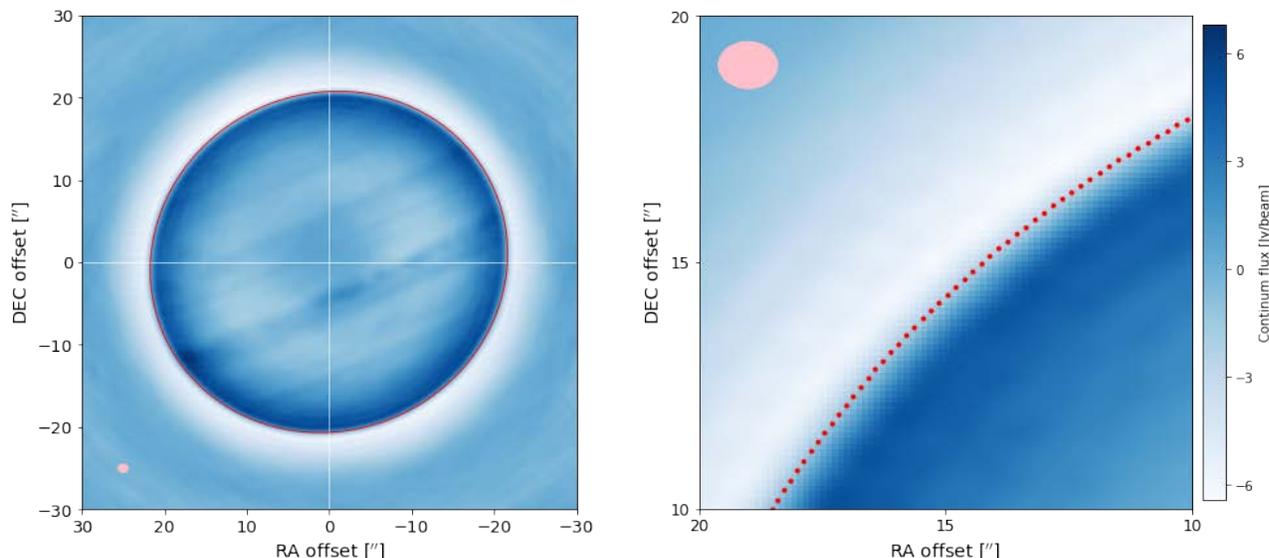


Figure III.1: À gauche est représenté le continuum de la bande spectrale HCN. En rouge est représentée l'ellipse correspondant à la position géométrique du limbe apparent de Jupiter. À droite, un agrandissement d'une région du limbe au côté ouest du disque planétaire apparent. Les points rouges au limbe correspondent aux pointages calculés et où les raies spectrales seront extraites du cube de données.

## 2.1 Calcul du limbe apparent de la planète

Pour extraire les raies spectrales correspondant aux émissions spectrales de HCN et de CO au limbe de la planète, j'ai calculé la position géométrique du limbe apparent grâce aux éphémérides. Dans la figure III.1, j'ai représenté la position géométrique du limbe du disque planétaire apparent selon les éphémérides de l'observation. Sachant la dimension du lobe synthétisé caractérisant la résolution spatiale ( $1.2'' \times 1''$ ), l'écart entre deux pointages successifs est d'environ  $0.25''$ , ce qui correspond au quart de la taille du lobe synthétique (cf: chapitre II). Cet écart nous permet de suréchantillonner spatialement le limbe apparent de la planète. Ainsi, pour extraire les raies spectrales depuis le cube de données de l'observation d'HCN, j'ai calculé en tout 557 positions sur tout le limbe de Jupiter. Concernant les pointages pour l'extraction des raies spectrales CO, j'ai calculé en tout 540 positions. Cette légère différence du nombre de pointage vient du fait que la taille du lobe synthétique est légèrement différente entre les deux bandes spectrales des mesures HCN et CO (cf:  $\theta \sim \frac{\lambda}{D}$ )

Avant de procéder à l'extraction des raies spectrales depuis les cubes de données, il faut impérativement s'assurer que l'on connaisse la position du centre de la planète dans l'image, car celui-ci n'est pas nécessairement et précisément au centre de l'image. Bien évidemment, il existe toujours une incertitude sur la calibration des phases qui engendre une incertitude sur le centrage des objets célestes observés par l'interféromètre ALMA. Ainsi, la position géométrique du limbe que j'ai calculé, va nous permettre dans la suite de procéder à la calibration du centre apparent du disque planétaire de Jupiter.

## 2.2 Calibration de la position du centre du disque planétaire par le continuum

La mesure des vents que nous cherchons à établir dans cette étude nécessite une détermination très précise de la position réelle du centre du disque planétaire apparent dans l'image du cube de données. En effet, la taille apparente de Jupiter étant d'environ  $43.8''$ , et compte tenu de sa vitesse de rotation à l'équateur d'environ  $12.6 \text{ km/s}$ , un décalage de la position du centre apparent de la planète de  $0.1''$

(environ la taille d'un pixel) représente une erreur sur la mesure des vitesses à l'équateur d'environ 65 m/s.

Dans cette partie, j'explique l'utilisation de ma méthode de détermination du décalage du centre de la planète par rapport au centre de l'image dans le cube spectral (cf : chapitre II), afin de le corriger. Pour cela, j'ai défini une grille d'offset  $\Delta x \Delta y$  qui a une dimension de  $0.34'' \times 0.34''$  avec un échantillonnage d'environ  $0.006''$  autour du centre de l'image. Cette grille nous sert à comparer le continuum observé au limbe avec sa propre valeur moyenne par la méthode de  $\chi^2$  à chaque point  $(x, y)$  de la grille d'offset. Après les comparaisons, on obtient une carte de  $\chi^2$  ayant la même dimension de la grille d'offset.

En supposant que le continuum doit être le même sur le limbe de la planète quelle que soit la latitude, la position  $(x_{min}, y_{min})$  du minimum du  $\chi^2$  représente le décalage donné par le continuum le plus plat, c'est-à-dire le centre réel du disque planétaire apparent. En utilisant plusieurs échantillonnages de la grille d'offset, nous avons trouvé un décalage du centre du disque planétaire de  $0.053'' \pm 0.006''$  suivant l'axe des déclinaisons (Dec) et de  $-0.048'' \pm 0.006''$  suivant l'axe des ascensions droites (RA). L'axe de rotation de la planète étant incliné d'un angle de  $23.68^\circ$  par rapport à l'axe des déclinaisons de l'image, l'incertitude à l'équateur sur la position du centre du disque est d'environ  $\frac{0.006''}{\cos(23.68^\circ)} = 0.0065''$ . Ainsi, après la calibration du centre du disque planétaire, cela représente une incertitude sur les vitesses mesurées au limbe d'environ 5 m/s. Cette incertitude est ajoutée quadratiquement aux autres sources d'incertitudes provenant de la correction du continuum et de l'ajustement des raies spectrales observées. Enfin, une autre source d'incertitude provenant de la vitesse relative entre la source et l'observateur a été considérée. Dans le cas de Jupiter, cette incertitude issue de la précision des éphémérides est estimée à environ  $10^{-8}$  UA/jour, ce qui correspond à un décalage Doppler  $< 1$  m/s.

### 3 Extraction des émissions spectrales au limbe de Jupiter et interprétation des données ALMA de Jupiter

Après le calcul des positions de pointages au limbe de la planète et la calibration du centre du disque planétaire apparent, j'ai extrait les raies spectrales de HCN et de CO depuis leurs cubes de données respectifs. Dans les figures III.2 et III.3, j'ai représenté quelques raies spectrales extraites au limbe de Jupiter aux pôles apparents nord et sud, à l'équateur et aux latitudes  $65^\circ\text{N}$ ,  $50^\circ\text{N}$ ,  $25^\circ\text{N}$ ,  $25^\circ\text{S}$ ,  $50^\circ\text{S}$  et  $65^\circ\text{S}$ .

Les raies spectrales d'émission de HCN et CO observées au limbe de Jupiter présentent un décalage Doppler en fonction de la latitude du pointage associé. Ce décalage Doppler est principalement dû à la rotation rapide de la planète d'environ 12.6 km/s à l'équateur. Pour les deux composés chimiques observés, nous remarquons que le décalage Doppler devient de moins en moins visible lorsqu'on s'approche des latitudes polaires au limbe de la planète. Les raies spectrales d'émission extraites aux pôles ne présentent aucun décalage Doppler significatif. Ceci est essentiellement dû à l'absence de l'effet de la rotation planétaire dans cette latitude. Ainsi, la composante de vitesse dans l'axe de l'observation  $y$  est négligeable.

#### 3.1 Émissions spectrales au limbe de la planète

Les raies spectrales d'émission de HCN présentent une intensité qui varie en général entre 0.8 Jy/beam et 1.25 Jy/beam dans tout le limbe. Au nord du limbe, cette amplitude est moins importante par rapport aux autres latitudes et elle est en moyenne autour de 0.4 Jy/beam. De même, pour les raies spectrales d'émission de CO, leur variation d'amplitude est très faible et elle varie en moyenne entre 0.3 Jy/beam et 0.4 Jy/beam. L'émission du HCN est forte par rapport à celle du CO avec un rapport

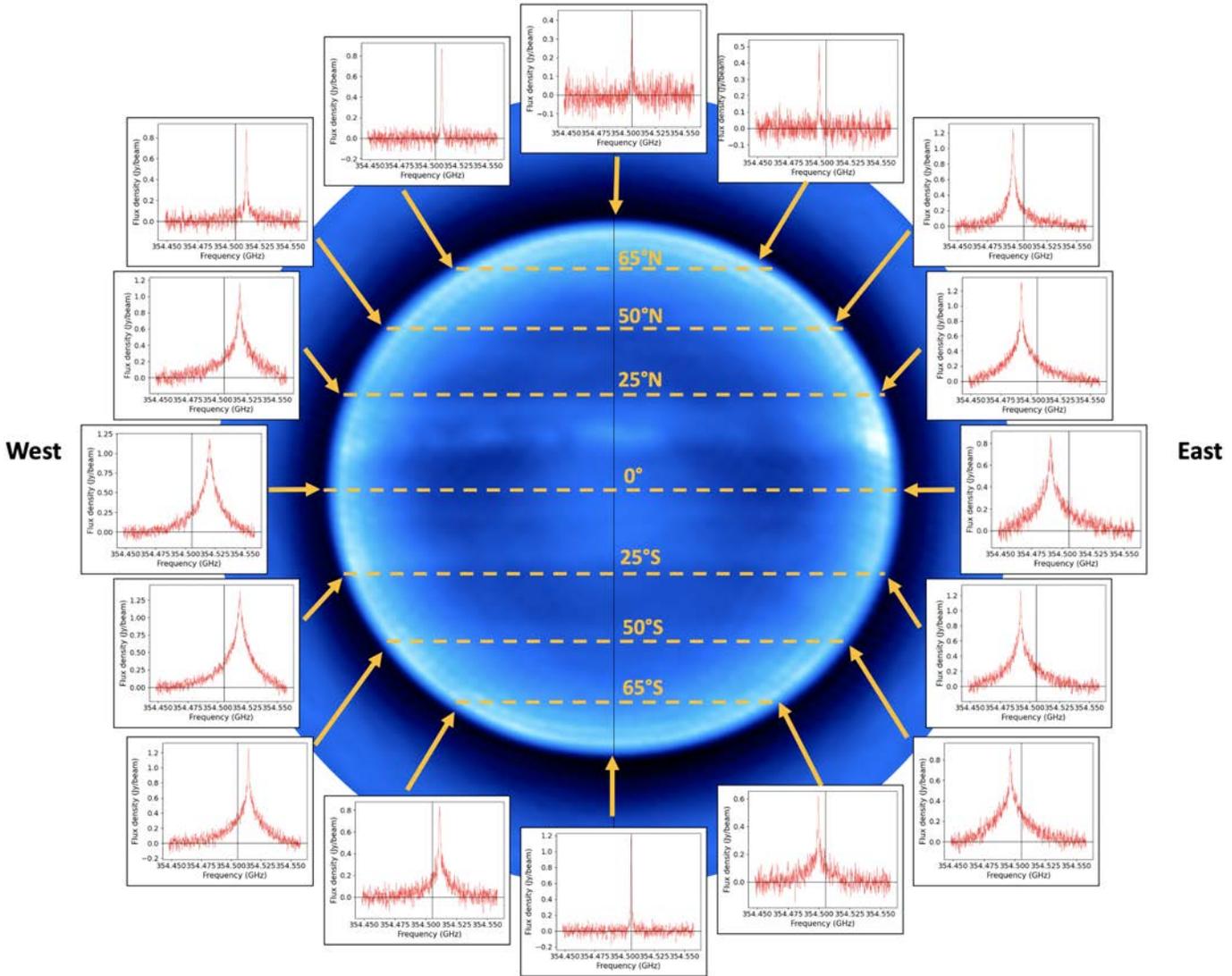


Figure III.2: Exemples de raies spectrales HCN extraite au limbe de Jupiter.

S/B moyen d'environ 22 à la résolution spectrale de 122 kHz pour HCN et 17 à la résolution de 488 kHz pour CO au limbe sondé. Cette différence d'intensité en émission spectrale était attendue d'après les simulations faites pour la proposition d'observations. Ainsi, cela a permis de cibler en priorité la raie d'émission d'HCN en l'observant grâce à une bande spectrale hautement résolue.

Dans la figure III.3, les raies spectrales CO présentent une certaine homogénéité de forme. En effet, on remarque qu'à toutes les latitudes, à l'est comme à l'ouest du limbe, les raies spectrales d'émission de CO sont quasi-semblables hormis la position de la fréquence centrale de la raie. En utilisant un profil d'abondance empirique, nous avons analysé l'abondance verticale de CO en fonction de la latitude. Cette analyse simple est basée sur l'ajustement de la largeur des raies spectrales<sup>2</sup> d'émission de CO grâce à notre modèle de transfert radiatif (Cavalié et al., 2019). Le profil d'abondance empirique que nous avons utilisé est caractérisé par une pression de coupure  $p_0$  au-dessus de laquelle, on considère que la fraction molaire  $y_{CO}(p > p_0)$  est négligeable. Donc, après analyse, nous en avons déduit que globalement, à toutes les latitudes,  $p_0 < 5$  mbar et la fraction

<sup>2</sup>Cette méthode simple et rapide permet d'éviter les procédures d'inversion souvent très lourde en moyens de calcul.

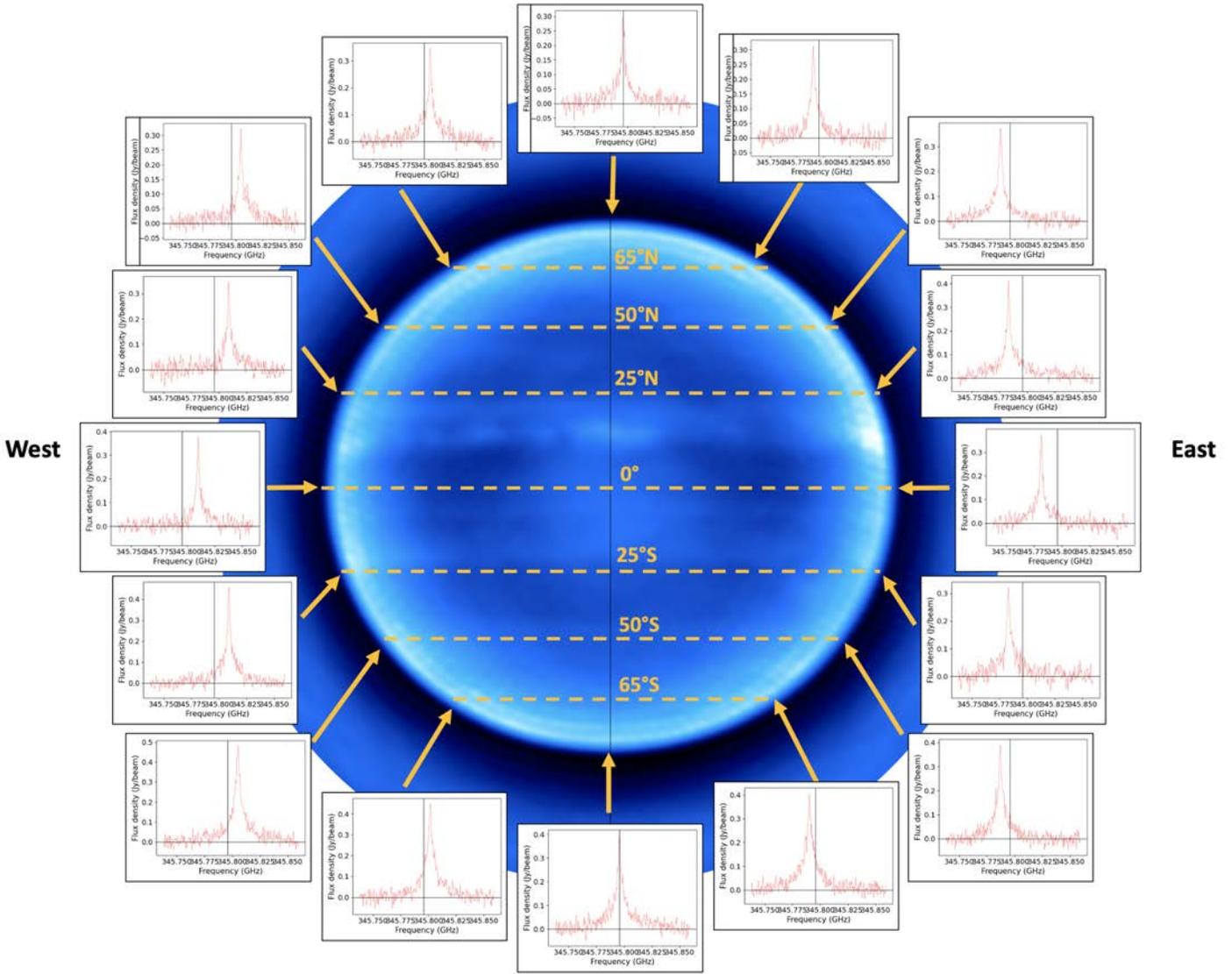


Figure III.3: Exemples de raies spectrales CO extraite au limbe de Jupiter.

molaire  $y_{CO}(p < p_0) \sim 4 \cdot 10^{-8}$ . Ce qui signifie que CO est présent principalement aux pressions plus faible que 5 mbar. Le profil empirique obtenu par cette analyse est représenté dans la figure III.4.

Dans le cas de HCN, dans la figure III.2, on voit clairement que les raies spectrales d'émission de HCN ne sont pas toutes homogènes en forme. En effet, on remarque que cette inhomogénéité se produit par le rétrécissement des largeurs des raies spectrales dès que l'on passe aux latitudes polaires (à partir de 50°N vers le nord et 60°S vers le sud). Aux latitudes moyennes et équatoriales entre 60°S et 50°N, les raies spectrales d'émission de HCN sont toutes homogènes en forme. De la même façon que pour CO, nous avons analysé l'abondance verticale en fonction de la latitude pour HCN. Nous avons de la même façon que pour CO utilisé un profil d'abondance empirique caractérisé par la pression de coupure  $p_0$ . Nous avons obtenu quasiment la même pression de coupure pour HCN entre 60°S et 50°N, ce qui semble logique puisque ces deux composés ont été déposés initialement par la comète SL9 au même endroit, à la même latitude et à la même altitude dans l'hémisphère sud (Lellouch et al., 1995; Moreno et al., 2003). Par contre, aux latitudes polaires, à partir de 50°N

vers le nord et 60°S vers le sud, nous avons trouvé  $p_0 < 0.1$  mbar. À toutes les latitudes, la fraction molaire estimée est  $y_{\text{HCN}}(p < p_0) \sim 10^{-9}$ .

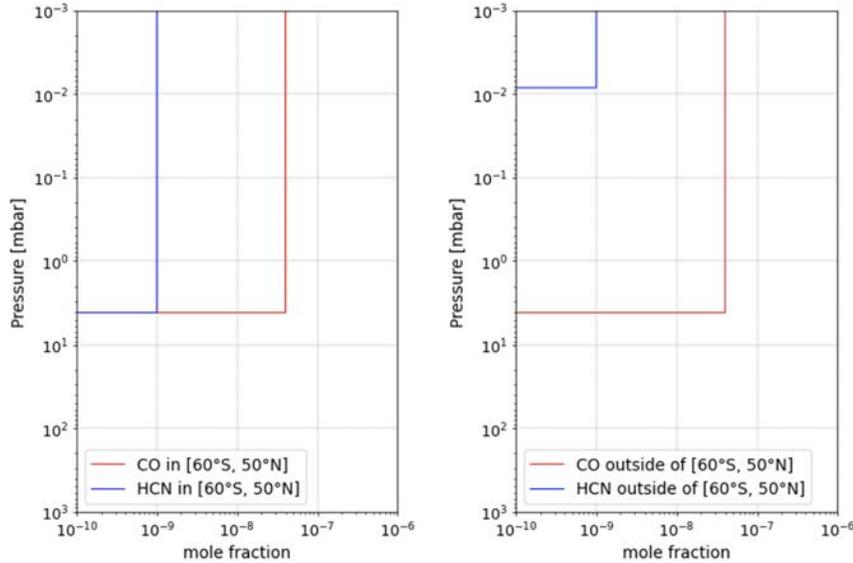


Figure III.4: Profils d’abondance empiriques estimés directement en ajustant les largeurs des raies spectrales d’émission de HCN et de CO extraites au limbe de Jupiter. À gauche, j’ai représenté les deux profils empiriques en dehors de cet intervalle, et à droite, j’ai représenté les deux profils empiriques dans l’intervalle de latitude entre 60°S et 50°N.

### 3.2 Dichotomie de l’abondance d’HCN en fonction de la latitude

Les différences des largeurs des raies spectrales d’émission de HCN entre les latitudes moyennes (dans l’intervalle [60°S; 50°N]) et au-delà (dans les latitudes polaires) se traduisent par une différence d’abondance verticale de ce composé chimique. Ces différences ne sont pas présentes dans l’émission spectrale du CO au limbe de la planète alors que les deux composés chimiques sont issus des mêmes sources, à savoir les apports cométaires (ex : la chute de la comète SL9 en 1994).

Le résultat de cette observation n’était, en aucun cas, attendu. Nous avons remarqué que la transition entre les raies spectrales larges et les raies spectrales mince se fait aux latitudes (au sud de 60°S et au nord de 50°N) à partir desquelles se situe l’activité aurorale de Jupiter. Le fait de voir moins d’HCN (Figure III.4) dans ces latitudes aurorales peut être le résultat d’une forte destruction de ce composé chimique par des processus de chimie aurorale favorisés par la précipitation de particules chargées provenant de la magnétosphère Jovienne. Une autre hypothèse crédible concerne l’adsorption de HCN par les aérosols dans ces régions, car leur abondance est importante (Wong et al., 2003; Zhang et al., 2013).

Dans la suite, nous avons utilisé les profils d’abondances empiriques, que nous avons estimés pour HCN et CO, dans notre simulation de transfert radiatif pour modéliser l’émission spectrale de HCN et CO au limbe de la planète et calculer ainsi la contribution de la rotation de la planète convoluée par le lobe synthétique à chaque position où nous avons extrait un spectre.

### 3.3 Ajustement MCMC, combinaison avec le transfert radiatif et suppression de l'effet Doppler dû à la rotation de la planète

Pour chacune des raies spectrales observées extraites au limbe de Jupiter, j'ai effectué un ajustement par la méthode MCMC en utilisant le profil phénoménologique  $P_B$  décrit dans le chapitre II. Comme je l'ai expliqué précédemment, cet ajustement est nécessaire pour déterminer les fréquences centrales des raies spectrales d'émission observées au limbe de la planète. Pour cela, j'ai commencé par configurer l'algorithme d'ajustement afin de déterminer le "Burn-in size"<sup>3</sup>. C'est-à-dire, qu'en ajustant une raie spectrale choisie aléatoirement, on détermine le nombre de chaînes et d'itération nécessaires pour avoir une convergence certaine pour l'ajustement de toutes les raies spectrales observées. L'idée est de choisir l'équilibre entre le nombre de chaînes et le nombre d'itérations tout en prenant en compte le temps de calcul. Ainsi, après cette analyse, j'ai opté pour un ajustement utilisant 32 chaînes de Markov sur 2200 itérations, le tout donnant un "Burn-in size" de  $540 \pm 100$  itérations.

Après l'ajustement des raies spectrales observées au limbe de Jupiter, la soustraction de l'effet Doppler dû à la rotation de la planète se fait grâce à notre modélisation de transfert radiatif, car elle tient compte de la convolution spatiale par ce lobe synthétisé. Les positions au limbe où sont modélisées les émissions spectrales pour HCN et CO sont obtenues par les pointages calculés pour l'extraction des raies spectrales de HCN et CO respectivement depuis les cubes de données. Enfin, à chaque pointage, on calcule la différence entre la fréquence centrale simulée et la fréquence centrale observée. Cela nous a permis de soustraire le décalage spectral dû à la rotation de la planète et d'en déduire le décalage Doppler dû au mouvement de l'atmosphère où l'émission spectrale est produite.

---

<sup>3</sup>L'ajustement d'un paramètre par la méthode de MCMC nécessite une certaine configuration de l'algorithme de calcul notamment en termes de nombre d'itération et de chaînes de Markov pour explorer l'espace des paramètres. Lorsque le nombre de chaînes (ou d'itérations) est élevé, le nombre d'itérations (ou de chaînes) nécessaires pour échantillonner la distribution de probabilité a posteriori est faible. Enfin, l'équilibre entre ces deux grandeurs permet de déterminer un temps optimal de calcul et de mesurer le nombre d'itérations nécessaire pour avoir une convergence des chaînes vers une solution donnée. Ce nombre-là est appelé le "Burn-in size".

### 3.4 Pressions sondées au limbe de Jupiter

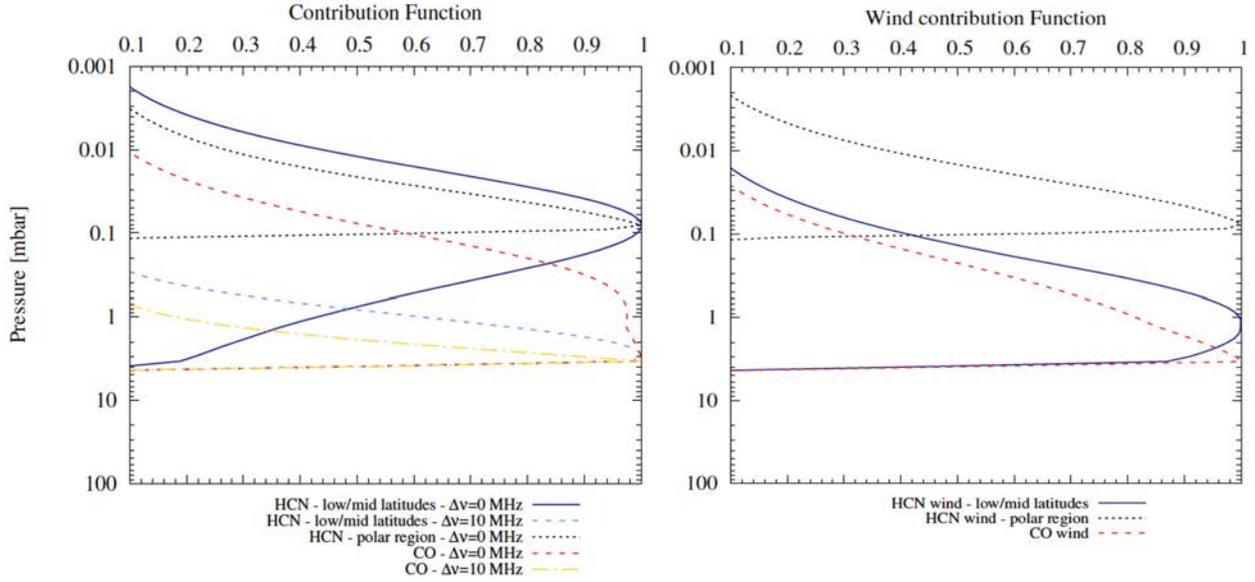


Figure III.5: Calcul des fonctions de contribution pour HCN et CO dans les intervalles de latitudes  $[60^{\circ}\text{S}; 50^{\circ}\text{N}]$  et au-delà. À droite, les fonctions de contribution des vents sont calculées à 0 et 10 MHz du centre de la raie spectrale d'émission de CO et de HCN.

Grâce à notre modèle de transfert radiatif, nous avons calculé les fonctions de contributions des émissions spectrales de CO (3-2) et de HCN (4-3) dans le limbe de la planète que j'ai représenté dans la figure III.5. Dans cette même figure, j'ai représenté les calculs des fonctions de contribution à 0 et 10 MHz du centre des raies spectrales d'émission de CO et de HCN. Ainsi, la pression à laquelle l'émission spectrale de CO provient est estimée à environ entre 0.3 et 5 mbar. Dans le cas d'HCN, l'émission spectrale provient d'un niveau de pression entre 0.1 et 5 mbar aux latitudes moyennes dans l'intervalle  $[60^{\circ}\text{S}; 50^{\circ}\text{N}]$  et d'un niveau de pression inférieur à 0.1 mbar pour les latitudes polaires. Ce résultat est sans surprise du fait des profils d'abondance que nous avons contraints pour cette modélisation de transfert radiatif.

Nous avons aussi calculé la fonction de contribution des vents<sup>4</sup> (Figure III.5) qui représente la moyenne des fonctions de contribution monochromatiques pondérées par la pente locale de la raie spectrale d'émission simulée. Ce résultat nous permet d'avoir une estimation de la pression à laquelle les vents mesurés se situent. Ainsi, dans le cas des observations CO, la pression où les vents sont localisés est estimée à environ 3 mbar, tandis que les vents HCN dans l'intervalle de latitude  $[60^{\circ}\text{S}; 50^{\circ}\text{N}]$  sont situés à 1 mbar et à  $\sim 0.1$  mbar aux latitudes polaires. Les vents que nous avons mesurés dans le cas des émissions spectrales de HCN et de CO sont des vents stratosphériques.

<sup>4</sup>La fonction de contribution des vents (Lellouch et al., 2019) est la moyenne des fonctions de contributions calculées à chaque fréquence  $\nu$  et pondérées par la valeur de la pente de la raie spectrale entre  $\nu - d\nu$  et  $\nu + d\nu$ . Cette pondération est justifiée par le fait que la précision de l'ajustement est d'autant plus importante que la pente dans une raie spectrale l'est aussi.

## 4 Résultats et discussion des mesures des vents par effet Doppler

### 4.1 Vents stratosphériques par observation de CO

En utilisant les observations ALMA de CO, j'ai appliqué la méthode de mesure des vents que j'ai développée. Les mesures que nous avons effectuées sont présentées dans la figure III.6. Les courbes représentées sont la composante de vitesse des vents sur la ligne de visée. Les courbes rouge et bleue représentent respectivement les mesures des vents dans les côtés est et ouest du limbe de la planète. La barre d'erreur moyenne dans les deux côtés du limbe est d'environ 40 m/s. Cette barre d'erreur inclut les erreurs en vitesse provenant de l'ajustement des fréquences centrales des raies spectrales observées par la méthode de MCMC et les deux erreurs systématiques qui sont dues à la correction du continuum (environ 1-3 m/s) et à la calibration du centre du disque planétaire apparent (environ 5 m/s). Dans la figure III.7 la courbe verte, représente la moyenne des vents CO dans la convention "eastward" calculés par la formule  $\frac{\vec{v}_{east} - \vec{v}_{west}}{2}$ . C'est-à-dire la composante des vents suivant l'axe  $\vec{e}_\phi$  des coordonnées sphériques (voir annexe A à la section 1).

La latitude sub-observateur étant de  $-3^\circ$ , cela signifie que les vents mesurés représentent quasiment la composante zonale<sup>5</sup> des vents stratosphériques de Jupiter à 3 mbar de pression. À toutes les latitudes, les mesures dans les côtés est et ouest du limbe de Jupiter ne dépassent pas les 200 m/s. On remarque plusieurs pics très distincts autour des latitudes équatoriales et moyennes entre  $[60^\circ\text{S}; 50^\circ\text{N}]$  et avec des largeurs inférieures à la résolution spatiale latitudinale de notre observation. Ces pics (exemple à  $50^\circ\text{S}$ ,  $20^\circ\text{S}$ ,  $12^\circ\text{S}$  et  $7^\circ\text{N}$ ) ne sont pas symétriques entre les deux limbes et ne traduisent donc pas un vent zonal. Les variabilités de ces mesures (figure III.6) étant petites par rapport à la résolution spatiale latitudinale, ce qui s'apparente à du bruit, nous pensons que le faible rapport S/B des raies spectrales d'émissions de CO, comparé à celui des observations HCN, et la résolution spectrale limitée ne permettent pas de mesurer avec précision les vents latitudinaux. Nous ne pouvons donc qu'en déduire que les vitesses des vents à 3 mbar de pression sont globalement inférieurs à 150 m/s.

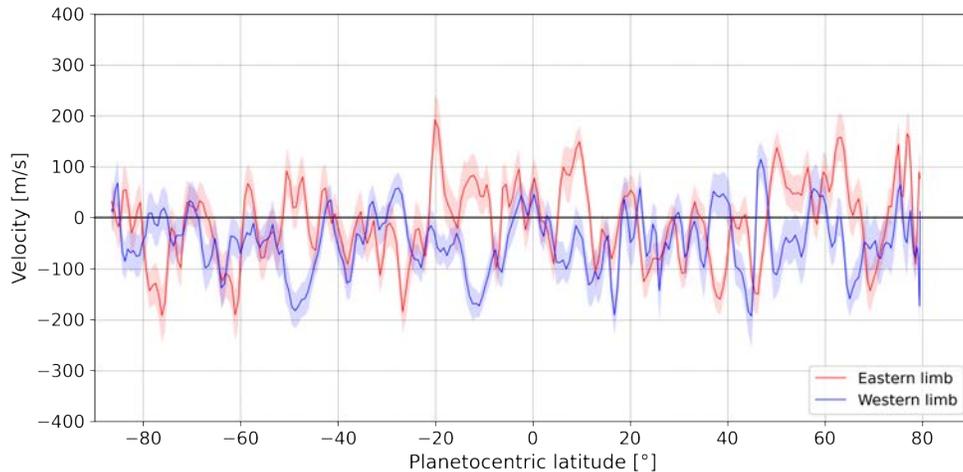


Figure III.6: Vents atmosphériques mesurés grâce à l'observation des émissions spectrales CO au limbe de Jupiter. Les courbes rouge et bleue représentent respectivement les vitesses des vents mesurées aux côtés est et ouest du limbe de la planète. Les enveloppes rouges et bleues représentent respectivement les barres d'erreurs des vents est et ouest mesurés.

<sup>5</sup>Dans les référentiels des atmosphères planétaires, la composante zonale d'un écoulement est la composante du champ de vitesse suivant l'axe  $\vec{e}_\phi$  des coordonnées sphériques.

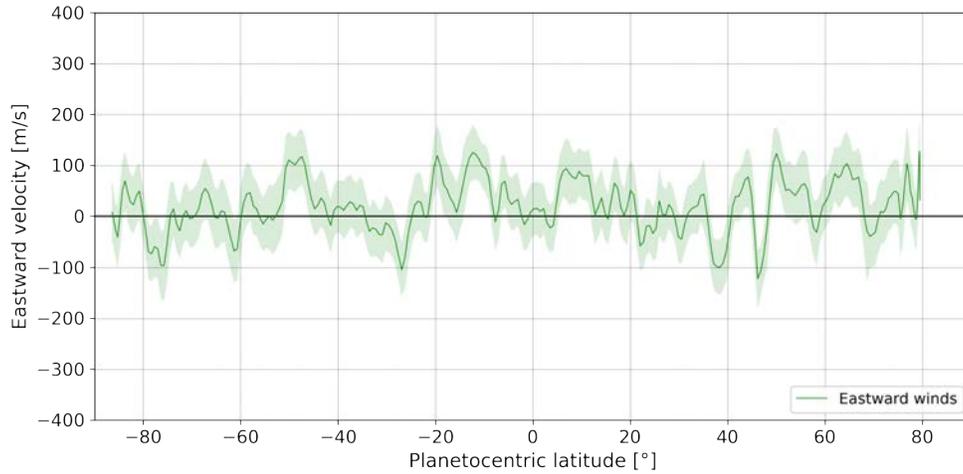


Figure III.7: En couleur verte, j'ai représenté la moyenne des vents CO dirigés vers l'est (eastward) à partir des vents mesurés dans la direction de l'observateur (voir annexe A à la section 1. Cette représentation s'appelle aussi la convention "eastward".)

#### 4.2 Vents stratosphériques par observation de HCN

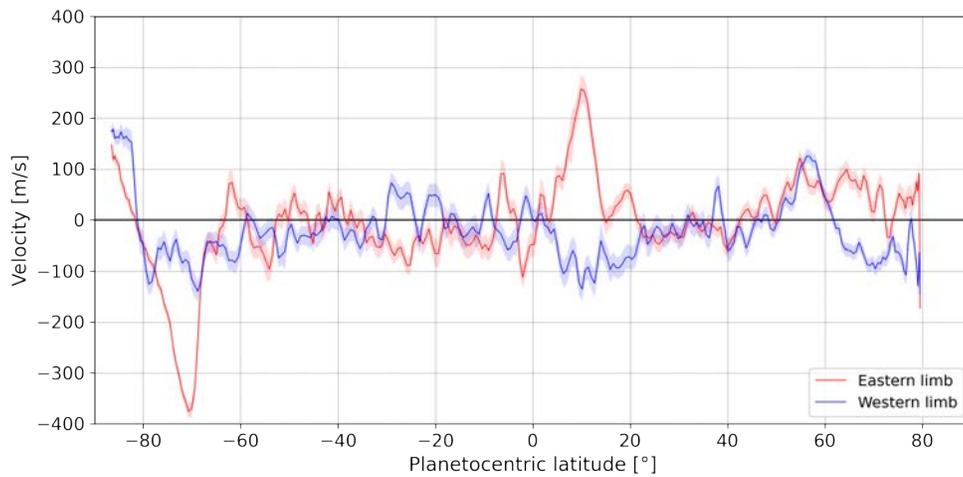


Figure III.8: Vents atmosphériques mesurés grâce à l'observations des émissions spectrales HCN au limbe de Jupiter. Les courbes rouge et bleue représentent respectivement les vitesses des vents mesurées aux limbes est et ouest de la planète. Les enveloppes rouges et bleues représentent respectivement les barres d'erreurs des vents est et ouest mesurés.

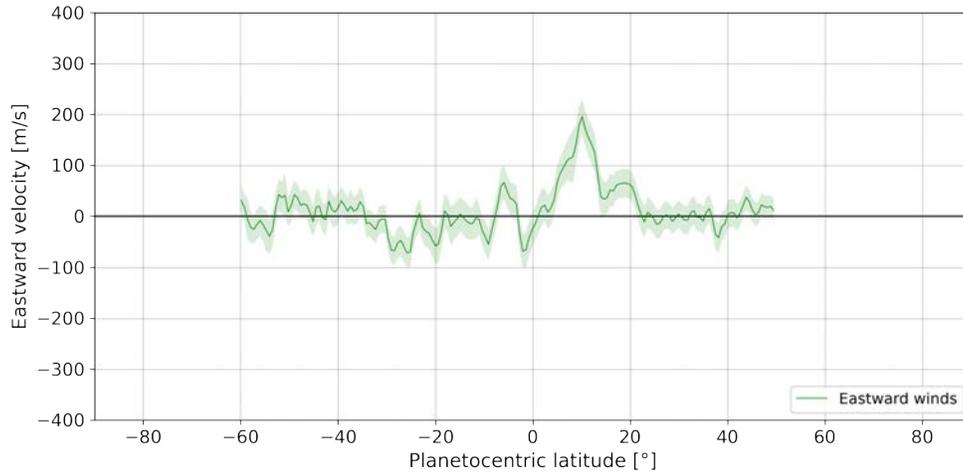


Figure III.9: Moyenne des vents HCN au limbe de Jupiter en convention "eastward" dans l'intervalle de latitudes [60°S; 50°N].

De la même façon que pour CO, les vents HCN que nous avons mesurés sur la ligne de visée sont représentés dans la figure III.8. Les courbes rouge et bleue représentent respectivement les vitesses des vents LOS (ligne of sight) mesurées aux côtés est et ouest du limbe de la planète et la courbe verte dans la figure III.9 représente la moyenne des vents mesurés en convention "eastward". L'incertitude moyenne dans les deux côtés du limbe est d'environ 20 m/s et elle inclut les erreurs en vitesse provenant de l'ajustement par la méthode de MCMC, et les deux erreurs systématiques dues à la correction du continuum (environ 1-3 m/s) et à la calibration du centre du disque planétaire apparent (environ 5 m/s).

La haute résolution spectrale des observations HCN et le rapport S/B plus élevé par rapport à celui des raies spectrales d'émissions de CO nous donnent un résultat des mesures des vents nettement meilleurs que celui des vents CO. La limite à 3-sigma est à environ  $\sim 60$  m/s, ce qui nous permet d'associer les pics supérieurs à cette limite aux vents mesurés à 0.1 mbar et à 1 mbar de pression dans la stratosphère de Jupiter aux latitudes polaires et moyennes respectivement.

Les résultats obtenus semblent se distinguer selon deux zones de latitudes: Les latitudes équatoriales et moyennes, où l'on voit des structures en pics de vents plus ou moins symétriques entre les deux limbes. Les latitudes polaires, où l'on mesure des pics de vent non-symétriques et intenses, notamment le pic à  $\sim -400$  m/s au sud du limbe est.

#### 4.2.1 Latitudes polaires

Aux latitudes polaires, la détection du pic de vent de presque -400 m/s à 70°S au limbe est a été une totale surprise lorsque nous avons obtenus nos premiers résultats (figure III.10). De plus, la structure des vents dans le côté opposé du limbe ne permet pas d'établir un lien avec un jet zonal. Les autres pics de vents détectés dans ces latitudes, au sud comme au nord sont aussi non-zonaux et complètement inattendus. Les résultats des mesures dans ces régions polaires nous ont permis d'effectuer une investigation plus approfondie sur la dynamique dans cette zone. Dans cette étude nous avons mis en évidence l'existence de deux jets polaires non-zonaux corrélés avec les ovales auroraux nord et sud de Jupiter. Cela fera l'objet du chapitre V dans lequel je détaillerai les modélisations et les résultats.

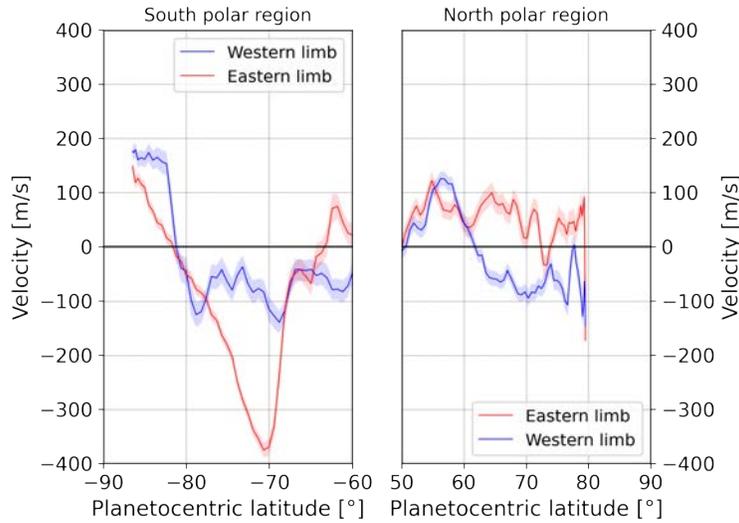


Figure III.10: Vents HCN aux latitudes polaires au limbe de Jupiter. À gauche sont représentés les vents aux latitudes polaires sud, et à droite les vents aux latitudes polaires nord.

#### 4.2.2 Latitudes moyennes et équatoriales

Dans l'intervalle de latitudes  $[60^{\circ}\text{S}; 50^{\circ}\text{N}]$ , on détecte un pic de vent LOS de plus de 200 m/s au limbe est à environ  $10^{\circ}\text{N}$  et avec une largeur à mi-hauteur d'environ  $7^{\circ}$ . Au limbe ouest, un pic de vent LOS d'environ -100 m/s est détecté à la même latitude. Contrairement au pic positif à l'est, le pic de vent à l'ouest semble tronqué. Ainsi, en convention eastward, cela correspond à un jet moyen d'environ  $190 \text{ m/s} \pm 40 \text{ m/s}$  (Figure III.9). Les mesures des vents thermiques par Flasar et al. (2004) montrent, proche de cette latitude ( $\sim 10^{\circ}\text{N}$ ) entre 2 et 6 mbar de pression, l'existence d'un jet eastward avec une intensité de plus de 140 m/s. Dans la figure III.9 le jet à  $10^{\circ}\text{N}$  a une largeur d'environ  $8^{\circ}$  de latitude. En principe, la détection d'un jet zonal est assimilable à la détection de deux pics de vents à l'est et à l'ouest du limbe et symétriques à la même latitude. Cependant, dans notre cas les deux pics de vents autour de  $10^{\circ}\text{N}$  ont une largeur à la base similaire mais le pic à l'ouest est moins intense. On pense que cela est dû à la circulation locale telle que les vortex qui peuvent accélérer ou décélérer le jet localement. Les mesures des vents troposphériques par l'observation des mouvements des structures nuageuses (García-Melendo et al., 2011a) ont montré que les jets équatoriaux présentent des variabilités longitudinales des vitesses d'environ 20 m/s en moyenne et pouvant atteindre les 60 m/s. Ces variabilités sont essentiellement la manifestation des vortex dans cette couche atmosphérique. D'autres structures similaires à des jets mais plus petites en taille sont visibles à  $2^{\circ}\text{S}$ ,  $6^{\circ}\text{S}$ ,  $20^{\circ}\text{S}$  et  $26^{\circ}\text{S}$  dans la limite de détection à 3-sigma avec des vitesses pouvant atteindre un peu moins de 100 m/s environ. Ces structures semblent exister que dans la stratosphère sondée par les observations ALMA. En effet, il n'y a aucune corrélation avec la structure des vents troposphériques (García-Melendo et al., 2011a) dans cet intervalle latitudinal.

Une comparaison avec les mesures des vents troposphériques de García-Melendo et al. (2011a) obtenues grâce aux observations Cassini et HST nous indique que nous ne trouvons aucune corrélation entre les jets détectés dans la troposphère et ceux de la stratosphère. Cela montre que la circulation dans ces deux couches atmosphériques est différente. À l'équateur, contrairement aux mesures troposphériques entre 100 mbar et 500 mbar, nous ne détectons aucun vent significatif sachant que dans cette zone se situe un phénomène d'oscillation quasi-périodique (Leovy et al., 1991; Orton et al., 1991) susceptible de produire des jets eastward ou westward intenses.

Nos observations ALMA de Jupiter ont été obtenues à une date proche des observations de sa

structure thermique stratosphérique avec Gemini/TEXES. Dans la partie suivante, j'ai combiné ces observations dans la zone équatoriale afin de calculer la structure verticale de la dynamique en utilisant les équations des vents thermiques.

## 5 Structure des vents stratosphériques dans la zone équatoriale de Jupiter

Nous avons vu dans le chapitre II qu'il existait plusieurs méthodes de mesure des vents atmosphériques dans les planètes de notre système solaire. Parmi ces méthodes, j'ai présenté précédemment la méthode de la mesure directe des vents par l'observation du décalage Doppler des émissions spectrales au limbe de la planète. Dans cette partie, je vais introduire et détailler la méthode de mesure des vents par le calcul des équations des vents thermiques. Ainsi, en utilisant la structure thermique de Jupiter mesurée quasi simultanément par rapport à nos observations ALMA et les vents HCN comme condition initiale, j'ai effectué une étude dans laquelle j'ai pu calculer la structure de la dynamique zonale de la zone équatoriale de Jupiter. De plus, ces calculs me permettent de cartographier la phase de l'oscillation quasi-périodique de Jupiter observée et mise en évidence par Leovy et al. (1991) et Orton et al. (1991).

### 5.1 Équilibre géostrophique et vents thermiques

La dynamique atmosphérique peut être interprétée par les équations de la mécanique des fluides. L'équation des vents thermiques (TWE, Thermal Wind Equation) est dérivée directement de l'équation d'Euler en considérant une approximation d'équilibre géostrophique. L'équation d'Euler sans frottement visqueux qui traduit le bilan de la quantité de mouvement (bilan des forces massiques) d'une particule fluide dans une atmosphère planétaire est donnée par :

$$\frac{D\vec{v}}{Dt} + 2\vec{\Omega} \wedge \vec{v} = \vec{g} - \frac{1}{\rho} \vec{\nabla} P \quad (\text{III.1})$$

où  $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla}$  est la dérivée particulière,  $\vec{v}$  est la vitesse, l'accélération gravitationnelle  $\vec{G}$  et l'accélération d'entraînement  $\vec{a}_e$  sont incluses dans  $\vec{g} = \vec{G} - \vec{a}_e$ ,  $2\vec{\Omega} \wedge \vec{v}$  est l'accélération de Coriolis avec  $\vec{\Omega}$  le taux de rotation de la planète,  $\vec{\nabla} P$  est la force de pression et  $\rho$  est la masse volumique.

Dans le cas d'une atmosphère, on se ramène à la surface de la planète. Ainsi, dans le plan horizontal ( $\vec{e}_\theta, \vec{e}_\phi$ ) en coordonnées planétocentriques avec la latitude  $\theta$  et la longitude  $\phi$ , l'équation III.1 devient :

$$\frac{D\vec{v}_\perp}{Dt} + 2f\vec{e}_r \wedge \vec{v}_\perp = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} P \quad (\text{III.2})$$

où  $\vec{v}_\perp$  est la vitesse horizontale dans le plan ( $\vec{e}_\theta, \vec{e}_\phi$ ) et  $f = 2\Omega \sin(\theta)$  est le facteur de Coriolis.

Dans cette situation, les régimes dynamiques sont évalués grâce au nombre adimensionné de Rossby  $R_o = \frac{U}{fL}$  qui représente le rapport entre l'accélération relative et l'accélération de Coriolis, avec  $U$  et  $L$  qui représentent respectivement la vitesse et la longueur caractéristiques de l'écoulement. Lorsque  $R_o \gg 1$ , on dit que les forces d'inertie dominent et donc l'accélération de Coriolis devient négligeable. Par contre, dans le cas où  $R_o \ll 1$ , ce sont les forces d'inertie qui deviennent négligeables et donc il y a équilibre entre la force de Coriolis et les forces de pressions. C'est ce qu'on appelle l'équilibre géostrophique. L'équation III.2 devient :

$$2f\vec{e}_r \wedge \vec{v}_\perp = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} P \quad (\text{III.3})$$

### 5.1.1 Équation des vents thermiques dans le cas d'un équilibre géostrophique

En considérant un équilibre hydrostatique faisant le lien entre la pression et la température, l'équation des vents thermiques qui relie le gradient horizontal (dans le plan  $(\vec{e}_\theta, \vec{e}_\phi)$ ) de la température à la vitesse perpendiculaire (dans le plan  $(\vec{e}_\theta, \vec{e}_\phi)$ ) dans un référentiel en rotation (comme une atmosphère) est dérivée directement de l'équation III.3 et elle est donnée par l'expression suivante :

$$f_0 \sin(\theta) \frac{\partial \vec{v}_\perp(r, \theta, \phi)}{\partial r} = \frac{g}{T r_0} \vec{r} \wedge \vec{\nabla}_{P\perp} T \quad (\text{III.4})$$

où  $g$  est l'accélération gravitationnelle,  $r_0$  est le rayon moyen de la planète,  $f_0$  est le facteur de Coriolis au pôle nord,  $T$  est le champ thermique et  $\vec{\nabla}_{P\perp} T$  est le gradient thermique isobare.

À partir de l'équation III.4, et après projection sur l'axe zonal  $\vec{e}_\phi$ , on peut facilement relier la vitesse des vents zonaux au gradient latitudinal de la température. Ainsi, nous avons l'expression suivante en fonction des vitesses zonales :

$$\frac{\partial v_\phi}{\partial r} = - \frac{g}{f_0 \sin(\theta) r_0 T} \frac{1}{\partial \theta} \Big|_P \quad (\text{III.5})$$

Étant donné le facteur  $\frac{1}{\sin(\theta)}$  on voit clairement que cette équation diverge à l'équateur ( $\theta = 0$ ). Elle peut donc être appliquée partout sauf à l'équateur.

### 5.1.2 Équation des vents thermiques en zone équatoriale

Marcus et al. (2019) ont dérivé une équation dite EQTWE (Equatorial Thermal Wind Equation) à partir de l'équation des vents thermiques vue précédemment. En utilisant un développement de Taylor du 2<sup>nd</sup> ordre, l'EQTWE est dérivée pour la zone équatoriale. L'expression de cette équation est donnée par :

$$\frac{\partial v_\phi^M}{\partial r} = - \frac{g}{f_0 r_0 T^M} \frac{1}{\partial \theta^2} \Big|_P \quad (\text{III.6})$$

où  $T^M(P, \theta) = \frac{T(P, \theta) + T(P, -\theta)}{2}$  et  $v_\phi^M$  sont les composantes symétriques du champ thermique et du champ de vitesse (respectivement) autour de l'équateur. Les composantes anti-symétriques de la température et de la vitesse sont données par  $T^A(P, \theta) = \frac{T(P, \theta) - T(P, -\theta)}{2}$  et par  $v_\phi^A(P, \theta) = \frac{v_\phi(P, \theta) - v_\phi(P, -\theta)}{2}$  respectivement. Selon Marcus et al. (2019), l'EQTWE a une erreur fractionnaire  $\propto |T^A/T^M|^2$  et elle est valide dans l'intervalle latitudinal  $\pm 18^\circ$  avec une erreur inférieure à 10%. De plus, dans l'expression (III.6) il n'y a plus le facteur  $\frac{1}{\sin(\theta)}$  et donc l'équation ne diverge pas aux faibles latitudes, mais cette fois-ci on a une dépendance en  $\frac{\partial^2}{\partial \theta^2}$ .

### 5.1.3 Validité des équations TWE et EQTWE

Les équations TWE et EQTWE ne sont pas valables à toutes les latitudes. À cause de la variation du nombre de Rossby en fonction de la latitude, ces deux équations doivent obéir à plusieurs conditions qui sont décrites ci-dessous.

L'équation TWE est valable dans les zones polaires et aux latitudes moyennes, mais elle n'est pas valable en zone équatoriale car la force de Coriolis s'annule ( $\theta = 0$ ) et le nombre de Rossby  $Ro$  diverge. L'utilisation de la TWE nécessite d'admettre certaines conditions qui sont :

- Les temps caractéristiques pour un changement significatif du mouvement du fluide sont lents (quasi-stationnaires).

- On considère que le fluide est en équilibre hydrostatique vertical.
- Le nombre de Rossby  $Ro$  doit être petit devant 1.
- Le fluide obéit à l'équation de continuité suivante:

$$\frac{\nabla P}{P} = \frac{\nabla T}{T} + \frac{\nabla \rho}{\rho} \quad (\text{III.7})$$

L'équation EQTWE est valable aux basses latitudes et pour un écoulement symétrique autour de l'équateur. D'où l'utilisation des composantes symétriques des champs de la température et de la vitesse. Dans notre cas, cette dernière condition est respectée aux très basses latitudes autour de l'équateur (voir mesures thermiques de Fletcher et al. 2020 et Giles et al. 2020).

Finalement, les équations TWE et EQTWE sont complémentaires. Ainsi, dans cette étude, j'ai combiné ces deux équations afin de calculer les vents thermiques dans la zone équatoriale de Jupiter et de cartographier la phase de l'oscillation quasi-périodique de son atmosphère.

## 5.2 Oscillation quasi-périodique

### 5.2.1 État des lieux

L'oscillation quasi-périodique est un phénomène atmosphérique connu sur Terre depuis les années 1950. Découverte par Reed et al. (1961) et Ebdon and Veyard (1961), l'oscillation quasi-biennale (QBO, quasi-biennial oscillation) se traduit par une alternance de la direction des vents équatoriaux à haute altitude avec une quasi-périodicité d'environ 2 ans. Sur ces 60 dernières années, les études et les observations de la QBO (ex, Baldwin et al. 2001) montrent que cette alternance en vitesse est en réalité liée à une variation relative quasi-périodique de la moyenne zonale de la température à l'équateur. Dans la figure A.2 à la section 2.1 de l'annexe A, les observations de la moyenne zonale de la température à l'équateur montrent une périodicité quasi-constante d'environ  $\sim 28$  mois. De plus, l'oscillation de cette température relative (Figure A.2) semble se propager vers les basses altitudes avec le temps.

Depuis 60 ans, les différentes études sur la QBO ont permis de comprendre ce phénomène, mais aussi de découvrir un autre phénomène similaire, sur Terre, appelé l'oscillation semi-annuelle (Reed, 1965; Garcia, 2000). Ces études ont permis aussi de découvrir ce phénomène dans d'autres atmosphères de notre système solaire. Ainsi, en utilisant les mesures des champs thermiques par les observations de l'émission infrarouge du méthane, des oscillations quasi-périodiques ont été découvertes dans les atmosphères de Jupiter (Leovy et al., 1991; Orton et al., 1991) et de Saturne (Fouchet et al., 2008; Orton et al., 2008). Dans ces deux planètes, ces oscillations sont en moyenne localisées dans l'intervalle de latitudes  $[20^\circ\text{S}, 20^\circ\text{N}]$ . Ce phénomène d'oscillation existe aussi dans le cas de Mars sous le nom de l'oscillation semi-annuelle (Kuroda et al., 2008)

L'oscillation semi-annuelle de Saturne (SSAO) semble avoir une périodicité d'environ 14.7 années (Guerlet et al., 2018), ce qui fait un lien avec une potentielle variabilité saisonnière. Dans le cas de Jupiter, l'oscillation quasi quadriennale (QQO) est quant à elle caractérisée par une périodicité d'environ 4 ans (ex., Orton et al. 1991; Friedson 1999; Simon-Miller et al. 2006; Fletcher et al. 2016b). Ces deux phénomènes sont localisés dans l'intervalle de pression allant de 0.01 mbar jusqu'à 20 mbar.

Les interactions entre les ondes planétaires et les ondes de gravité (voir quelques notions dans l'annexe A-3) et l'écoulement moyen sont les premiers phénomènes proposés comme étant la cause de ces oscillations de la température relative dans la zone équatoriale sur Terre (Lindzen and Holton, 1968). Cette même hypothèse a été en suite étendue aux cas de Jupiter et de Saturne (Friedson, 1999; Li and Read, 2000; Flasar et al., 2004; Cosentino et al., 2017; Bardet et al., 2021). Le transfert de la

quantité de mouvement entre les ondes de gravité et les vents zonaux semble produire le mouvement descendant de la QBO. Ce déplacement vers les basses altitudes a été observé dans la SSAO par le spectromètre Composite InfraRed Spectrometer (CIRS) au cours de la mission Cassini (Guerlet et al., 2011; Guerlet et al., 2018). La propagation vers le bas de la QBO a également été mesurée grâce aux observations de la température effectuées par l’IRTF (Infrared Telescope Facility) de la NASA et à l’aide du Texas Echelon Cross-Echelle Spectrograph (TEXES ; Cosentino et al. 2017; Cosentino et al. 2020; Giles et al. 2020).

### 5.2.2 Oscillation quasi-périodique de Jupiter

L’oscillation quasi quadriennale de Jupiter porte ce nom à cause de sa périodicité d’environ 4 ans, qui a été mesurée durant les premières années d’observations. Récemment, Antuñano et al. (2021) ont montré que la QBO a une périodicité instable et qui peut présenter des variabilités à cause des perturbations thermiques, qui peuvent se produire dans les niveaux de pressions stratosphériques. De plus, les observations IRTF/TEXES entre 2012 et 2019 ont permis d’obtenir un suivi temporel détaillé sur ce phénomène (Figure A.3 de Giles et al. 2020 dans l’annexe A). Ainsi, ces résultats montrent une perturbation thermique en mai 2017 qui rompt la périodicité de l’oscillation de la température relative par rapport à la moyenne longitudinale. Pour cette raison, nous avons choisi de faire référence dans ce qui suit à ce phénomène par le terme plus générique de JEO (Jupiter Equatorial Oscillation) afin de ne plus se référer à une périodicité quadriennale.

Afin d’étudier la structure de la JEO, Flasar et al. (2004) ont calculé la structure des vents thermiques dans la zone équatoriale de Jupiter. Ces calculs ont été obtenus en utilisant la TWE et les données du champ thermique zonal mesuré grâce à l’instrument CIRS embarqué dans Cassini durant le survol de la sonde en 2000. Les vitesses des vents troposphériques mesurés à  $\sim 500$  mbar de pression ont été utilisées comme condition initiale dans ces calculs. La TWE n’étant pas valable à l’équateur, les calculs ont été effectués jusqu’à  $\pm 5^\circ$  de latitudes. Dans l’intervalle  $[5^\circ\text{S}, 5^\circ\text{N}]$ , les vents n’ont pas été calculés. Ces résultats ont montré l’existence d’un jet eastward équatorial à 3 mbar de pression. Une estimation précise de la vitesse de ce jet à l’équateur reste impossible en raison de l’augmentation du nombre de Rossby. Par contre, Fletcher et al. (2016a) ont confirmé la présence d’un fort jet stratosphérique dans ces niveaux de pressions.

Des tentatives de modélisation de la JEO ont aussi été effectuées. Ainsi, Cosentino et al. (2017) ont pu reproduire la structure des vitesses des vents de la JEO au premier ordre. Ces résultats ont été obtenus en utilisant un modèle de circulation atmosphérique avec une paramétrisation stochastique de la traînée des ondes de gravité.

Cependant, la principale faiblesse de la méthode utilisée dans les études précédentes (ex : Flasar et al. 2004) pour calculer la structure des vents thermiques et en particulier dans le cas de Jupiter réside dans la discontinuité entre les gammes des pressions sondées par les mesures du champ thermique<sup>6</sup> (dans l’intervalle de pression de 1-20 mbar et de 80-400 mbar) et la pression à laquelle le profil du vent zonal est inséré comme condition initiale (à 500 mbar).

Dans cette étude nous nous intéressons au cas de Jupiter pour comprendre comment fonctionne ce phénomène, car aucune observation directe des vents n’a été faite dans cette zone équatoriale où se trouve la JEO. La nouveauté de l’approche que je présente consiste à utiliser une mesure du vent effectuée presque en même temps et dans la même gamme de pressions sondées par les mesures de la température stratosphérique où la JEO a lieu. De plus, je propose d’associer les équations TWE et EQTWE pour couvrir toutes les latitudes de la zone équatoriale. Cela nous permettra de

---

<sup>6</sup>Les pressions auxquelles le champ thermique zonal de Jupiter a été mesuré (Flasar et al., 2004) sont dans l’intervalle 1-20 mbar pour l’émission de  $\text{CH}_4$  et 80-400 mbar pour l’absorption induite par collision de  $\text{H}_2$ . Enfin, à partir de cette mesure, un champ thermique unique a été construit par interpolation entre 20 mbar et 80 mbar et extrapolation entre 400 et 500 mbar.

contraindre la direction et la magnitude des jets équatoriaux et tropicaux en utilisant l'équilibre des vents thermiques. Dans notre cas, j'ai effectué les calculs en utilisant un champ thermique mesuré par l'inversion spectrale des observations de l'instrument Gemini/TEXES (Sinclair et al., 2017, 2018; Cosentino et al., 2020; Giles et al., 2020).

### 5.3 Exploitation des mesures thermiques et dynamiques dans la zone équatoriale de Jupiter

#### 5.3.1 Observations Gemini/TEXES de la structure thermique de Jupiter

L'instrument TEXES (Lacy et al., 2002) monté sur le télescope Gemini North de 8 m de diamètre a réalisé en mars 2017 des observations infrarouges à haute résolution spatiale de Jupiter pour caractériser les températures de sa stratosphère. Ces observations ont été réalisées dans le cadre d'un programme de suivi à long terme mené principalement avec le NASA Infrared Telescope Facility (Cosentino et al., 2017; Giles et al., 2020). TEXES peut observer à des longueurs d'onde entre 4.5 et 25  $\mu\text{m}$ , avec plusieurs mode de fonctionnement permettant d'atteindre un pouvoir de résolution spectrale allant de 4000 à 80000. Les observations de Jupiter étaient centrées sur 8.02  $\mu\text{m}$  avec une largeur de bande d'environ 0.06  $\mu\text{m}$  où se situent plusieurs raies spectrales d'émission du  $\text{CH}_4$  (bande  $\nu_4$ ) de la branche P (Brown et al., 2003). Lors des observations de mars 2017, TEXES a été utilisé dans son mode de pouvoir de résolution spectrale le plus élevé ( $R=80000$ ).

Les inversions des observations spectrales du Gemini/TEXES ont permis d'obtenir le champ thermique à 3 dimensions en fonction de la pression, de la latitude et de la longitude de la stratosphère de Jupiter. La résolution horizontale est de  $2^\circ$  en latitude et  $4^\circ$  en longitude et l'incertitude sur les températures mesurées est d'environ 2 K. Nous avons utilisé ces données pour récupérer des cartes de température résolues en latitude/pression. La gamme de pression sondée par les données TEXES va de 0.1 à 30 mbar avec une résolution verticale d'environ une hauteur d'échelle. Au-delà de cette gamme de pression, les profils verticaux de température convergent vers le profil de Moses et al. (2005b), qui est pris comme a priori pour les inversions spectrales lors des mesures.

Les champs thermiques Gemini/TEXES que j'ai utilisés dans cette étude ont été obtenus à partir des données combinées prises les 14, 16 et 20 mars 2017, c'est-à-dire à seulement 2-8 jours d'intervalle des mesures de vents ALMA. En extrayant les températures aux longitudes des côtés est et ouest du limbe sondés par nos observations ALMA et en tenant compte du balayage longitudinal de  $15^\circ$  durant le temps d'intégration (temps on-source des observations ALMA), nous avons produit un champ de température latitude-pression pour chaque côté du limbe de Jupiter. Ces champs thermiques sont représentés dans les figures III.11a et III.11b. Nous avons aussi produit un champ de température moyen entre les deux cotés du limbe, représenté dans la figure III.12. Enfin, nous avons produit un champ de température zonal (une moyenne sur toutes les longitudes), qui est représenté dans la figure III.13 à titre de comparaison. Cependant, on note que les mesures Gemini/TEXES ne disposent pas d'une couverture longitudinale complète sur le limbe ouest ( $155^\circ$ - $170^\circ\text{W}$ ). Ainsi, seul un tiers du limbe ouest est couvert par les mesures de température ( $155^\circ$ - $160^\circ\text{W}$ ).

#### 5.3.2 Condition initiale pour l'équation des vents thermiques

Pour calculer la structure des vents thermiques absolus, j'ai considéré les vents HCN, mesurés à  $\sim 1$  mbar de pression, comme condition initiale. Les latitudes des mesures thermiques étant dans l'intervalle  $[35^\circ\text{S}, 35^\circ\text{N}]$ , j'ai restreint les calculs dans cet intervalle de latitudes. Dans la figure III.14, j'ai représenté la moyenne eastward entre les deux limbes des vitesses des vents HCN que nous avons mesurés.

Avant d'introduire cette condition initiale dans le calcul de l'équation des vents thermiques, j'ai

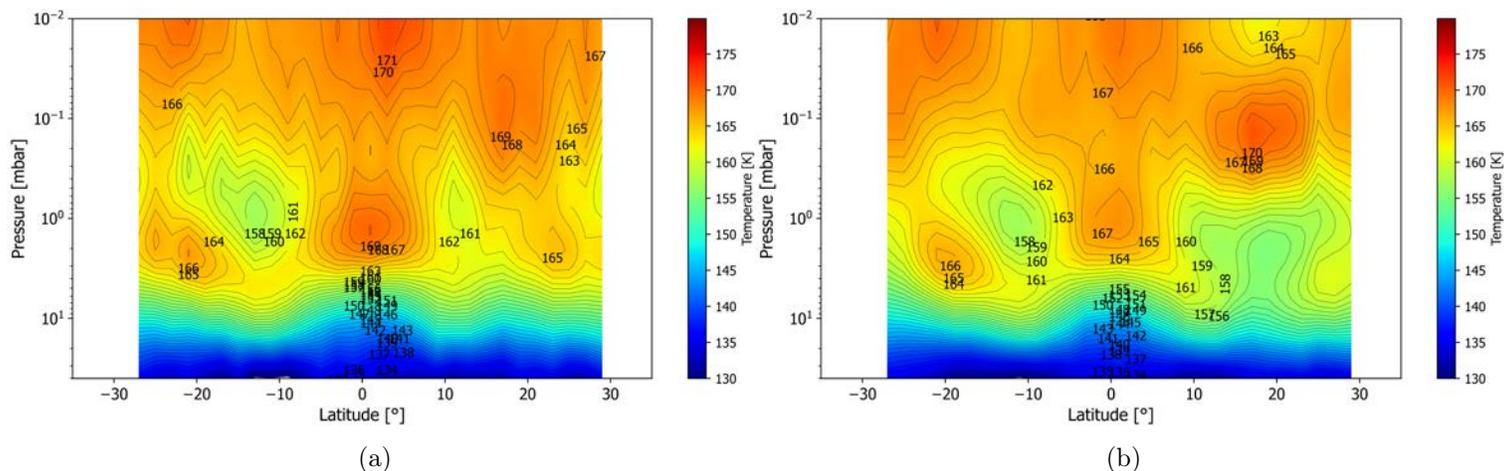


Figure III.11: (III.11b) Champ de température du limbe est résultant de la moyenne entre les longitudes  $335^\circ$  et  $350^\circ$ , tel qu'observé avec Gemini/TEXES les 14, 16 et 20 mars 2017. (III.11a) Champ de température du limbe ouest résultant de la moyenne entre  $155^\circ$  et  $160^\circ$  de longitude. Il n'y a pas de données entre  $160^\circ$  et  $170^\circ$ , ce qui empêche une couverture complète de ce côté du limbe.

opté pour un lissage des courbes des vents et des champs thermiques afin d'exclure l'effet du bruit des observations (dynamiques et thermiques) et d'obtenir un résultat lisse des cartes des vents. Pour ce qui concerne les mesures de vitesses, dans la figure III.14, la courbe rouge représente un ajustement des vitesses par un polynôme de Legendre dans l'intervalle  $[35^\circ\text{S}, 35^\circ\text{N}]$ . Le degré polynomial a été déterminé de sorte que la courbe d'ajustement soit incluse dans quasiment toutes les barres d'erreurs. Cette méthode d'ajustement est détaillée à la section 6 dans l'annexe A.

De la même façon que pour les vitesses, les champs thermiques que j'ai utilisés dans cette étude ont été lissés par cette méthode. Du fait de la complexité des ajustements bidimensionnels des champs de températures, j'ai traité les champs thermiques en ajustant les profils de température à chaque niveau de pression. Dans la figure III.15 je montre un exemple d'ajustement de profil thermique latitudinal à quelques niveaux de pression. De la même façon que pour l'ajustement des vitesses, j'ai utilisé ici un ajustement par polynôme de Legendre avec  $n=17$ . Pour les ajustements des vitesses et des champs thermiques, j'ai utilisé un échantillonnage latitudinal de  $0.25^\circ$ .

#### 5.4 Calcul des vents thermiques

Pour calculer la structure de la composante zonale des vitesses des vents dans la zone équatoriale, nous avons admis que le champ thermique de Jupiter peut être considéré comme quasi-stationnaire dans la période de temps entre les mesures ALMA et les observations Gemini/TEXES (2-8 jours).

Ceci est justifié pour plusieurs raisons : d'abord, le temps caractéristique de la variabilité de la dynamique des nuages et des tempêtes dans la troposphère est de l'ordre de quelques jours. De plus, leurs effets sur les températures stratosphériques sont transportés par la propagation des ondes et de l'énergie sur des échelles de temps comparables à la périodicité de la JEO. Ensuite, les effets saisonniers sur Jupiter sont faibles (par exemple, Hue et al. 2018b). Enfin, la durée considérée entre 2 et 8 jours est parfaitement négligeable par rapport à l'année jovienne et est beaucoup plus courte que les échelles de temps radiatives dans la stratosphère de Jupiter (Guerlet et al., 2020).

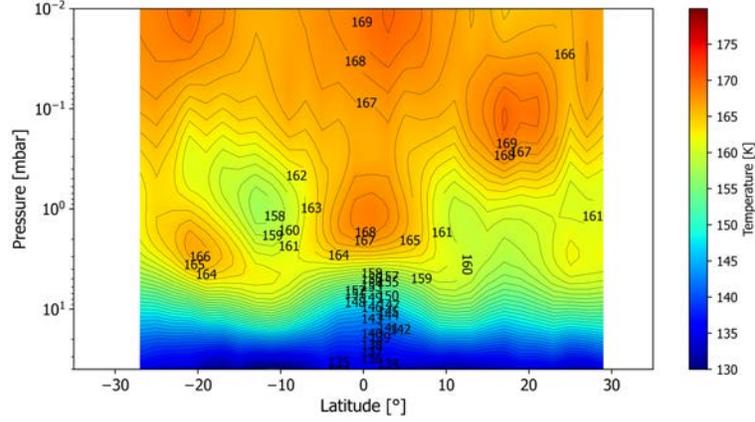


Figure III.12: Moyenne du champ thermique issu des observations Gemini/TEXES entre les cotés est et ouest du limbe de la planète couvert par les observations ALMA. Ce champ thermique est appelé moyenne est-ouest et il représente la moyenne des champs thermiques représentés dans les figures III.11b et III.11a. Les latitudes sont planétocentriques.

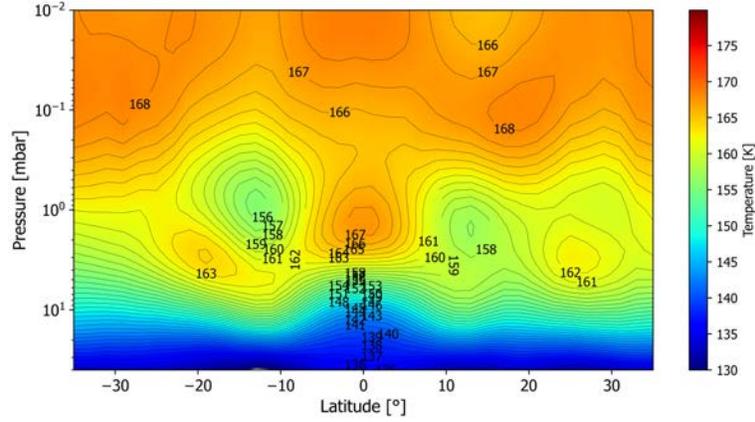


Figure III.13: Moyenne zonale du champ de température stratosphérique jovien, tel qu'observé avec Gemini/TEXES les 14, 16 et 20 mars 2017.

#### 5.4.1 Résolution de l'EQTWE

La résolution de l'équation (III.6) sur l'échelle de longueur  $r$ , nécessite un calcul complexe et peu intuitif du gradient isobare de la température. Pour simplifier le calcul, et pour s'affranchir de ce gradient isobare, il suffit de résoudre l'équation III.6 sur l'échelle des pressions. Donc, on doit établir le changement de variable  $r \implies P$ . Pour cela, en utilisant, soit la relation de la pression barométrique, soit l'équilibre hydrostatique, on a :

$$d \ln(P) = -dr \frac{g}{RT} \quad (\text{III.8})$$

avec  $R = \frac{k_B}{M}$  et où  $M$  la masse moléculaire moyenne de l'atmosphère,  $g$  le champ de l'accélération gravitationnelle,  $R$  est le coefficient spécifique de l'atmosphère de Jupiter qui dépend explicitement de  $M$ , et  $T$  est le profil de température vertical<sup>7</sup>. Dans cette étude, le modèle d'atmosphère de

<sup>7</sup>Dans ce cas et pour simplifier les calculs du changement de variable qui vont suivre, j'ai considéré un champ de température  $T(P)$  vertical calculé à partir du champ de température  $T(\theta, P)$  zonal (en fonction de la latitude et de la pression) en moyennant la température latitudinale pour chaque niveau de pression.

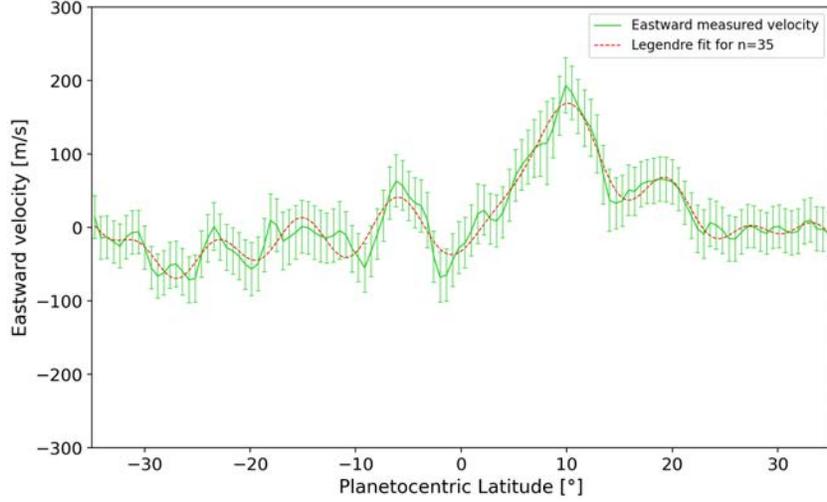


Figure III.14: La courbe verte représente la moyenne des vents HCN que nous avons mesurés entre les deux limbes à 1 mbar de pression et en convention eastward. La courbe rouge représente le lissage des vitesses des vents par un polynôme de Legendre de degrés 35.

Jupiter que j'ai utilisé pour calculer  $M$  est dérivé de celui de Benmahi et al. (2020).

Sachant que  $g(r)$  ne varie pas de manière significative sur Jupiter sur une épaisseur d'altitude d'environ  $\sim 1000$  km, on peut considérer que  $g(r) \approx 24.63\text{ms}^{-2}$  est constant dans notre cas, ce qui nous permet d'alléger le calcul de changement de variable. Ainsi on peut écrire que la hauteur d'échelle  $H = \frac{RT}{g}$ .

Enfin, en utilisant la relation (III.8), l'équation EQTWE s'écrit :

$$\frac{\partial v_\phi^M}{\partial \ln(P)} = \frac{R}{f_0 r_0} \frac{\partial^2 T^M}{\partial \theta^2} \quad (\text{III.9})$$

Les niveaux de pression n'étant pas forcément parallèles aux surfaces d'iso-altitudes, cette forme de l'EQTWE (III.9) nous permet de nous affranchir des lourdes transformations que l'on devrait faire dans le cas où l'on calcule l'équation EQTWE dans son expression originale (c'est-à-dire en fonction de  $r$ ). D'où, le symbole  $|_P$  d'iso-pression n'est plus indiqué puisque la résolution de l'équation se fait sur l'axe des pressions. Enfin, dans la suite des calculs de la solution numérique de l'EQTWE, j'ai omis l'indice  $M$  des composantes symétriques des champs afin d'alléger l'écriture.

#### **Solution numérique :**

Le champ de température que j'ai utilisé pour résoudre cette équation est un champ 2D en fonction de la pression  $P$  et de la latitude  $\theta$ . Nous avons donc  $T \implies T(\theta, P)$  et le champ de vitesse  $v_\phi \implies v_\phi(\theta, P)$ . Ainsi, l'équation (III.9) devient :

$$dv_\phi(P, \theta) = \frac{R(P)}{f_0 r_0} \frac{\partial^2 T(P, \theta)}{\partial \theta^2} d \ln(P)$$

De plus, la grille des niveaux de pression étant exponentielle, on effectue un changement de variable  $P \implies \ln(P)$  direct. Donc, par intégration, la solution de l'EQTWE est donnée par l'expression suivante :

$$\Delta v_\phi(\ln(P), \theta) = \frac{1}{f_0 r_0} \int_{\ln(P_1)}^{\ln(P_2)} R(\ln(P)) \frac{\partial^2 T(\ln(P), \theta)}{\partial \theta^2} d \ln(P) \quad (\text{III.10})$$

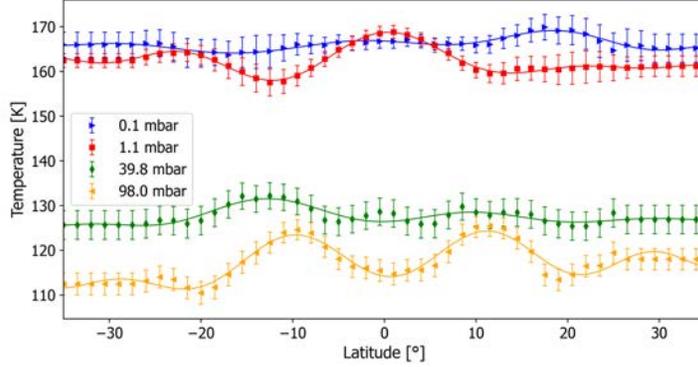


Figure III.15: Exemples d'ajustements des profils thermiques latitudinaux grâce à un développement polynomial de Legendre de degrés 17. Dans cette figure j'ai représenté 4 exemples pour 4 différents niveaux de pressions.

En fonction de la pression à laquelle la condition initiale en vitesses est introduite, la solution III.10 est calculée en deux morceaux en partant de ce niveau de pression. C'est à dire, pour  $P_1 < P_2$ , il s'agit de résoudre l'équation en se dirigeant vers les hautes pressions. Donc on cherche  $v_\phi(\ln(P_2), \theta)$  connaissant  $v_\phi(\ln(P_1), \theta)$ . L'intégration de la solution III.10, s'écrit :

$$v_\phi(\ln(P_2), \theta) = v_\phi(\ln(P_1), \theta) + \frac{1}{f_0 r_0} \int_{\ln(P_1)}^{\ln(P_2)} R(\ln(P)) \frac{\partial^2 T(\ln(P), \theta)}{\partial \theta^2} d \ln(P) \quad (\text{III.11})$$

Pour faire le calcul dans le sens opposé (vers les basses pressions), on cherche donc à calculer  $v_\phi(\ln(P_1), \theta)$  connaissant  $v_\phi(\ln(P_2), \theta)$ , la solution (III.10) devient :

$$v_\phi(\ln(P_1), \theta) = v_\phi(\ln(P_2), \theta) - \frac{1}{f_0 r_0} \int_{\ln(P_1)}^{\ln(P_2)} R(\ln(P)) \frac{\partial^2 T(\ln(P), \theta)}{\partial \theta^2} d \ln(P) \quad (\text{III.12})$$

#### 5.4.2 Résolution de la TWE

De la même façon que pour l'EQTWE, Il existe deux façons de résoudre l'équation (III.5). On peut soit résoudre l'équation sur l'échelle de longueur  $r$  (équation (III.5)), soit la résoudre sur l'échelle de pression. Ainsi, en utilisant le même changement de variable et les mêmes hypothèses sur le faible gradient thermique vertical entre deux niveaux de pressions successifs, que nous avons admis pour l'EQTWE (équation (III.13)), l'expression de la TWE est donnée par :

$$\frac{\partial v_\phi}{\partial \ln(P)} = \frac{1}{\sin(\theta)} \frac{R}{f_0 r_0} \frac{\partial T}{\partial \theta} \quad (\text{III.13})$$

Ainsi, en intégrant l'équation (III.13) on obtient :

$$\Delta v_\phi(\ln(P), \theta) = \frac{1}{f_0 r_0 \sin(\theta)} \int_{\ln(P_1)}^{\ln(P_2)} R(\ln(P)) \frac{\partial T(\ln(P), \theta)}{\partial \theta} d \ln(P)$$

#### Solution numérique :

En faisant encore une nouvelle fois exactement comme pour la résolution de l'EQTWE, la TWE est résolue avec les deux intégrations suivantes,  $\forall P_1 < P_2$ , la résolution vers les niveaux de pression supérieure (vers les basses altitudes) est donnée par :

$$v_\phi(\ln(P_2), \theta) = v_\phi(\ln(P_1), \theta) + \frac{1}{f_0 r_0 \sin(\theta)} \int_{\ln(P_1)}^{\ln(P_2)} R(\ln(P)) \frac{\partial T(\ln(P), \theta)}{\partial \theta} d \ln(P) \quad (\text{III.14})$$

avec  $v_\phi(\ln(P_1), \theta)$  connu. La résolution vers les niveaux de pression inférieurs (vers les hautes altitudes) est donnée par :

$$v_\phi(\ln(P_1), \theta) = v_\phi(\ln(P_2), \theta) - \frac{1}{f_0 r_0 \sin(\theta)} \int_{\ln(P_1)}^{\ln(P_2)} R(\ln(P)) \frac{\partial T(\ln(P), \theta)}{\partial \theta} d \ln(P) \quad (\text{III.15})$$

avec, cette fois-ci  $v_\phi(\ln(P_2), \theta)$  qui est connu.

### 5.4.3 Combinaison de la TWE et de l'EQTWE

La résolution des deux équations peut être schématisée par la figure III.16. En effet, en fonction du niveau de pression  $P_0$  auquel la condition initiale est introduite, les intégrations des équations sont propagées vers le haut et le bas. C'est-à-dire, que le profil latitudinal de vitesses  $v_\phi(\ln(P_1), \theta)$  au niveau de pression  $P_1$  est calculé grâce au profil de vitesses  $v_\phi(\ln(P_0), \theta)$  au niveau de pression  $P_0$ . Le profil de vitesses au niveau de pression  $P_2$  est calculé grâce au profil de vitesses du niveau  $P_1$ , et ainsi de suite jusqu'au niveau de pression le plus élevé. De même, dans l'autre sens, le profil de vitesses au niveau de pression  $P_{-1}$  est calculé grâce au profil de vitesses du niveau  $P_0$ , etc. jusqu'au niveau de pression le plus bas, d'où le caractère ascendant et descendant de cette résolution. De plus, l'intégration n'étant pas dépendante de la variable  $\theta$ , la résolution de l'équation se fait verticalement pour chaque valeur de  $\theta$  donnée.

Dans la figure III.16, les bandes hachées en couleur orange qui couvrent les latitudes  $[5^\circ\text{S}; 3^\circ\text{S}]$  et  $[3^\circ\text{N}; 5^\circ\text{N}]$  représentent les zones de transition entre les deux équations. Les équations TWE et EQTWE ne se recouvrent pas à cause de la variabilité locale du nombre de Rossby, j'ai délimité cette zone et j'ai calculé les vents dans cette région par interpolation entre  $5^\circ\text{S}$  et  $3^\circ\text{S}$  et entre  $3^\circ\text{N}$  et  $5^\circ\text{N}$ .

Le choix des latitudes  $5^\circ\text{S}$  et  $5^\circ\text{N}$  comme limites pour les calculs de la TWE dans la zone équatoriale est directement inspiré des résultats de Flasar et al. (2004) dans lesquels ils calculent la TWE jusqu'à ces latitudes. Le nombre de Rossby moyen évalué à  $5^\circ\text{S}$  et  $5^\circ\text{N}$  est d'environ  $\sim 0.2$  ce qui nous permet de considérer que nous sommes dans la limite de l'application de la TWE.

## 5.5 Résultats et discussions

Pour cette étude, j'ai développé un environnement de calcul en langages fortran et python afin de résoudre les équations des vents thermiques explicitées dans cette partie. Le modèle que j'ai développé est généralisé et il est facilement applicable à n'importe quelle planète.

Le calcul de la structure des vents thermiques équatoriaux nécessite 3 observables en entrée : les champs thermiques en fonction de la pression et de la latitude, le modèle d'atmosphère et le profil latitudinal des vitesses des vents qui sera utilisé comme condition initiale. Les autres paramètres sont relatifs à la géométrie de la planète considérée. Dans cette étude, dans un premier temps, j'ai calculé la structure des vents thermiques à partir de la moyenne entre les deux limbes des vents et des champs thermiques mesurés grâce aux observations ALMA et Gemini/TEXES respectivement. Dans un deuxième temps, j'ai calculé les structures des vents thermiques séparément dans les côtés est et ouest du limbe de la planète sondés par les observations ALMA. Dans un troisième temps, j'ai étendu les calculs de la structure des vents thermiques jusqu'à la troposphère afin de comparer nos résultats avec les mesures des vents troposphériques à  $\sim 500$  mbar de pression. Dans ces trois étapes, nous avons obtenu une cartographie de la phase de la JEO correspondante à la date des observations ALMA et Gemini/TEXES.

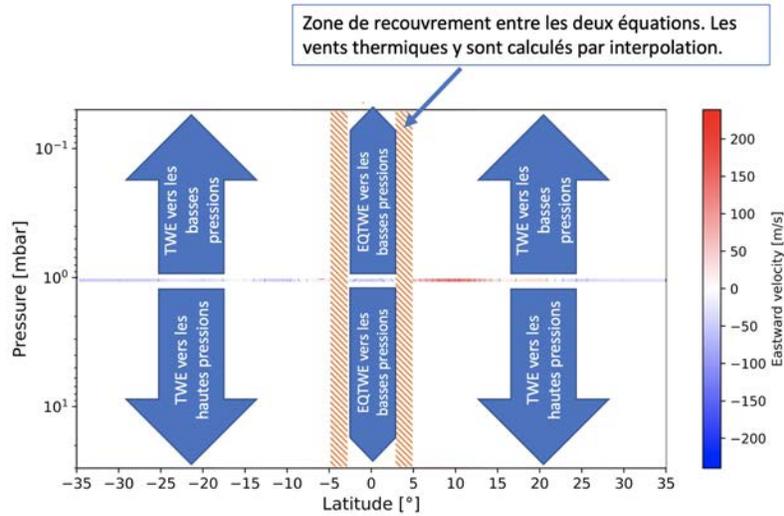


Figure III.16: Schéma de résolution de la TWE et l'EQTWE à partir d'une condition initiale en vitesses des vents à 1 mbar de pression (fine bande colorée). La fine bande colorée représente les vents eastward présentés dans la figure III.14 et reportés sur ce graphe en latitudes-pressions. Les bande hachées en couleur orange représentent la zone où nous n'avons pas calculé les équations du fait de la variabilité locale du nombre de Rossby.

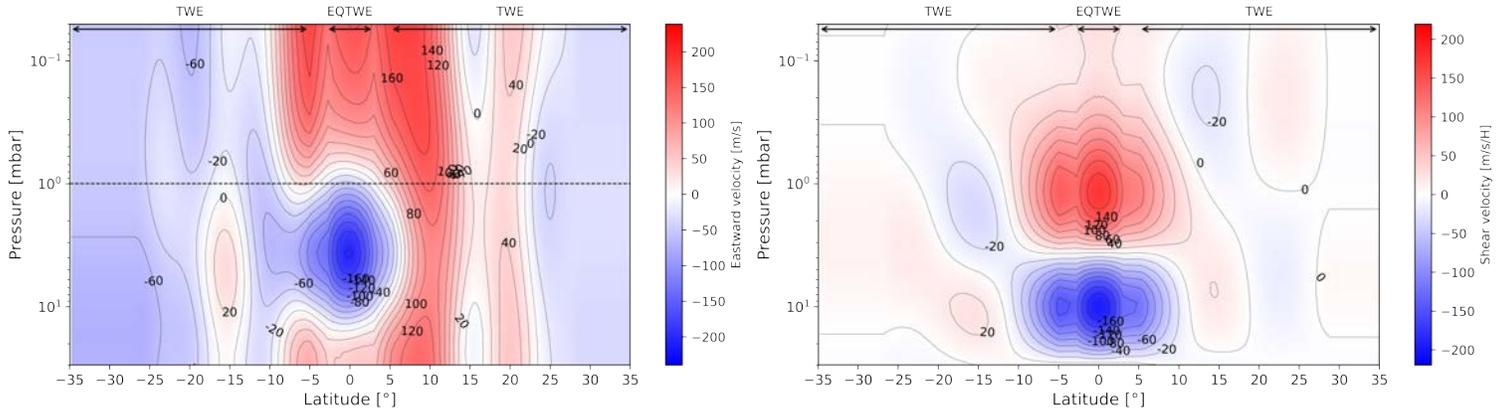
### 5.5.1 Structure zonale des vents thermiques dans la région où se situe la JEO

Dans la figure III.17a, j'ai représenté le calcul des vents thermiques dans la zone équatoriale dans l'intervalle de latitudes  $[35^{\circ}\text{S}; 35^{\circ}\text{N}]$  et de pressions allant de 0.05 mbar à 30 mbar. Cette carte a été calculée en utilisant la moyenne des vents est-ouest (figure III.14) mesurés à un 1 mbar de pression et le champ thermique moyen est-ouest (figure III.12). Ces résultats sont présentés dans l'intervalle de latitudes et de pressions de validité des observations de la structure thermique de Jupiter par Gemini/TEXES. Dans ces intervalles, la structure thermique est mesurée avec les incertitudes les plus faibles (environ  $\leq 2$  K).

On constate qu'il n'y a pas de discontinuité visible entre les deux solutions des équations dans la gamme de latitude  $[5^{\circ}\text{S}; 3^{\circ}\text{S}] \cup [3^{\circ}\text{N}; 5^{\circ}\text{N}]$  et de 0.5 à 30 mbar de pression. Au-dessus du niveau de pression de 0.5 mbar dans l'intervalle de latitude  $[5^{\circ}\text{S}; 3^{\circ}\text{S}] \cup [3^{\circ}\text{N}; 5^{\circ}\text{N}]$  on remarque de petites différences entre les solutions des deux équations. La TWE étant très dépendante du nombre de Rossby, sa validité en dépend également. Ainsi, la divergence entre la TWE et l'EQTWE est due à la variabilité locale du nombre de Rossby.

Dans la figure III.17a, on distingue clairement la structure de la JEO dans l'intervalle de latitude  $[10^{\circ}\text{S}; 10^{\circ}\text{N}]$ . Le jet eastward au-dessus du niveau de pression de 1 mbar est étendu sur environ  $20^{\circ}$  de latitude et sur 3 hauteurs d'échelle (environ 80 km). Les vitesses de ce jet peuvent atteindre plus de 160 m/s. Le jet westward centré sur  $\sim 4$  mbar de pression est étendu dans l'intervalle de latitudes  $[5^{\circ}\text{S}; 5^{\circ}\text{N}]$  environ avec une largeur à mi-hauteur de  $7^{\circ}$ . Verticalement, ce jet est étendu sur 2 fois la hauteur d'échelle (environ 50 km). L'amplitude maximale de ce jet est supérieure à 200 m/s. La stratification verticale des jets autour de l'équateur, avec les alternances de direction de vents, est également distinguée et elle est caractérisée par une amplitude crête à crête d'environ 350 m/s entre 0.1 mbar et 4 mbar de pression.

En comparaison avec les observations de Flasar et al. (2004) effectuées en décembre 2000, la structure de la JEO que nous avons observée en mars 2017 est en parfaite opposition de phase. En



(a) Structure des vents dans la zone équatoriale.

(b) Cisaillements des vents dans la zone équatoriale.

Figure III.17: (III.17a) Carte des vitesses des vents eastward dérivée de la carte de température moyenne du limbe est-ouest de la figure III.12 et des vents mesurés à 1 mbar de la figure III.14 avec l'EQTWE et la TWE. La ligne horizontale en pointillés représente la pression à laquelle les vents stratosphériques ont été mesurés par nos soins. (III.17b) Cisaillement du vent tel qu'obtenu à partir du champ de température moyen du limbe est-ouest.

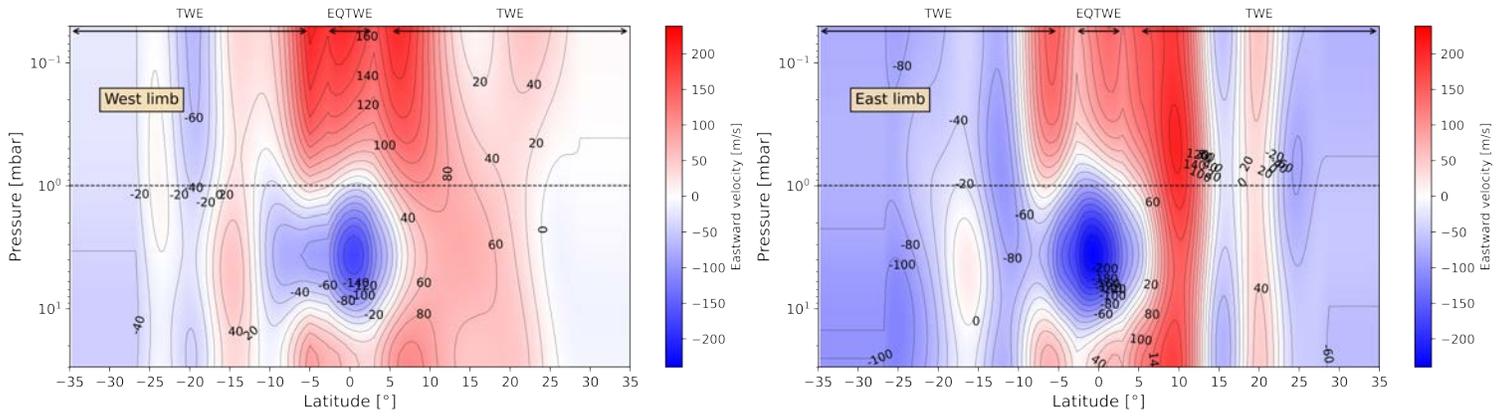
tenant compte de l'indétermination de la vitesse exacte à l'équateur (Flasar et al., 2004) en raison des limitations de la TWE, les amplitudes maximales de la JEO entre nos mesures et celle estimée dans les résultats de Flasar et al. (2004) sont comparables (200 m/s vs 140 m/s).

À  $\sim 10^\circ\text{N}$ , on a un jet eastward étendu verticalement sur toute la gamme de pression avec une vitesse moyenne d'environ 125 m/s. Au sud et au nord des latitudes  $15^\circ\text{S}$  et  $15^\circ\text{N}$  respectivement, les vents sont moins intenses et globalement inférieurs à 40 m/s.

Dans la figure III.17b, j'ai calculé le cisaillement  $\frac{\partial v_\phi}{\partial r}$  des vents à partir de la moyenne est-ouest du champ thermique utilisé pour le calcul de la figure III.17a. Le cisaillement est représenté en m/s/ $H$ , où  $H$  est la hauteur d'échelle de Jupiter. On peut clairement voir deux maxima des cisaillements (zone de croisement entre les jets estward et westward) des vents centrés autour de l'équateur. Les amplitudes positives et négatives des cisaillements culminent à 160 m/s/ $H$  au-dessus et au-dessous du niveau de pression de 4 mbar respectivement, où le jet westward est situé. Les deux maxima de la carte des cisaillements des vents ont une largeur à mi-hauteur d'environ  $12^\circ$  de latitude. Au-delà de  $\pm 10^\circ$  de latitude, les cisaillements des vents sont négligeables. Les extensions verticales, latitudinales et les amplitudes des cisaillements sont comparables aux estimations des études antérieures (Fletcher et al., 2016a; Marcus et al., 2019).

Dans l'intervalle de pression allant de 1 à 10 mbar, la carte des vents zonaux que nous avons calculées (figure III.17a) et le résultat des vents thermiques obtenu par Fletcher et al. (2016a) à partir du champ de température zonal mesuré par IRTF/TEXES en décembre 2014 sont presque en opposition de phase. L'intervalle de temps entre ces deux mesures est de  $\Delta T \sim 2$  ans et 4 mois. Cela conduit à une période de la JEO d'environ  $\sim 4$  ans et 8 mois, en accord avec les mesures précédentes (Leovy et al., 1991; Orton et al., 1991).

Cependant, Antuñano et al. (2021) ont démontré que cette périodicité est variable et peut même être perturbée. Ces perturbations peuvent provenir de l'apparition d'anomalies thermiques, comme celle observée en mai 2017 à  $20^\circ\text{N}$  à la pression de 1 mbar et à la longitude  $180^\circ\text{W}$  (Voir Fig. 7 dans Giles et al. 2020).



(a) Carte des vents thermiques dans le coté ouest du limbe. (b) Carte des vents thermiques dans le coté ouest du limbe.

Figure III.18: Cartes des vitesses des vents zonaux eastward calculées indépendamment aux côtés ouest (III.18a) et est (III.18a) du limbe de Jupiter.

### 5.5.2 Variabilité longitudinale de la structure des vents thermiques

Les cartes des vitesses des vents, en convention eastward, que nous avons calculées à partir de la moyenne zonale de la température du limbe est uniquement et du limbe ouest uniquement (figures III.13, III.11b, et III.11a, respectivement) sont présentées dans les figures III.20, III.18a et III.18b, respectivement. J'ai calculé les cartes des vents à l'est et à l'ouest du limbe de Jupiter sondé par les mesures des vents HCN à 1 mbar de pression, à l'est et à l'ouest dans l'intervalle de latitudes  $[35^{\circ}\text{S}; 35^{\circ}\text{N}]$  (figure III.8).

On remarque dans la figure III.18b que le pic de vent de  $10^{\circ}\text{N}$  observé à 1 mbar avec ALMA est visible jusqu'à la basse stratosphère, où il est centré autour de  $7^{\circ}\text{N}$ . Cette latitude correspond à celle du pic nord de la structure des vents zonaux observée autour de l'équateur dans la troposphère (Barrado-Izagirre et al., 2013). Le jet eastward à  $10^{\circ}\text{N}$  et 1 mbar et celui à  $7^{\circ}\text{N}$  et 30 mbar semblent être liés. En effet, la colonne eastward reliant les deux pressions (1 et 30 mbar) semble être déformée par le jet central westward à 4 mbar. Je pense que ces deux pics sont corrélés et connectés verticalement, et que la présence du jet westward, et donc de l'onde planétaire générant la JEO, entraîne une déformation longitudinale entre les deux pics eastward à 1 mbar et à 30 mbar. Le pic à  $7^{\circ}\text{N}$  et 30 mbar est probablement lié à la partie nord de la structure à double pic mentionnée dans les mesures des vents troposphériques à l'équateur (Barrado-Izagirre et al., 2013).

Les différences de structure des vents thermiques entre les deux cotés du limbe à  $10^{\circ}\text{N}$  que nous avons provisoirement attribuées à des perturbations locales ont fait l'objet d'un débat dans cette étude. Pour cela, nous avons calculé la différence entre les températures Gemini/TEXES moyennées sur le limbe ouest et la moyenne zonale. Nous avons procédé de la même manière pour le limbe est. Les résultats sont présentés dans les figures III.19a et III.19b. L'absence de couverture complète des températures au limbe ouest nous empêche de trancher sur cette question, bien que les données limitées dont nous disposons semblent indiquer la présence d'un point chaud au limbe ouest entre  $10^{\circ}\text{N}$  et  $15^{\circ}\text{N}$  et entre 1 et 2 mbar, comme le montre la figure III.19a. Si ce point chaud était anticyclonique, il décélérerait les vents à environ  $\sim 10^{\circ}\text{N}$  et accélérerait les vents à environ  $\sim 20^{\circ}\text{N}$ , ce qui est en accord qualitatif avec les données ALMA (vents au limbe ouest dans la figure III.8). Les vitesses des vents eastward et westward à caractère anticyclonique au nord et au sud du point chaud peuvent atteindre 100-150 m/s, comme dans la Grande Tache Rouge Choi et al. (2007). Dans la stratosphère, l'exemple le plus célèbre d'anticyclone a été observé dans la Grande Tempête de

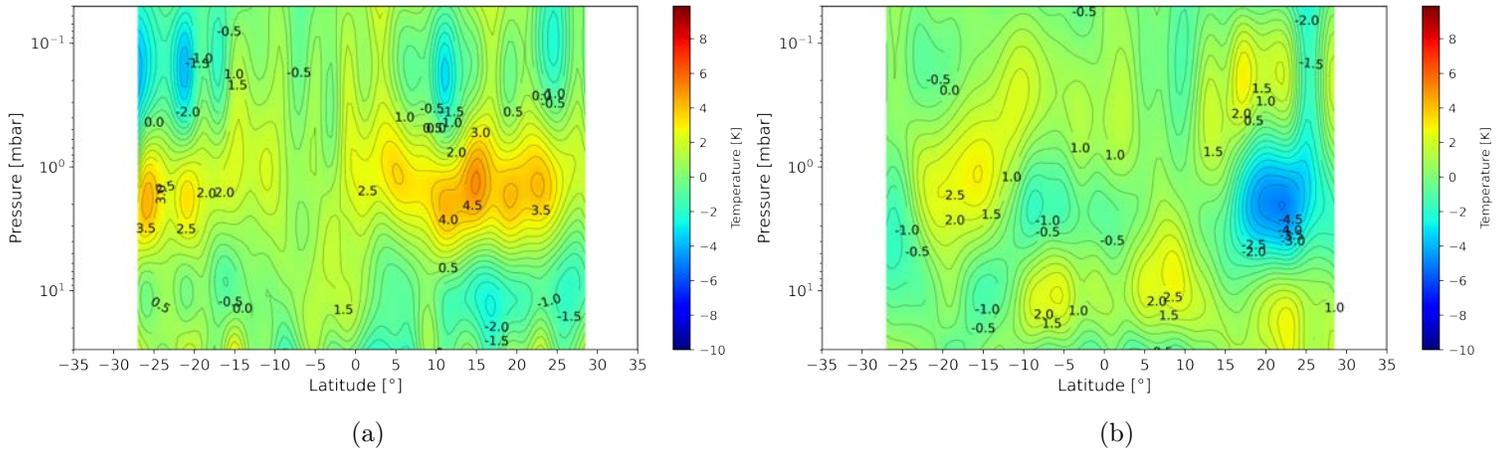


Figure III.19: (III.19a) Différence entre les températures du limbe ouest et la moyenne zonale. (III.19b) Différence entre les températures du limbe est et la moyenne zonale.

Saturne en 2010-2011. À 2 mbar, Fletcher et al. (2012) ont estimé que les vitesses zonales du vent aux limites nord et sud du tourbillon se situaient entre 200 et 400 m/s. Ainsi, la vitesse inférieure de 100 m/s observée sur le jet à 10°N au limbe ouest dans les données ALMA (par rapport au limbe est) pourrait être au moins partiellement expliquée par la présence d'un anticyclone centrée à 15°N.

Les vents obtenus à partir de la moyenne est-ouest des champs thermiques (figure III.17) et ceux obtenus à partir de la moyenne zonale (figure III.20) sont très similaires dans l'intervalle de latitude [35°S; 35°N]. Cela indique que la moyenne est-ouest du limbe, tant pour les vents thermiques que pour les températures est une représentation correcte de la moyenne zonale dans cette étude. Le jet équatorial westward à 4 mbar a une forme et une amplitude similaires. En dehors de cette gamme de latitudes, les différences sont inférieures à 20 m/s, ce qui correspond à peu près à l'incertitude de mesure des vents HCN avec ALMA.

Des différences plus importantes apparaissent lorsque l'on compare les vents obtenus à partir des deux températures du limbe indépendamment (figure III.18). Le jet équatorial westward à 4 mbar est 50 m/s plus fort sur le limbe est que sur le limbe ouest. Sur le limbe est, on remarque également que le jet étendu verticalement et centrée autour de 7°-10°N dans la haute stratosphère est 50-75 m/s plus fort que sur le limbe ouest. Dans les deux côtés du limbe, ces jets s'étendent jusqu'à la limite inférieure de nos calculs (30 mbar). Le jet barotrope eastward à 20°N disparaît sur le limbe ouest.

Les différences des vitesses du jet équatorial westward à 4 mbar dans les deux côtés du limbe (figure III.18) résultent probablement de la combinaison des différences entre les vitesses mesurées à 1 mbar et les températures dans les deux limbes. Les différences que nous avons dans les températures équatoriales entre les deux limbes et entre 1 et 4 mbar représentent deux fois l'écart type longitudinal dans cette gamme de pression.

### 5.5.3 Structure zonale des vents thermiques dans la haute troposphère

Dans cette partie, nous avons vérifié si les observations de température et de vent combinées à notre modèle permettent de retrouver la structure des vents telle qu'elle est mesurée par cloud-tracking au niveau des nuages dans la troposphère de Jupiter. Nous avons donc étendu notre carte de température moyenne du limbe est-ouest (figure III.12) jusqu'aux altitudes de la haute troposphère. Pour ce faire, nous avons utilisé la moyenne est-ouest des températures de la haute troposphère et de la basse stratosphère telles qu'elles ont été obtenues par Fletcher et al. (2020) à partir des observations Gemini/TEXES à faible résolution spectrale prises du 12 au 14 mars 2017. Les mesures thermiques

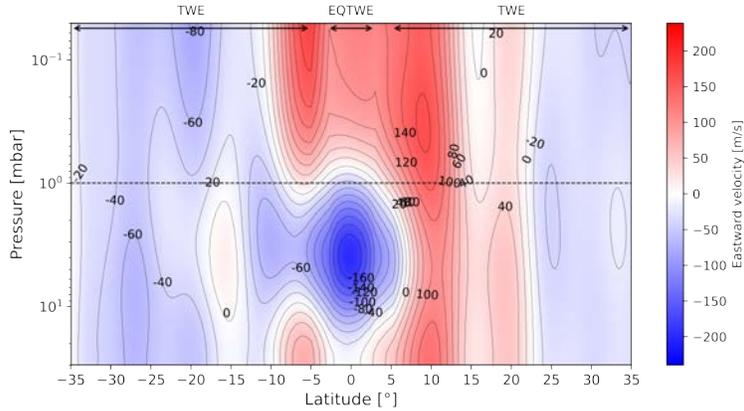


Figure III.20: Carte des vents thermiques, en convention "eastward", calculées en utilisant la moyenne zonale des températures présentée dans la figure III.13 et les vents HCN à 1 mbar présentés dans la figure III.14.

de Fletcher et al. (2020) permettent de sonder les pressions  $p < 1000$  mbar jusqu'à 20 mbar environ. Nous avons combiné les deux champs de température en les moyennant entre 20 et 30 mbar. Cette gamme de pression est choisie de manière à minimiser le chevauchement entre les deux champs thermiques utilisés. La carte thermique résultante est illustrée sur la figure III.21 et couvre les pressions de 0.05 à 1000 mbar. Nous avons ensuite appliqué notre modèle des vents thermiques, en utilisant toujours les mesures des vents HCN comme condition initiale à 1 mbar.

Dans la figure III.22 j'ai comparé le profil du vent zonal calculé à 500 mbar avec les observations des vents au niveau des nuages effectuées dans le domaine visible (par exemple Barrado-Izagirre et al. (2013)). Nos résultats des vents thermiques à 500 mbar montrent une forte augmentation des vitesses des vents dans l'intervalle de latitude  $[10^\circ\text{S}; 10^\circ\text{N}]$ , comme on peut le prévoir à partir des observations. Cependant, ces calculs ne nous permettent pas de reproduire la forme en double pic des vents troposphériques centrée sur l'équateur. Au contraire, on a constaté que la TWE et l'EQTWE ne fournissent pas de résultats cohérents dans l'intervalle de latitude  $[5^\circ\text{S}; 3^\circ\text{S}] \cup [3^\circ\text{N}; 5^\circ\text{N}]$  en raison de l'intégration verticale plus longue qui entraîne des écarts plus importants entre les deux solutions. De plus, les vitesses des vents autour de l'équateur sont surestimées d'un facteur  $\sim 2$  dans l'intervalle de latitude  $[10^\circ\text{S}; 10^\circ\text{N}]$ . Ces écarts proviennent probablement des différences des résolutions verticales des deux mesures de température que nous avons combinées pour effectuer ces calculs. La résolution verticale inférieure des températures de la haute troposphère et de la basse stratosphère est à son tour causée par la résolution spectrale inférieure des observations de Fletcher et al. (2020) par rapport à celles de Giles et al. (2020). En outre, l'écart peut également résulter des incertitudes plus élevées sur les températures obtenues par Fletcher et al. (2020) (en moyenne  $\pm 4$  K par rapport aux  $\pm 2$  K de Giles et al. 2020). Ces incertitudes plus élevées dans les hautes pressions sont mieux visibles sur la figure III.21, où j'ai représenté un profil vertical de température à l'équateur résultant de la combinaison des champs de température de Giles et al. (2020) et Fletcher et al. (2020). Ces incertitudes plus élevées pour les pressions supérieures sont également visibles sur la figure III.15.

Suite à ce calcul, j'ai calculé les vents thermiques en utilisant le champ thermique de la figure III.21 pour essayer de retrouver le profil des vents HCN à 1 mbar. Pour cela, j'ai considéré cette fois-ci, les mesures des vents à 500 mbar (Barrado-Izagirre et al., 2013) comme condition initiale. Finalement, les vitesses de vent que j'ai obtenus à 1 mbar sont en total désaccord avec les observations ALMA.

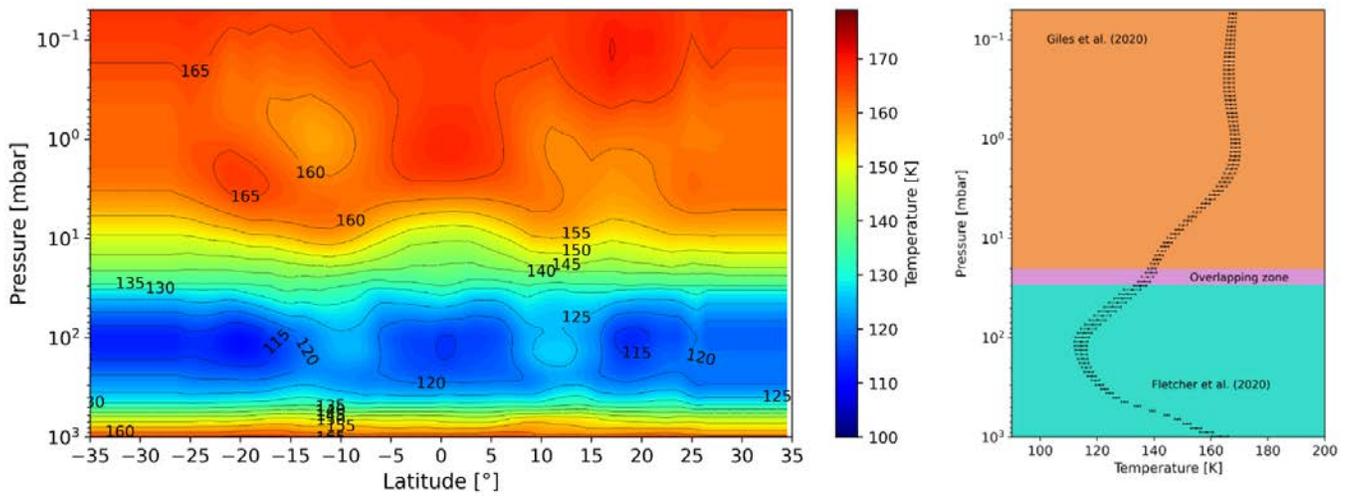


Figure III.21: (à gauche) Champ de température résultant de la combinaison des données obtenues par les observations à haute résolution spectrale de Cosentino et al. (2020) (Figure III.12) et les données obtenues par les observations à plus basse résolution spectrale de Fletcher et al. (2020), toutes effectuées entre le 12 et le 20 mars 2017. Ce champ de température couvre la gamme de pression de 0.05 à 1000 mbar. (à droite) Profil vertical de la température à l'équateur extrait de la combinaison des observations de Fletcher et al. (2020) et Cosentino et al. (2020), La zone de pression de 20-30 mbar (appelée "zone de chevauchement" sur le graphique) est l'intervalle de pression dans lequel j'ai moyenné les deux champs thermiques.

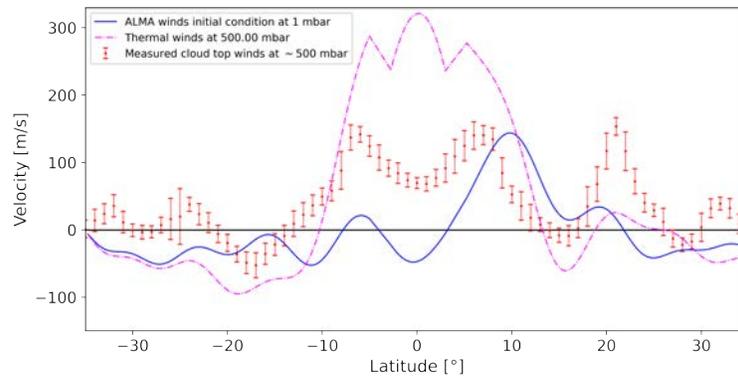


Figure III.22: Comparaison entre les vitesses des vents au niveau des nuages mesurées à  $\sim 500$  mbar dans le visible (points rouges avec les barres d'erreur) avec les vents thermiques (courbe magenta en pointillés) dérivés du champ de température moyen est-ouest de la figure III.12 et les observations des vents HCN à 1 mbar avec ALMA de la figure III.14. (courbe bleue).

## 6 Conclusion

En conclusion, les observations par spectroscopie hétérodyne effectuées par l'interféromètre ALMA nous ont permis de cartographier les émissions spectrales du CO (2-1) et du HCN (4-3) simultanément dans l'atmosphère de Jupiter. Grâce à ces observations, j'ai pu appliquer la méthode de mesure des vents grâce à l'évaluation du décalage Doppler induit par le mouvement de l'atmosphère sur la ligne de visée de l'observation. La faible obliquité de Jupiter nous a permis d'en déduire de manière quasi directe la composante zonale des vents au limbe de la planète.

Grâce aux calculs des fonctions de contributions des émissions spectrales de CO (2-1) et HCN (4-3) nous avons pu déterminer les niveaux de pressions auxquels les vents se situent. Ainsi, nous avons estimé la pression où se situent les vents CO à 3 mbar. Nous avons aussi estimé que les vents HCN se situent à 1 mbar de pression dans l'intervalle de latitude [60°S; 50°N] et à 0.1 mbar aux latitudes polaires. Le rapport S/B des raies spectrales CO, ne nous permet pas de résoudre les vents à moins de 3-sigma, c'est-à-dire  $\sim 150$  m/s. Les mesures CO que nous avons obtenues nous indiquent qu'en général, les vitesses des vents stratosphériques à 3 mbar de pression sont inférieures à  $\sim 150$  m/s.

Concernant la circulation dans l'intervalle de latitude [60°S; 50°N], la moyenne zonale des vents HCN entre les deux limbes semble montrer un jet équatorial intense d'environ  $\sim 200$  m/s à  $\sim 10^\circ$ N. À cette même latitude, le pic de vents de plus de 250 m/s à l'est (figure III.8) semble être légèrement corrélé avec le pic troposphérique au nord de l'équateur détecté par Barrado-Izagirre et al. (2013) (figure III.22).

En utilisant la moyenne zonale des vents HCN, j'ai développé une étude de la structure des vents thermiques dans la zone équatoriale. Dans cette étude j'ai pu combiner les équations TWE et EQTWE (Marcus et al., 2019) afin de calculer les vents thermiques en utilisant des mesures thermiques (Cosentino et al., 2020; Giles et al., 2020; Fletcher et al., 2020) observées quasi simultanément (mars 2017) par rapport aux observations ALMA.

Les latitudes de validité des mesures thermiques autour de l'équateur sont dans l'intervalle [35°S; 35°N]. Quant aux pressions, ces champs thermiques sont valables de 0.05 à 30 mbar. Ainsi, les cartes des vents thermiques que j'ai calculées se trouvent dans la région de validité où se situe la JEO. Ce résultat a fourni à la communauté des modélisateurs de la circulation générale le premier diagnostic complet des vents zonaux de la JEO correspondant à la date de nos observations. Nous avons trouvé un fort jet westward (c'est-à-dire rétrograde) centré sur l'équateur et autour de 4 mbar de pression avec une vitesse de pointe de 200 m/s. La stratification verticale des vents de la JEO est démontrée et nous avons constaté que le jet westward se trouve sous un jet eastward plus large (c'est-à-dire prograde) et que le contraste entre les pics est de plus de 300 m/s. Même si la structure globale du JEO reste similaire dans les deux cotés du limbe, nous avons constaté une variabilité longitudinale à hauteur de  $\sim 50$  m/s en comparant les vents thermiques calculés indépendamment à partir des limbes est et ouest des observations ALMA.

En étendant les calculs de vents zonaux jusqu'à la troposphère au niveau des nuages (environ  $\sim 500$  mbar) en utilisant des données thermiques complémentaires (également prises sur la même période), nous avons provisoirement trouvé une structure globale du vent avec une tendance proche des observations. Nous avons trouvé un fort jet eastward (prograde) centré sur l'équateur. Cependant, la résolution spectrale plus faible des observations de température de la basse stratosphère et de la haute troposphère nous a empêchés d'obtenir un accord plus proche et plus quantitatif. De plus, nous n'avons pas retrouvé la forme équatoriale à double pic ni le jet à  $20^\circ$ N (Barrado-Izagirre et al., 2013).

De telles mesures directes des vents et des températures stratosphériques, effectuées presque simultanément, ouvrent une fenêtre nouvelle et prometteuse pour caractériser et comprendre l'oscillation

équatoriale de Jupiter et, plus globalement, sa circulation générale. Des observations répétées, à différentes échelles de temps, sont maintenant nécessaires pour réaliser cette perspective. Elles peuvent être réalisées d'abord avec ALMA et les instruments infrarouges au sol, et plus tard avec le Submillimeter Wave Instrument (SWI) à bord du Jupiter Icy Moons Explorer (JUICE). La technique présentée dans cette étude peut certainement être adaptée aux autres planètes géantes pour étudier leur circulation générale et éventuellement chercher si elles possèdent des oscillations équatoriales. Dans le chapitre suivant, j'appliquerai la méthode de mesure des vents à des observations ALMA de Saturne.



# APPLICATION À SATURNE

Dans le chapitre III, j’ai présenté l’application de notre méthode de mesure des vents aux observations ALMA de Jupiter. Dans cette partie, je vais appliquer la même méthode à des observations ALMA de Saturne. L’étude que je vais présenter dans ce chapitre a, elle aussi, donné lieu à une publication scientifique Benmahi et al. (2022).

## 1 Introduction

Comme pour Jupiter, l’étude de la dynamique de l’atmosphère de Saturne est d’une grande importance pour comprendre le fonctionnement de la planète géante. Jusqu’à la mission Cassini, les principales caractéristiques de la dynamique de Saturne au niveau des nuages dans la troposphère étaient observées dans le visible par des télescopes terrestres et spatiaux tels que le télescope spatial Hubble (Sánchez-Lavega et al., 2004). L’orbiteur Cassini a étudié Saturne depuis ses profondeurs jusqu’à sa haute atmosphère. Un des objectifs de cet orbiteur était l’étude de la circulation atmosphérique et la compréhension des processus physiques qui alimentent cette dynamique (Del Genio et al., 2009; Showman et al., 2018; Barbara and Del Genio, 2021).

Plusieurs instruments à bord de cette sonde ont permis d’observer la dynamique saturnienne dans plusieurs bandes spectrales et donc dans différentes couches atmosphériques. L’Imaging Science Subsystem (ISS) (Porco et al., 2004) a fourni les observations les plus détaillées de la dynamique atmosphérique de Saturne en mesurant les vents zonaux à des pressions allant de 1000 mbar jusqu’à 60 mbar (García-Melendo et al., 2011a; Barbara and Del Genio, 2021). Cet instrument a été complété par le Visual and Infrared Mapping Spectrometer (VIMS), qui a mesuré la dynamique de la troposphère à environ 2 bars (Baines et al., 2009; Choi et al., 2009; Studwell et al., 2018). Ces observations ont confirmé que le grand jet en super-rotation (eastward) autour de l’équateur s’étend de la troposphère jusqu’à la basse stratosphère avec des vitesses allant de 300 à 400 m/s et que les quelques jets westward, aux latitudes au nord de 25°N environ, ont des vitesses en moyenne de  $\sim 10$  m/s seulement.

Dans la stratosphère dépourvue de nuages, l’instrument CIRS (Composite Infrared Spectrometer) a permis d’observer la structure thermique de Saturne et d’effectuer des mesures indirectes des vents atmosphériques grâce aux calculs de l’équation du vent thermique (Fouchet et al., 2008; Guerlet et al., 2011; Guerlet et al., 2018). Fouchet et al. (2008), avec l’appui des observations au sol de Orton et al. (2008), ont mis en évidence une oscillation temporelle et verticalement descendante de pics de température autour de l’équateur, ce qui suggère une oscillation de la direction des vents à ces latitudes. Cette oscillation semble avoir une périodicité d’environ 14.7 années, ce qui correspond à la moitié d’une année saturnienne. Elle a donc été appelée l’oscillation semi-annuelle de Saturne (SSAO). Précédemment, nous avons vu que ce type de phénomène a déjà été mis en évidence dans l’atmosphère de la Terre, Jupiter et Mars.

Les récents travaux de modélisation de la circulation générale ont permis de mieux contraindre la nature de la SSAO (Bardet et al., 2021, 2022). Cependant, ces modélisations sont de très bonnes approximations, mais ne permettent pas de reproduire, avec exactitude, la circulation équatoriale entre la troposphère et la stratosphère de Saturne. Des mesures directes du vent dans la stratosphère sont donc absolument nécessaires pour valider ces résultats. Jusqu'à présent, toutes les mesures directes de la dynamique saturnienne ont été réalisées grâce aux observations des nuages dans son atmosphère. Cependant, cette technique n'est pas applicable aux couches situées au-dessus de la tropopause, où l'atmosphère est essentiellement dépourvue de nuages.

Dans le chapitre précédent, j'ai démontré que les vents pouvaient être directement mesurés à partir des décalages Doppler induits par le vent sur les raies spectrales submillimétriques<sup>1</sup> des traceurs chimiques présents dans la stratosphère de Jupiter. Dans cette étude, je vais utiliser cette même technique pour obtenir pour la première fois une mesure directe des vents stratosphériques de Saturne à partir d'observations réalisées avec l'interféromètre ALMA. Ainsi, cette étude viendra compléter le panel d'observations qui permet de révéler peu à peu la dynamique de l'atmosphère de cette planète.

## 2 Description des observations des observations ALMA de Saturne

L'interféromètre ALMA a été utilisé le 25 mai 2018 pour cartographier l'émission atmosphérique de CO (3-2) de Saturne à 345.796 GHz. Cette raie spectrale a été observée pour la première fois par Cavalié et al. (2009) dans l'atmosphère de cette planète.

Ces observations (projet ALMA 2017.1.00636.S) ont été réalisées en deux blocs de planification (SB, scheduling blocks) dans d'excellentes conditions météorologiques (vapeur d'eau précipitable  $\sim 0,6\text{mm}$ ). Chaque bloc de planification prévoyait un temps d'intégration on-source de 36 min. Le premier a débuté à 4:31 UTC avec une longitude du méridien central (LMC) de  $337^\circ\text{W}$  dans le système de coordonnées SIII, et le second à 7:43 UTC (LMC =  $85^\circ\text{W}$ ). Le diamètre équatorial de Saturne au cours de ces observations était de  $\sim 18''$  et la latitude planétocentrique sub-terrestre était de  $30.54^\circ\text{N}$ . Durant chaque bloc de planification, la longitude du méridien central a changé de  $20^\circ$  du fait de la rotation de la planète.

Ces observations interférométriques ont été réalisées dans la bande 7 avec 43 antennes en fonctionnement. Pendant ces observations, la configuration spectrale a été paramétrée pour observer en parallèle à 354.505 GHz. Avec ces observations, la raie spectrale d'émission de HCN (4-3) a été détectée pour la première fois (Fouchet et al., in prep.). Pour cette étude, j'utilise à la fois les observations de CO et de HCN. La résolution spectrale de ces observations est de 125 kHz pour CO (3-2) et de 500 kHz pour HCN (4-3). Pour cette étude, nous avons anticipé la mesure de vents de l'ordre de 100 m/s. Ainsi, le temps d'intégration a été calculé afin d'obtenir un S/B supérieur à 25 à la résolution spectrale de la bande CO et donc une barre d'erreur pour les mesures de vitesse d'environ 15 m/s.

Pour cette observation, une mosaïque de 7 points a été utilisée avec le réseau principal et une autre de 3 points avec le réseau compact pour couvrir l'ensemble de l'émission du disque planétaire. Dans cette étude, et comme pour Jupiter, seules les données du réseau principal ont été utilisées. Le réseau était dans sa configuration C43-2, ce qui a permis d'obtenir un lobe synthétique d'environ  $0.63'' \times 0.51''$  pour les données CO et  $0.61'' \times 0.50''$  pour les données HCN, donnant ainsi une très bonne résolution spatiale de la planète. La résolution spatiale au limbe est d'environ  $5^\circ$  de latitude dans la zone équatoriale et aux latitudes moyennes et d'environ  $10^\circ$  aux latitudes polaires.

La réduction des données a été effectuée avec le logiciel CASA (version 5.1.1.) utilisant le pipeline ALMA (Muders et al., 2014). Les visibilitées (c'est-à-dire la transformée de Fourier de la brillance du

---

<sup>1</sup>Bien évidemment, ces mesures peuvent être effectuées avec n'importe quel domaine spectral, qu'il soit submillimétrique, IR, visible, UV, etc. Le critère le plus important est la résolution spectrale.

ciel) ont été corrigées des fluctuations atmosphériques dépendantes du temps en amplitude et en phase par un suivi régulier du quasar J1832-2039. Antérieurement, la bande passante (c'est-à-dire la réponse spectrale de l'instrument) a été calibrée en utilisant les quasars les plus puissants J1751+0939 et J1924-2914. Les visibilités calibrées pour chaque bloc de planification ont ensuite été exportées vers le package GILDAS (Gildas team 2013), où elles ont été moyennées avant de créer des cubes de données. Les images "dirty" ont été nettoyées à l'aide de l'algorithme de Clark pour obtenir des images finales propres, dans lesquelles le disque de Saturne a été tourné de manière à ce que son axe de rotation soit aligné avec l'axe de déclinaison. Dans la figure IV.1, j'ai représenté en exemple l'image du continuum à 354 GHz.

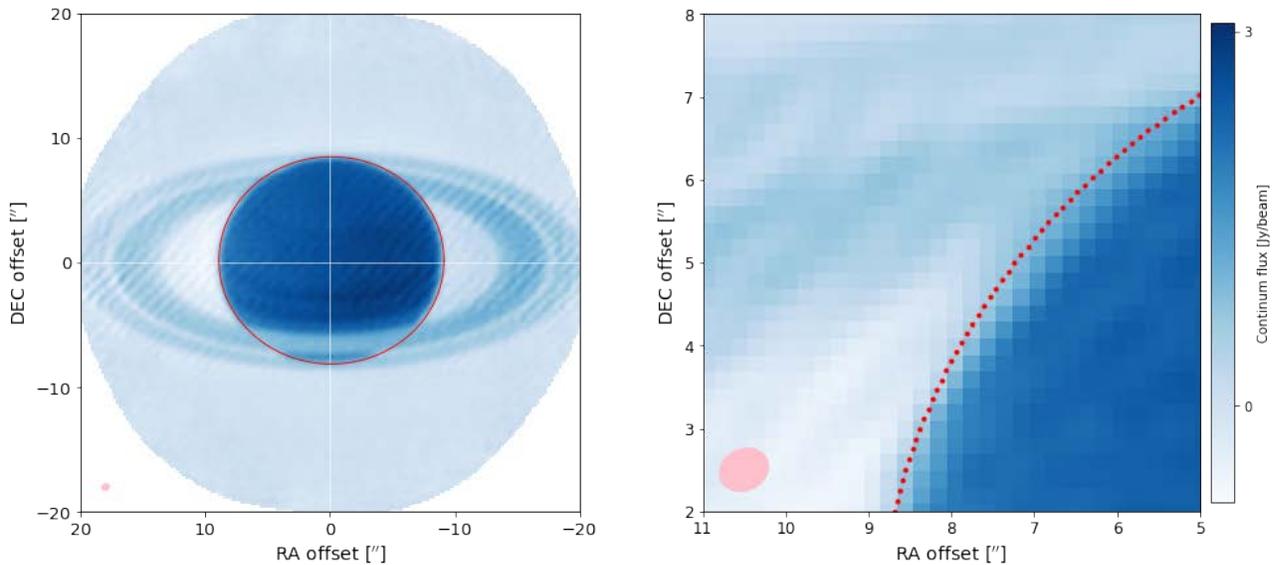


Figure IV.1: À gauche est représenté le continuum à 354 GHz. En rouge est représentée l'ellipse correspondant à la position géométrique du limbe apparent de Saturne. À droite, un agrandissement d'une région du limbe au côté est du disque planétaire apparent. Les points rouges au limbe correspondent aux pointages calculés dans lesquels les raies spectrales seront extraites depuis le cube de données.

## 2.1 Calcul du limbe apparent de la planète

De la même façon que pour Jupiter, pour extraire les raies spectrales correspondantes aux émissions spectrales de HCN et de CO au limbe de Saturne, j'ai calculé la position géométrique du limbe apparent grâce aux éphémérides. Dans la figure IV.1, j'ai représenté la position géométrique du limbe du disque planétaire, à 1 bar, selon les éphémérides de cette observation. L'écart entre deux pointages successifs est d'environ  $0.13''$ . Comme pour le cas de Jupiter, cet écart correspond au quart de la taille du lobe synthétique (cf: chapitre II), ce qui nous permet de suréchantillonner spatialement le limbe apparent de la planète. Ainsi, pour extraire les raies spectrales depuis les cubes de données des observations d'HCN et de CO, j'ai calculé sur tout le limbe de Saturne 436 pointages pour HCN et 427 pour CO.

Avant de procéder à l'extraction des raies spectrales depuis les cubes de données, et de la même façon que pour Jupiter, il faut déterminer la position du centre de la planète dans les images du cube de données. Pour cela, j'ai utilisé les pointages au limbe, calculés précédemment, pour calibrer le centre apparent du disque planétaire de Saturne.

## 2.2 Calibration du centre planétaire

Nous avons vu dans le chapitre III, lors de l'application de la technique des mesures des vents à l'atmosphère de Jupiter, la méthode de calibration du centre apparent du disque planétaire observé. Comme pour le cas de Jupiter, la mesure des vents dans l'atmosphère de Saturne nécessite une détermination très précise de la position réelle du centre du disque planétaire dans l'image du cube de données. La taille apparente de Saturne étant d'environ  $18''$ , compte tenu de sa vitesse de rotation à l'équateur d'environ 10 km/s, un décalage de la position du centre apparent de la planète de  $0.2''$  (environ la taille d'un pixel) représente une erreur sur la mesure des vitesses à l'équateur d'environ 230 m/s.

Dans cette partie, j'explique l'utilisation de notre méthode de calibration du centre de la planète par rapport au centre de l'image dans le cube spectral que j'ai améliorée afin de l'appliquer à Saturne. J'ai donc défini une grille d'offset  $\Delta x \Delta y$  qui a une dimension de  $0.6'' \times 0.6''$  avec un échantillonnage de  $0.01''$  autour du centre de l'image. Cette grille sert à comparer le continuum observé au limbe avec sa propre moyenne par la méthode de  $\chi^2$  à chaque point  $(x, y)$  de la grille d'offset. Après les comparaisons, j'obtiens une carte de  $\chi^2$  ayant la même dimension de la grille d'offset. Jusqu'ici, la méthode est la même que pour le cas de Jupiter. Cependant, afin d'améliorer les calculs des erreurs en vitesse sur la calibration du centre du disque planétaire apparent, j'ai introduit cette fois-ci une étape statistique. En effet, grâce à la carte de  $\chi^2$  obtenue j'ai calculé la carte de la fonction de probabilité correspondante à ces comparaisons et qui est donnée par  $P_{ij} = \kappa e^{-\frac{\chi_{ij}^2}{2}}$ . où  $i$  et  $j$  sont les coordonnées entières du point  $(x, y)$  dans la grille d'offsets,  $\chi_{ij}^2$  est calculé à chaque point  $x, y$  dans la grille d'offsets,  $\kappa$  est un facteur de normalisation calculé pour  $\sum_{i=-\infty}^{\infty} \sum_{j=-\infty}^{\infty} P_{ij} = 1$ .

En considérant que le continuum doit être relativement constant sur le limbe de la planète, le décalage  $(x_{best}, y_{best})$  donné par le continuum le plus plat représente le centre réel de l'image. C'est-à-dire,  $(x_{best}, y_{best})$  représente la position la plus probable et donc le maximum de la fonction de probabilité. En utilisant cette méthode de calibration, j'ai calculé la fonction de probabilité représentée dans la figure IV.2. J'ai ensuite ajusté, par la méthode MCMC, cette fonction de probabilité par une distribution bidimensionnelle de densité de probabilité de Gauss corrélée et donnée par l'expression suivante :

$$\phi(x, y) = \frac{1}{2\pi\sigma_x\sigma_y\sqrt{1-r^2}} e^{-\frac{1}{2}\left(\left(\frac{x-x_0}{\sigma_x}\right)^2 + \left(\frac{y-y_0}{\sigma_y}\right)^2 - 2r\frac{(x-x_0)(y-y_0)}{\sigma_x\sigma_y}\right)} \frac{1}{1-r^2} \quad (\text{IV.1})$$

où  $r$  est le coefficient de corrélation,  $x_0$  et  $y_0$  sont respectivement les moyennes des densités des probabilités de la position réelle du centre de la planète,  $\sigma_x$  et  $\sigma_y$  sont respectivement les écart-types des distributions de la position réelle de la planète suivant  $x$  et  $y$ . Ainsi, les paramètres à ajuster sont  $x_0, y_0, \sigma_x, \sigma_y$  et  $r$ .

Après l'ajustement de la fonction  $\phi(x, y)$ , la détermination de la position réelle du centre de la planète dans l'image du cube spectral par cette méthode de calibration nous donne les décalages  $x_0 = 0.11''$  et  $y_0 = 0.18''$  (figure IV.2). Cet ajustement nous permet aussi de déterminer l'erreur en vitesse commise lors de notre calibration. L'incertitude sur la position réelle du centre de la planète dans l'image du cube spectral, est représentée par les écarts type  $\sigma_x = 0.02''$  et  $\sigma_y = 0.04''$ . Ainsi, cela représente une incertitude sur la vitesse mesurée au limbe d'environ 25 m/s. Cette incertitude est ajoutée quadratiquement aux autres sources d'incertitudes provenant de la correction du continuum et de l'ajustement des raies spectrales observées (cf: chapitre II).

L'amélioration de la méthode de calibration du centre du disque planétaire apparent a été réutilisée sur Jupiter pour estimer l'erreur en vitesse. Ainsi, après la calibration, nous avons trouvé exactement les mêmes résultats concernant le décalage de la position du centre du disque, mais l'incertitude

sur la vitesse obtenue est différente. En effet, contrairement aux 9 m/s trouvé auparavant, cette fois-ci, l'incertitude en vitesse sur la calibration du centre est estimée à 5 m/s. Cela m'a permis de considérer cette amélioration comme une étape importante de la méthode de calibration du centre du disque planétaire apparent.

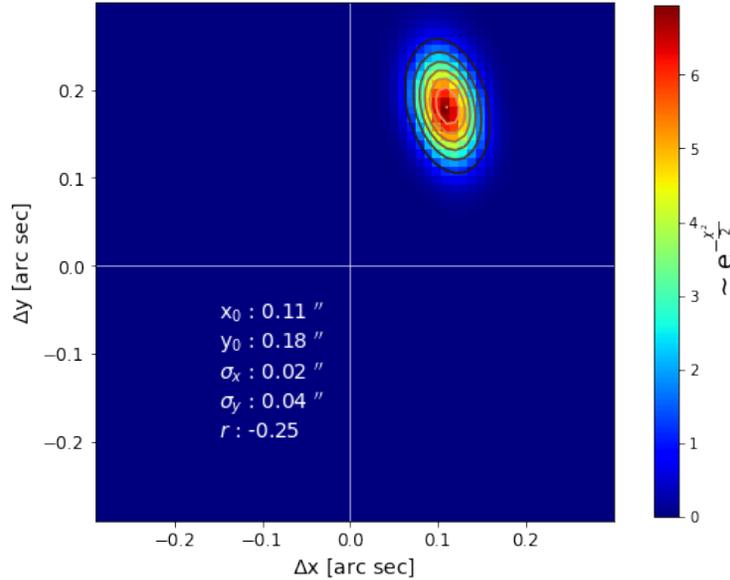


Figure IV.2: Carte de fonction de probabilité sur l'offset de pointing. La carte en couleur représente la fonction de probabilité  $P(x, y)$  calculée directement depuis la carte de  $\chi^2(x, y)$ . Les contours représentent l'ajustement de  $P(x, y)$  par la distribution de la fonction IV.1.

Une fois la calibration du centre du disque planétaire faite, il suffit de procéder à l'extraction des raies spectrales d'émissions de HCN et de CO depuis leurs cubes de données respectifs.

### 3 Extraction des raies spectrales des données ALMA de Saturne

Grâce au calcul des pointages au limbe de Saturne, j'ai pu extraire les raies spectrales de HCN et de CO depuis leurs cubes de données respectifs. La méthode d'extraction est la même que celle utilisée pour le cas de Jupiter. De plus, comme pour le chapitre précédent, dans les figures IV.4 et IV.3, j'ai représenté quelques raies spectrales extraites au limbe de Saturne au nord du disque apparent, à l'équateur et aux latitudes 70°N, 50°N, 25°N et 25°S.

Les raies spectrales d'émission de HCN et CO observées au limbe de Saturne ont un décalage Doppler dépendant de la latitude du pointage associé. Comme pour le cas de Jupiter, ce décalage Doppler est principalement dû à la rotation rapide de la planète, qui est d'environ 10 km/s à l'équateur. Ce décalage Doppler est important à l'équateur et aux latitudes moyennes, mais aux latitudes polaires, celui-ci devient faible jusqu'à disparaître à l'intersection du méridien central. Contrairement au cas de Jupiter, la latitude subterrestre lors de ces observations était d'environ 30°N. Cela nous empêche d'observer l'émission spectrale dans une grande partie de l'hémisphère sud (au sud de 45°S). De plus, dans cette configuration, une autre partie de l'hémisphère sud est occultée par les anneaux de Saturne. Cette occultation empêche l'observation de l'émission spectrale au sud de 25°S.

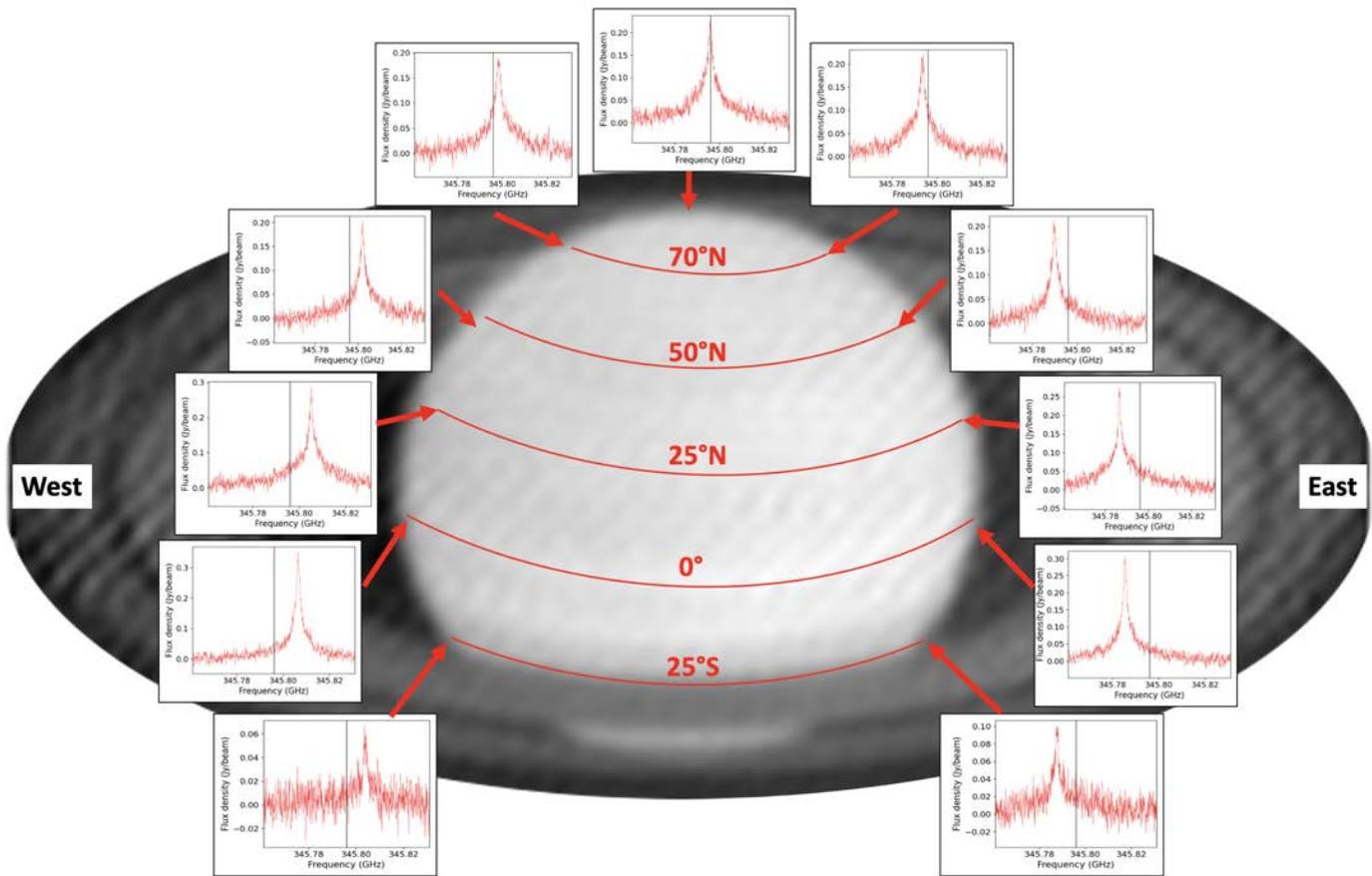


Figure IV.3: Exemples de raies spectrales de CO extraite au limbe de Saturne.

### 3.1 Émissions spectrales de CO

Dans la figure IV.3, les raies spectrales de CO extraites au limbe de Saturne semblent avoir une uniformité à toutes les latitudes au nord de  $25^{\circ}\text{S}$ . L'amplitude moyenne des raies spectrales d'émission de CO varie entre 0.2 et 0.3 Jy/beam. Les raies spectrales au sud de  $25^{\circ}\text{S}$  sont très bruitées et inexploitable pour les mesures des vents atmosphériques.

La quasi-similarité des largeurs des raies spectrales de CO semble indiquer une distribution d'abondance quasi-uniforme à toutes les latitudes accessibles dans cette observation. Cela permet dans un premier temps de considérer que l'observation de l'abondance de CO, du disque planétaire moyen, dans l'atmosphère de Saturne (Cavalié et al., 2009, 2010) représente correctement l'abondance moyenne à toutes les latitudes. La contrainte établie auparavant, grâce à cette précédente observation, sur l'abondance de CO indique que ce composé chimique est essentiellement présent dans la stratosphère de Saturne en dessous de la pression  $p_0 = 10$  mbar environ avec une fraction molaire supérieure à  $y_{\text{CO}} = 10^{-8}$  (figure IV.5a).

### 3.2 Émissions spectrales de HCN

Pour ce qui concerne HCN, les émissions spectrales détectées par cette observation étaient inattendues, ce qui a permis de mettre en évidence, pour la première fois, la présence de ce composé chimique dans l'atmosphère de Saturne. Dans la figure IV.4, j'ai présenté quelques raies spectrales d'HCN

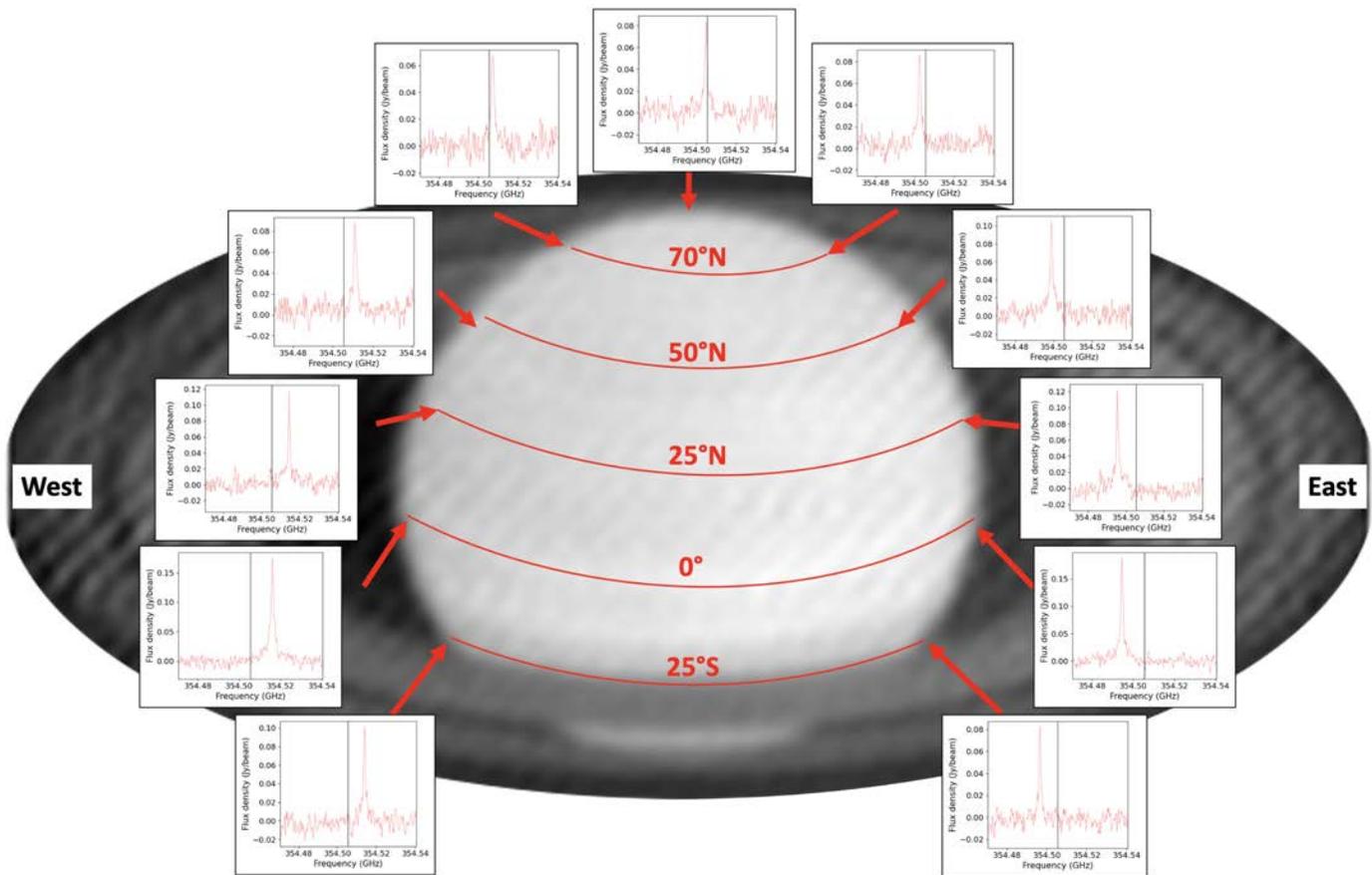


Figure IV.4: Exemples de raies spectrales d'HCN extraites au limbe de Saturne.

extraites aux mêmes latitudes que les raies spectrales CO illustrées dans la figure IV.3. On remarque clairement la différence des rapports Signal sur Bruit (S/B) entre les raies spectrales d'émissions des deux composés chimiques observés. Cela est tout à fait normal, car l'émission spectrale d'HCN a été observée avec une résolution spectrale plus faible. En ce qui concerne les formes des raies à toutes les latitudes, le constat est le même que celui concernant les raies d'émission spectrales de CO. L'amplitude moyenne des raies d'HCN varie entre 0.06 et 0.12 Jy/beam avec une émission 2 fois plus forte dans la zone équatoriale entre 25°S et 25°N par rapport aux autres latitudes. Contrairement aux raies spectrales de CO, les raies d'HCN sont fines. Qualitativement, cela indique que ce composé chimique est essentiellement présent aux pressions inférieures à celles où l'abondance de CO a été contrainte. Les inversions spectrales effectuées par nos collègues du LESIA ont permis de contraindre le profil d'abondance de HCN à l'équateur. Ce profil est présenté dans la figure IV.5b. Dans cette figure on voit clairement que ce composé chimique est présent essentiellement aux pressions inférieures à 1 mbar avec un pic d'abondance important à  $3 \cdot 10^{-2}$  mbar et avec une fraction molaire d'environ  $y_{\text{HCN}} = 10^{-10}$ . Cette première détection d'HCN sera présentée avec plus de détails dans Fouchet et al. (in prep.).

D'après la figure IV.5 on constate que les deux composés chimiques observés sont principalement présents dans la stratosphère de Saturne. Les mesures de vents que nous cherchons à établir sont donc situées dans la stratosphère. Cependant, et comme pour le cas de Jupiter, ce constat ne peut pas suffire pour déterminer l'altitude à laquelle seront situées ces mesures. Ainsi, pour estimer les pressions où sont situés les vents atmosphériques, nous avons utilisé notre modélisation de transfert

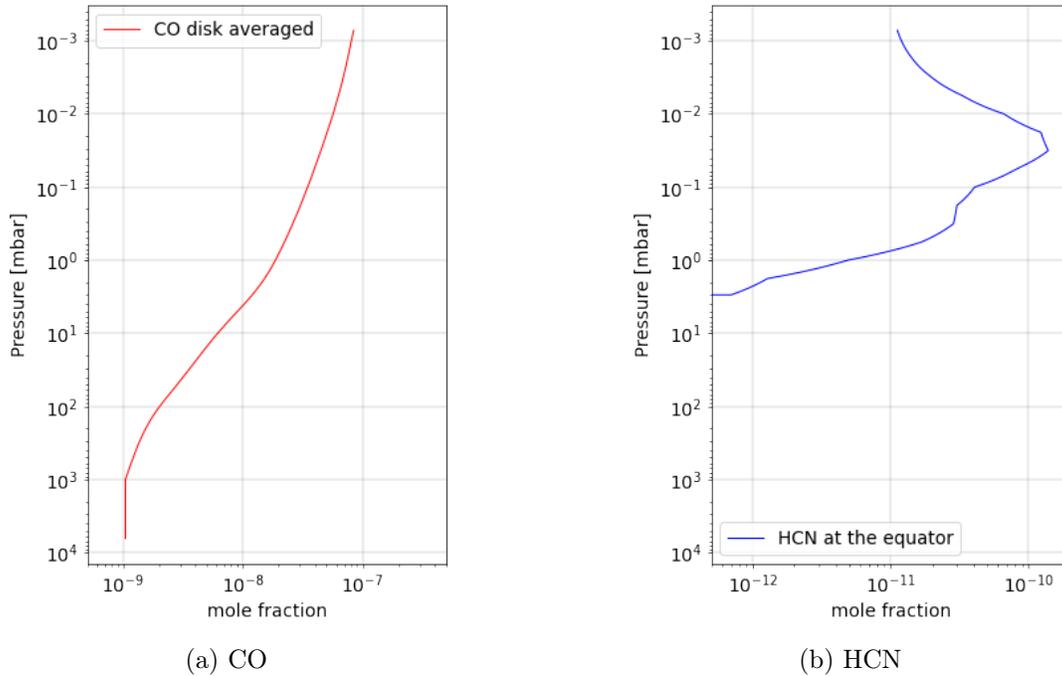


Figure IV.5: (IV.5a) Profil d'abondance moyenne de CO obtenu grâce aux observations moyennes du disque planétaire de Saturne Cavalie et al. (2009). (IV.5b) Profil d'abondance de HCN à l'équateur obtenu grâce à la méthode de l'inversion spectrale des observations ALMA de HCN (figure IV.4) au limbe de Saturne (Fouchet et al., in prep.).

radiatif avec un modèle d'atmosphère incluant les profils d'abondances de HCN et de CO présentés dans la figure IV.5.

### 3.3 Pressions sondées dans le limbe de Saturne

Comme pour Jupiter, grâce à notre modèle de transfert radiatif, on a calculé les fonctions de contribution de l'émission spectrale de CO (3-2) et de HCN (4-3) au limbe de Saturne. Dans la figure IV.6 j'ai présenté les calculs des fonctions de contribution à 0, 1, 2 et 4 MHz du centre de la raie spectrale d'émission pour CO et pour HCN. Dans cette même figure, j'ai représenté aussi les calculs des fonctions de contribution des vents (Lellouch et al., 2019) pour les émissions spectrales des deux composés chimiques observés.

Pour CO, la pression de laquelle l'émission spectrale provient est estimée à environ 0.2 mbar. En ce qui concerne les niveaux de pressions où les vents sont sondés, ceux-ci se trouvent environ dans l'intervalle entre 0.1 et 20 mbar. Pour les fonctions de contribution d'HCN, celles-ci semblent avoir un maximum secondaire autour de 0.02 mbar. Ainsi, nous avons estimé les niveaux de pressions auxquels sont situés les vents d'HCN dans l'intervalle entre 0.01 et 0.5 mbar.

Dans le cas de Jupiter (chapitre III), les vents HCN ont été mesurés à deux pressions différentes entre les latitudes moyennes et les latitudes polaires à cause de la variabilité méridionale d'HCN. Dans la présente étude, les raies spectrales d'émission de CO ont des formes similaires sur tout le limbe de Saturne à toutes les latitudes au nord de  $25^\circ\text{S}$ , ce qui permet de considérer que la distribution méridionale de CO est plutôt constante. De même, pour HCN les raies spectrales d'émission observées au limbe de Saturne présentent elles aussi une uniformité à toutes les latitudes au nord de  $25^\circ\text{S}$ . Au premier ordre, cette uniformité des raies spectrales d'HCN témoigne aussi d'une distribution méridionale plutôt constante. De ce fait, les vents mesurés sont isobares en fonction de la latitude.

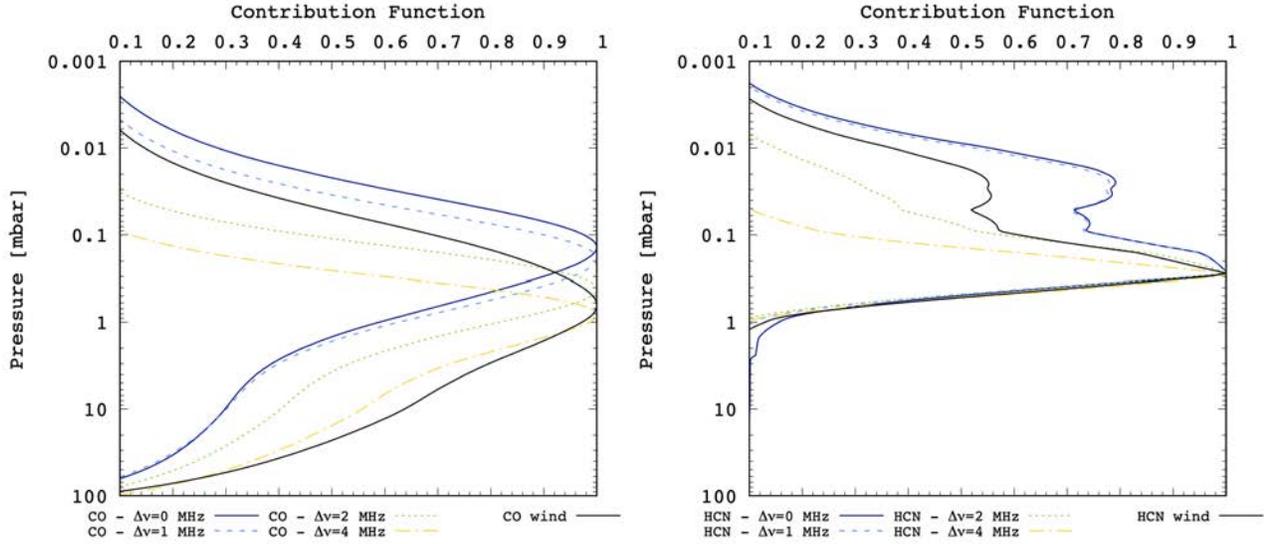


Figure IV.6: Calcul des fonctions de contribution pour HCN et CO aux latitudes sondées par les observations ALMA de Saturne. À gauche, les fonctions de contribution sont calculées à 0, 1, 2 et 4 MHz du centre de la raie spectrale d'émission de CO. La fonction de contribution des vents est représentée par la courbe noire pour les émissions spectrales des CO. À droite, les fonctions de contribution sont calculées aux mêmes fréquences que pour CO pour la raie spectrale d'émission de HCN. La fonction de contribution des vents HCN est représentée par la courbe noire.

Maintenant que nous avons estimé les niveaux de pression où se situent les vents stratosphériques, la méthode de mesure des vents est la même que celle présentée pour le cas de Jupiter. C'est-à-dire, après l'extraction des raies spectrales d'émissions de CO et de HCN depuis les cubes de données respectifs, il nous faut ajuster les fréquences centrales des raies d'émission pour supprimer l'effet Doppler dû à la rotation de la planète.

### 3.4 Ajustement MCMC, combinaison avec le transfert radiatif et suppression de l'effet Doppler dû à la rotation de la planète

Pour chacune des raies spectrales observées et extraites au limbe de Saturne, j'ai effectué un ajustement par la méthode MCMC en utilisant le profil phénoménologique  $P_B$  décrit dans le chapitre II et utilisé pour le cas de Jupiter (chapitre III). Cet ajustement est nécessaire pour déterminer les fréquences centrales des raies spectrales d'émission observées au limbe de la planète. La configuration algorithmique a été effectuée de sorte à avoir pour chaque raie spectrale un ajustement utilisant 120 chaînes de Markov sur 1000 itérations, ce qui permet d'avoir une convergence certaine au bout de  $300 \pm 100$  itérations.

Après l'ajustement des raies spectrales d'HCN et de CO, la soustraction de l'effet Doppler dû à la rotation de la planète a été faite grâce à notre modélisation de transfert radiatif pour prendre en compte la convolution spatiale par le lobe synthétisé de la configuration ALMA correspondante à notre observation. Comme pour le cas de Jupiter, les positions au limbe où sont modélisées les émissions spectrales pour HCN et CO sont obtenues par les pointages calculés pour l'extraction des raies spectrales de HCN et CO. Enfin, à chaque pointage, on détermine le décalage spectral dû à la rotation de la planète pour en déduire le décalage Doppler dû au mouvement de l'atmosphère où l'émission spectrale est produite.

Les amplitudes des vents que nous calculons dépendent évidemment de la période de rotation

que nous considérons. Dans notre simulation de transfert radiatif, nous avons fixé la période de rotation de Saturne à celle mesurée par la sonde Voyager (Desch and Kaiser, 1981). Dans Studwell et al. (2018), les auteurs ont effectué une comparaison des mesures des vents zonaux troposphériques par les instruments VIMS et ISS à bord de la sonde Cassini en fonction des périodes de rotation de Saturne. Ils ont montré qu'en utilisant la période de rotation de Voyager de 10 h 39 min 24 s (Desch and Kaiser, 1981), les mesures VIMS sondées à 2000 mbar et ISS sondées à 300-500 mbar, donnaient des vents zonaux eastwards presque à toutes les latitudes, alors qu'en utilisant la période de rotation de Cassini  $\sim 10$  h 33 min 24 s (Anderson and Schubert, 2007; Read et al., 2009), les vents zonaux mesurés étaient eastward aux latitudes basses et équatoriales. Au-delà de cette gamme de latitudes il y avait des alternances entre de faibles jets eastward et westward avec des amplitudes allant jusqu'à 100 m/s. La période de rotation de Saturne reste très ambiguë. Des observations récentes de l'émission spectrale de  $H_3^+$  par Chowdhury et al. (2022) ont révélé une circulation ionosphérique qui peut influencer la vitesse de rotation du champ magnétique, et donc provoquer une certaine variabilité sur les mesures de la période de rotation de la planète.

### 3.4.1 Tentative de mesure des vents à 2D

Dans les cartes d'HCN et de CO que nous avons obtenues grâce aux observations ALMA, les raies spectrales d'émissions de ces deux composés chimiques sont essentiellement situées au limbe de la planète dans la limite de la dilution du lobe synthétique.

De la même façon que nous avons mesuré les vents HCN et CO au limbe de la planète, nous avons cette fois-ci tenté de calculer une carte 2D des vents LOS (Line of Sight) d'HCN et CO. Pour cela, j'ai sélectionné les raies spectrales ayant un  $S/B > 25$  pour CO et  $> 15$  pour HCN de manière à avoir une mesure de vent qui soit assez significative. Cette sélection nous permet de calculer les pointages où se situent ces raies spectrales. Toutes ces positions forment un anneau enveloppant le limbe de la planète (figure IV.7). Après calcul, la carte des vents que nous avons dérivée est représentée dans la figure IV.7 concernant l'exemple de CO.

Nous avons alors remarqué que ces vents sont croissants en direction de l'axe de rotation de la planète. Nous pensons que cette amplification des vitesses des vents mesurés légèrement dans le disque planétaire est provoquée par une onde stationnaire ("ripple") excitée par l'émission du continuum dans cette zone proche du limbe de la planète et qui décale le centre réel de la raie. En revanche, au limbe, par définition, il n'y a pas de continuum, donc l'effet du ripple reste limité et on peut ainsi nous fier aux vents qu'on mesure.

Sur le bord du disque, nous supposons que le continuum excite un ripple de plus en plus fort à mesure qu'on se dirige vers le centre de la planète. Ce ripple est instrumental et ne subit ainsi pas le décalage Doppler dû à la rotation de la planète : il est indépendant du pointage et est toujours situé aux mêmes fréquences sur les spectres. Par conséquent, il ne bouge pas sur l'échelle des fréquences tandis que les raies spectrales bougent à cause de la rotation de la planète. Pour que l'amplification des vents observée soit effectivement causée par un ripple, il faudrait qu'il décale les centres de raies vers les vitesses positives à l'est et vers les vitesses négatives à l'ouest. Un ripple de faible amplitude (donc difficilement corrigé sur les spectres) pourrait en être la cause. Nous n'avons pas trouvé de moyen de vérifier efficacement cette hypothèse. En conclusion, nous nous sommes donc limités à estimer les vents au limbe de la planète.

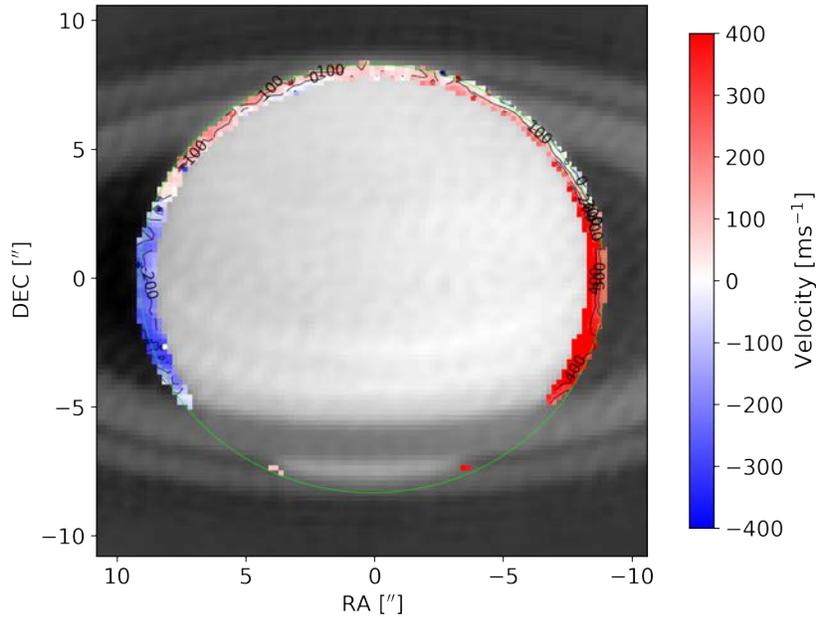


Figure IV.7: Carte 2D des vents LOS obtenue grâce aux émissions spectrales CO.

## 4 Résultats et discussion des mesures des vents stratosphériques dans l'atmosphère de Saturne

### 4.1 Résultats des mesures des vents CO et HCN

#### 4.1.1 Vents sur la ligne de visée

Les vents atmosphériques que nous avons mesurés au limbe de Saturne, sont les composantes des vents projetés sur la ligne de visée et sont représentés en fonction du côté du limbe où ils se situent. La convention est-ouest que j'ai considérée dans cette étude est montrée dans les figures IV.3 et IV.4. Donc, le côté droit du limbe est à l'est et le côté gauche est à l'ouest. Le résultat des mesures des vents obtenus grâce aux observations CO est représenté dans la figure IV.8. Les courbes bleu et rouge représentent respectivement les vents mesurés aux limbes ouest et est. Par mesure de sécurité, toutes les mesures des vents sont considérées au nord de  $20^{\circ}\text{S}$ , et donc les latitudes entre  $25^{\circ}\text{S}$  et  $20^{\circ}\text{S}$  sont incluses dans la zone d'occultation par les anneaux. Ainsi, la fenêtre verte entre  $20^{\circ}\text{S}$  et  $44^{\circ}\text{S}$  représente la partie du limbe occultée par les anneaux de Saturne. Dans cette zone, les raies spectrales mesurées sont bruitées et inexploitable pour des mesures de vents par effet Doppler. Les latitudes en dessous de  $44^{\circ}\text{S}$  ne sont pas observables. La moyenne des barres d'erreur en vitesse obtenue sur tous les spectres ajustés au-dessus de  $20^{\circ}\text{S}$  est d'environ 15 m/s. À ces barres d'erreur, j'ai ajouté quadratiquement deux autres sources d'erreur qui sont l'erreur sur l'offset du centre de la planète observée qui représente  $\sim 25$  m/s à l'équateur et l'erreur sur la correction du continuum des raies spectrales ajustées qui représente  $\sim 2$  m/s. Globalement, la barre d'erreur moyenne sur les mesures des vents de CO est d'environ 30 m/s.

Nous avons appliqué la même méthode aux observations d'HCN. Le résultat de ces mesures est représenté dans la figure IV.9. Ces mesures de vents sont présentées de la même façon que pour les vents CO de la figure IV.8. Les observations des raies spectrales HCN que nous avons traitées présentaient un décalage d'un canal spectral de 250 kHz (211.4 m/s). Nous avons déterminé ce décalage à partir des spectres situés au méridien central, c'est-à-dire aux hautes latitudes nord, où

nous supposons que la vitesse est nulle. Dans ce qui suit, et bien que nous ne soyons pas certains de la cause de ce décalage d'un canal, nous avons appliqué une soustraction globale de 211.4 m/s aux vitesses du vent dérivées des données HCN.

Le S/B étant plus faible par rapport aux observations CO, l'erreur moyenne en vitesse obtenue sur tous les spectres ajustés au-dessus de 20°S est d'environ 21 m/s. L'erreur sur les vitesses provenant de la correction de l'offset du centre du disque planétaire est la même que celle calculée pour le cas de CO. Enfin, l'erreur sur les vitesses due à la correction du continuum des raies spectrales observées est estimée à  $\sim 2$  m/s. Toutes ces sources d'erreurs sont combinées quadratiquement, ce qui représente globalement une barre d'erreur moyenne sur les mesures des vents HCN d'environ 33 m/s.

Dans ces résultats de mesure des vents par les observations de HCN et de CO, les gammes de pression sondées sont de 0.01-0.5 et 0.1-20.0 mbar respectivement. Nous avons trouvé un fort jet eastward (prograde) étendu entre 20°S et 25°N. Entre 25°N et  $\sim 60^\circ$ N, nous avons trouvé un vent global westward entre 0.1-20.0 mbar à partir des données CO. Les données HCN, qui sondent des pressions légèrement inférieures, ne montrent pas un tel vent global westward. Aux latitudes encore plus élevées, nous avons constaté une variabilité plus forte, avec des jets westward autour de 60°N et à 71°N, que je discuterai dans les paragraphes suivants.

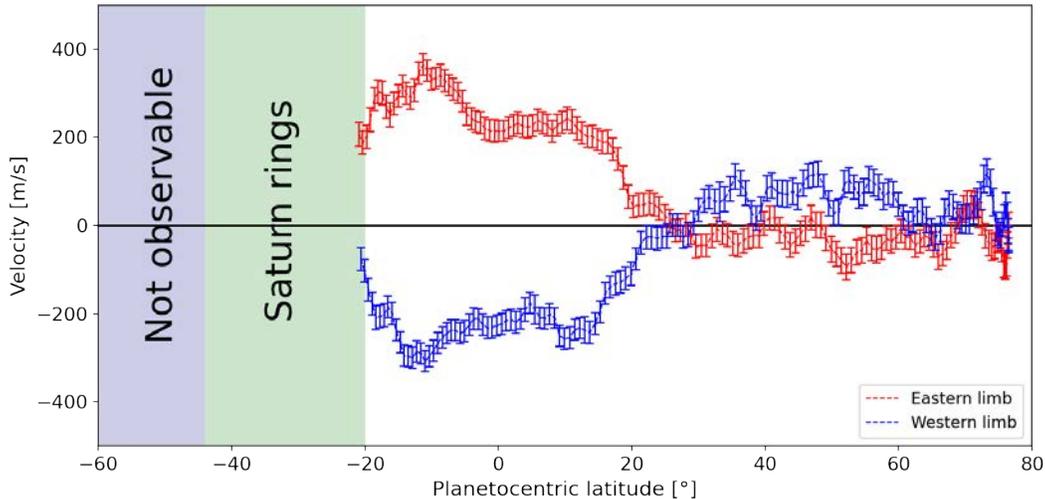


Figure IV.8: Vitesses des vents CO, au limbe de Saturne, mesurés sur la ligne de visée. Les vitesses des vents mesurées sont représentées en rouge et en bleu respectivement aux cotés est et ouest du limbe.

#### 4.1.2 Composante zonale des vents mesurés

Afin d'établir une comparaison avec les mesures des vents zonaux troposphériques, j'ai calculé la composante zonale des mesures des vents CO et HCN. Ainsi, pour déprojeter les vents LOS sur l'axe zonal, j'ai divisé les vitesses des vents par le cosinus de la latitude du point subterrestre. Je n'ai pas considéré la composante méridionale des vents, car celle-ci est négligeable par rapport aux amplitudes des vents que nous avons mesurés. Les récentes simulations GCM (Global Climate Modeling) effectuées par Bardet et al. (2021) confirment la validité de cette hypothèse.

Dans la figure IV.10, j'ai représenté les vents zonaux HCN et CO mesurés aux deux côtés du limbe de Saturne. J'ai représenté ces deux mesures dans l'intervalle de latitude au nord de 20°S. Les courbes bleu et rouge représentent les composantes zonales des vents CO mesurés respectivement au

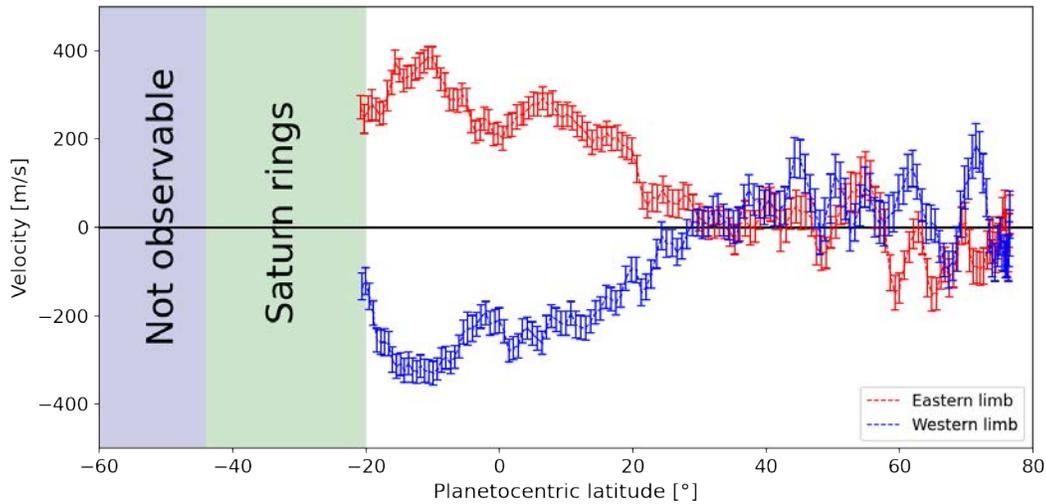


Figure IV.9: Vitesses des vents HCN, au limbe de Saturne, mesurés sur la ligne de visée. Le code couleur est le même que celui des mesures des vents CO dans la figure IV.8.

limbe ouest et est de Saturne. Les courbes turquoise et violette représentent aussi les composantes zonales des vents HCN mesurés respectivement au limbe ouest et est de la planète.

La comparaison des résultats des vents zonaux CO et HCN (figure IV.10) nous montrent qu'entre  $20^{\circ}\text{S}$  et  $25^{\circ}\text{N}$  les courbes des vents à l'est et à l'ouest de la planète semblent être symétriques entre les deux limbes. Ceci peut être une preuve de la dynamique stable et constante en longitude qui règne dans cette gamme de latitude. De plus, la forte corrélation de ce grand jet entre les deux mesures montre que celui-ci est étendu verticalement au moins entre 0.01 et 20 mbar de pression ce qui représente une épaisseur verticale d'environ 350 km.

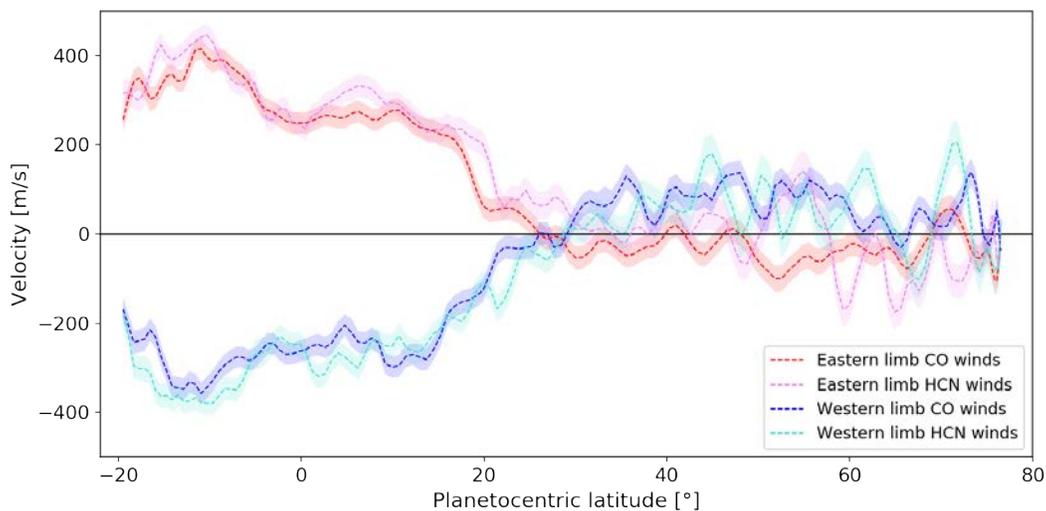


Figure IV.10: Vitesses des vents zonaux de CO et de HCN au niveau du limbe de Saturne obtenues à partir de la déprojection des vitesses en ligne de visée des figures IV.8 et IV.9. Les vents de CO sont représentés en rouge et bleu, et les vents de HCN en violet et turquoise. Les couleurs bleuâtres correspondent au limbe ouest et les couleurs rougeâtres au limbe est.

Dans la suite, je vais discuter le résultat des vents en distinguant les différentes zones latitudinales.

Je commencerai par les latitudes équatoriales et moyennes. Ensuite, je discuterai très brièvement les latitudes polaires.

## 4.2 Zone équatoriale et SSAO

Grâce aux résultats des vents mesurés, j'ai calculé la moyenne de la composante zonale entre les côtés est et ouest du limbe pour les vents HCN et CO en utilisant les résultats de la figure IV.10. Les moyennes est-ouest obtenues sont comparées aux mesures des vents entre la troposphère et la basse stratosphère de García-Melendo et al. (2011b) dans la figure IV.11a. Dans cette figure, les vents zonaux mesurés par García-Melendo et al. (2011b) ont été obtenus grâce aux observations de l'instrument ISS embarqué dans la sonde Cassini. Ces mesures proviennent des observations avec les filtres CB2 et CB3 (courbe marron) et les filtres MT2 et MT3 (courbe verte). Les niveaux de pression sondés par les filtres CB et MT sont respectivement à  $\sim 350$ -500 mbar et à  $\sim 60$ -250 mbar. Ces profils des vents zonaux ont été établis au cours de plusieurs observations réalisées entre septembre 2004 et décembre 2008 pour les filtres CB, et entre septembre 2004 et janvier 2009 pour les filtres MT. De plus, les auteurs ont utilisé la période de rotation de Voyager pour dériver ces vents.

Dans la figure IV.11a dans la gamme de latitude de  $20^\circ\text{S}$  à  $25^\circ\text{N}$ , on constate une corrélation dans l'étendue latitudinale, la direction et l'amplitude du vent entre les mesures ALMA, MT et CB sondées respectivement à 0.01-20 mbar, 60-250 mbar et 350-500 mbar de pression, à l'exception du pic équatorial entre  $3^\circ\text{S}$  et  $3^\circ\text{N}$  qui apparaît dans les observations de García-Melendo et al. (2011b) entre 60 et 500 mbar. Toujours dans cette gamme de latitudes, le grand jet étendu entre  $\pm 20^\circ$  est cohérent avec les mesures VIMS (Studwell et al., 2018) des vents zonaux sondés à  $\sim 2000$  mbar qui montrent que ce même grand jet atteint des vitesses comparables aux mesures ALMA et Cassini. Ainsi, ce jet en super-rotation entre  $20^\circ\text{S}$  et  $25^\circ\text{N}$  semble être étendu de 2 bars jusqu'à 0.01 mbar.

Dans la figure IV.11b, j'ai représenté la moyenne de la vitesse des vents zonaux dans le large jet équatorial eastward entre  $10^\circ\text{S}$  et  $10^\circ\text{N}$ , en excluant les latitudes entre  $3^\circ\text{S}$  et  $3^\circ\text{N}$  à partir des données Cassini/VIMS, Cassini/ISS (filtres CB et MT), et ALMA (CO et HCN). Le résultat de la figure IV.11b montre que la vitesse moyenne du jet dans la gamme de pression de 0.1 à 1 mbar est de  $270 \pm 30$  m/s et que la vitesse moyenne de ce jet diminue globalement entre la troposphère (2000 mbar) et la haute stratosphère (0.1 mbar). Il y a donc globalement, une perte d'énergie (efficacité) des vents eastward en fonction de l'altitude dans cette zone équatoriale. En revanche, en allant du niveau de pression de 200 mbar vers 0.01 mbar on remarque des vents plutôt constants dans cette zone équatoriale.

Dans la zone équatoriale, la principale différence entre les mesures troposphériques et stratosphériques réside alors dans la présence d'un pic équatorial étroit uniquement observé entre 60 et 500 mbar dans la troposphère (voir figure IV.11a). Les observations de Cassini/ISS dans les filtres MT et CB (Barbara and Del Genio, 2021; García-Melendo et al., 2011b) ont révélé un jet étroit très intense à l'équateur dans l'intervalle de latitude de  $3^\circ\text{S}$  à  $3^\circ\text{N}$ . Comparé aux vents moyens du grand jet équatorial qui s'étend entre  $20^\circ\text{S}$  et  $25^\circ\text{N}$ , ce jet étroit est relativement faible dans les observations CB à 350-500 mbar de pression, mais il est très intense dans les observations MT à 60-250 mbar de pression (figure IV.11a). Toutefois, nos observations de CO entre 0.1 mbar et 20 mbar ne révèlent aucun signe d'un jet étroit et intense à l'équateur. Ceci peut être assez surprenant, car on aurait pu s'attendre à détecter la signature de la SSAO.

Les simulations GCM de l'atmosphère de Saturne développées par Spiga et al. (2020) et Bardet et al. (2021) produisent des jets aux latitudes moyennes en assez bon accord avec les observations troposphériques. Cependant, le grand jet équatorial eastward est mal reproduit dans la troposphère et dans la stratosphère. De plus, sa vitesse est inférieure d'environ un ordre de grandeur et il n'est pas aussi large que dans les observations de Cassini et d'ALMA. Ce grand jet équatorial eastward est donc absent sur toute son étendue verticale dans les modèles de circulation générale actuels. Étant

probablement le résultat d'une accélération due à la convergence du mouvement des tourbillons vers l'équateur, les auteurs (Spiga et al., 2020) pensent que les effets de cette accélération causée par les ondes et les tourbillons sont sous-estimés dans les modèles GCM.

La dynamique stratosphérique de la zone équatoriale entre  $10^{\circ}\text{S}$  et  $10^{\circ}\text{N}$  est régie par les ondes planétaires (Bardet et al., 2021). En utilisant l'équilibre des vents thermiques, Fouchet et al. (2008) ont calculé les vitesses des vents zonaux dans la zone équatoriale, et ont démontré l'existence de la SSAO dans l'atmosphère de Saturne. Suite à cette découverte, plusieurs années d'observations thermiques de la zone équatoriale ont permis à Guerlet et al. (2011); Guerlet et al. (2018) de démontrer le mouvement descendant de l'oscillation ainsi que sa périodicité d'environ une demi-année saturnienne. Les données thermiques utilisées pour ces calculs ont été sensibles entre 0.01 et 20 mbar dans l'intervalle latitudinal allant d'environ  $30^{\circ}\text{S}$  à  $30^{\circ}\text{N}$ . Les résultats de Guerlet et al. (2018) sur les caractéristiques de la SSAO montrent que l'amplitude de cette oscillation peut atteindre 100-200 m/s et est progressivement atténuée avec l'augmentation des pressions. L'amplitude du vent relatif est quasiment nulle autour du niveau de 20 mbar. Le fait que nous ne voyons dans les données CO aucune preuve d'un tel pic superposé au large jet eastward peut simplement résulter de la largeur de la fonction de contribution du vent CO (figure IV.6) qui peut annuler toute contribution de la SSAO en englobant ses phases opposées. Il est intéressant de noter que la fonction de contribution du vent HCN est plus piquée que celle du CO (autour du niveau 0.3 mbar). Ainsi, en examinant attentivement le profil du vent de HCN (figures IV.9 et IV.11a) nous avons potentiellement détecté un pic étroit dans les vitesses des vents entre  $5^{\circ}\text{S}$  et  $5^{\circ}\text{N}$ , avec une amplitude négative de  $-50\pm 20$  m/s par rapport à la moyenne du grand jet dans l'intervalle de latitudes  $[10^{\circ}\text{S}, 5^{\circ}\text{S}] \cup [5^{\circ}\text{N}, 10^{\circ}\text{N}]$ . Cela correspond à l'ordre de grandeur des pics de la SSAO, selon Guerlet et al. (2018).

Fletcher et al. (2017) ont tenté d'estimer la structure verticale du grand jet équatorial à partir de mesures de température. En utilisant l'équation du vent thermique et en intégrant du niveau de pression 500 mbar vers les pressions inférieures tout en considérant les mesures de vent troposphérique observées à 500 mbar comme condition initiale, ils ont obtenu, à l'équateur, un jet westward de plus de 200 m/s au niveau 1 mbar pour 2016, ce que les auteurs ont jugé irréaliste. Ceci est en effet en total désaccord avec nos observations. Cette divergence pourrait s'expliquer par la résolution verticale plutôt grossière des mesures de température disponibles, combinée à un manque de sensibilité entre 5 et 80 mbar. En revanche, lorsqu'ils ont intégré l'équation du vent thermique en partant du niveau de pression de 5 mbar (en considérant une condition initiale nulle sur les vents) vers des pressions plus faibles (dans le domaine de validité des mesures du champ thermique stratosphérique), ils ont obtenu, pour la même date (2016), une vitesse relative de vent westward d'environ 200 m/s autour de 1 mbar par rapport à la vitesse du vent à 5 mbar (Fig 8 de Fletcher et al. 2017).

Les vitesses de vent dérivées en appliquant l'équation du vent thermique sont très sensibles aux erreurs dans les gradients de température latitudinaux et sont sujettes à de grandes incertitudes (voir Benmahi et al. 2021). En revanche, nos mesures de vent dérivées du CO entre 0.1 et 20 mbar fournissent maintenant une contrainte directe sur le vent zonal moyen dans cette gamme de pression. Étant donné que la SSAO est caractérisée par des extrema de vent séparés par  $\sim$  une décade de pression, nos vents de CO correspondent donc approximativement au vent zonal moyen autour duquel la SSAO oscille. Cette valeur est de  $290\pm 30$  m/s. Combinés au vent dérivé de Fletcher et al. (2017) et Guerlet et al. (2018), atteignant en moyenne -150 m/s, nos résultats impliquent que les vents absolus de la SSAO sont toujours orientés vers l'est. Cela reste vrai même en tenant compte de l'incertitude sur la période de rotation de Saturne (-100 m/s pour une rotation plus rapide de 6 min). Ce comportement est différent de celui de la QBO et de la SAO sur Terre, où les vitesses des vents oscillent autour de  $\sim$ zéro. Enfin, les résultats obtenus à partir des mesures HCN sont une indication concernant la phase de la SSAO à 0.01-0.5 mbar au moment de nos observations.

Une autre particularité du grand jet équatorial (figure IV.11a) entre  $20^{\circ}\text{S}$  et  $25^{\circ}\text{N}$  est qu'il n'est

pas symétrique en vitesse autour de l'équateur dans les observations de CO et HCN. Entre l'équateur et 25°N, la vitesse moyenne du jet est d'environ 210 m/s, alors qu'entre 0° et 20°S sa vitesse moyenne dépasse les 300 m/s avec un pic de plus de 350 m/s à 10°S. Dans les résultats de García-Melendo et al. (2011b), dans les gammes de pression de 60-250 mbar et 350-500 mbar, on remarque une asymétrie similaire mais dans l'hémisphère opposé. Le fait que les observations de Cassini aient été recueillies à une demi-année saturnienne de nos observations ALMA pourrait indiquer que le renversement de l'asymétrie du jet à  $\pm 10^\circ$  pourrait être un effet saisonnier (peut-être lié à la projection de l'ombre des anneaux de Saturne à proximité). En effet, les modèles GCM de la stratosphère de Saturne montrent une forte saisonnalité dans la force des jets situés à 20°N et 20°S, avec des jets plus rapides obtenus dans les régions tropicales hivernales, corrélés avec l'occultation des anneaux (Bardet et al., 2021). Cela pourrait donc être dû à la circulation interhémisphérique saisonnière (Bardet et al., 2022).

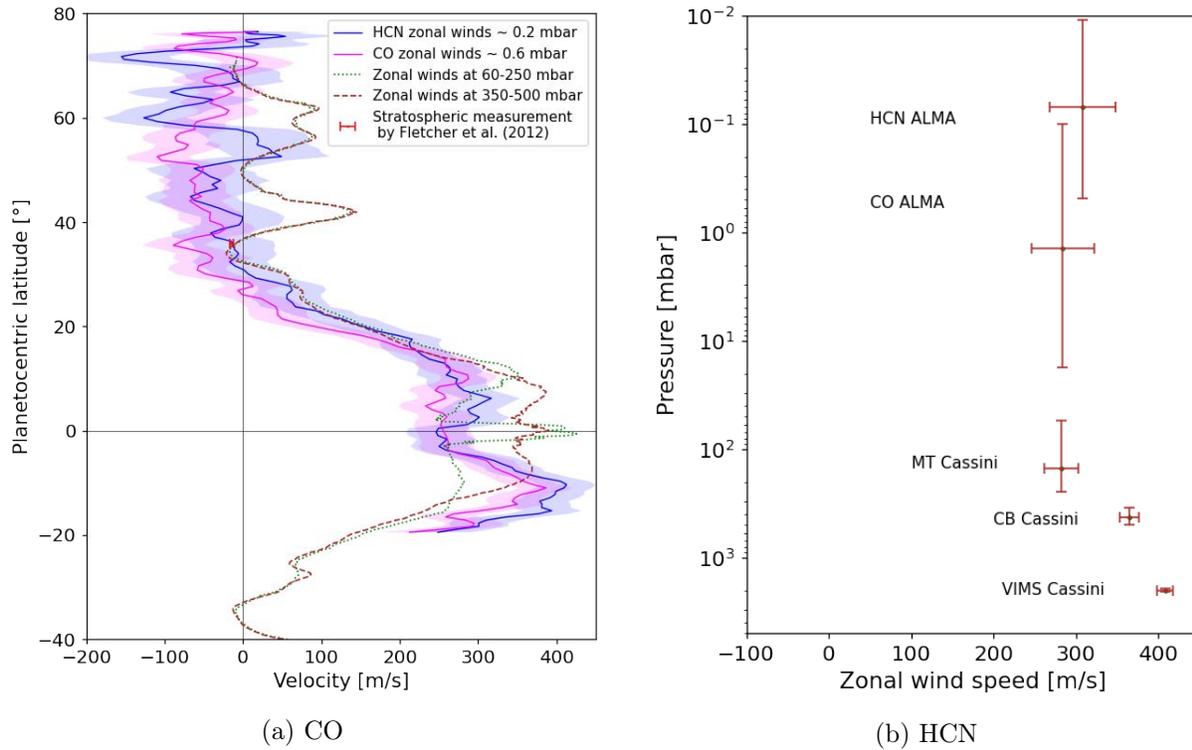


Figure IV.11: (IV.11a) Vents moyennés zonalement à partir des observations de CO et HCN comparés aux mesures de García-Melendo et al. (2011b). (IV.11b) Moyennes des vitesses des vents zonaux dans le grand jet équatorial eastward entre 10°S et 10°N en excluant les latitudes entre 3°S et 3°N à partir des données Cassini/VIMS, Cassini/ISS (filtres CB et MT) et ALMA (CO et HCN).

### 4.3 Les latitudes moyennes de l'hémisphère nord

Entre 25°N et 60°N, on a trouvé un vent global westward avec une vitesse moyenne de  $-45 \pm 20$  m/s dans les deux cotés du limbe à partir des vents CO (figure IV.11a). Nous avons également trouvé des vents westward avec les données HCN entre 25°N et 50°N, mais seulement de façon marginale. Il convient de noter que parmi toutes les caractéristiques qui ont pu être étudiées dans la stratosphère de Saturne, on trouve les vortex chauds, surnommés les beacons, qui se sont formés dans la stratosphère après la grande tempête de Saturne de 2010-2011. Fletcher et al. (2012) ont notamment constaté que le beacon principal formé en avril-mai 2011 avait un mouvement westward de  $1.6 \pm 0.2^\circ$ /jour, soit  $-15 \pm 2$  m/s à  $\sim 35^\circ$ N. Nos données sont cohérentes avec cette vitesse à cette latitude.

Dans la figure IV.9, les pics des vents HCN eastward et westward observés à 61°N, 55°N, 50°N, et 45°N au niveau du limbe ouest et à 55°N, 59°N, et 67°N au niveau du limbe est, et qui ont des amplitudes supérieures à 100 m/s ne sont pas zonaux car ils n’ont pas d’équivalent symétrique sur le limbe opposé. Dans cette gamme latitudinale de la troposphère, la dynamique est souvent perturbée par la présence de tourbillons et d’autres instabilités dues aux cisaillements méridionaux des jets de la haute troposphère aux latitudes moyennes (voir Trammell et al. (2014)). Au-dessus de ce niveau de pression, dans la stratosphère, et à ces latitudes, la question est de savoir si une circulation similaire réside. Cela pourrait expliquer nos résultats de pics non-zonaux dans les limbes est et ouest autour de 60°N.

#### 4.4 Jet polaire westward à 71°N

Dans la figure IV.10 les mesures des vents CO ne nous permettent pas d’identifier un jet significatif aux latitudes polaires. Cependant, dans les observations HCN, nous avons remarqué un jet fort et étroit en contre rotation (westward) à  $71 \pm 2^\circ\text{N}$  avec une vitesse supérieure à 200 m/s à l’ouest et entre 150 et 200 m/s à l’est (figure IV.12). À ces latitudes, le pic de sensibilité en altitude des vents de HCN est de  $\sim 100$  km au-dessus des mesures de CO. Contrairement au pic westward de  $\sim 400$  m/s détecté aux latitudes polaires sud dans le cas de Jupiter, le jet que nous avons détecté à 71°N dans l’atmosphère de Saturne semble être zonal.

Dans le chapitre V, je présenterai une étude que nous avons effectuée à partir des vents joviens. Nous y verrons que la position des pics de vents non-zonaux détectés aux latitudes polaires est corrélée avec la position des ovales auroraux joviens et que ces vents sont probablement liés aux aurores. De la même façon, le jet polaire que nous avons détecté à 71°N pourrait également être un jet auroral. Cette corrélation est toutefois plus difficile à établir pour Saturne, car son axe magnétique est confondu avec son axe de rotation (Smith et al., 1980; Ness et al., 1981; Connerney et al., 1982; Dougherty et al., 2005; Dougherty et al., 2018). Un jet auroral en contre-rotation, comme sur Jupiter, serait donc zonal sur Saturne et serait difficile à différencier d’un jet zonal d’origine non-liée aux aurores.

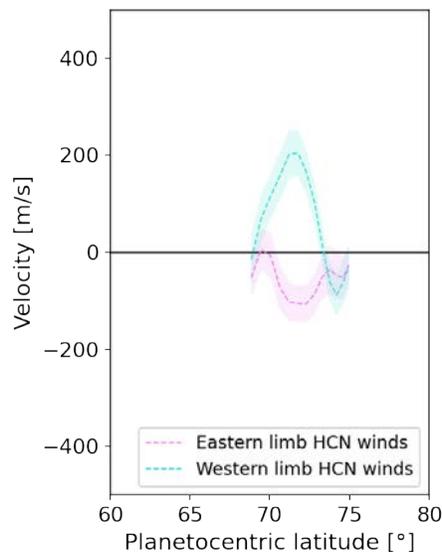


Figure IV.12: Agrandissement sur le jet polaire des mesures HCN à environ 71°N.

## 5 Conclusion

Dans cette étude, j'ai appliqué à Saturne la méthode de mesure des vents par spectroscopie hétérodyne dans le domaine millimétrique avec ALMA que j'ai détaillé dans le chapitre II et que j'ai appliqué à Jupiter dans le chapitre III. Grâce à cette méthode, nous avons déduit les décalages Doppler causés par les vents stratosphériques sur les raies spectrales CO et HCN, toutes deux observées à très haute résolution spectrale et spatiale.

Ces observations nous ont permis de cartographier les émissions spectrales de CO (3-2) et de HCN (4-3) au limbe de Saturne. Cette première observation de HCN est détaillée dans Fouchet et al. (in prep.). Ensuite, nous avons dérivé deux cartes des vents en fonction de la latitude et nous avons utilisé la période de rotation de Saturne mesurée Voyager comme référence pour la rotation solide de la planète. Ces mesures sondent la stratosphère à 0.01-0.5 mbar pour HCN et à 0.1-20 mbar pour CO.

Dans la zone équatoriale, nous avons découvert que le grand jet en super-rotation observé depuis des décennies dans la troposphère s'étend jusqu'à la haute stratosphère avec une vitesse moyenne de  $260 \pm 30$  m/s entre 0.01 et 20 mbar. Il s'étend donc de 2000 mbar, tel qu'observé par Cassini/VIMS, à 0.01 mbar, comme désormais observé par ALMA. Le large jet équatorial en super-rotation n'est pas symétrique par rapport à l'équateur. En effet, sa partie sud a une vitesse d'environ 100 m/s supérieure à celle de la partie nord au moment de nos observations (mai 2018). Cette asymétrie étant opposée à celle observée dans la troposphère dans les données Cassini de 2004-2008, c'est-à-dire environ une demi-année saturnienne avant les observations ALMA, il est possible que celle-ci soit saisonnière. D'autres observations sont nécessaires pour confirmer cette hypothèse.

Les vents dérivés des observations CO ne montrent aucune preuve de la signature de la SSAO à l'équateur, car nous n'avons observé aucun écart par rapport à la tendance globale du grand jet équatorial. Puisque les vents CO sondent une grande région verticale de la stratosphère, de 0.1 à 20 mbar, ils peuvent mélanger diverses phases de la SSAO, ce qui pourrait donner une moyenne proche de zéro pour les vents relatifs à cette oscillation. En revanche, nous avons provisoirement détecté un pic étroit (le creux entre  $5^\circ\text{S}$  et  $1^\circ\text{N}$  dans les vents HCN dans la figure IV.11a) avec une vitesse de  $-50 \pm 20$  m/s au-dessus du grand jet équatorial en super-rotation. Il pourrait s'agir de la signature de la SSAO à 0.3 mbar, où se trouve le pic de la fonction de contribution des vents pour HCN. Concernant les vitesses des vents de la SSAO, nous avons déduit que malgré cette oscillation, le vent reste toujours dirigé vers l'est dans la zone équatoriale.

Nous avons trouvé des éléments susceptibles de révéler l'existence d'un grand vent d'ouest aux latitudes moyennes du nord, avec une vitesse moyenne de  $-45 \pm 20$  m/s dans les vents CO. Ce vent n'est que très peu visible dans les mesures HCN.

Enfin, aux latitudes polaires nord, nous avons détecté un jet d'environ 200 m/s qui pourrait être un jet causé par l'aurore nord de Saturne. Ce jet pourrait tout aussi bien n'être qu'un jet zonal classique. L'absence d'inclinaison de l'axe magnétique par rapport à l'axe de rotation rend toute conclusion hasardeuse, en l'absence d'observation simultanée des aurores de Saturne.

Des observations répétées sont maintenant nécessaires pour tester la variabilité saisonnière des parties nord et sud du grand jet équatorial en super-rotation. Cela permettrait aussi d'étudier l'évolution verticale et temporelle de la SSAO et de confirmer l'existence d'une circulation aurorale similaire à celle observée sur Jupiter. Avec l'approche de l'équinoxe d'automne, l'hémisphère sud est de plus en plus observable et les mesures des vents depuis les latitudes moyennes du sud jusqu'au pôle Sud indiqueront si les vents dans cet hémisphère présentent des similitudes avec les vents de l'hémisphère nord présentés dans cette étude.



---

# ETUDE DE LA DYNAMIQUE ET DE LA COMPOSITION ATMOSPHERIQUE DES ZONES POLAIRES DES PLANÈTES GÉANTES

Dans les chapitres précédents, j'ai présenté la méthode de mesure des vents des planètes géantes par spectroscopie hétérodyne. J'ai appliqué cette méthode aux observations ALMA de Jupiter et de Saturne et j'ai démontré la faisabilité et l'efficacité des mesures des vents dans les couches atmosphériques dépourvues de nuages. Les résultats obtenus aux latitudes équatoriales et moyennes ont été illustrés et discutés dans les chapitres précédents. Les résultats que j'ai obtenus au niveau des régions polaires de Jupiter (et dans une moindre mesure de Saturne), tant en termes de dynamique que de composition, m'ont inspiré pour étudier ces régions particulières qui sont soumises aux aurores polaires.

Dans ce chapitre je vais présenter dans un premier temps l'étude de la dynamique stratosphérique dans les zones polaires de Jupiter et sa comparaison avec le résultat obtenu dans le cas de Saturne. Dans un deuxième temps, je vais résumer les résultats d'une étude qui montre que la distribution méridienne d'HCN dans Jupiter est fortement impactée aux latitudes polaires. Ensuite, je détaillerai les résultats de mes travaux qui portent sur l'évolution temporelle de l'abondance de l'eau dans la stratosphère de Jupiter et qui tendent à montrer que les régions polaires pourraient jouer un rôle dans sa décroissance. Enfin, je présenterai une nouvelle étude dans laquelle je cherche à comprendre s'il existe un lien entre la chimie et l'activité des zones aurorales de Jupiter.

# 1 Détection des jets sous les aurores joviennes et potentiellement sous les aurores kroniennes

Dans cette partie, je vais tout d'abord reprendre les résultats des vents HCN mesurés aux latitudes polaires de Jupiter (figure III.10) pour chercher à comprendre la structure des vents dans cette zone. Ensuite, je reprendrai les résultats des vents HCN dans la zone polaire nord de Saturne (figure IV.12) et je les comparerai aux résultats que j'ai obtenus sur Jupiter.

## 1.1 Jets auroraux de Jupiter

Dans les mesures des vents stratosphériques de Jupiter que nous avons obtenues grâce aux observations ALMA de HCN, les résultats les plus inattendus et les plus remarquables que nous ayons obtenus sont les vents non zonaux observés dans les régions polaires nord et sud (voir figure III.10). Ces pics de vents sont détectés autour de 0.1 mbar de pression à 55°N et 85°S sur le limbe ouest ainsi qu'à 70°S sur le limbe est. De plus, ils ont tous des directions en contre-rotation de la planète. Le pic de vent le plus fort, situé à 70°S sur le limbe est, a une largeur à mi-hauteur de 7° de latitude et une amplitude absolue en vitesse LOS de plus de 350 m/s. Le vent mesuré à 85°S sur le limbe ouest a un pic d'environ 200 m/s.

Ces pics de vents non zonaux sont situés à des latitudes polaires où réside une activité aurorale très intense. Par conséquent, il serait intéressant de comparer les positions spatiales des mesures des vents avec la configuration aurorale de Jupiter correspondant à la date de nos observations ALMA.

### 1.1.1 Corrélations avec les ovales auroraux principaux de Jupiter

Dans la figure V.1, j'ai représenté la superposition des vitesses des vents, mesurées au limbe de Jupiter, aux positions statistiques des aurores joviennes qui correspondent à la date des observations ALMA. Les positions statistiques des aurores ont été obtenues à partir de multiples observations UV effectuées grâce au HST.

Qualitativement, on remarque que les pics des vents à 85°S au limbe ouest et à 70°S au limbe est sont parfaitement corrélés avec les bords de l'ovale principal sud. Au nord, on ne voit pas clairement l'ovale principal, car il était en train de se lever. Il semble que l'on puisse toutefois faire le même constat que pour la zone sud, c'est-à-dire, le pic des vents au-dessus de 55°N est bien corrélé avec le bord sud de l'ovale principal nord. Par contre, il est très difficile de distinguer un quelconque pic de vents sur le bord nord de cet ovale dans nos mesures, car il est quasiment tangent au terminateur.

Dans les figures V.2a et V.2b, j'ai représenté les projections polaires des ovales auroraux nord et sud comparées avec la position longitudinale du terminateur du limbe de Jupiter sondé par nos observations. Les lignes oranges dans les zones aurorales nord et sud représentent la délimitation des bords des ovales auroraux principaux tels que définis par Bonfond et al. (2012). Les comparaisons de nos observations avec la position de l'émission statistique des aurores (Clarke et al., 2009) montrent que les pics de vents mesurés semblent coïncider avec la position de l'ovale auroral sud. Concernant la partie nord, on voit que le terminateur ouest est rasant avec la position de l'ovale principal nord. Cela peut expliquer, à la fois pourquoi nous n'avons pas détecté des jets forts au nord, mais aussi qu'il semblerait y avoir une circulation le long des ovales principaux nord et sud. Cela expliquerait aussi le jet fort détecté au sud du fait de la position de l'ovale principal par rapport au terminateur est. Pour confirmer ce résultat, nous avons développé un modèle un modèle simple de la circulation polaire dans lequel nous avons supposé un vent constant le long des ovales auroraux principaux, délimités par la définition de Bonfond et al. (2012) dans les figures V.2a et V.2b, et aucun vent à l'extérieur de cette délimitation.

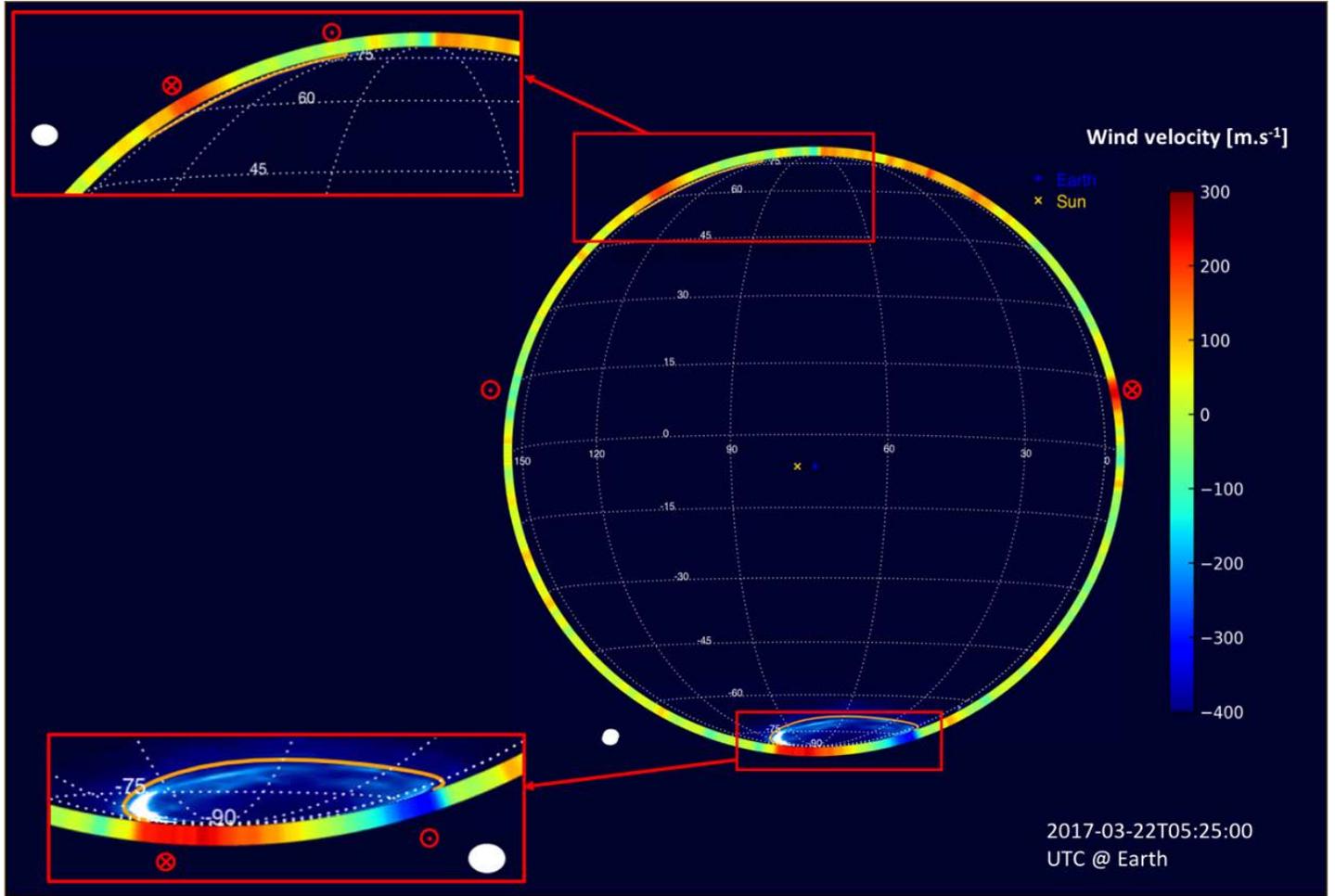
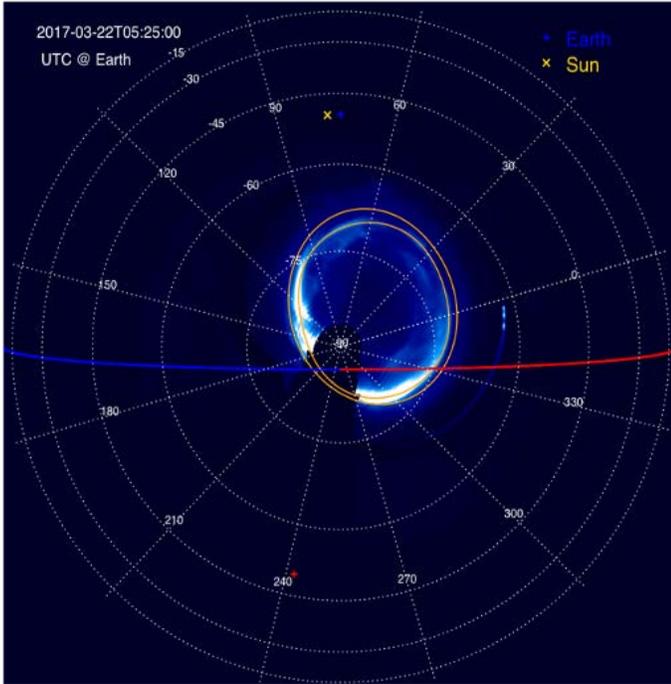


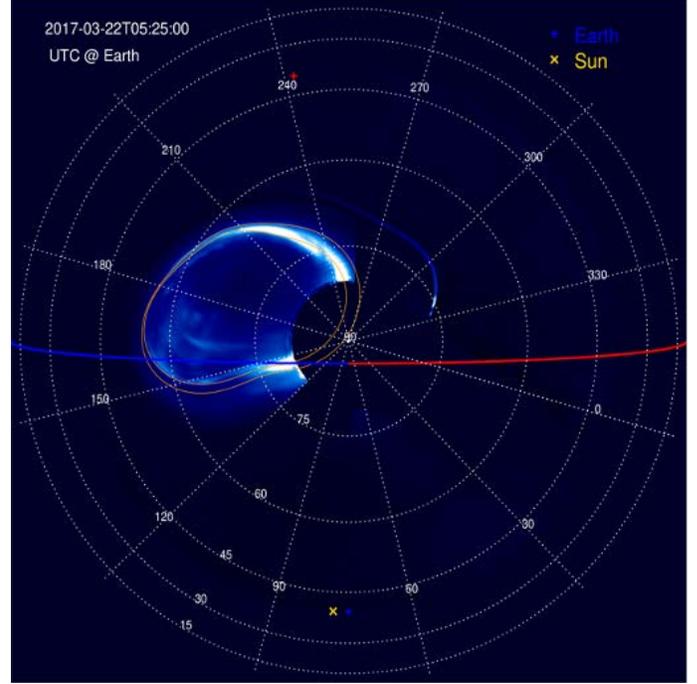
Figure V.1: Aurore UV et vents HCN stratosphériques de Jupiter. Cette image composite montre à la fois les vitesses des vents LOS (en m/s) dérivées des observations ALMA et l'émission statistique des aurores (Clarke et al., 2009) dans la configuration des observations ALMA. Les aurores nord et sud sont mieux visibles dans les quadrants zoomés dédiés. Les empreintes  $M = 30$  du modèle de champ magnétique de Connerney et al. (2018) sont de bons marqueurs des positions des aurores principales telles que vues par Juno-UVS (Gladstone et al., 2017) et sont tracées en orange. Les ellipses blanches indiquent la résolution spatiale des observations ALMA. Les directions des vents les plus forts dans les régions équatoriales et aurorales sont indiquées par les symboles rouges  $\otimes$  et  $\odot$ .

### 1.1.2 Modélisation et ajustement approximatif des jets polaires

Les résultats des vents que nous avons mesurés dans les zones polaires sont inédits et il n'existe pas de modèle de circulation stratosphérique des régions polaires de Jupiter. Dans cette étude, et pour chercher à comprendre la structure des vents dans ces zones, nous avons opté pour une modélisation simplifiée afin d'ajuster les vitesses des vents pouvant se situer sous les ovales auroraux au nord et au sud de Jupiter. Pour ce faire, nous avons considéré les bords intérieurs et extérieurs des ovales tels que définis par Bonfond et al. (2012). L'idée, est de simuler un vent constant le long des ovales (voir figures V.3a et V.3b) et ensuite de modéliser l'émission spectrale à ces latitudes grâce à notre simulation de transfert radiatif. En d'autres termes, cela revient à modéliser les décalages Doppler induits, sur les raies spectrales, par les vents constants dans les ovales auroraux. Enfin, après la simulation, on mesure les vents modélisés en fonction de la latitude, et on compare aux observations



(a) CO



(b) HCN

Figure V.2: Aurores UV statistiques dans leur configuration au moment des observations ALMA. V.2a : projection polaire sud de la luminosité de l'aurore UV statistique. Les lignes rouge et bleue représentent les terminateurs est et ouest. Les lignes orange délimitent les bords intérieurs et extérieurs des ovals tels que définis par Bonfond et al. (2012). Les points subsolaire et subterrestre sont indiqués par des croix jaune et bleue, respectivement. La croix rouge indique la longitude du méridien central des mesures des vents ionosphériques de Johnson et al. (2017). V.2b : projection polaire nord de la luminosité de l'aurore UV statistique.

## ALMA.

Pour cette modélisation, nous avons repris exactement la même configuration du modèle de transfert radiatif de Cavalie et al. (2019) que nous avons utilisée pour mesurer les vents au limbe. Nous avons aussi considéré les profils verticaux d'abondance d'HCN dérivés de l'analyse des formes des raies spectrales observées et illustrés dans la figure III.4 du chapitre III. Les vents constants simulés dans les ovals auroraux (figures V.3a et V.3b) sont considérés à tous les niveaux de pression de notre modèle d'atmosphère. Enfin, au-delà des ovals, seule la rotation rigide est prise en compte dans notre simulation.

Nous avons ensuite procédé de la manière suivante. D'abord, nous avons effectué une simulation des raies spectrales à des résolutions spectrales et spatiales infinies sur une grille planétaire hautement échantillonnée. Puis, nous avons appliqué un décalage spectral induit par la composante LOS du vent constant lorsque la ligne de visée intercepte l'ovale auroral. Ensuite, nous avons convolué les spectres spatialement par le lobe synthétique de nos observations ALMA et spectralement pour chaque pointage étudié. Enfin, pour chacun des pointages situés aux latitudes polaires qui nous intéressent, nous avons mesuré la fréquence centrale de la raie et soustrait la contribution de la rotation rigide de la planète. Après cette dernière étape, on obtient une simulation des vents LOS tel que l'on pourrait les mesurer avec des observations ALMA. Cette procédure a été répétée plusieurs fois pour ajuster les vitesses des vents auroraux à nos observations. En effet, pour chaque simulation, nous avons varié les valeurs des vents constants considérés dans les ovals auroraux nord et sud afin

de comparer avec les vitesses des vents de la figure III.10.

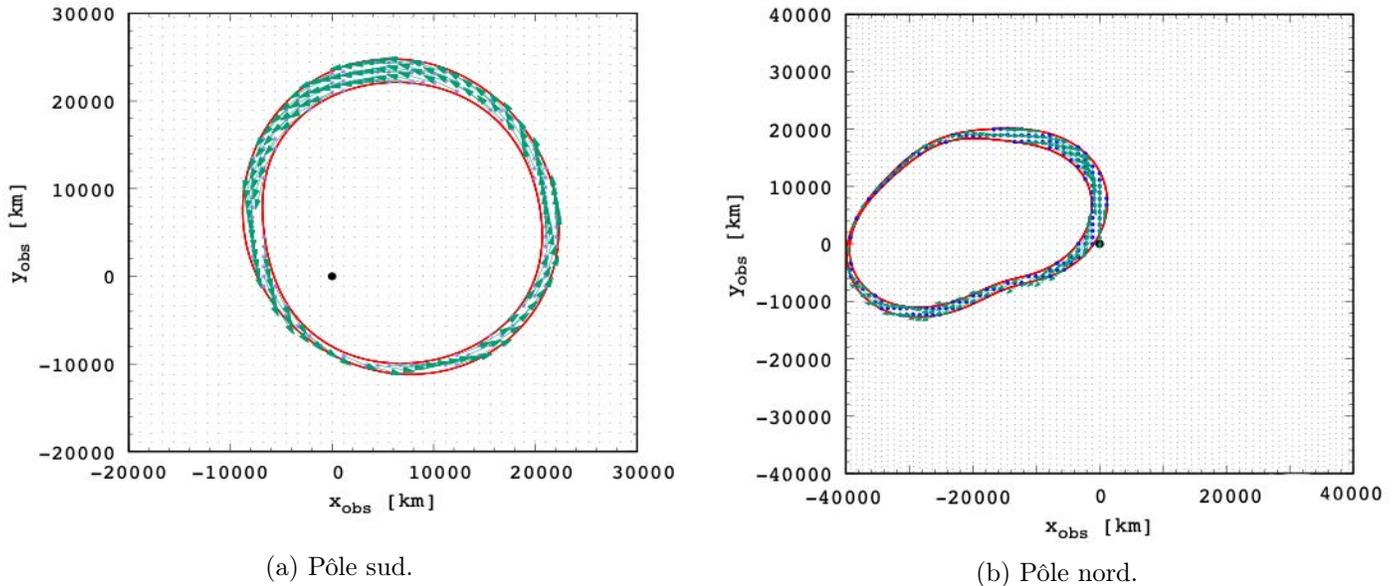


Figure V.3: Projection polaire dans un repère cartésien qui représente les vents constants appliqués dans les ovales auroraux principaux. Les lignes en rouge représentent les bords internes et externes des ovales tels que définis par Bonfond et al. (2012). Les vecteurs en vert sont les composantes du vent constant le long des ovales auroraux.

### 1.1.3 Résultats et discussion

Les résultats de cette modélisation sont représentés dans les figures V.4 et V.5. Dans ces figures, j'ai représenté les composantes des vents constants, modélisés dans les ovales auroraux, projetés sur la ligne de visée à une résolution spatiale équivalente à celle de nos observations. Sur le côté sud-est, l'ovale principal est autour de  $72^\circ\text{S}$  et a une largeur de  $3^\circ$  de latitude dans le modèle de Bonfond et al. (2012). Cette définition de l'ovale ne permet pas d'avoir un bon ajustement aux données. En effet, le pic de vent obtenu est trop étroit, comme on peut le voir dans la figure V.5. L'ovale nord est également trop étroit pour tenter de reproduire le grand pic de vent observé à  $57^\circ\text{N}$ . Nous avons dû étendre l'ovale sud de  $1.5^\circ$  vers le pôle et de  $2^\circ$  vers l'équateur pour améliorer l'ajustement aux données. Sur l'ovale du nord, et pour des raisons similaires, nous avons dû déplacer le bord intérieur sud vers le nord de  $5^\circ$ . Ces ajustements de la taille des ovales nord et sud peuvent se traduire par un épisode plus étendu de l'ovale auroral par rapport à la prévision statistique. Nous avons constaté que des vitesses de vents de  $300\text{ m/s}$  dans l'ovale nord et de  $370\text{ m/s}$  dans l'ovale sud, toutes deux en contre-rotation, nous permettent d'obtenir un ajustement relativement bon aux données observées. L'ajustement du pic de vent à  $70^\circ\text{S}$  reste toutefois perfectible du fait de la simplicité de notre modélisation. Cela nous permet, tout en tenant compte de cette simplicité du modèle, de mettre en évidence deux jets polaires corrélés avec les ovales auroraux nord et sud dans la stratosphère de Jupiter.

Le jet auroral nord que nous avons détecté grâce à cette modélisation semble se situer sous l'électrojet détecté auparavant à  $p < 1\ \mu\text{bar}$  grâce aux observations de l'émission spectrale de  $\text{H}_3^+$  par Rego et al. (1999) et contraintes par Stallard et al. (2001) et Johnson et al. (2017). Cet électrojet a une vitesse supersonique d'environ  $\sim 1\text{-}2\text{ km/s}$  et il est en contre-rotation tout comme les jets stratosphériques au nord et au sud que nous avons détectés. Grâce à des conditions d'observation

idéales (à une latitude subterrestre inférieure à  $0.2^\circ\text{N}$ ), Rego et al. (1999) ont également détecté un électrojet similaire et en contre-rotation sur l’ovale principal au sud de Jupiter. Achilles et al. (2001) ont démontré que les composés neutres pouvaient être accélérés par les ions  $\text{H}_3^+$ , à hauteur de 60% de leur vitesse, grâce aux collisions résultantes de l’interaction entre l’ionosphère et la thermosphère dans l’intervalle de pression du pic d’ionisation entre 0.07 et 0.3  $\mu\text{bar}$ .

En fixant une limite supérieure de 1 km/s associée à un courant de  $\text{H}_2$ , Chaufray et al. (2011) ont confirmé que les vents neutres avaient une vitesse plus faible. Ceci est en accord avec les résultats de notre modélisation des vents auroraux. Les modélisations de Majeed et al. (2016) et Yates et al. (2020) ont montré que les vents neutres sous l’ovale sud étaient plus forts que ceux situés sous l’ovale nord. Dans nos résultats, les vitesses sont relativement similaires sous les deux ovales auroraux, mais notre détection dans l’ovale nord reste approximative, du fait des conditions d’observation non-optimales de cette aurore, et nous ne pouvons pas conclure sur les amplitudes relatives de ces deux jets. Afin de trancher sur cette comparaison, il est nécessaire d’avoir de nouvelles observations permettant de bien sonder les vents sous l’ovale auroral nord.

Contrairement aux modélisations de Majeed et al. (2016) et Yates et al. (2020) prédisant que le jet ionosphérique sud devait disparaître autour du niveau du  $\mu\text{bar}$ , nos résultats démontrent que les vents neutres existent toujours vers 0.1 mbar avec une vitesse d’environ 400 m/s au sud et de plus de 300 m/s au nord, tous deux en contre-rotation. Nous avons donc détecté des jets stratosphériques à 900 km sous les vents ionosphériques correspondants de Rego et al. (1999) et à 100-500 km sous le courant de  $\text{H}_2$  estimé par Chaufray et al. (2011). Malgré la limitation du rapport S/B de nos observations de CO à 3 mbar, nous avons constaté que le jet auroral du sud que nous avons détecté est au moins deux fois plus lent au niveau du mbar et disparaît probablement aux pressions supérieures. Pour confirmer les propriétés du jet auroral nord de Jupiter, des mesures supplémentaires des vents seront nécessaires à ces latitudes. Pour cela, nous avons soumis un proposal ALMA cycle 9 pour une étude approfondie des zones aurorales de Jupiter.

Les jets auroraux dans la stratosphère de Jupiter que nous avons mis en évidence dans cette étude sont inédits. Ce type de circulation stratosphérique polaire pourrait ne pas être une exception, car nos observations de HCN dans Saturne nous montrent un jet polaire stratosphérique à peu près au même niveau de pression que celui détecté dans l’atmosphère de Jupiter. Ce jet semble aussi être corrélé avec la position de l’ovale auroral nord de Saturne et pourrait avoir une origine aurorale.

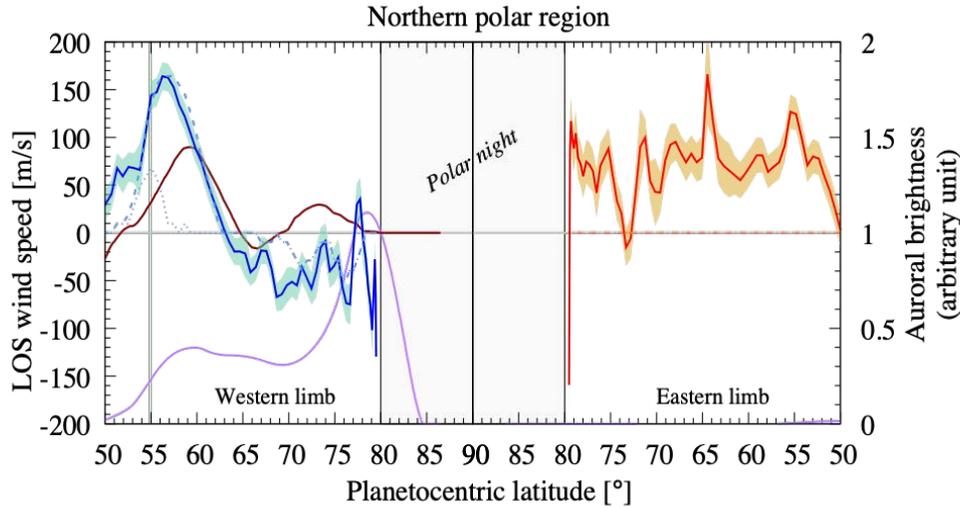


Figure V.4: Comparaison des résultats du modèle avec les observations dans la zone polaire nord. Comparaison entre les vitesses LOS mesurées à 0.1 mbar, au nord de 50°N, avec ALMA et les résultats de la simulation. Le modèle avec des vents en contre-rotation constants le long des ovales tels que définis par Bonfond et al. (2012) donne des pics de vent très étroits, comme le montrent les lignes pointillées bleu clair et orange, quelle que soit la vitesse du vent. Les lignes tiretées bleu clair et orange sont produites avec des vents constants de 300m/s en contre-rotation dans les ovales auroraux dans le cas d'ovales étendus, comme décrit dans le texte. Les latitudes balayées par les délimitations des ovales auroraux (empreintes de  $M = 30$ ) du modèle de champ magnétique de Connerney et al. (2018) sont tracées avec des bandes vertes. Le modèle statistique de luminosité UV (ligne violette) dérivé des observations de Clarke et al. (2009) et les vents ionosphériques (ligne marron; vitesses divisées par cinq sur le graphique pour faciliter la comparaison) dérivés des observations infrarouges  $H_3^+$  de Johnson et al. (2017) sont également inclus pour une comparaison qualitative avec nos vitesses des vents mesurées. Les courbes de luminosité UV et de vent  $H_3^+$  ont été dégradées à la résolution spatiale de l'ALMA. Les données de Johnson et al. (2017) sont tirées de leur figure 8f.

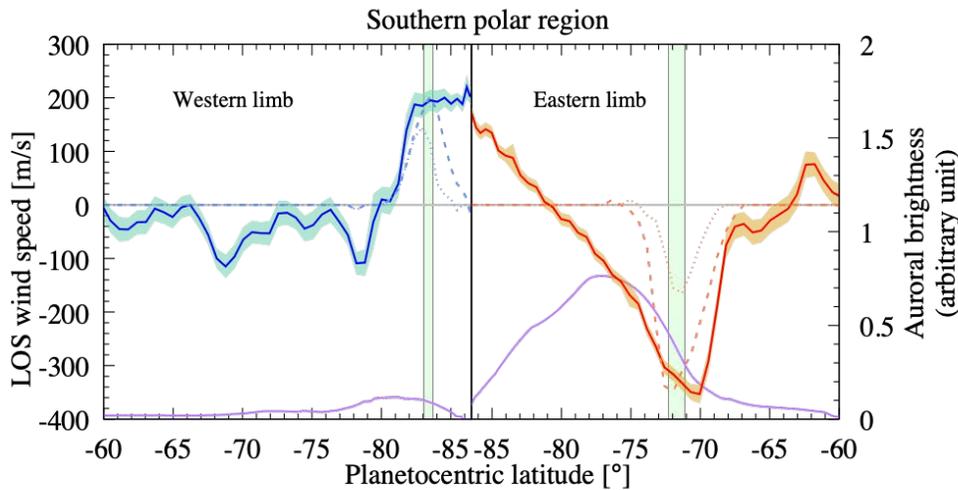


Figure V.5: Comparaison des résultats du modèle avec les observations dans la zone polaire sud. Les résultats sont présentés de la même façon que pour la figure V.4. Les lignes pointillées/tiretées bleu clair et orange sont produites avec des vents constants en contre-rotation dans les ovales auroraux de 370m/s dans le cas d'ovales étendus.

## 1.2 Jet au pôle nord de Saturne

Tout comme pour Jupiter, grâce aux observations de CO et HCN de Saturne, nous avons pu mesurer les vents stratosphériques de cette planète. Dans les résultats que nous avons obtenus, aux latitudes polaires, nous n'avons identifié aucun jet significatif à partir des mesures de CO. Cependant, dans les observations HCN, nous avons remarqué un jet fort et étroit, en contre-rotation, à  $71 \pm 2^\circ\text{N}$  avec une vitesse supérieure à 200 m/s sur le limbe ouest et entre 150 et 200 m/s sur le limbe est (figure IV.12). À ces latitudes, la sensibilité maximale des vents HCN se situe à 0.3 mbar, soit  $\sim 100$  km au-dessus de la sensibilité maximale des vents de CO, ce qui peut expliquer la différence entre les deux profils de vent, dans cette gamme de latitude.

Ce jet présente des similitudes avec les jets auroraux en contre-rotation détectés dans le cas de Jupiter. En revanche, dans le cas de Jupiter, les deux jets étaient non zonaux, du fait de l'inclinaison de l'axe du champ magnétique par rapport à l'axe de rotation de la planète. Sachant que l'axe magnétique de Saturne est aligné avec l'axe de rotation (Smith et al., 1980; Ness et al., 1981; Connerney et al., 1982; Dougherty et al., 2005; Dougherty et al., 2018), les ovales auroraux nord et sud sont bien centrés autour des pôles (Lamy et al., 2018). En effet, dans le cas où Saturne présenterait des jets auroraux similaires à ceux trouvés sur Jupiter, on s'attendrait donc à ce qu'ils soient zonaux. C'est bien le cas du jet à  $71^\circ\text{N}$ . En raison du manque d'observations simultanées de l'ovale auroral principal nord de Saturne, nous n'avons pas pu comparer directement la position de ce jet avec la position de cet ovale. Cependant, en considérant la position moyenne de l'ovale auroral nord entre février 2017 et septembre 2017 (Lamy et al., 2018), nous avons pu provisoirement effectuer une comparaison qualitative (voir figure V.6) semblable à ce que nous avons fait pour le cas de Jupiter. Ainsi, il semble donc bien exister une corrélation entre la position du jet à  $71^\circ\text{N}$  et la position moyenne de l'ovale auroral nord.

Par ailleurs, et si notre hypothèse est vraie, nous ne savons pas quelle est l'étendue verticale des vents auroraux de Saturne vers les très hautes altitudes (environ  $\mu\text{bar}$  de pression), mais le cas de Jupiter nous montre que ces jets peuvent exister à des pressions ionosphériques avec des vitesses allant de 1 à 2 km/s (Rego et al., 1999; Stallard, 2001; Stallard et al., 2003). Les jets auroraux dans la stratosphère de Jupiter peuvent être causés par le gradient thermique entre la région aurorale chauffée par la précipitation d'électrons et la région environnante plus froide, et/ou par l'entraînement des ions si l'ionosphère pénètre jusqu'aux niveaux stratosphériques dans la région aurorale. Sur Saturne, l'origine des jets auroraux stratosphériques, si leur existence était confirmée, reste inconnue mais pourrait être expliquée de la même façon que pour le cas de Jupiter.

Les deux résultats des vents auroraux que nous avons obtenus dans les cas de Jupiter et potentiellement dans le cas de Saturne nous montrent qu'il existe une circulation particulière à ces latitudes. Dans la suite de cette section nous allons voir ce que cela peut impliquer dans les atmosphères de ces planètes et plus particulièrement dans le cas de Jupiter.

## 1.3 Qu'impliquerait une telle circulation stratosphérique polaire ?

Les vortex auroraux que nous avons détectés autour de 0.1 mbar de pression, dans les cas de Jupiter et probablement de Saturne, peuvent avoir des implications importantes sur la chimie des régions aurorales de ces planètes. En effet, dans le cas de Jupiter, la photolyse du  $\text{CH}_4$  au niveau du  $\mu\text{bar}$  entraîne la production d'hydrocarbures plus complexes. L'addition d'électrons énergétiques, qui sont plus abondants dans la région aurorale, à cause de la précipitation magnétosphérique (Gérard et al., 2014), favorise encore cette chimie ion-neutre complexe (Wong et al., 2003). La présence de vortex auroraux dans les gammes de pressions que nous avons sondées dans l'atmosphère de Jupiter pourrait confiner les produits photochimiques dans cette région en empêchant le mélange de la matière située à l'intérieur de l'ovale avec celle située à l'extérieur, ce qui pourrait augmenter la

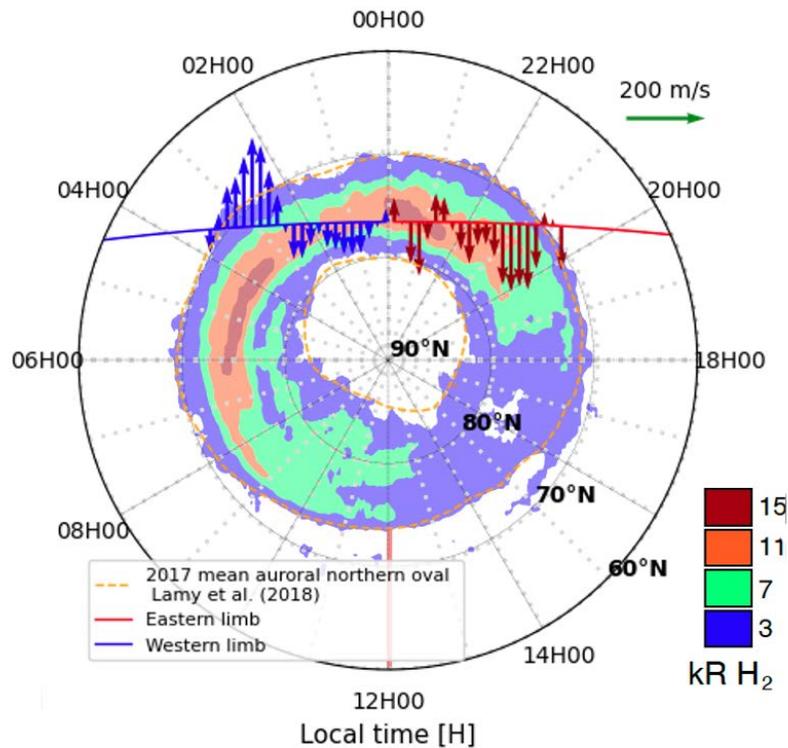


Figure V.6: Vitesses et directions du jet auroral LOS HCN au nord de  $68^\circ\text{N}$  comparées à la luminosité UV moyenne de l'ovale auroral principal nord de Saturne en 2017, tel qu'observé par Lamy et al. (2018). La luminosité UV est donnée en kR avec la barre de couleur. Les flèches rouges et bleues représentent les vitesses, dans la ligne de visée, aux limbes est et ouest, respectivement. La flèche verte en haut à droite du graphique indique une vitesse de 200 m/s.

production d'hydrocarbures lourds et d'aérosols. Par conséquent, cette chimie aurorale augmente probablement la production d'espèces  $\text{C}_2\text{H}_x$  (Sinclair et al., 2018; Sinclair et al., 2019b), ainsi que la production d'aérosols (Friedson et al., 2002; Zhang et al., 2013).

Le sens de rotation inverse, par rapport à la rotation de la planète, des jets auroraux joviens dans les deux ovales se traduit par une circulation qui semble similaire à celle trouvée dans les anticyclones<sup>1</sup>. Cela pourrait induire une subsidence de la matière vers les basses altitudes dans les zones des ovales auroraux (Yates et al., 2020). Les espèces produites par photochimie seraient alors transportées vers le bas et pourraient s'échapper de la région aurorale au niveau du mbar là où ces vortex nord et sud semblent s'estomper. Cette production accrue d'aérosols couplée au mouvement descendant pourrait également entraîner l'élimination du HCN par adsorption sur ces particules à des pressions supérieures à 0.1 mbar aux latitudes aurorales (Friedson et al., 2002), comme le montrent nos observations des émissions spectrales de HCN et comme des travaux en laboratoire semblent l'indiquer (Perrin et al., 2021). Un autre effet des mouvements descendants serait le chauffage adiabatique à mesure que la pression augmente. Un chauffage au niveau du mbar a été observé à l'intérieur des deux ovales auroraux par Sinclair et al. (2017) et pourrait être une indication que c'est effectivement le niveau auquel les vortex sont atténués. Nous avons également souligné que l'indépendance de ce chauffage par rapport à l'illumination solaire (Sinclair et al., 2017)

<sup>1</sup>La circulation anticyclonique est caractérisée par une rotation du vortex dans le sens des aiguilles d'une montre dans l'hémisphère nord et dans le sens inverse dans l'hémisphère sud.

semble exclure le chauffage des aérosols comme cause. Nous avons observé une forte augmentation de l'émission de HCN dans nos données aux bords des ovales auroraux, et cela pourrait en effet être la preuve d'un tel chauffage entre l'ovale et sa région environnante (Cavalié et al., in prep.).

## 2 Abondance d'HCN dans les zones aurorales joviennes

Suite aux observations ALMA de HCN et de CO au limbe de Jupiter (figure III.2 et III.3), j'ai participé à une étude de la distribution méridionale de ces deux composés chimiques, dans la stratosphère de cette planète, afin d'interpréter la dichotomie constatée dans les raies spectrales d'HCN observées. Dans cette étude, nous avons utilisé les observations Gemini/TEXES des champs thermiques 3D (Giles et al. 2020 pour les basses et moyennes latitudes ; communication personnelle de J. Sinclair pour les latitudes polaires) et effectuées de manière quasi simultanée à nos observations ALMA dans le but d'effectuer l'inversion spectrale sur les raies HCN et CO observées au limbe de Jupiter. Cette inversion repose sur une fonction hyperbolique d'ajustement de profils d'abondance qui est caractérisée par 3 paramètres physiques qui sont la fraction molaire, l'altitude de coupure et la pente qui donne l'information sur la vitesse de décroissance de la fraction molaire vers les basses altitudes. Par cette méthode, nous avons calculé les profils d'abondances de HCN et de CO, en fonction de la pression et de la latitude.

Pour chaque pointage, où les raies spectrales HCN et CO ont été inversées, nous avons utilisé les profils verticaux d'abondances, pour calculer les densités de colonne méridionales des deux composés en fonction de la latitude (voir figure V.7). La distribution stratosphérique méridionale de CO, correspondante à la date de nos observations ALMA, semble être uniforme à toutes les latitudes avec une densité de colonne méridionale de  $(1.65 \pm 0.5) \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ . Grâce à nos 3 paramètres d'ajustement des raies spectrales, nous avons trouvé une fraction molaire de  $41 \pm 12$  ppb pour  $p < 3 \pm 1$  mbar.

Contrairement à CO, la distribution méridionale d'HCN (figure V.7) montre une variabilité significative entre les latitudes polaires et les autres latitudes. En effet, nous avons trouvé une densité de colonne relativement constante entre  $\sim 55^\circ\text{S}$  et  $\sim 40^\circ\text{N}$  d'une valeur d'environ  $(1.8 \pm 0.65) \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ . Notre ajustement à 3 paramètres nous donne, pour HCN, une fraction molaire de  $0.9 \pm 0.5$  ppb pour  $p < 2 \pm 1$  mbar. En comparant cette densité de colonne avec les résultats de Lellouch et al. (2002), dans cette zone latitudinale, nous avons trouvé un facteur de perte de HCN d'environ  $\sim 140$ , ce qui est en bon accord avec Moreno and Marten (2006) d'après leur observations de l'évolution de l'abondance de HCN. Aux latitudes polaires, et plus particulièrement dans les zones aurorales, la densité de colonne est d'environ 1 à 2 ordres de grandeur inférieure avec une moyenne autour de  $0.5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ . Nos ajustements de la distribution verticale montrent qu'HCN est essentiellement présent pour  $p < 0.04_{-0.03}^{+0.07}$  mbar dans ces régions polaires.

La distribution d'abondance méridionale de CO semble être uniformément répartie à toutes les latitudes, alors que pour HCN nous avons une dichotomie très prononcée aux latitudes polaires et plus particulièrement aux latitudes où se situe l'activité aurorale de Jupiter. Dans la figure V.8, nous avons superposé la densité de colonne méridionale de HCN à la carte de la position statistique de l'émission UV des aurores joviennes correspondant à la date de nos observations. On remarque effectivement qu'il y a une forte corrélation entre les positions des carences d'HCN et la position statistique des émissions UV des aurores joviennes.

Les résultats de cette étude nous montrent que CO et HCN se situent environ aux mêmes niveaux de pression dans la zone latitudinale entre  $\sim 55^\circ\text{S}$  et  $\sim 40^\circ\text{N}$ . Cela nous permet d'en déduire qu'ils subissent vraisemblablement le même régime de la circulation stratosphérique et donc ils devraient avoir une répartition méridionale similaire, et cela même aux latitudes polaires. Cependant, nous avons remarqué qu'aux latitudes aurorales, contrairement à CO qui est mesuré au niveau de pression du mbar, HCN n'est présent qu'à des pressions plus faibles. Puisque CO et HCN subissent le même

transport, la dynamique ne peut pas être responsable des deux distributions différentes aux latitudes polaires. Il y a donc certainement un mécanisme chimique provoquant cette perte d'HCN dans les régions aurorales. La forte précipitation des électrons énergétiques depuis la magnétosphère vers la stratosphère dans les régions aurorales pourrait détruire HCN. Mais, nous avons écarté cette possibilité, car les électrons magnétosphériques ne pénètrent que jusqu'aux pressions inférieures à  $10^{-2}$  mbar (Perry et al., 1999; Gérard et al., 2014) dans ces zones polaires. L'hypothèse d'une chimie hétérogène avec les aérosols produits dans ces régions nous semble plus crédible pour expliquer une telle déplétion d'HCN à ces latitudes. Les travaux expérimentaux de Perrin et al. (2021), effectués dans les conditions de l'atmosphère de Titan (mélange  $N_2$ - $CH_4$ ), montrent que des aérosols sont produits et qu'ils consomment HCN lorsque l'atmosphère est soumise à des conditions aurorales. Un tel mécanisme pourrait être à l'oeuvre dans les aurores joviennes.

Dans la partie qui va suivre, je vais présenter l'étude que j'ai effectuée sur l'évolution temporelle de l'abondance de l'eau dans la stratosphère de Jupiter. Nos travaux nous ont conduit à émettre l'hypothèse selon laquelle l'eau serait détruite plus rapidement dans les zones aurorales de Jupiter qu'aux autres latitudes.

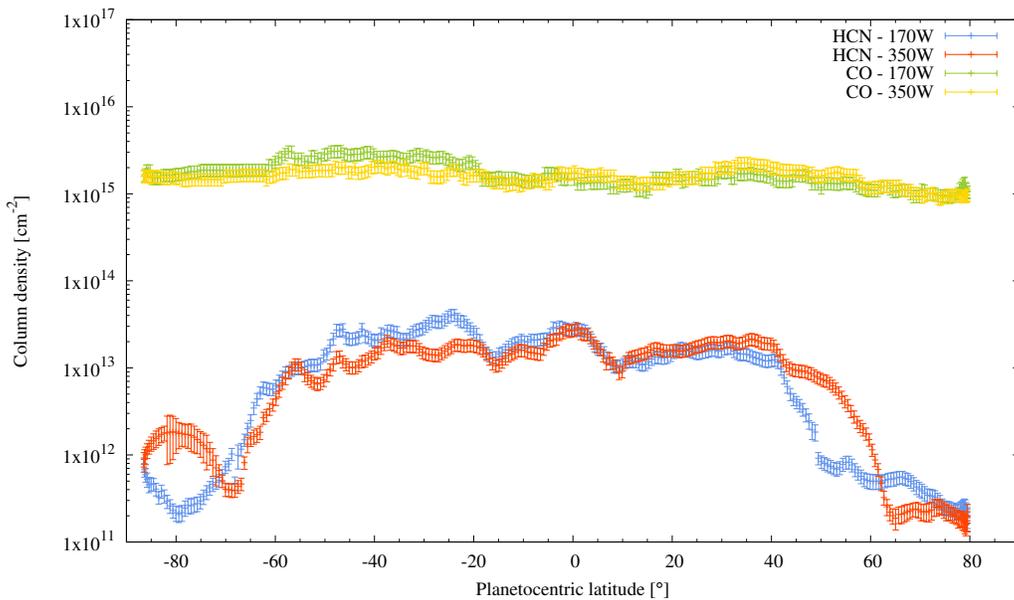


Figure V.7: Densité de colonne de HCN et CO en  $cm^{-2}$  aux longitudes des deux limbes observés en fonction de la latitude planétocentrique.

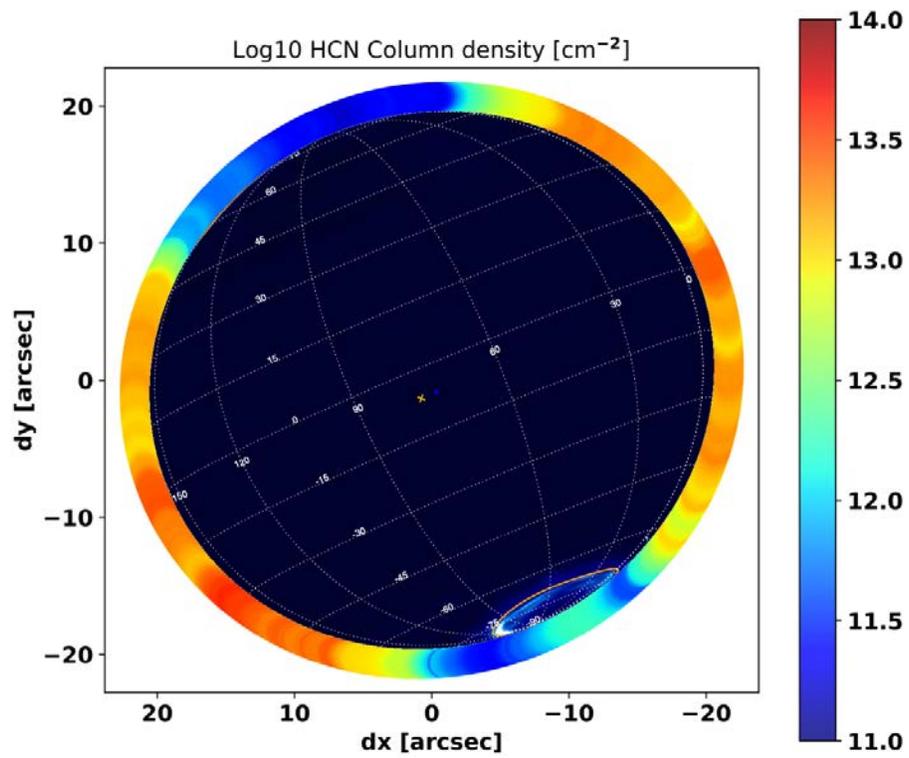


Figure V.8: Densité de colonne de HCN en  $\text{cm}^{-2}$  superposée à la carte de l'émission UV statistique des aurores de Jupiter.

### 3 Évolution temporelle de l'abondance de H<sub>2</sub>O dans la stratosphère de Jupiter

En juillet 1994, les astronomes ont pu observer pour la première fois un impact cométaire extraterrestre lorsque la comète Shoemaker-Levy 9 (SL9) est entrée en collision avec Jupiter. Plusieurs impacts de fragments ont été observés autour de 44°S (Schulz et al., 1995a; Sault et al., 1997; Griffith et al., 2004), qui ont libéré plusieurs nouvelles espèces chimiques, dont H<sub>2</sub>O (Bjoraker et al., 1996). En rassemblant plusieurs observations de la vapeur de H<sub>2</sub>O dans l'infrarouge et le submillimétrique avec l'Infrared Space Observatory (ISO), le Submillimeter Wave Astronomy Satellite (SWAS), Odin et Herschel, il a été établi que l'H<sub>2</sub>O stratosphérique de Jupiter provient principalement de l'impact de la comète SL9 (Bergin et al., 2000; Lellouch et al., 2002; Cavalié et al., 2008, 2012, 2013).

Cavalié et al. (2012) ont utilisé les observations de l'émission spectrale de H<sub>2</sub>O, effectuées par le radiotélescope spatial Odin, pour tenter de contraindre le mélange turbulent vertical dans la stratosphère de Jupiter. Cependant, comme leur observations Odin ne couvraient que les années entre 2002 et 2009 et que le niveau de S/B était trop limité, ils n'ont pas pu démontrer clairement que l'émission des raies spectrales de H<sub>2</sub>O diminuait avec le temps, comme le prévoyait le scénario de l'impact cométaire. Heureusement, le télescope spatial Odin est toujours en service et continue depuis à observer régulièrement l'émission spectrale de H<sub>2</sub>O de la stratosphère de Jupiter. Dans cette étude, nous avons étendu le suivi présenté dans Cavalié et al. (2012) et nous y avons ajouté de nouvelles observations effectuées entre 2010 et 2019, doublant ainsi la durée de référence.

Dans cette étude, nous avons exploité les observations effectuées par télescope spatial Odin de la raie spectrale de H<sub>2</sub>O (1<sub>10</sub>-1<sub>01</sub>) à 556.936 GHz. Nous avons ajouté ces observations au premier suivi de l'émission de H<sub>2</sub>O stratosphérique de Jupiter réalisé par ce télescope sur la période 2002-2009 (Cavalié et al., 2012). Ainsi, dans le cadre de cette étude, nous avons obtenu des données supplémentaires entre 2010 et 2019 pour les dates suivantes : 20/11/2010, 17/02/2012, 24/02/2012, 05/10/2012, 01/03/2013, 04/10/2013, 27/10/2013, 04/04/2014, 17/10/2014, 19/04/2015, 16/12/2016, 02/02/2018, 22/02/2019 et 09/10/2019. Cela, nous a permis de doubler la couverture temporelle des observations Odin.

Le lobe principal d'Odin est d'environ 126'' à 557 GHz, alors que la taille apparente moyenne de Jupiter est d'environ 35''. Ainsi, les observations spectrales que nous avons exploitées représentent des spectres moyennés sur le disque planétaire apparent. Même si l'évolution temporelle de la distribution verticale de H<sub>2</sub>O moyennée sur le disque après les impacts de SL9 implique que deux dates différentes devraient correspondre à deux profils verticaux différents, nous avons choisi, dans la mesure du possible, de faire la moyenne des observations par groupes de deux ou trois qui ne sont pas trop éloignées dans le temps pour augmenter le rapport S/B. Toutes les observations de 2012 ont été moyennées en une seule observation et nous avons associé celle-ci à une date équivalente de 21/05/2012 pour notre modélisation. Nous avons procédé de la même manière avec toutes les observations de 2013 (date équivalente du 08/09/2013), avec les observations de 2014 et 2015 (date équivalente du 29/10/2014), avec les observations de 2016 et 2018 (date équivalente du 22/07/2017) et avec les observations de 2019 (date équivalente du 17/06/2019). Les observations initiales de 2010 et les observations finales de 2019 nous permettent d'obtenir un total de six nouveaux spectres couvrant la période 2010-2019. Les dix spectres qui couvrent la période 2002-2019 et que nous avons utilisés dans notre analyse sont présentés dans la figure V.9. Avec près de deux décennies de données, nous avons pu sonder les couches atmosphériques depuis le niveau où H<sub>2</sub>O a été initialement déposée par la comète jusqu'à son emplacement récent en suivant sa diffusion vers le bas grâce à nos observations spectroscopiques.

Étant donné la résolution spectrale limitée de nos observations, les principales informations résident dans l'aire de la raie spectrale. De plus, la largeur de la raie est principalement contrôlée

par la rotation rapide de la planète, de sorte que l’amplitude de la raie ( $l$ ) reste le seul diagnostic de la variabilité temporelle de l’abondance de  $\text{H}_2\text{O}$ . Comme les observations ont été réalisées à différentes distances Odin-Jupiter, il existe une variabilité non négligeable sur cette amplitude et sur le continuum. Pour se débarrasser de cette variabilité et ne garder que la variabilité causée par l’évolution de l’abondance de l’eau, nous avons divisé les spectres par le continuum observé ( $c$ ) pour produire et ensuite analyser les spectres du rapport raie/continuum ( $l/c$ ). Cela a l’avantage d’annuler l’effet de la dilution variable du lobe principal qui résulte de la distance variable entre Jupiter et Odin et qui a un impact similaire sur l’amplitude et le continuum des raies spectrales observées. L’évolution du  $l/c$  des observations d’Odin entre 2002 et 2019 est présentée dans la figure V.10. La stabilité à long terme de l’instrumentation d’Odin est prise en compte dans la calibration. En effet, tout changement de sensibilité du détecteur au cours de ce suivi aurait des effets similaires sur le continuum et l’amplitude de la raie. Cela n’a donc aucun effet sur l’évolution temporelle du  $l/c$  des raies spectrales observées. Ainsi, l’évolution temporelle observée dans la figure V.10 est uniquement causée par les changements de l’abondance de  $\text{H}_2\text{O}$ . La figure V.10 montre que la diminution du  $l/c$ , qui n’avait pu être démontrée de manière non ambiguë dans la première moitié de la campagne d’observation (2002-2009; Cavalié et al. 2012) a finalement été démontrée, avec une diminution de  $\sim 40\%$  entre 2002 et 2019. Cela fournit la preuve que le profil vertical moyen de  $\text{H}_2\text{O}$  a évolué au cours de cette période.

L’objectif principal de cette étude était initialement de contraindre le profil  $K_{zz}$  de la diffusion verticale dans la stratosphère de Jupiter. Bien qu’ $\text{H}_2\text{O}$  ne soit pas aussi stable chimiquement qu’HCN, et ne puisse pas être utilisé pour contraindre la diffusion verticale, nous pensons que notre modélisation de la chimie de l’eau est suffisamment bonne (Dobrijevic et al., 2014, 2016, 2020; Loison et al., 2017) pour nous permettre de contraindre le coefficient  $K_{zz}$  à partir de nos observations. Nous avons donc utilisé  $\text{H}_2\text{O}$  comme traceur chimique, de manière similaire à HCN, CO et  $\text{CO}_2$  dans Moreno et al. (2003), Griffith et al. (2004), et Lellouch et al. (2002, 2006). De plus, dans notre étude, nous avons supposé que l’abondance d’ $\text{H}_2\text{O}$  présentait une faible variabilité méridionale au moment de notre première observation en 2002, c’est-à-dire de l’ordre de celle mesurée par Cavalié et al. (2013) (un facteur de 2-3). Pour atteindre cet objectif, nous avons modélisé les  $l/c$  des émissions spectrales de  $\text{H}_2\text{O}$  (figure V.9) en combinant notre modélisation du transfert radiatif avec un modèle photochimique 1D dépendant du temps (voir Cavalié et al. 2012; Dobrijevic et al. 2020 pour plus de détails).

Le modèle photochimique a été utilisé en deux étapes successives pour un profil  $K_{zz}$  donné. Tout d’abord, nous avons exécuté notre modèle avec un flux stationnaire d’ $\text{H}_2\text{O}$ , CO et  $\text{CO}_2$  (avec  $\Phi_{\text{H}_2\text{O}} = 4 \times 10^4 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ,  $\Phi_{\text{CO}} = 175 \times \Phi_{\text{H}_2\text{O}}$  et  $\Phi_{\text{CO}_2} = 2.5 \times \Phi_{\text{H}_2\text{O}}$ ) jusqu’à ce que l’état d’équilibre soit atteint pour toutes les espèces. Les résultats de cet état d’équilibre ont ensuite servi de base de référence pour la deuxième étape de la modélisation. Dans cette deuxième étape, nous avons traité l’impact cométaire de manière classique (Moreno et al., 2003; Cavalié et al., 2008). En d’autres termes, nous avons considéré un apport cométaire sporadique de  $\text{H}_2\text{O}$  en juillet 1994 avec deux paramètres : la fraction molaire initiale de  $\text{H}_2\text{O}$   $y_0$  déposée au-dessus d’un niveau de pression  $p_0$ . Ce niveau a été mesuré, par exemple, par Moreno et al. (2003) et estimé à  $\sim 0.2 \pm 0.1$  mbar. Nous avons donc fixé  $p_0$  à 0.2 mbar dans notre étude. La valeur de  $y_0$  a ensuite été trouvée par minimisation du  $\chi^2$  et était généralement proche des valeurs rapportées par Cavalié et al. (2008, 2012). Nous avons également ajouté une composante CO avec une fraction molaire constante de  $2.5 \times 10^{-6}$  pour  $p < p_0$  au début de nos simulations, en accord avec Bézard et al. (2002) et Lellouch et al. (2002), pour tenir compte de la chimie  $\text{H}_2\text{O}$ -CO. Le modèle a ensuite été exécuté pour des temps d’intégration correspondant aux intervalles de temps entre les impacts de comètes et les dates d’observation d’Odin. Les profils d’abondance ont été extraits pour chacune des dates d’observation du télescope Odin. Nous avons ensuite utilisé ce modèle d’atmosphère dans notre simulation de transfert radiatif pour modéliser la raie  $\text{H}_2\text{O}$  à 556.936 GHz pour chaque date et comparé les spectres résultants avec les

observations en utilisant la méthode  $\chi^2$ . Nous avons commencé par le modèle A (voir figure 4 de Benmahi et al. (2020)) du  $K_{zz}$  de Moses et al. (2005a) et l'avons ajusté par la suite pour obtenir le modèle B (figure 4 de Benmahi et al. (2020)) en faisant tourner toute la procédure jusqu'à ce qu'un bon ajustement de toutes les raies H<sub>2</sub>O soit obtenu (figure V.9).

Nous avons tout d'abord remarqué qu'il n'existe aucune combinaison  $(y_0, p_0)$  permettant d'ajuster les  $l/c$  des observations Odin pour toutes les dates lorsqu'on utilise le profil  $K_{zz}$  dérivé par Moses et al. (2005a) (notre modèle A), même si les observations des abondances des hydrocarbures principaux ont été reproduites (voir figure 5 de Benmahi et al. 2020). Les points rouges de la figure V.10 montrent, par exemple, les résultats obtenus en utilisant nos paramètres nominaux pour  $y_0$  et  $p_0$ . Au cours des premières années suivant les impacts, nous avons constaté qu'une petite fraction de H<sub>2</sub>O (et de CO) est convertie en CO<sub>2</sub>, comme l'a montré Lellouch et al. (2002) et comme l'avait également constaté précédemment Moses (1996) pour les sites d'impact. La principale différence entre notre étude et l'étude précédente (Lellouch et al., 2002) est que notre modèle est un modèle 1D moyenné globalement avec une chimie complète et actualisée, alors que dans leur étude de l'évolution de H<sub>2</sub>O et CO<sub>2</sub>, Lellouch et al. (2002) ont utilisé un modèle chimique simplifié ainsi qu'un modèle dépendant de la latitude décrivant l'évolution spatiale des composés générés par SL9 en raison du mélange causé par la turbulence méridionale. Les abondances initiales moyennes de H<sub>2</sub>O et de CO sont donc plus faibles dans notre modèle A que celles de l'étroite bande latitudinale de Lellouch et al. (2002). Ceci est également vrai pour notre modèle B (voir ci-après). Compte tenu de nos valeurs initiales supposées de CO et de H<sub>2</sub>O, nous avons constaté une perte de 5% de la densité de colonne de H<sub>2</sub>O entre le moment de l'impact et 2019 et de seulement 1% entre 2002 et 2019 (voir figure 6 de Benmahi et al. 2020), ce qui ne se traduit pas par une diminution proportionnelle de l'amplitude du  $l/c$  de la raie spectrale.

En augmentant l'amplitude du  $K_{zz}$  dans les gammes de pression entre le mbar et 0.1 mbar, par exemple, de  $1.4 \times 10^4 \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$  à  $5.2 \times 10^4 \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$  à 1 mbar et de  $7.8 \times 10^4 \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$  à  $1.5 \times 10^5 \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$  à 0.1 mbar, nous avons pu accélérer la diminution du  $l/c$  jusqu'à avant le début du monitoring Odin. Avec ce modèle B du  $K_{zz}$ , nous avons pu ajuster le schéma de l'évolution temporelle du  $l/c$  des raies spectrales observées. Dans la figure V.10, j'ai représenté nos résultats d'ajustement des amplitudes des raies d'H<sub>2</sub>O (croix vertes, étoiles bleus et carrés roses). Ces résultats montrent que la fraction molaire initiale moyenne, dans le disque planétaire apparent, de H<sub>2</sub>O déposée par SL9 au-dessus du niveau de pression de 0.2 mbar était probablement comprise entre  $y_0 = 1.0 \times 10^{-7}$  et  $y_0 = 1.2 \times 10^{-7}$ .

Bien que les observations Odin de l'émission spectrale de H<sub>2</sub>O puissent être ajustées avec le modèle B du  $K_{zz}$ , les profils C<sub>2</sub>H<sub>x</sub> résultants sont en désaccord avec de nombreuses observations, même en tenant compte de la barre d'erreur conjointe des observations et du modèle photochimique lui-même. Ceci tend à démontrer que le modèle photochimique à 1D ne peut pas s'ajuster conjointement aux profils C<sub>2</sub>H<sub>x</sub> et aux observations de l'évolution temporelle des émissions spectrales d'H<sub>2</sub>O. Le modèle A de  $K_{zz}$  reste probablement la meilleure estimation du  $K_{zz}$  dans la stratosphère de Jupiter, mais dans ce contexte, le modèle B ne peut être considéré que comme une limite supérieure. Comme le modèle A ne permet pas de reproduire la décroissance du  $l/c$  des raies de l'eau, il faut donc un processus de perte supplémentaire pour l'H<sub>2</sub>O.

Dobrijevic et al. (2020) ont montré que la chimie ion-neutre affectait les abondances des espèces oxygénées dans l'atmosphère de Neptune, même sans inclure les ions et électrons magnétosphériques. Avec les électrons énergétiques précipitant jusqu'au niveau du sub-mbar sous les aurores de Jupiter (Gérard et al., 2014), la chimie ion-neutre pourrait être la cause d'une perte accrue de H<sub>2</sub>O, produisant éventuellement un excès de CO<sub>2</sub>. Cela pourrait expliquer le pic de la distribution méridionale de CO<sub>2</sub> observé 6 ans après les impacts de SL9 uniquement au pôle sud par Lellouch et al. (2006), car le CO et le H<sub>2</sub>O provenant de SL9 n'avaient pas encore atteint la région polaire nord (Moreno et al., 2003; Cavalié et al., 2013). Il faut noter que des distributions inattendues d'hydrocarbures ont déjà

été trouvées dans les régions aurorales de Jupiter. Kunde et al. (2004) et Nixon et al. (2007) ont découvert que, contrairement à  $C_2H_2$ , la moyenne zonale de  $C_2H_6$  ne suivait pas l'insolation moyenne et culminait aux latitudes polaires. Hue et al. (2018a) ont démontré que cette différence entre deux espèces qui partagent une chimie neutre similaire ne peut être expliquée ni par la chimie neutre ni par une combinaison de transport advectif et diffusif. À leur tour, ils ont proposé la chimie ion-neutre dans la région aurorale comme mécanisme permettant d'affecter la moyenne zonale de l'abondance de  $C_2H_6$ . Plus récemment, Sinclair et al. (2018) ont mesuré la variabilité longitudinale des principales espèces de  $C_2H_x$  aux latitudes aurorales nord et sud. Ils ont constaté que les abondances de  $C_2H_2$  et le  $C_2H_4$  étaient significativement accrues aux pressions entre le mbar et le sub-mbar sous l'aurore, tandis que le  $C_2H_6$  restait assez constant. En outre, Sinclair et al. (2019a) ont constaté que les hydrocarbures plus lourds comme  $C_6H_6$  étaient également plus abondant sous les aurores. Cela indique une chimie plus riche que celle observée à des latitudes plus basses, augmentant la production de plusieurs hydrocarbures et produisant finalement les aérosols de Jupiter (Friedson et al., 2002; Zhang et al., 2013, 2016). Une telle chimie pourrait également s'appliquer à  $H_2O$  et à d'autres espèces oxygénées.

À ce stade, cette question reste toutefois sans réponse et nécessite la modélisation de la chimie aurorale dans des conditions joviennes avec et sans matériau SL9. En conclusion, cette étude propose une piste prometteuse pour la caractérisation des régions aurorales de Jupiter en tant que régions de perte accrue de  $H_2O$  par le biais de la chimie ion-neutre. De plus, une telle étude permettrait aussi de chercher les processus chimiques auroraux pouvant favoriser la perte de HCN constatée dans ces zones. Ces résultats ouvrent donc la voie vers une étude des zones aurorales dans laquelle j'aimerais effectuer une investigation plus approfondie afin de répondre aux questions relatives aux hypothèses que nous avons développées lors de ces études de composition de la stratosphère de Jupiter. À savoir, quel est le rôle de la précipitation des électrons énergétiques dans la chimie aurorale de cette planète ? Influencent-ils les abondances d'HCN et d' $H_2O$  ?

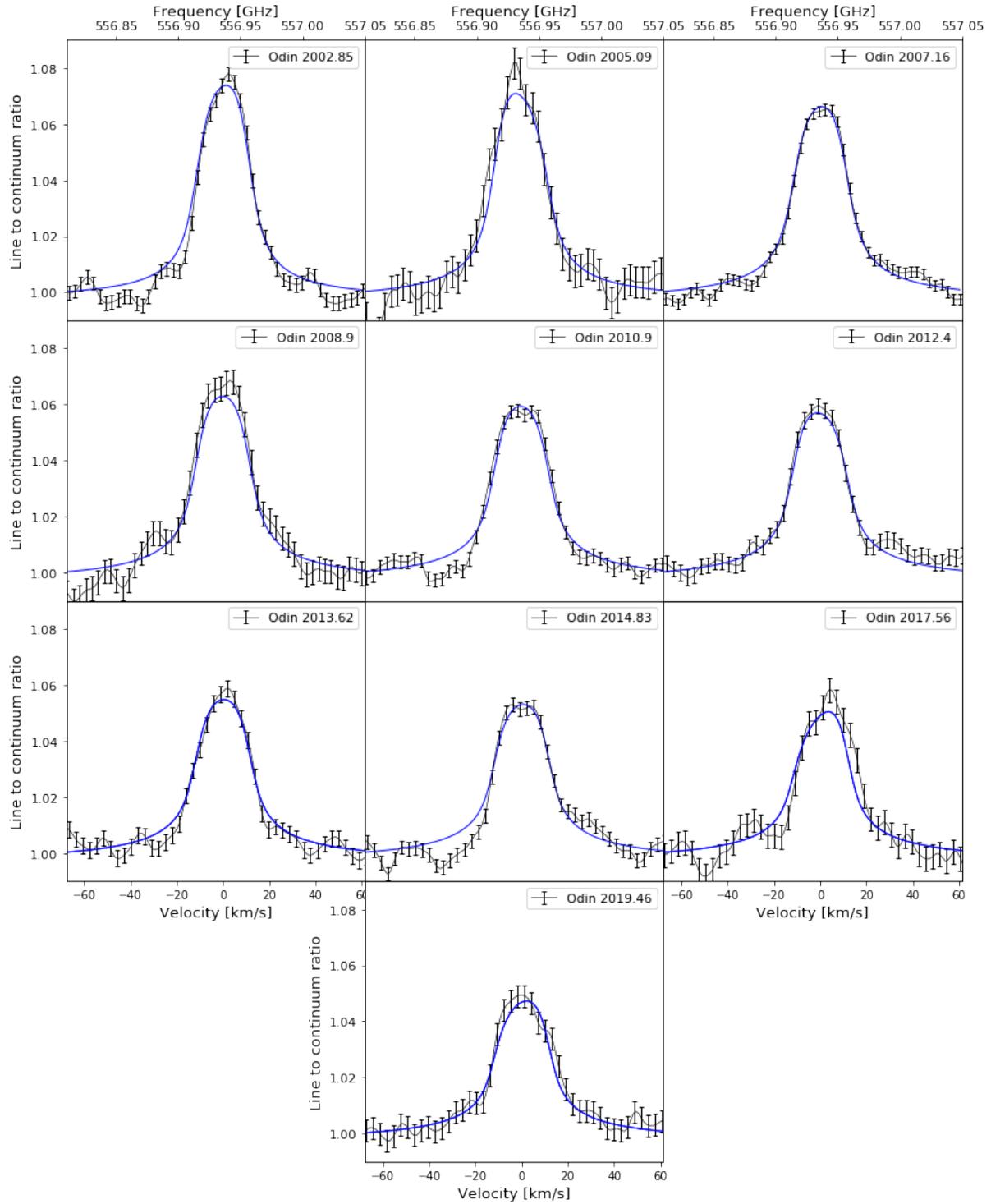


Figure V.9: Observations Odin de  $\text{H}_2\text{O}$  à 556.936 GHz dans la stratosphère de Jupiter entre 2002 et 2019. La résolution spectrale est de 10 MHz. Les lignes bleues correspondent à notre modèle nominal d'évolution temporelle (obtenu avec le modèle B de  $K_{zz}$ ).

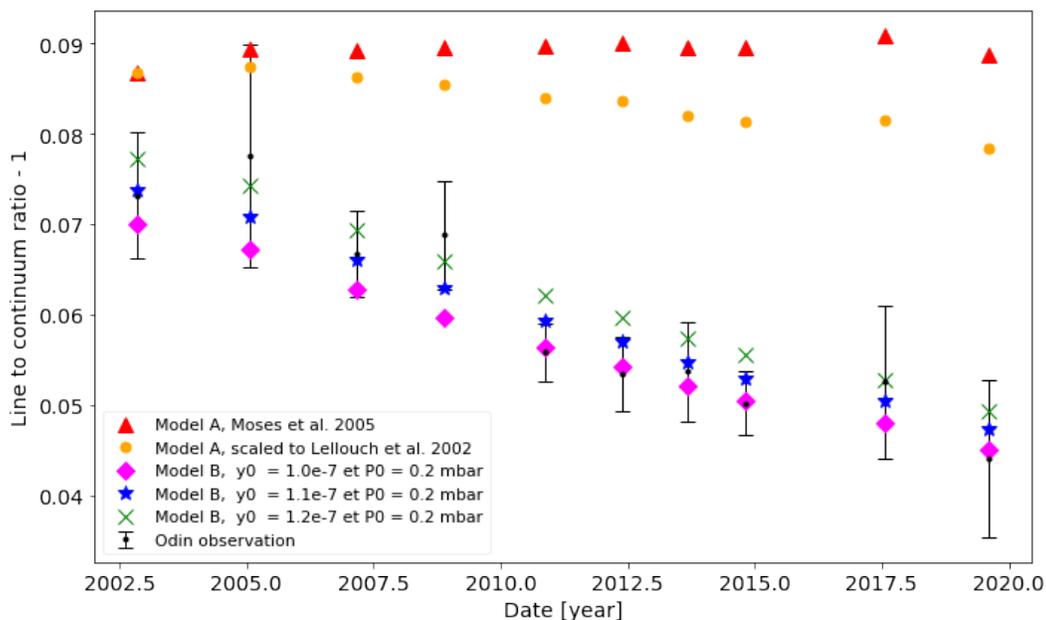


Figure V.10: Evolution du rapport entre la raie et le continuum de  $\text{H}_2\text{O}$  observé par Odin dans l'atmosphère de Jupiter (points noirs). Les étoiles bleues représentent les résultats obtenus avec notre modèle B de  $K_{zz}$ . Les points verts et roses correspondent à différentes valeurs du paramètre  $y_0$  avec le même modèle. Les triangles rouges correspondent à nos paramètres nominaux de  $y_0$  et  $p_0$  avec le modèle A du  $K_{zz}$ . Les points oranges représentent les résultats obtenus avec les profils verticaux du modèle A après avoir réajusté leurs densités de colonne respectives à l'évolution temporelle modélisée par Lellouch et al. (2002) avec leur modèle de transport chimie-2D.

## 4 Étude préliminaire de l'influence des électrons magnétosphériques sur la chimie aurorale jovienne

### 4.1 Introduction

Jupiter est dotée d'un champ magnétique très intense et globalement dipolaire avec un moment de dipôle représentant plus de 20000 fois celui de la Terre. Ainsi, cette planète possède la magnétosphère la plus grande du système solaire et elle s'étend jusqu'à l'orbite de Saturne. Au point subsolaire, la magnétosphère de Jupiter s'étend entre 45 et 90 rayon jovien ( $R_J$ ). Cette magnétosphère a des caractéristiques similaires que celle de la Terre ou de Saturne. En effet, une partie de son plasma est issue de l'interaction du champ magnétique planétaire avec le vent solaire, alors que le plasma composant le magnéto-disque est, quant à lui, issue des nombreuses sources situées dans le voisinage jovien. Parmi ces sources, il y a la diffusion centrifuge du tore de plasma générée par le satellite Io.

Comme pour le cas de la Terre, les zones aurorales joviennes sont le siège de l'interaction directe entre la magnétosphère et la haute atmosphère (de la thermosphère jusqu'à la haute stratosphère). Cette interaction est caractérisée par la précipitation des particules chargées, guidées par le champ magnétique et qui proviennent directement du plasma composant la magnétosphère. Ainsi, la précipitation de ces particules chargées, et souvent, hautement énergétiques provoque les aurores polaires les plus intenses du système solaire. Les particules qui précipitent dans les zones polaires de Jupiter sont essentiellement des électrons et des protons. De plus, le plasma qui génère les aurores est principalement issu des sources localisées dans la magnétosphère de Jupiter. Io en est un exemple par excellence. Du fait de son volcanisme très actif, qui est entretenu par les forces de marées provoquées par Jupiter, les panaches volcaniques issus de ce satellite éjectent quelques tonnes/s de matière dans le magnéto-disque. Cette matière est ensuite ionisée par le rayonnement UV et séparée en paires ions-électrons. Ainsi, une circulation magnétosphérique complexe prend forme. Les électrons sont ensuite accélérés par des potentiels électriques importants, de l'ordre de 100 kV (Cowley and Bunce, 2001), le long des lignes du champ magnétique, vers l'ionosphère dans les zones polaires où sont produites les aurores. D'autres particules peuvent aussi précipiter dans les zones polaires de Jupiter telles que les protons et les ions plus lourds (Thorne, 1982), et peuvent ainsi également être à l'origine des émissions aurorales. Cependant, les électrons restent majoritairement impliqués dans ce processus (Goertz, 1980).

Une telle précipitation de particules chargées dans ces zones n'est pas sans conséquences. D'un point de vue thermique, l'énergie déposée par les collisions des électrons sur les particules atmosphériques contribue au réchauffement des couches atmosphériques situées aux cœurs des ovales auroraux. Cet effet de chauffage a été observé par Sinclair et al. (2017) à  $71^\circ\text{N}$ , en dessous de 1 mbar de pression, au cœur de l'ovale boréal, et à  $\sim 80^\circ\text{S}$ , au cœur de l'ovale austral. D'un point de vue dynamique, le chauffage centré dans les ovales auroraux pourrait probablement produire des phénomènes anticycloniques pouvant ainsi générer des jets intenses entourant ces points chauds. Ce type de jet a été mis en évidence grâce à notre étude sur les pics des vents détectés sous les aurores nord et sud de Jupiter. D'un point de vue chimique, Sinclair et al. (2018) ont observé des changements importants d'abondances de quelques hydrocarbures dans les cœurs des ovales auroraux de Jupiter. Ces pics d'abondance semblent être liés à une activité chimique supplémentaire initiée par la précipitation des électrons magnétosphériques dans ces zones polaires. De plus, nos études de l'évolution de l'abondance d' $\text{H}_2\text{O}$  et de la variabilité méridionale de la distribution d' $\text{HCN}$  nous montrent aussi un lien potentiel avec l'activité aurorale de Jupiter.

À la fin de mes travaux de thèse j'ai développé une nouvelle étude me permettant de comprendre les mécanismes physico-chimiques régnants dans ces zones aurorales. J'ai donc étudié l'impact de la précipitation électronique dans les couches atmosphériques en dessous de la thermosphère.

Pour commencer, j'ai choisi d'étudier la composition chimique de ces zones afin de chercher une explication aux observations de carences dans l'abondance de HCN, observé par ALMA, mais aussi pour approfondir notre compréhension de l'évolution de l'abondance de H<sub>2</sub>O, observée par Odin, qui semble elle aussi liée à la chimie aurorale. Pour cela, j'ai développé une modélisation atmosphérique des zones aurorales combinant un modèle de transport électronique avec un modèle photochimique.

## 4.2 État de l'art

L'interaction entre la magnétosphère et la haute atmosphère par le biais de la précipitation des particules chargées peut être au premier ordre approchée par l'étude d'une seule espèce qui précipite. Du fait de la complexité de cette problématique, il est très difficile d'inclure toutes les espèces de particules chargées dans les calculs de précipitation aurorale. Les électrons étant majoritairement impliqués dans les phénomènes auroraux, on choisit donc d'étudier directement leurs interactions avec l'atmosphère de Jupiter sans prendre en compte les autres espèces. Il existe divers types de modélisation de transport de particules chargées dans les atmosphères. Certains de ces modèles considèrent séparément les électrons, les protons ou les rayons cosmiques (ex : Gronoff et al. 2011<sup>2</sup>), d'autres incluent ces espèces simultanément (ex : Rego et al. 1994; Bisikalo et al. 1996 qui ont des modèles permettant de prendre en compte à la fois la précipitation des électrons et des protons).

Pour notre étude, nous avons choisi de modéliser simplement la précipitation de l'espèce majoritaire que sont les électrons magnétosphériques dans l'atmosphère de Jupiter. J'ai donc démarré une collaboration visant à combiner le modèle photochimique de Dobrijevic et al. (2020) et le modèle de transport électronique Trans\* (Lilensten and Blelly, 2002) que j'ai eu l'occasion d'utiliser et de modifier afin de l'adapter à notre étude. Ce type d'approche pour étudier l'impact des électrons magnétosphériques sur la chimie des zones aurorales a déjà été utilisé auparavant avec des modélisations visant à combiner des calculs de transport électronique avec des calculs photochimiques. Parmi ces approches, il y a l'exemple de Waite et al. (1983) qui ont étudié l'effet des photo-électrons EUV et des électrons magnétosphériques sur l'abondance des ions et des composés neutres atmosphériques dans les zones aurorales de Jupiter. Ils ont modélisé la précipitation d'électrons monoénergétiques de 1 keV et 10 keV et d'un flux de  $10 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  en utilisant un code de transport électronique à deux faisceaux (up et down). Gérard and Singh (1982) ont utilisé l'approximation de perte continue d'énergie des électrons magnétosphériques et des photo-électrons EUV. Cela dans le but d'étudier l'effet de cette précipitation sur les abondances chimiques dans les zones aurorales de Jupiter ainsi que sur la production ionique et sur le taux de chauffage. Dans ce deuxième exemple, les auteurs ont considéré un flux d'électrons magnétosphériques maxwelliens avec des énergies caractéristiques de 0.1, 0.4, 2 et 10 keV. Perry et al. (1999) se sont eux aussi intéressés au rôle de la précipitation électronique sur la chimie atmosphérique des zones aurorales. Ces trois études sont globalement basées sur la couche thermosphérique et présentent quelques différences, en comparaison à notre étude, notamment liées à l'utilisation de l'approximation de perte continue dans le cas de Gérard and Singh (1982), ou la considération de faisceaux d'électrons monoénergétiques dans les cas de Waite et al. (1983) et Perry et al. (1999). La différence par rapport à notre étude est qu'en terme de transport d'électrons magnétosphériques, nous utilisons des spectres énergétiques continus (pour les électrons qui précipitent) dans une modélisation multifaisceaux régie par l'équation de Boltzmann. En termes de photo-électrons nous utilisons une modélisation photochimique qui prend en compte beaucoup plus d'interaction entre les photons UV et les composés atmosphériques.

Dans la suite de cette partie, je présenterai quelques avancées sur cette étude d'ouverture, notamment, la modélisation du transport des électrons magnétosphériques dans les zones aurorales

---

<sup>2</sup>Dans ce type d'étude, il est possible d'utiliser une modélisation de transport électronique combinée avec une modélisation de rayons cosmiques pour prendre en compte les flux électroniques générés par les deux processus.

joviennes et les premiers résultats obtenus grâce à la combinaison avec le modèle photochimique.

### 4.3 Modélisation du transport électronique

Pour modéliser la précipitation des électrons dans l’atmosphère de Jupiter, je me suis basé sur des modélisations existantes. Pour cela, j’ai développé une collaboration avec nos collègues de l’institut de planétologie et d’astrophysique de Grenoble (IPAG) afin d’avoir accès au modèle Trans\*. Ce code de transport a été initié par Lilensten et al. (1989) et a été modifié et amélioré pour prendre le nom de TransCAR<sup>3</sup> (Blelly et al., 1996) pour des applications aux cas terrestres. Le code Trans\* a été diversifié au fil du temps par de nombreux doctorants de l’IPAG afin de l’adapter à plusieurs planètes. C’est ainsi qu’est née la famille des codes Trans. L’utilisation du cœur de cet algorithme a donné naissance à Trans-Mars (Witasse et al., 2002, 2003; Simon et al., 2009; Nicholson et al., 2009), Trans-Venus (Gronoff et al., 2007, 2008), Trans-Titan (Lilensten et al., 2005b,a; Gronoff et al., 2009a,b), Trans-Uranus, et plus récemment, Trans-Jupiter (Menager et al., 2010). Le cœur du code Trans\* est divisé en deux parties. Une partie cinétique permettant de calculer l’interaction des électrons précipitant avec les particules atmosphériques, et une partie fluide qui calcule la concentration, la vitesse, le flux et la température plasma (des électrons et des ions). En comparaison avec les différents codes de transport électronique qui existent, Trans\* permet d’effectuer la modélisation multifaisceaux du transport électronique. Contrairement aux techniques utilisées ailleurs, qui consistent à modéliser seulement deux faisceaux up et down des flux électroniques qui précipitent, le code Trans permet de faire ce calcul de façon pseudo-isotrope, avec deux faisceaux au minimum ou plus.

Dans le cadre des modélisations prévues pour notre étude, je me suis intéressé à la partie cinétique du code. En effet cette partie permet de calculer les taux d’ionisations, d’excitations des particules atmosphériques et éventuellement de chauffage de l’atmosphère, causés par la précipitation des électrons magnétosphériques et du flux solaire ultraviolet. L’énergie déposée par les électrons lorsqu’ils interagissent avec les particules atmosphériques est souvent modélisée de deux façons différentes, l’approximation de perte continue (Yung et al., 1982; Gérard and Singh, 1982; Waite et al., 1983; Singhal et al., 1992), ou l’approximation de perte discrète (Kim et al., 1992; Perry et al., 1999). Contrairement aux autres modélisations qui utilisent ce type d’approximation, le code Trans\* décrit l’interaction entre les électrons supra thermiques et les composés atmosphériques neutres par l’équation de Boltzman.

#### 4.3.1 L’équation de Boltzman

L’équation de Boltzman traduit les interactions inter-particules dans un gaz dilué. Cette équation modélise des collisions binaires entre sphères dures subissant entre elles des interactions à portée courte. Elle permet aussi de rendre compte du caractère discret de la perte d’énergie qui se produit pour chaque collision. Les électrons secondaires produits lors des ionisations par les collisions entre les électrons primaires (qui précipitent) et les composés atmosphériques sont aussi pris en compte grâce à cette équation. Par la suite, ces électrons secondaires sont eux aussi inclus dans le flux suprathermique. Toutes ces interactions sont donc régies par le biais des sections efficaces de diffusions élastique et inélastique des électrons grâce à l’équation de Boltzman. Cette équation qui décrit les interactions des électrons suprathermiques dans une ionosphère est décrite et détaillée dans Stamnes and Rees (1983b); Gronoff (2009); Menager (2011). Dans cette partie, je reprends les éléments importants relatifs à cette équation.

Les électrons qui précipitent dans l’atmosphère sont représentés par la fonction de distribution  $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$  dans l’espace des phases, où  $\vec{r}$ ,  $\vec{v}$ , et  $t$  représentent respectivement la position spatiale, la

---

<sup>3</sup>TransCAR = Transport au CARré

vitesse et le temps, et  $f$  est donnée en  $\text{cm}^{-6}\text{s}^2$ . Ainsi, l'évolution de la distribution  $f$  est donnée par l'équation de Boltzmann non-conservative par :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} + \frac{\partial}{\partial \vec{v}} \left( \frac{f \vec{X}}{m_e} \right) = Q \quad (\text{V.1})$$

où  $Q$  représente une fonction source, et qui est un terme qui décrit les électrons produits à la position  $\vec{r}$ , à la vitesse  $\vec{v}$  et à l'instant  $t$ ,  $m_e$  est la masse de l'électron.  $\vec{X}$  est une force extérieure s'exerçant sur les électrons dans l'état  $(\vec{r}, \vec{v})$ . Dans le cadre de cette modélisation de transport électronique, la fonction  $\vec{X}$  est décrite par :

$$\vec{X} = -n_e L(E) \frac{\vec{v}}{v} \quad (\text{V.2})$$

où la fonction  $L(E)$  décrit l'interaction par la friction des électrons thermalisés avec les électrons suprathermiques,  $n_e$  est la concentration des électrons thermalisés,  $E$  est l'énergie de l'électron suprathermiques et  $v = \|\vec{v}\|$  sa vitesse. Ainsi, le caractère non conservatif de l'équation de Boltzmann tient son nom de la force non-conservative  $\vec{X}$ . Les codes Trans\* utilisent la fonction de friction  $L(E)$  proposée par Swartz et al. (1971) et qui a été établie par Schunk et al. (1971) et Schunk and Hays (1971) pour décrire les interactions coulombiennes et l'émission Cerenkov. Cette fonction a été donc recommandée par Stamnes and Rees (1983a) dans le cadre du modèle Trans\*.

Pour résoudre cette équation, il est pratique de se ramener à une équation portant sur le flux  $I$  (qui est donné en  $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{eV}^{-1}\text{sr}^{-1}$ ) en remplaçant la fonction de distribution des électrons suprathermiques  $f$  par le changement de variable  $I(\vec{r}, E, \vec{u}, t) = \frac{v^2}{m_e} f(\vec{r}, \vec{v}, t)$  où  $E = \frac{1}{2}mv^2$  est l'énergie cinétique des électrons et  $\vec{u} = \frac{\vec{v}}{v}$  est leur direction. Ainsi, après changement de variable, l'équation devient :

$$\frac{1}{v} \frac{\partial I}{\partial t} + \frac{\vec{v}}{v} \cdot \frac{\partial I}{\partial \vec{r}} - n_e \frac{\partial}{\partial E} (L(E)I) = \frac{v^2}{m_e} Q \quad (\text{V.3})$$

Dans le cas d'une géométrie plans-parallèles et en considérant un état stationnaire, l'équation V.3 qui traduit le flux  $I$  le long d'une ligne de champ magnétique  $\vec{B}$  et projetée sur l'axe vertical ( $Oz$ ) devient :

$$\mu \frac{\partial I(\tau, \mu, E)}{\partial \tau(z, E)} = -I(\tau, \mu, E) + \frac{n_e(z)}{\sum_k n_k(z) \sigma_k^{tot}(E)} \frac{\partial}{\partial E} (L(E)I(\tau, \mu, E)) + D(z, \mu, E) + P(z, \mu, E) \quad (\text{V.4})$$

où  $\mu$  est le cosinus de l'angle  $\alpha$  formé entre l'axe  $Oz$  (figure V.11a) et la ligne de champ magnétique,  $n_k(z)$  [ $\text{cm}^{-3}$ ] est la concentration de l'espèce atmosphérique  $k$  à l'altitude  $z$ ,  $\sigma_k^{tot}(E)$  [ $\text{cm}^2$ ] est la section efficace totale de collision entre un électron et l'espèce  $k$  à l'énergie  $E$ ,  $\sigma_k^{tot}(E)$  représente aussi la somme des sections efficaces de collision élastique et inélastique,  $\tau$  est une grandeur sans dimension qui représente la profondeur de diffusion (similaire à l'épaisseur optique dans le transfert radiatif) qui est définie par  $\tau(z) = \int_z^{z_{max}} \sum_k n_k(z) \sigma_k^{tot}(E) dz$ ,  $P(z, \mu, E)$  [ $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{eV}^{-1}\text{sr}^{-1}$ ] est le terme source du flux d'électrons primaires introduits dans l'atmosphère dans l'état  $(\mu, E)$  à l'altitude  $z$ . Ce terme inclut les électrons magnétosphériques incidents ainsi que les photo-électrons produits par l'ionisation causée par le rayonnement UV solaire.  $D(z, \mu, E)$  [ $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{eV}^{-1}\text{sr}^{-1}$ ] est un terme de diffusion représentant les électrons secondaires issus des collisions électroniques inélastiques, entre un électron primaire et une particule atmosphérique, ainsi que les électrons primaires dont l'énergie a été dégradée par leurs interactions avec les particules atmosphériques.

Une fois les termes de production  $D$  et  $P$  connus, l'équation V.4 est similaire à l'équation de transfert radiatif monochromatique (Stamnes et al., 1988). Ainsi, le code Trans\* utilise l'algorithme DISORT<sup>4</sup> (Stamnes et al., 1988) modifié pour résoudre l'équation V.4 de Boltzmann décrite ci-dessus.

Le calcul de transport de particules chargées, qui précipitent depuis les magnétosphères vers les atmosphères, est un sujet relativement complexe à traiter. Afin de simplifier cette problématique, la modélisation du code Trans\* est basée sur un certain nombre d'hypothèses. Premièrement, dans ce modèle, on ne considère que la précipitation des électrons magnétosphériques et on suppose que cette précipitation est stationnaire. Cette première hypothèse est justifiée par le fait que les absorptions des électrons qui précipitent sont suffisamment rapides par rapport aux changements des paramètres atmosphériques dans les zones aurorales de Jupiter. Deuxièmement, la modélisation du transport électronique étant unidimensionnelle, l'atmosphère est décrite localement par l'approximation des plans parallèles. Troisièmement, le mouvement d'une particule chargée, le long d'une ligne de champ  $\vec{B}$ , est assimilé au mouvement du centre de giration de cette particule autour de la ligne de champ. De plus, l'épaisseur verticale des modèles d'atmosphères utilisés dans cette modélisation étant faible par rapport au rayon planétaire, les courbures des lignes du champ  $\vec{B}$  sont négligées localement (figures V.11a et V.11b) et donc on considère que la trajectoire du centre de giration des électrons est rectiligne. Quatrièmement, la force électrique du champ électrique ambiant et qui peut s'exercer sur les particules du plasma est négligée pour des raisons de complexité liée à la prise en compte du champ électrique ionosphérique. D'autres approximations sont considérées comme le traitement des collisions inélastiques en considérant que les électrons ne sont pas déviés ainsi que la considération de la distribution angulaire du flux électronique, en fonction de l'altitude, comme étant isotrope. Cette deuxième approximation n'a pas réellement d'effet sur les résultats des calculs (Lummerzhim and Lilensten, 1994). Par contre, la déflexion des électrons lors de la diffusion élastique est bien prise en compte.

#### 4.3.2 Généralisation du code TRANS-Jupiter : la nouvelle version TRANS-Planet

Afin de mener mon investigation sur la composition des zones aurorales de Jupiter, B. Benne<sup>5</sup> et moi-même avons repris la version Trans-Jupiter développée par Menager et al. (2010). Ce code étant rédigé en fortran 77, nous l'avons tout d'abord traduit en fortran 90. Cette première démarche nous a permis d'améliorer l'efficacité, en temps de calculs et en mémoire, de l'algorithme grâce à l'allocation dynamique des tableaux. Dans un deuxième temps, nous avons noté certains points faibles du code et nous les avons améliorés notamment en ce qui concerne les déclarations dynamiques ou les fonctions d'interpolations et d'échantillonnages des grilles d'énergies par exemple. Enfin, toutes les modifications et améliorations du code que nous avons apportées nous ont permis de généraliser le code à n'importe quelle planète (ou satellite) du système solaire. Nous l'avons ainsi validé en comparant les résultats des calculs avec les versions Trans-Titan et Trans-Uranus ainsi que l'ancienne version Trans-Jupiter. Désormais, nous avons ajouté un nouveau membre à la famille des codes Trans\* baptisé Trans-Planet.

Les entrées et sorties de la modélisation Trans-Planet sont schématisées dans la figure V.12. Ainsi, pour modéliser la précipitation électronique dans l'atmosphère d'une planète donnée, nous avons besoin du modèle d'atmosphère de la planète considérée, de ses caractéristiques (rayon, masse, distance orbitale, point subsolaire, etc.), des sections efficaces d'interaction photon-matière et électron-matière, de la configuration des lignes du champ magnétique, etc. En sortie, nous nous intéressons aux flux énergétiques électroniques en fonction de l'altitude (donnés en  $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{eV}^{-1}$ ) et aux taux

<sup>4</sup>Discrete Ordinates Radiative Transfer Program for a Multi-Layered Plane-Parallel Medium.

<sup>5</sup>Benjamin Benne est doctorant au Laboratoire d'Astrophysique de Bordeaux sous la direction de Michel Dobrijevic. Il étudie la photochimie de l'atmosphère de Triton et s'intéresse à l'influence des électrons de la magnétosphère de Neptune sur la chimie de l'atmosphère de Triton.

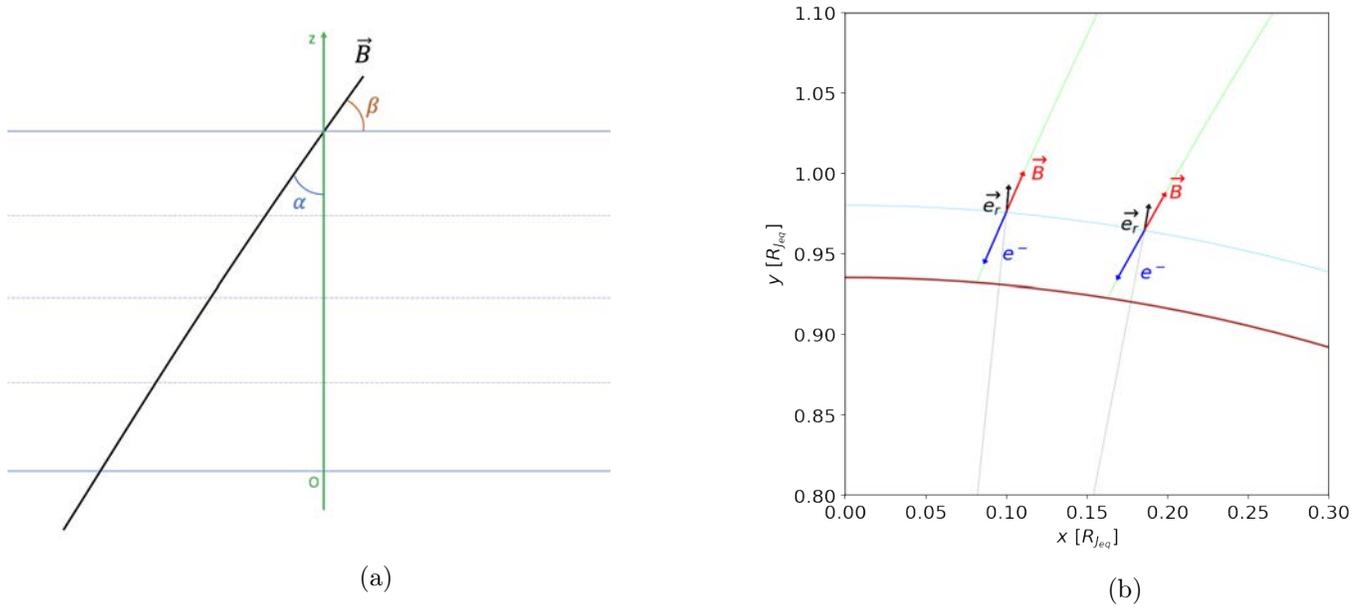


Figure V.11: V.11a Approximation plan parallèle. L'axe  $Oz$  représente l'axe d'altitude.  $\vec{B}$  est la ligne du champ magnétique.  $\beta$  est l'angle d'attaque et  $\alpha$  est l'angle formé par l'intersection, au sommet de l'atmosphère, de la ligne du champ magnétique  $\vec{B}$  avec l'axe  $Oz$ . V.11b Point d'entrée des électrons énergétiques. Dans notre modélisation, à chaque point d'entrée, l'approximation plans parallèles est considérée localement. Les vecteurs  $\vec{B}$  et  $\vec{e}_r$  représentent respectivement la ligne du champ magnétique et la direction radiale en coordonnées sphériques. La flèche bleue représente la trajectoire des électrons qui précipitent dans l'atmosphère.

de productions électroniques (donnés en  $\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$ ). Ces deux résultats nous permettent tout d'abord de visualiser la pénétration dans l'atmosphère des électrons qui précipitent dans les zones aurorales. Ensuite, le taux de production électronique calculé est utilisé comme condition initiale dans la modélisation photochimique afin de calculer l'effet des électrons produits sur les composés chimiques de l'atmosphère considérée.

#### 4.4 Influence des électrons magnétosphériques sur la chimie atmosphérique dans les aurores joviennes

L'objectif de cette étude est de comprendre l'évolution de la distribution des composés chimiques aux latitudes aurorales dans l'atmosphère de Jupiter. Pour cela, nous avons combiné la modélisation de transport électronique avec la modélisation photochimique de Dobrijevic et al. (2020). Le modèle photochimique 1D dépendant du temps utilisé dans la présente étude est adapté à partir du modèle récent développé pour Neptune, qui couple les espèces ioniques et neutres d'hydrocarbures et d'oxygène. Le schéma chimique ion-neutre reste inchangé. La combinaison entre les deux modélisations de transport électronique et de photochimie se traduit par l'injection du taux de production électronique, que je modélise grâce à Trans-Planet, dans les calculs photochimiques menés par M. Dobrijevic.

##### 4.4.1 Modèle initial de l'atmosphère de Jupiter pour le calcul de la précipitation électronique et couplage de Trans-Planet avec la modélisation de photochimie

L'une des entrées principales du code Trans-Planet est la composition atmosphérique. Pour cela, et grâce à la modélisation photochimique, on calcule dans un premier temps les abondances chimiques à l'état stationnaire sans prendre en compte la précipitation électronique. Cette première modélisation

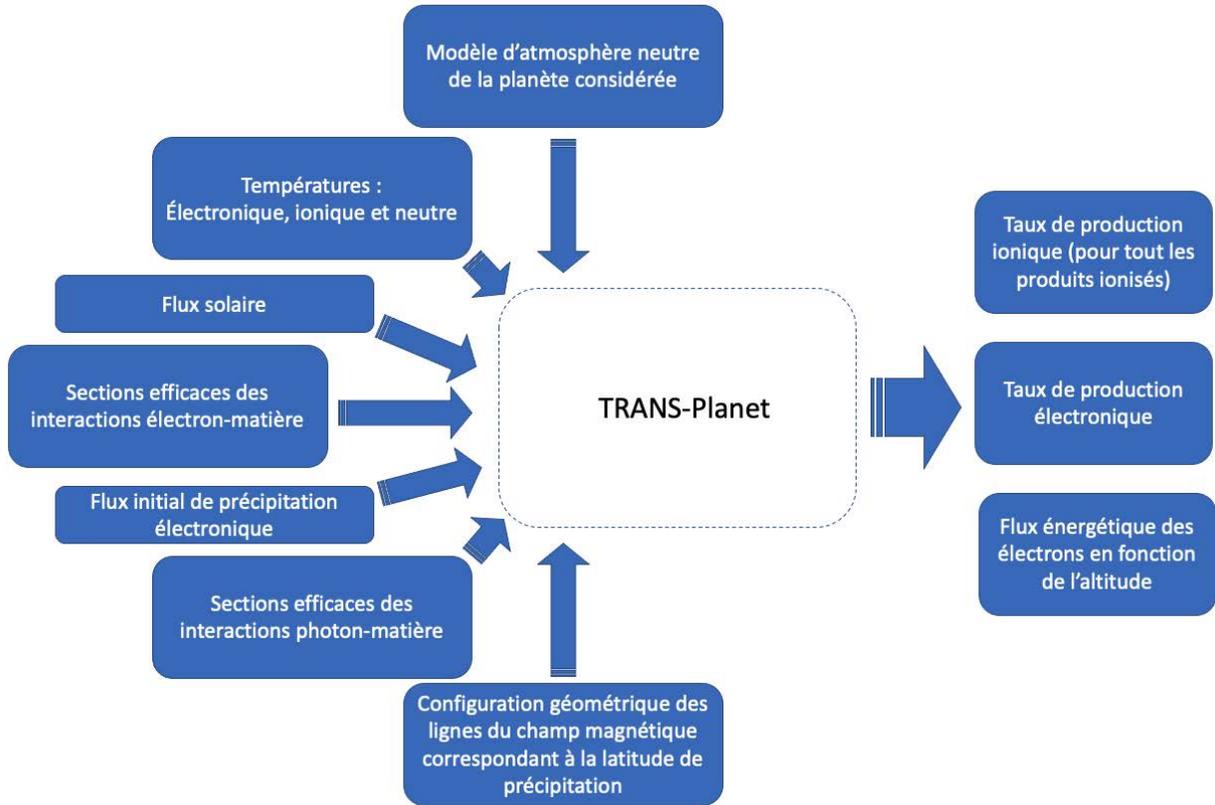


Figure V.12: Schéma fonctionnel simplifié de Trans-Planet. Le code étant en cours de développement, je n'ai pas inclus, dans cette étude, la partie permettant de calculer les taux de chauffages dus à la déposition d'énergie par les électrons qui précipitent dans l'atmosphère.

nous permet d'avoir une atmosphère initiale équivalente à l'atmosphère de Jupiter hors des régions aurorales. Cela équivaut aussi à une atmosphère initialement non impactée par la précipitation électronique dans ces zones. En d'autres termes, le modèle d'atmosphère initiale qu'on utilise est celui calculé dans Benmahi et al. (2020), mais sans le dépôt cométaire de SL9. Pour des raisons de disponibilité des données des sections efficaces d'interaction électron-matière, la composition atmosphérique dans notre modélisation du transport des électrons est réduite à H, H<sub>2</sub>, He et CH<sub>4</sub>. Ces composés chimiques sont largement majoritaires dans l'atmosphère de Jupiter et représentent 99.99997% de la composition au sommet de l'atmosphère. Les abondances initiales sont représentées dans la figure V.13. La modélisation photochimique prend déjà en compte le calcul des électrons issus des interactions des photons UV solaire avec les particules atmosphériques. J'ai donc désactivé cette partie du calcul dans notre modélisation Trans-Planet pour ne pas avoir une incohérence sur la production des photo-électrons. De plus, les calculs de l'interaction photon-matière établis dans la modélisation photochimique prennent en compte beaucoup plus d'interactions que les calculs de Trans-Planet qui ne considèrent que les interactions entre les photons et H, H<sub>2</sub>, He et CH<sub>4</sub>. Afin de limiter l'épaisseur verticale du modèle d'atmosphère que nous avons produit pour la modélisation du transport électronique, nous avons calculé la profondeur de diffusion  $\tau_{tot}(z, E) = \sum_i \int_z^{z_{max}} n_i(z') \sigma_i^{tot}(E) dz'$  pour les électrons magnétosphériques précipitant dans l'atmosphère de Jupiter (figure V.14). On en déduit donc, que moins de 0.1 % des électrons précipitant interagissent avec les particules atmosphériques au dessus de 3080 km. Pour cela nous avons limité l'épaisseur de l'atmosphère pour notre modélisation à un peu plus de 3000 km d'altitude.

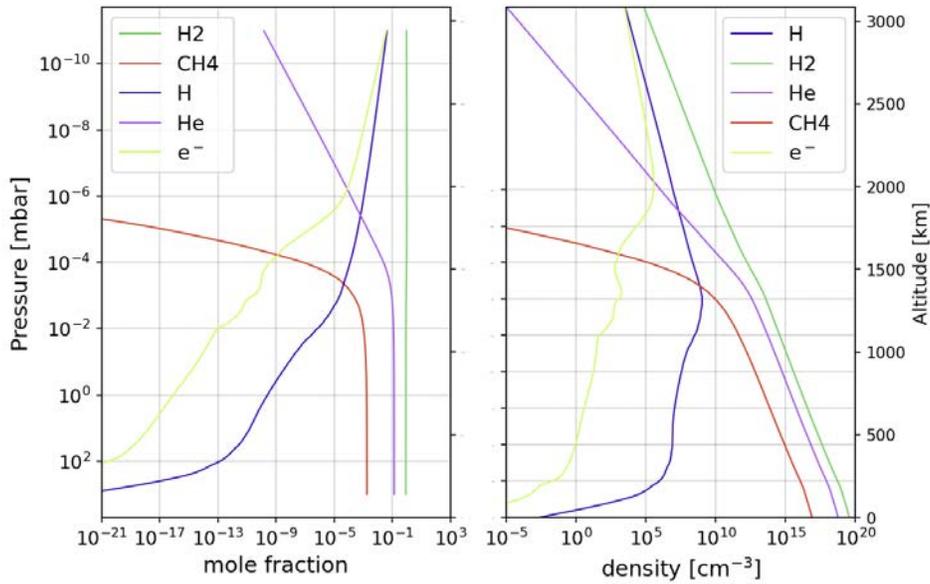


Figure V.13: Composition atmosphérique initiale de Jupiter utilisée dans la modélisation du transport des électrons.

Les sections efficaces d'interaction électron-matière que nous considérons dans notre modélisation de transport électronique correspondent aux produits des collisions électroniques représentés dans la figure V.15. Les états excités  $H^*$ ,  $H_2^*$ ,  $He^*$  et  $CH_4^*$  sont aussi nécessaires pour le calcul des taux de production électronique dans cette modélisation. En effet, le fait de prendre en compte ces états excités permet à la fois de calculer les taux d'excitations utiles pour d'ultérieures modélisations de transfert radiatif, mais aussi, et le plus important, de prendre en compte la dégradation des énergies des électrons qui précipitent dans l'atmosphère de la planète.

La modélisation du transport d'électron nécessite la connaissance de l'angle d'attaque de la précipitation électronique au sommet du modèle d'atmosphère utilisé. Pour cela nous devons connaître la géométrie des lignes du champ magnétique aux latitudes où l'on souhaite effectuer nos modélisations.

#### 4.4.2 Configuration des lignes du champ magnétique dans les zones de précipitation

Afin de modéliser la précipitation des électrons dans une atmosphère, nous avons besoin de connaître l'angle d'attaque  $\beta$  (figure V.11a) qui permet de déterminer l'angle  $\alpha$  nécessaire pour calculer le paramètre  $\mu$  de l'équation de Boltzman (equation V.4). Étant donné la géométrie du champ magnétique de la planète, l'angle  $\beta$  est différent en fonction de la latitude. Or, notre modélisation de transport électronique étant unidimensionnelle, cet angle va donc déterminer la latitude à laquelle le transport électronique ainsi que la photochimie sont modélisés. Pour déterminer l'angle d'attaque  $\beta$  j'ai utilisé un modèle du champ magnétique de Jupiter (figure V.11b). Ce modèle de champ a été développé par Connerney et al. (2018) grâce aux observations des 9 premières orbites de Juno autour de Jupiter. Le calcul du champ magnétique de Jupiter est donc effectué grâce à la combinaison d'un modèle d'harmoniques sphériques de degrés 20 du champ interne planétaire avec un modèle du champ externe dû au courant magnétosphérique. Cette modélisation du champ magnétique de Jupiter nous a permis de calculer l'angle d'attaque de la précipitation en fonction de la latitude. Ainsi, pour nos premiers pas dans cette étude, nous avons choisi d'effectuer nos modélisations à deux

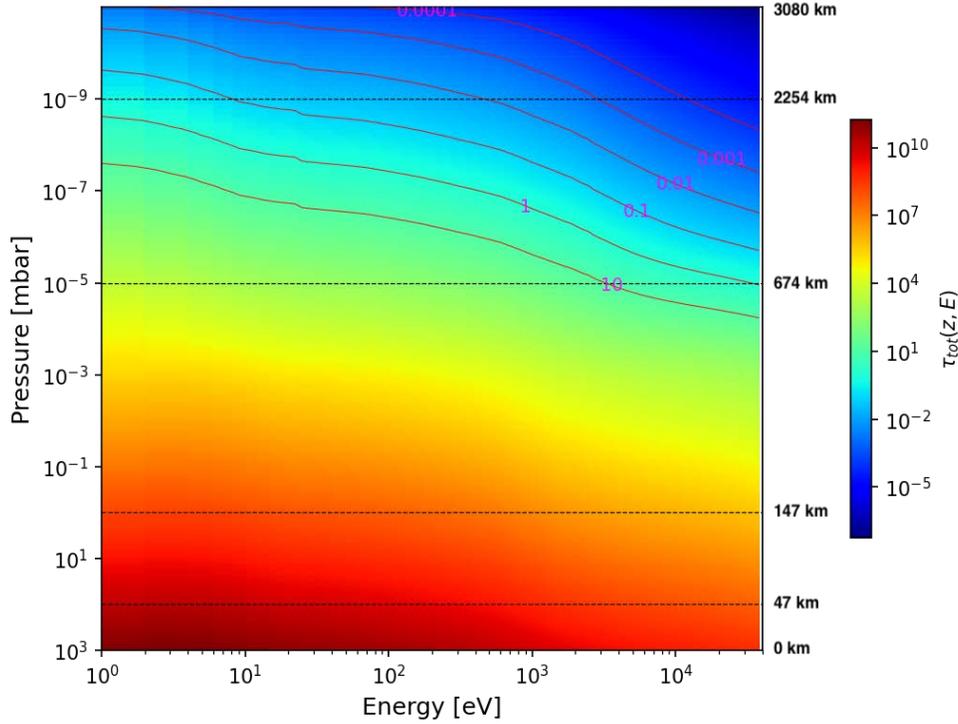


Figure V.14: Carte de la profondeur de diffusion des électrons magnétosphériques dans l'atmosphère de Jupiter.

latitudes différentes dans la zone aurorale nord de Jupiter. À ces deux latitudes, la morphologie des aurores est différente. Nous avons donc effectué nos modélisations à  $55^\circ\text{N}$  et  $180^\circ\text{W}$ , au bord sud de l'ovale boréal où les aurores sont dites "discrètes"<sup>6</sup> et à  $65^\circ\text{N}$  et  $180^\circ\text{W}$  là où la structure des aurores est "diffuse"<sup>7</sup>. Les coordonnées de ces deux zones ont été désignées d'après les observations de Gérard et al. (2013). Enfin, les angles d'attaque calculés selon le modèle du champ magnétique de Connerney et al. (2018) sont de  $\beta = 82^\circ$  à  $55^\circ\text{N}$  et  $\beta = 68^\circ$  à  $65^\circ\text{N}$ .

#### 4.4.3 Flux de précipitation électronique initial

L'autre entrée principale de la modélisation Trans-Planet est le flux énergétique de précipitation initial des électrons au sommet de l'atmosphère considérée. Ce flux énergétique doit être représentatif du spectre des électrons qui précipitent dans l'atmosphère de la planète. Dans cette étude, nous avons utilisé des modèles de flux énergétique maxwelliens (décrits dans Grodent et al. 2001) et qui correspondent aux précipitations électroniques dans les zones aurorales discrètes et diffuses. Pour les aurores discrètes, le modèle phénoménologique du flux énergétique des électrons est donné par l'expression suivante :

$$I^{\text{discr}}(E) = A\phi_{0,1}\frac{E}{E_{0,1}}e^{-\frac{E}{E_{0,1}}} + B\phi_{0,2}\frac{E}{E_{0,2}}e^{-\frac{E}{E_{0,2}}} + C\phi_{0,3}\frac{E}{E_{0,3}}e^{-\frac{E}{E_{0,3}}} \quad (\text{V.5})$$

<sup>6</sup>Depuis les premières études dédiées aux aurores polaires sur Terre, des classifications tenant compte de l'intensité des émissions, de la dimension et de la forme des structures de ces phénomènes ont été instaurées. Ainsi les formes discrètes des aurores sont caractérisées par des formes en bandes longues ou en arc leur donnant une apparence mince.

<sup>7</sup>Comme leur nom l'indique, les aurores diffuses n'ont pas spécialement de forme discrète et ont donc une apparence presque uniforme.

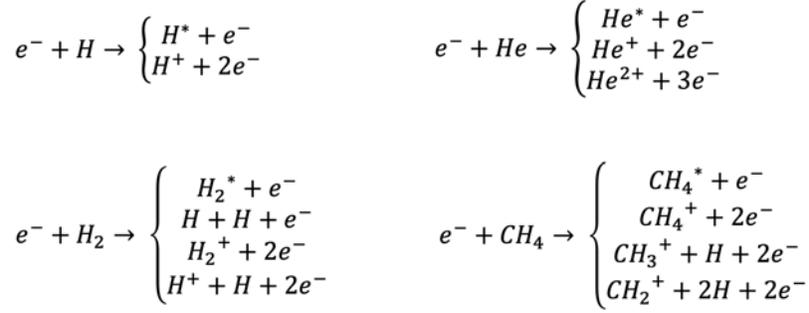


Figure V.15: Schéma simplifié des interactions électron-matière considérées dans la modélisation Trans-Planet. Les états excités  $H^*$ ,  $H_2^*$ ,  $He^*$  et  $CH_4^*$  en sortie représentent plusieurs sorties prises en compte dans la simulation. Ainsi, dans notre modélisation nous considérons les sections efficaces pour 6 différents états de  $H^*$ , 11 états pour  $H_2^*$ , 18 états pour  $He^*$  et enfin 6 états pour  $CH_4^*$ .

où  $A$ ,  $B$  et  $C$  sont des coefficients de normalisation,  $E_{0,1} = 22$  [keV] et  $\phi_{0,1} = 100$  [erg cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>],  $E_{0,2} = 3$  [keV] et  $\phi_{0,2} = 10$  [erg cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>] et  $E_{0,3} = 100$  [eV] et  $\phi_{0,3} = 0.5$  [erg cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>] sont les énergies caractéristiques et les flux caractéristiques, respectivement, des trois fonctions maxwelliennes. Ce premier modèle de Grodent et al. (2001), utilisé dans sa modélisation de transport électronique, est obtenu en reproduisant l'émission spectrale de  $H_2$ . Ainsi, le flux total des électrons est ajusté de sorte que le flux de photons émis par  $H_2$  soit égal à 1.1 MR (Méga Rayleigh), qui est une valeur observée dans les aurores discrètes. Le terme le plus énergétique a été ajusté pour que le niveau d'altitude des émissions soit équivalent à celui mesuré par Galileo dans le domaine du visible, soit  $245 \pm 30$  km. Les deux autres termes moins énergétiques sont ajustés grâce aux profils thermiques obtenus par les observations de  $H_3^+$ ,  $H_2$ , et des hydrocarbures.

Pour modéliser la précipitation des électrons dans le cas d'une aurore diffuse, nous avons utilisé le deuxième modèle de Grodent et al. (2001), donné par l'expression suivante :

$$I^{\text{diff}}(E) = A\phi_{0,1} \frac{E}{E_{0,1}} \frac{1}{\left(1 + \frac{E}{\kappa E_{0,1}}\right)^{\kappa+1}} + B\phi_{0,2} \frac{E}{E_{0,2}} e^{-\frac{E}{E_{0,2}}} + C\phi_{0,3} \frac{E}{E_{0,3}} e^{-\frac{E}{E_{0,3}}} \quad (\text{V.6})$$

où  $A$ ,  $B$  et  $C$  sont des coefficients de normalisation,  $E_{0,1} = 15$  [keV] et  $\phi_{0,1} = 20$  [erg cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>],  $E_{0,2} = 3$  [keV] et  $\phi_{0,2} = 10$  [erg cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>] et  $E_{0,3} = 100$  [eV] et  $\phi_{0,3} = 0.5$  [erg cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>] sont les énergies caractéristiques et les flux caractéristiques des trois fonctions maxwelliennes et  $\kappa = 2.1$  est un paramètre empirique. Ce deuxième modèle est similaire à celui décrivant les flux électroniques des aurores discrètes sauf pour le terme le plus énergétique qui dépend d'un paramètre  $\kappa$ . Le flux donné par le premier terme est donc contraint grâce aux mesures des particules énergétiques effectuées par Galileo entre 10 et 20  $R_J$ . L'énergie caractéristique de cette première fonction a été ajustée de la même façon que pour le terme le plus énergétique du premier modèle de flux (bien que celui-ci ait été adapté pour une aurore discrète).

Les deux modèles de flux de précipitation électronique décrits ci-dessus sont représentés dans l'intervalle d'énergie [3 eV; 30 keV] dans la figure V.16. Enfin, en fonction du type d'aurore, on introduit le flux de précipitation électronique correspondant afin de modéliser le transport électronique dans l'atmosphère. Dans la partie suivante, je vais décrire la méthode de modélisation de la composition atmosphérique dans les zones aurorales de Jupiter.

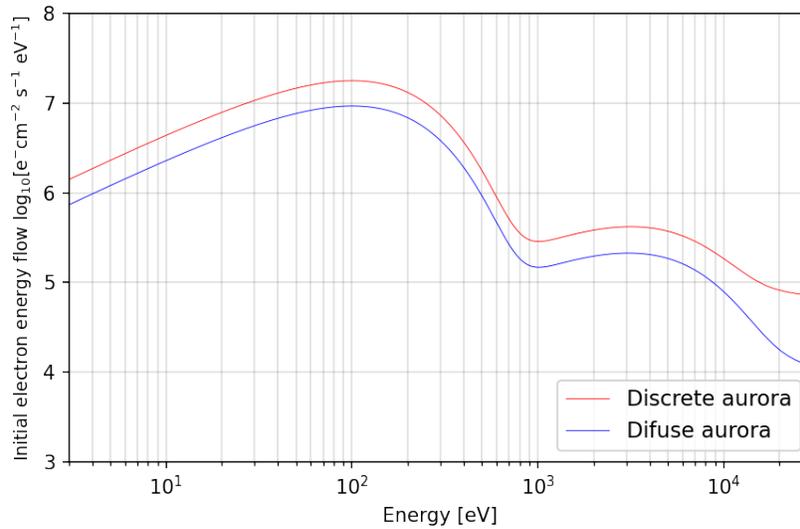


Figure V.16: Flux énergétique de précipitation initiale des électrons magnétosphériques dans l'intervalle d'énergie [3 eV; 30 keV] décrits dans Grodent et al. (2001) pour les aurores discrètes et diffuses.

#### 4.4.4 Méthode de modélisation de la composition atmosphérique des zones aurorales de Jupiter

Pour modéliser la composition atmosphérique des zones aurorales, la procédure est schématisée dans la figure V.17. Pour une latitude donnée, nous avons tout d'abord introduit le modèle initial de l'atmosphère neutre calculée par le code de photochimie (atmosphère 0) dans la modélisation du transport électronique. Après le calcul du transport électronique, on injecte les taux de production électronique (figure V.18) que nous avons obtenus dans la modélisation photochimique. On relance alors les calculs pour modéliser l'impact de la précipitation des électrons magnétosphériques dans l'atmosphère de la planète. Ainsi, on reproduit un nouveau modèle d'atmosphère neutre (atmosphère 1) que l'on réinjecte dans la modélisation du transport électronique. Ensuite, on continue d'itérer jusqu'au modèle d'atmosphère  $n$  qui est similaire au modèle  $n - 1$ . Nous considérons ainsi qu'il y a eu convergence de l'ensemble du processus. Enfin, le modèle d'atmosphère  $n$  représente ainsi la composition atmosphérique de Jupiter dans les zones aurorales, à la latitude considérée, pour des aurores discrètes ou diffuses. Pour cette étude, il nous a fallu 5 itérations pour converger dans la zone des aurores discrètes et 2 itérations de plus pour la convergence dans la zone des aurores diffuses.

#### 4.4.5 Résultats et discussions

Les modélisations photochimiques de la composition atmosphérique dans les deux zones aurorales, discrète et diffuse, incluent 113 espèces chimiques. Ainsi, pour illustrer les premiers résultats de cette étude nous allons nous focaliser sur quelques espèces chimiques hydrogénées (H, H<sub>2</sub>, H<sup>+</sup> et H<sub>3</sub><sup>+</sup>), oxygénées (H<sub>2</sub>O, CO<sub>2</sub> et CO), quelques hydrocarbures (CH<sub>4</sub>, C<sub>2</sub>H<sub>2</sub>, C<sub>2</sub>H<sub>4</sub> et C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>) ainsi que He, pour étudier leur évolution. Ce choix est justifié par le fait que ces composés chimiques sont les plus abondants et interagissent efficacement avec les électrons, et nous avons des observations qui nous permettent de contraindre certains d'entre eux (les hydrocarbures, par exemple). Faute de temps, nous n'avons pas inclus les espèces chimiques azotées dans les modélisations photochimiques, ce qui ne nous permet pas, pour l'instant, de conclure sur les observations ALMA (Cavalié et al., 2021) concernant la variabilité de la distribution méridionale d'HCN et de sa forte déplétion dans les zones aurorales de Jupiter.

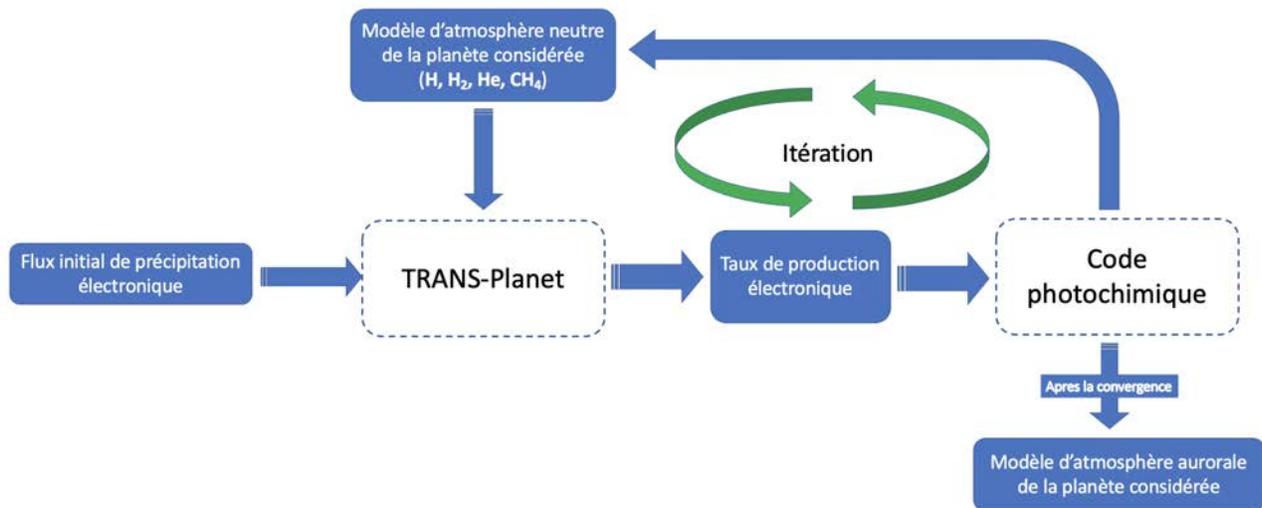


Figure V.17: Méthode de modélisation de la composition chimique des zones aurorales grâce à la combinaison du code Trans-Planet et du code photochimique.

Les modélisations de transport électronique, en utilisant les modèles de flux électroniques pour les aurores diffuses ou discrètes, ont été effectuées dans l'intervalle d'énergie allant de 1 eV à 40 keV. Cela permet de limiter les erreurs de l'intégration numérique sur une grille d'énergie ayant un nombre important de décades. Ces modélisations couplées avec la photochimie, et qui font l'objet de cette étude, sont inédites. Nous allons tout d'abord présenter l'influence des électrons magnétosphériques sur la composition atmosphérique dans les zones aurorales. Le code de photochimie que nous avons utilisé dans cette étude permet de modéliser la composition atmosphérique en tenant compte, ou pas, des espèces ioniques (voir Dobrijevic et al. 2016). Ainsi, dans un premier temps je vais comparer les résultats des sorties de la modélisation photochimique avec et sans prise en compte des espèces ionisées, avant même l'introduction des électrons magnétosphériques (figure V.19). Les résultats de cette comparaison sont présentés sous forme de rapports d'abondances entre les fractions molaires après et avant la prise en compte des espèces ionisées, excluant les électrons magnétosphériques (figure V.19). Dans un deuxième temps, je ferai la même comparaison, mais cette fois-ci en plus des espèces ionisées, on introduit aussi les électrons magnétosphériques (figure V.20). Pour cette comparaison, nous nous sommes basés uniquement sur la zone des aurores diffuses, car les taux de production électronique des aurores discrètes et diffuses issus de la précipitation magnétosphérique sont très proches (voir figure V.18). De la même façon j'ai comparé les rapports d'abondance entre les fractions molaires après et avant la prise en compte des espèces ionisées et des électrons magnétosphériques (figure V.20). Puisque les rapports sont définis par  $\frac{\text{Etat final}}{\text{Etat initial}}$ , cela indique que la fraction molaire a augmenté lorsque ce rapport est supérieur à 1, et indique une diminution de la fraction molaire lorsqu'il est inférieur à 1. Enfin, les rapports d'abondances que je vais présenter sont les rapports entre les valeurs qui sont significatives dans nos calculs, c'est-à-dire, seulement si  $f_{ini}$  et  $f_{fin}$  sont toutes deux  $> 10^{-15}$ .

Dans la figure V.19, on remarque que le fait de prendre en compte les espèces ionisées dans les calculs photochimiques provoque une différence notable des abondances pour certains composés chimiques comme H, CH<sub>4</sub>, CO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O, etc. Alors que pour d'autres composés chimiques, les abondances subissent peu de variations comme pour les C<sub>2</sub>H<sub>x</sub>, voire presque aucune variation comme pour H<sub>2</sub> et He. Ce constat a été soulevé par Dobrijevic et al. (2016) dans le cas de l'atmosphère de Titan. De plus, Dobrijevic et al. (2020) ont démontré que la chimie ion-neutre, sans inclure les

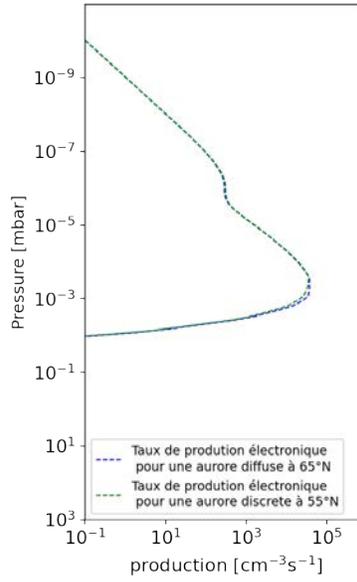


Figure V.18: Taux de production électronique modélisés pour les régions des aurores discrètes, à 55°N, et des aurores diffuses à 65°N. Ces taux de production sont calculés en utilisant le modèle d’atmosphère neutre initialement introduit dans la modélisation Trans-Planet.

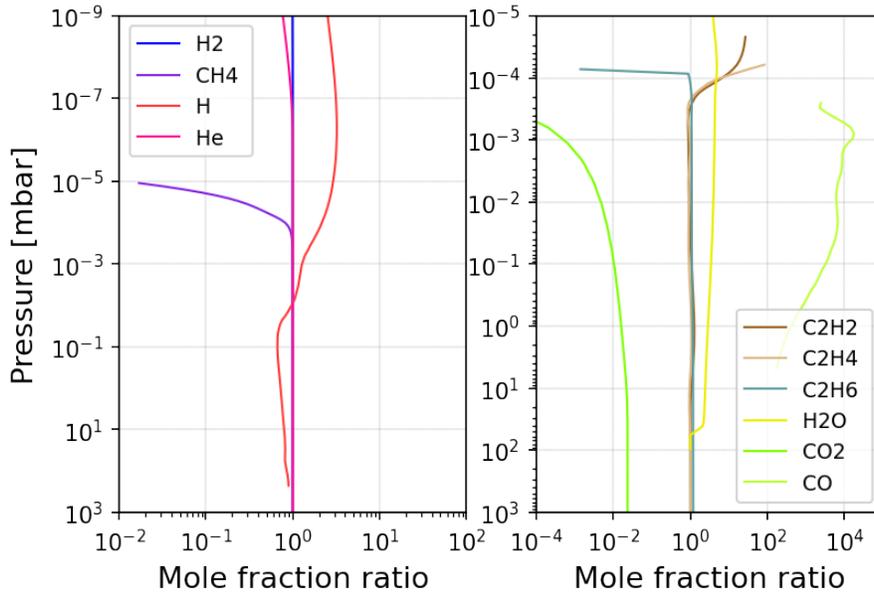


Figure V.19: Rapports d’abondances des principaux composés chimiques présents dans l’atmosphère de Jupiter entre une simulation où les espèces ionisées sont prises en compte et une où elles ne le sont pas. Les électrons magnétosphériques ne sont pas considérés ici. Le rapport  $= \frac{f_{fin}}{f_{ini}}$ , avec  $f_{ini}$  qui représente la fraction molaire du composé chimique avant la prise en compte des espèces ionisées, et  $f_{fin}$  est la fraction molaire après la prise en compte des espèces ionisées.

électrons magnétosphériques, influence les abondances des espèces oxygénées dans l’atmosphère de Neptune. La nouveauté dans la présente étude est le fait de prendre en compte, en plus des espèces ionisées, la précipitation électronique dans les zones aurorales. Ainsi, dans la figure V.20, on remarque

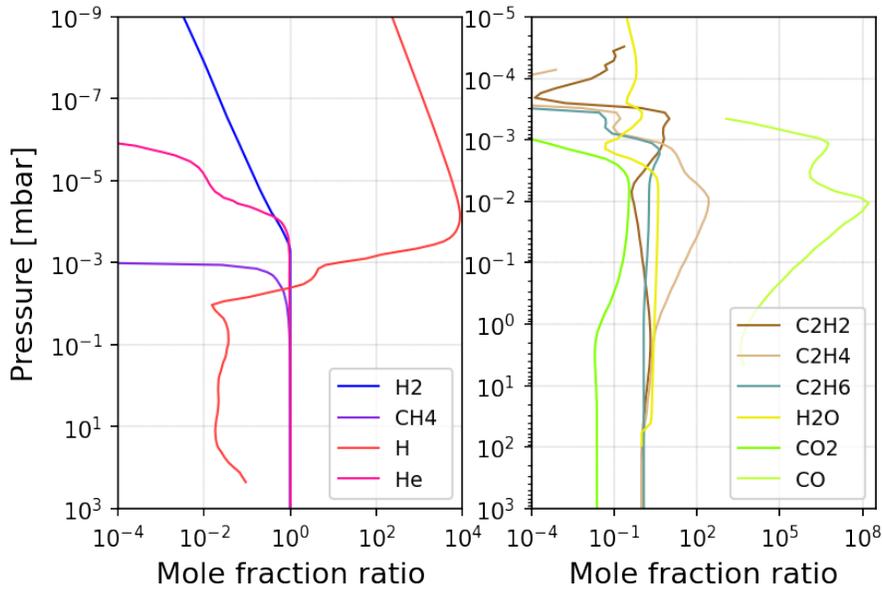


Figure V.20: Rapports d'abondances des principaux composés chimiques de l'atmosphère de Jupiter entre une simulation où les espèces ionisées et les électrons magnétosphériques sont pris en compte et une simulation avec seulement les espèces neutres. Le rapport  $= \frac{f_{fin}}{f_{ini}}$ , avec  $f_{ini}$  qui représente la fraction molaire du composé chimique avant la prise en compte des espèces ionisées et des électrons magnétosphériques, et  $f_{fin}$  est la fraction molaire après la prise en compte des espèces ionisées et des électrons magnétosphériques. La latitude choisie est située sous les aurores "diffuses".

que toutes les abondances des composés chimiques varient. Cela montre donc que les électrons magnétosphériques influencent globalement la chimie des zones aurorales. En effet, contrairement au cas précédent (figure V.19), les abondances des composés  $H_2$ , He et  $C_2H_x$  sont très fortement influencées par l'introduction des électrons magnétosphériques et des espèces ionisées simultanément. En d'autres termes, il y a une différence non négligeable entre la composition chimique des zones aurorales et la composition chimique aux autres latitudes.

Dans la suite de cette partie, pour les résultats qui suivront, nous avons cette fois-ci considéré les espèces ionisées dans la modélisation photochimique dès la première itération. Les rapports d'abondance que je vais présenter sont les rapports des fractions molaires après et avant l'introduction des électrons magnétosphériques. Ainsi, dans les figures V.21 et V.22, j'ai représenté les fractions molaires et les concentrations des composés chimiques d'intérêt. Ces résultats sont obtenus avant et après la considération des électrons magnétosphériques, sous les aurores diffuses à  $65^\circ N$ , dans le modèle photochimique de Dobrijevic et al. (2016, 2020). On remarque ainsi que les abondances chimiques varient globalement même pour les composés neutres H,  $H_2$ , He et  $CH_4$ . De plus, au niveau de la pression du pic du taux de production électronique, la différence des concentrations de certains composés chimiques, comme  $H^+$ ,  $H_3^+$ , CO,  $CH_4$ ,  $H_2O$  et les hydrocarbures, est très prononcée.

Pour les hydrocarbures, pour les pressions inférieures à  $10^{-3}$  mbar dans les zones aurorales, on remarque que les abondances de  $CH_4$ ,  $C_2H_4$  et  $C_2H_6$  diminuent très fortement alors que l'abondance de  $C_2H_2$  croît d'un facteur 10 avant de diminuer d'un facteur 10000 pour  $p < 2 \cdot 10^{-4}$  mbar. Au premier ordre, ces variations semblent être liées au pic de production électronique dû à la précipitation magnétosphérique. Les rapports d'abondance des hydrocarbures que j'ai représentés dans la figure V.20 montrent que, dans l'intervalle de pression entre 10 mbar et  $10^{-3}$  mbar, le  $C_2H_4$  est produit massivement dans les zones aurorales, ce qui est qualitativement en bon accord avec les observations

de Sinclair et al. (2018). Cependant, pour le  $C_2H_6$  on voit une production moins importante que celle du  $C_2H_4$ , et contrairement aux observations de Sinclair et al. (2018), on ne voit pas de déplétion de sa fraction molaire. En ce qui concerne le  $C_2H_2$ , il est produit seulement entre 100 et 0.1 mbar et entre  $10^{-3}$  et  $4 \cdot 10^{-3}$  mbar, ce qui reste partiellement en accord avec les observations de Sinclair et al. (2018). Dans cette gamme de pression les fractions molaires modélisées semblent être supérieures d'au moins un ordre de grandeur par rapport aux fractions molaires observées, respectivement pour  $C_2H_2$ ,  $C_2H_4$  et  $C_2H_6$ . Ces différences proviennent peut-être du fait que nous n'avons pas pris en compte la variabilité de la diffusion verticale, horizontale, du dépôt cométaire de SL9 dans nos modélisations photochimiques, etc, car l'objectif de cette étude est de montrer l'importance de l'impact des électrons magnétosphériques sur les compositions atmosphériques des zones aurorales.

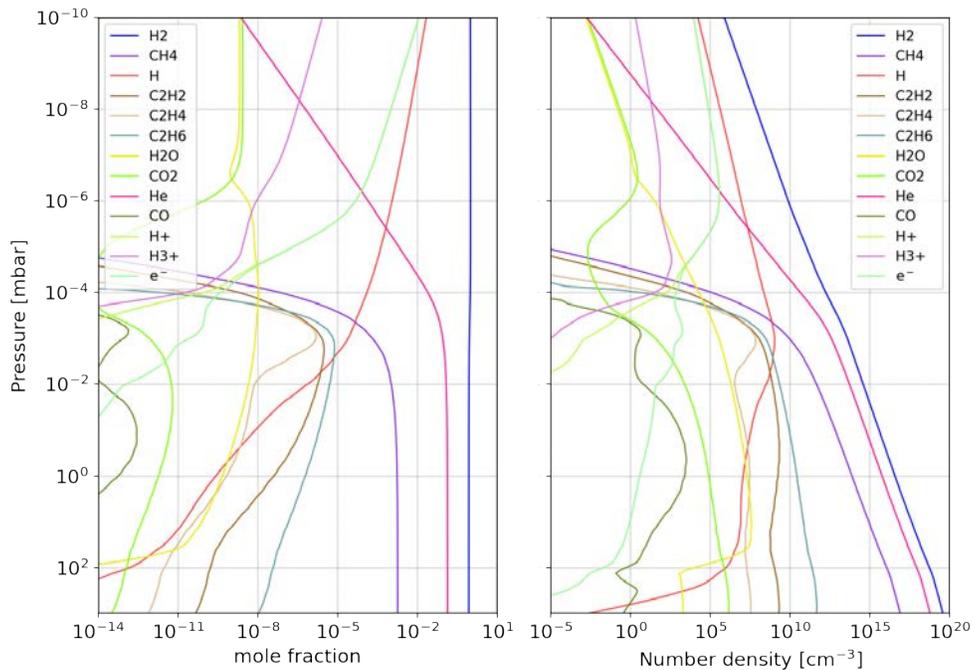


Figure V.21: Composition atmosphérique initiale de Jupiter calculée par la modélisation photochimique avant l'introduction des électrons magnétosphériques. Les abondances des composés neutres H,  $H_2$ , He et  $CH_4$  sont les mêmes que celles représentées dans la figure V.13. Cette figure permet d'avoir une vue d'ensemble, avant et après la prise en compte des électrons magnétosphériques, sur tous les composés que nous avons choisi pour cette étude.

De la même façon que pour la comparaison précédente, dans les figures V.23 et V.24 j'ai comparé l'impact des électrons magnétosphériques sur la composition atmosphérique sous les aurores discrète et diffuses. J'ai donc représenté les rapports d'abondances entre après et avant la considération des électrons magnétosphériques pour ces deux types d'aurores. Ces deux résultats montrent que les différences des abondances sous les aurores discrètes et diffuses ne sont pas très significatives. Ce constat semble être contradictoire avec les observations de Sinclair et al. (2018) où l'on remarque que les distributions des hydrocarbures dans les zones aurorales sont très nuancées et peu uniformes au sein même des ovales auroraux principaux. Cela peut être dû à une différence significative des flux énergétiques des particules chargées qui précipitent, ce qui suggérerait que les modèles de flux énergétique Grodent et al. (2001) que nous avons utilisé pour modéliser le transport électronique ne sont pas assez représentatifs des flux de précipitation réels. L'autre raison qui pourrait être la cause concerne le domaine d'énergie dans lequel nous avons considéré ces deux modèles de précipitation

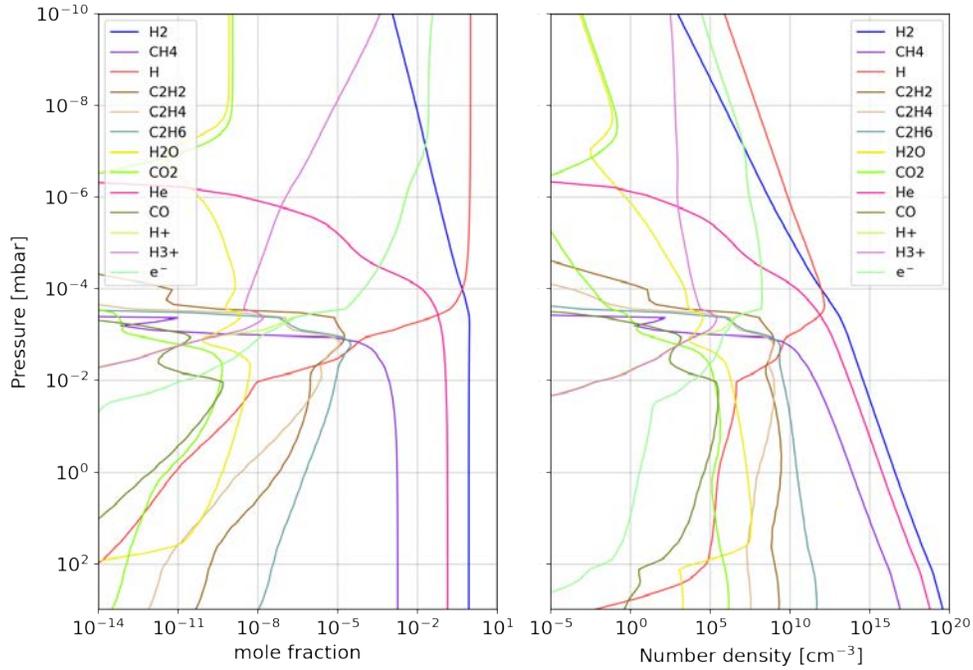


Figure V.22: Composition atmosphérique finale, de la zone où se situe l’aurore diffuse à 65°N, calculée par la modélisation photochimique après l’introduction des électrons magnétosphériques.

électronique ([1 eV; 40 eV]), car en augmentant la limite supérieure de cet intervalle cela aurait tendance à augmenter le taux de production électronique à cause des électrons très énergétiques ayant des énergies supérieures à 40 keV.

Les observations de Sinclair et al. (2018) montrent que les abondances des hydrocarbures, particulièrement dans les ovales auroraux, sont très différentes par rapport aux latitudes moyennes et équatoriales. Ces différences ne se traduisent pas forcément que par une augmentation de la fraction molaire de ces composés chimiques. Ainsi, par exemple on observe pour certains composés, comme  $C_2H_2$  et  $C_2H_4$ , une augmentation de la fraction molaire alors que pour  $C_2H_6$  on a une diminution de son abondance dans l’ovale auroral nord de Jupiter (Sinclair et al., 2018). Ce constat est le même pour les autres composés chimiques que nous avons choisi de mettre en avant dans cette étude.

Dans la figure V.24, les fractions molaires de CO et  $CO_2$  augmentent très fortement jusqu’à un facteur de  $10^4$  à la pression  $10^{-2}$  mbar pour CO et un facteur 100 pour  $CO_2$ , alors qu’aux pressions inférieures à  $10^{-3}$  mbar les fractions molaires de  $CO_2$  et de CO décroissent d’un facteur 100000 environ aux hautes pressions. Cela suggère donc que dans les zones aurorales, il y a une forte production de CO et de  $CO_2$  dans l’intervalle de pression allant du mbar jusqu’à  $10^{-3}$  mbar et une forte destruction aux basses pressions. Pour  $H_2O$ , on voit que sa fraction molaire ne varie pas significativement au-dessus de  $3 \cdot 10^{-3}$  mbar, mais diminue d’un facteur de presque 100 aux pressions inférieures. Comme nous l’avons souligné dans Benmahi et al. (2020), la chimie ion-neutre incluant les électrons magnétosphériques semble être probablement la cause d’une perte accrue de  $H_2O$ . Cependant, aux niveaux de pressions où l’abondance de  $H_2O$  diminue (entre  $10^{-3}$  et  $10^{-8}$  mbar), celle de  $CO_2$  diminue davantage, ce qui nous permet d’en déduire qu’il y a un autre processus qui contribue à cette perte. Par contre, le pic de production de  $CO_2$  pour  $p > 10^{-3}$  mbar, que nous avons obtenu dans nos résultats (figure V.24), montre que dans les zones aurorales ce composé chimique est plus abondant par rapport aux régions extérieures. Cela semble aussi être en accord avec le pic de production méridional de  $CO_2$  observé par Lellouch et al. (2006) quelques années après les impacts

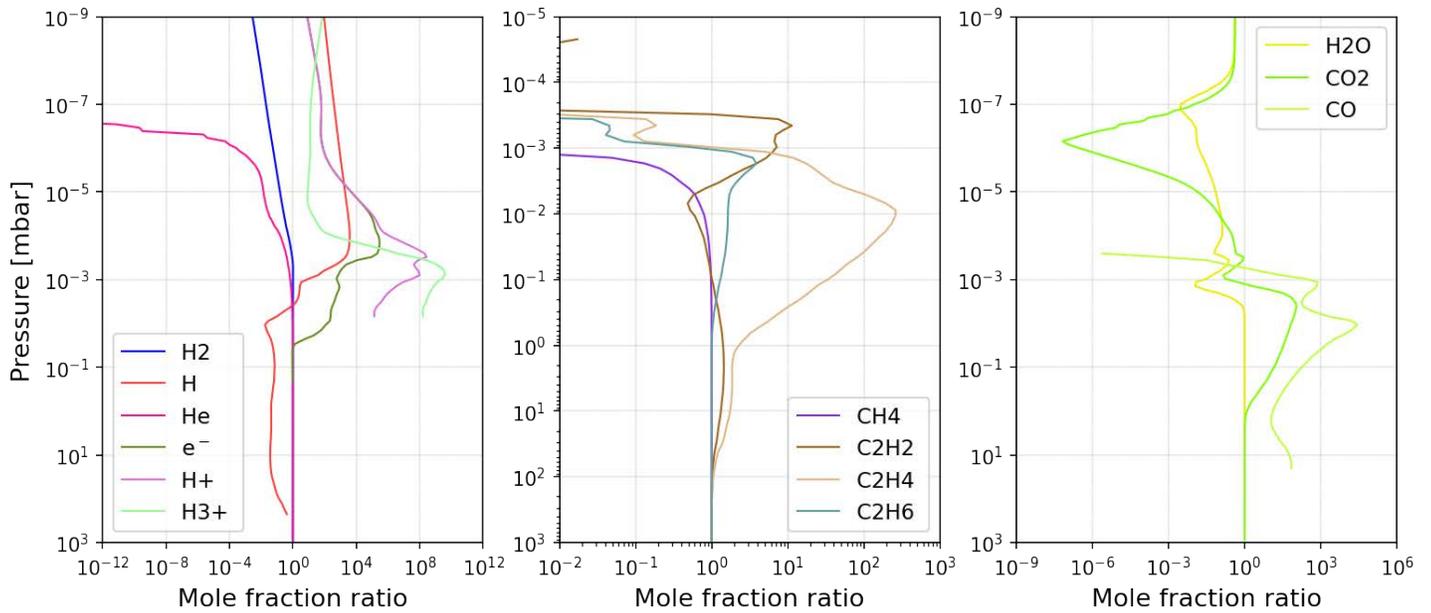


Figure V.23: Rapports des fractions molaires avant et après introduction des électrons magnétosphériques de l'aurore discrète à 55°N pour les composés chimiques H, H<sub>2</sub>, He, H<sup>+</sup>, H<sub>3</sub><sup>+</sup>, CH<sub>4</sub>, C<sub>2</sub>H<sub>2</sub>, C<sub>2</sub>H<sub>4</sub>, C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>, H<sub>2</sub>O, CO<sub>2</sub> et CO.

de SL9 dans la zone des aurores australes de Jupiter.

Pour les autres composés chimiques, on voit une diminution ou une augmentation de la fraction molaire en fonction de la pression (figure V.24), comme pour le cas de H qui diminue d'un facteur 100 environ pour  $p > 4 \cdot 10^{-3}$  mbar et qui augmente fortement aux pressions inférieures jusqu'à un facteur  $10^4$ . Contrairement aux autres abondances chimiques, l'augmentation de l'abondance de H semble être corrélée avec le pic du taux de production électronique de l'aurore diffuse (figure V.18). Ainsi, H pourrait être produit généralement par la recombinaison des électrons thermalisés avec les protons à ces niveaux de pressions. Cette production accrue pourrait être aussi due à la recombinaison de ces électrons thermalisés avec H<sub>3</sub><sup>+</sup> qui est relativement très abondant dans cette région comme le témoignent les figures V.23, V.24. En ce qui concerne sa destruction cela est relativement difficile à déterminer du fait de la complexité du schéma chimique utilisé dans le code photochimique. Enfin, on souligne aussi que le pic de production d'H<sub>3</sub><sup>+</sup> se trouve à la pression de 1 μbar là où son émission aurorale est généralement détectée.

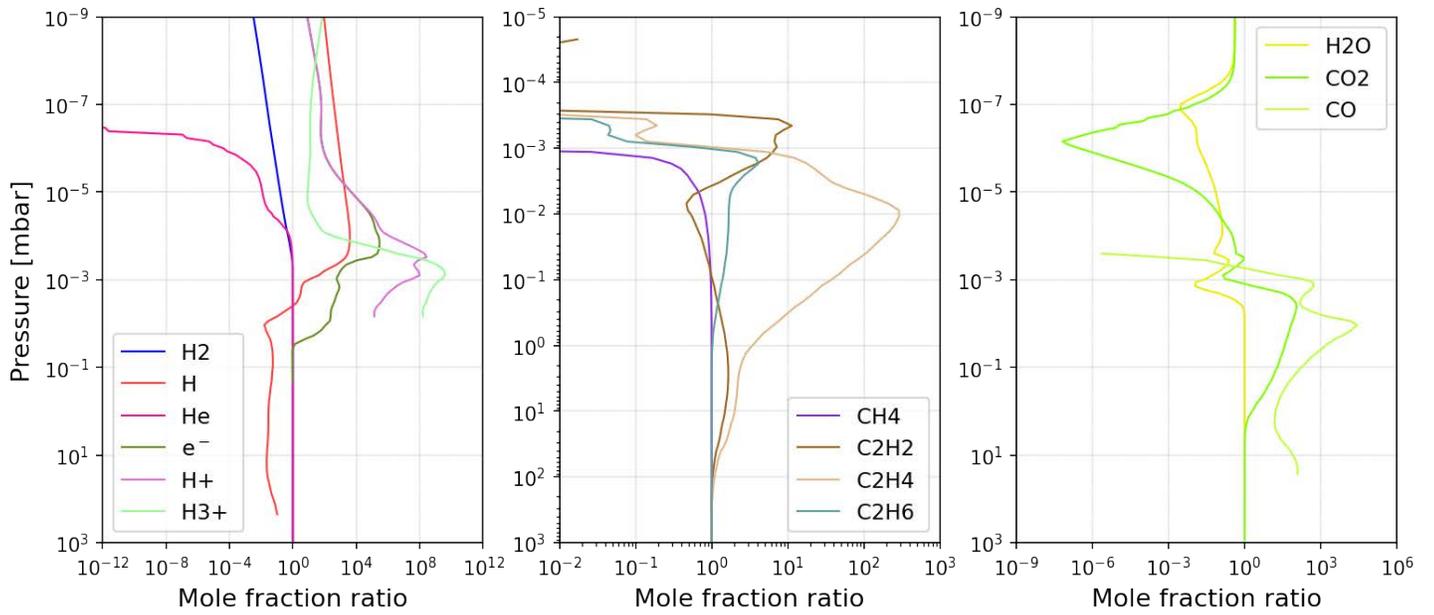


Figure V.24: Rapports des fractions molaires avant et après introduction des électrons magnétosphériques de l'aurore diffuse à 65°N.

#### 4.4.6 Conclusion

L'étude que je viens de présenter n'en est qu'à ses débuts. Les premiers résultats que nous avons obtenus nous montrent clairement que la précipitation des électrons magnétosphériques a un impact important sur la chimie atmosphérique des zones aurorales.

Le deuxième résultat remarquable dans cette étude concerne l'évolution de l'abondance de  $\text{H}_2\text{O}$  dans les zones aurorales. Ainsi, comme nous l'avions proposé dans la précédente étude de Benmahi et al. (2020), il semblerait y avoir une destruction importante de l'abondance de  $\text{H}_2\text{O}$  pour les pressions inférieures à  $10^{-2}$  mbar. L'évolution de l'abondance de  $\text{CO}_2$  que nous avons obtenue montre que la destruction de  $\text{CO}$  et de  $\text{H}_2\text{O}$  ne suffit pas à elle seule pour produire du  $\text{CO}_2$ . Ainsi, on pense que d'autres processus chimiques sont mis en jeu pour que les abondances de  $\text{CO}$  et de  $\text{CO}_2$  augmentent simultanément, typiquement aux pressions entre 10 et  $10^{-3}$  mbar. Il faudra donc analyser les chemins réactionnels plus en détail dans les résultats du modèle photochimique.

Les rapports d'abondance des hydrocarbures que j'ai représentés dans la figure V.20 montrent que, dans l'intervalle de pression entre 10 mbar et  $10^{-3}$  mbar, la production de  $\text{C}_2\text{H}_4$  semble être en bon accord avec les observations de Sinclair et al. (2018). En revanche, concernant l'abondance de  $\text{C}_2\text{H}_2$  il y a un accord partiel avec les observations de Sinclair et al. (2018). Pour  $\text{C}_2\text{H}_6$  nous ne voyons pas de déplétion de son abondance dans les zones aurorales.

Nos résultats montrent aussi une abondance accrue de  $\text{H}$ , dans la zone aurorale à  $65^\circ\text{N}$  et  $55^\circ\text{N}$  et aux basses pressions, ainsi qu'un pic d'abondance important de  $\text{H}_3^+$  corrélé avec le pic de production électronique à  $10^{-3}$  mbar. La forte émission infrarouge dominée par les émissions de  $\text{H}_3^+$  est due à la forte abondance de ce composé chimique (Miller et al., 2006). Ce qui semble être en accord avec les résultats de notre modélisation concernant le pic d'abondance de  $\text{H}_3^+$  dans cette zone aurorale.

La prochaine étape que nous envisageons consiste à inclure les dépôts cométaires de SL9 et contraindre le coefficient de diffusion verticale. Cela nous permettra d'accorder notre modèle aux observations des différents composés chimiques mis en avant dans cette étude. Nous allons aussi, dans les futures modélisations, rajouter les composés azotés dans la modélisation photochimique afin d'effectuer des comparaisons avec les observations ALMA d' $\text{HCN}$ . La prise en compte de ces composés azotés nous permettra donc d'approfondir notre investigation concernant le lien entre la destruction d' $\text{HCN}$  et la chimie aurorale. Une autre étape qui serait intéressante est la combinaison de la modélisation Trans-Planet avec un modèle photochimique 2D, voire 2D saisonnier comme celui de Hue et al. (2018a). Cela nous permettra de modéliser les distributions méridionales des abondances chimiques dans l'atmosphère de Jupiter. Le code Trans-Planet étant désormais générique aux planètes géantes, de futures études sont envisagées afin de modéliser la chimie aurorale de Saturne par exemple.

Pour ce qui concerne la dynamique, j'envisage de continuer le développement du code Trans-Planet. Ainsi, grâce aux calculs du taux de chauffage atmosphérique dû à la précipitation magnétosphérique j'envisage d'étudier la dynamique dans les zones aurorales de Jupiter. Par cette future investigation, je chercherai à comprendre le lien entre les zones aurorales et les jets polaires de Jupiter que nous avons observés (Cavalié et al., 2021). Cela nous permettra de comprendre les sources énergétiques permettant d'alimenter une telle dynamique. Cela pourrait être aussi appliqué dans le cas de Saturne où nous avons mesuré un jet d'environ 200 m/s (Benmahi et al., 2022), aux latitudes polaires nord, et qui pourrait être causé par l'ovale auroral principal nord de Saturne.

Bien que nous ayons considéré seulement la précipitation des électrons dans ces modélisations, un autre approfondissement de cette étude qui consisterait à tenir compte de la précipitation des protons serait très intéressant afin d'évaluer l'impact de leur précipitation sur l'atmosphère aurorale.



## RÉSUMÉ ET CONCLUSION GÉNÉRALE

Les travaux de thèse que j’ai effectués durant ces trois dernières années m’ont permis d’acquérir une expertise dans l’étude de la dynamique et de la composition des atmosphères des planètes géantes. À travers ces études, j’ai pu développer et participer à des collaborations nationales et internationales qui ont été très enrichissantes.

Durant cette thèse, j’ai pu développer une méthode de mesure directe des vents atmosphériques au limbe des planètes. J’ai adapté ensuite cette méthode aux observations par spectroscopie hétérodyne, dans le domaine submillimétrique, effectuées par l’observatoire ALMA. La calibration géométrique des observations, le profil phénoménologique de raie et l’ajustement MCMC des raies spectrales observées que j’ai développés au début de cette étude ont été des étapes clés qui nous ont permis d’évaluer, avec une grande précision, les décalages Doppler dû aux vents dans les atmosphères des planètes géantes. La généralisation de cette méthode pour être en mesure de traiter les observations de n’importe quelle planète nous a permis d’effectuer pour la première fois des mesures de vents stratosphériques dans les atmosphères de Jupiter, dans un premier temps, et de Saturne, dans un deuxième temps.

Dans le cas de Jupiter, Les calculs des fonctions de contribution que nous avons effectués grâce à notre modélisation de transfert radiatif nous ont permis de localiser les vents autour de 1 mbar et 3 mbar de pression, respectivement, pour les mesures HCN et CO, et cela dans l’intervalle de latitudes allant de 60°S à 50°N. Pour les latitudes polaires, la pression où sont localisés les vents HCN est estimée autour de 0.1 mbar, alors que les mesures CO sont localisées à la même pression qu’aux latitudes moyennes et équatoriales. La résolution spectrale et le rapport S/B des observations CO étaient trop limités pour parvenir à des détections. Nous avons seulement pu établir une limite supérieure de 150 m/s sur la vitesse des vents à 3 mbar. Les vents que nous avons mesurés grâce aux observations HCN sont nettement résolus en latitude (une résolution de  $\sim 7^\circ$ ) et ont globalement une barre d’erreur moyenne n’excédant pas les 20 m/s. Aux latitudes moyennes et équatoriales, nous avons détecté des vitesses de vents globalement inférieures à 100 m/s sauf pour le jet intense de plus de 200 m/s, à 10°N, qui semble légèrement corrélé avec le jet troposphérique à cette même latitude (Barrado-Izagirre et al., 2013).

Ces premiers résultats m’ont permis d’approfondir l’étude de la dynamique de la zone équatoriale de Jupiter. Pour cela, en considérant l’équilibre géostrophique et grâce aux observations thermiques du Gemini/TEXES obtenues de manière quasi-simultanée avec les observations ALMA (Fletcher et al., 2017; Giles et al., 2020; Fletcher et al., 2020), j’ai pu cartographier la structure de la dynamique équatoriale de Jupiter en utilisant l’équation des vents thermiques. Cette étude m’a permis de cartographier la phase de la JEO correspondante à la date de nos observations ALMA et montrant ainsi une stratification verticale des jets qui peuvent atteindre jusqu’à 200 m/s à 4 mbar de pression. Les résultats de cette étude ont fait l’objet d’une publication scientifique Benmahi et al. (2021). Ils permettent désormais de contraindre les modèles de circulation générale de Jupiter afin d’améliorer

les résultats des futures simulations. Des observations à des intervalles de temps différents et des mesures de la structure thermiques sont maintenant nécessaires pour effectuer un suivi temporel de ce phénomène d'oscillation équatoriale.

Aux latitudes polaires, nous avons mesuré une circulation particulière et complètement inattendue avec notamment un jet non zonal et westward de presque 400 m/s dans la zone polaire sud de Jupiter. L'extension de cette étude aux latitudes nord a permis aussi de mesurer un jet similaire moins fort avec une vitesse d'environ 300 m/s. Ces détections nous ont permis de mettre en évidence l'existence des jets auroraux stratosphériques de Jupiter ainsi que leur étendue verticale. Les résultats des premières mesures des vents stratosphériques de Jupiter et la détection des jets auroraux ont été publiés dans Cavalié et al. (2021).

J'ai appliqué la méthode de mesure des vents par spectroscopie hétérodyne dans le cas de Saturne. De la même façon que pour Jupiter, Saturne a été observée grâce à ALMA autour des fréquences d'émission du CO et du HCN. Ces observations m'ont permis d'en déduire le décalage Doppler, dû aux vents atmosphériques, des raies spectrales situées aux limbes est et ouest de la planète. Nous avons ainsi mesuré pour la première fois les vents stratosphériques de Saturne. Nos calculs de fonctions de contribution nous ont permis de localiser les vents entre 0.01 mbar et 0.5 mbar pour les mesures HCN et entre 0.1 et 20 mbar pour les mesures CO. Grâce à ces mesures nous avons détecté la signature stratosphérique du grand jet équatorial troposphérique étendu entre 20°S et 25°N, mesuré à des vitesses pouvant atteindre 400 m/s. Ce grand jet a été détecté dans les mesures HCN et CO avec quasiment les mêmes intensités. Nos comparaisons avec les mesures troposphériques de García-Melendo et al. (2011b) ont révélé que ce grand jet équatorial s'étendait de la troposphère à la stratosphère. Nos mesures des vents stratosphériques dans la zone équatoriale montrent une asymétrie du jet par rapport à l'équateur. Les comparaisons avec les mesures Cassini effectuées entre 2004 et 2008, ainsi que les résultats des récentes modélisations GCM de Saturne (Bardet et al., 2022) nous ont révélé que cette asymétrie est très probablement saisonnière et elle semble être liée à la projection des ombres des anneaux de Saturne sur son atmosphère. Aux latitudes moyennes les vents HCN que nous avons mesurés nous montrent une circulation stratosphérique avec quelques pics de vents westward qui sont globalement marginaux. Concernant les vents CO, nous avons détecté une circulation globalement westward au nord de 25°N, ce qui est relativement en bon accord avec les observations de Fletcher et al. (2012). Ce dernier résultat montre que la circulation stratosphérique dans la gamme de pressions entre 0.1 et 20 mbar est différente par rapport à la circulation troposphérique aux mêmes latitudes. Enfin, aux latitudes aurorales, à 71°N, nous avons détecté un jet westward culminant entre 150 et 200 m/s et corrélé avec la position moyenne de l'ovale auroral nord. Nous pensons que la nature de ce jet est potentiellement similaire aux jets auroraux que nous avons mis en évidence dans le cas de Jupiter. Les résultats de cette étude sont en cours de publication dans Benmahi et al. (2022).

Les observations ALMA de Jupiter nous ont permis à la fois de mesurer sa dynamique stratosphérique, mais aussi de cartographier l'abondance des composés chimiques observés (Cavalié et al. en préparation). Ainsi, aux dates correspondantes à nos observations, nous avons trouvé que l'abondance de CO était relativement uniformément répartie à toutes les latitudes. Cependant, concernant HCN, nous avons une variabilité méridionale très prononcée, qui se traduit notamment aux latitudes polaires par une déplétion de son abondance corrélée spatialement avec les zones aurorales. Ces observations nous montrent qu'il existe une chimie particulière localisée dans les ovales auroraux de Jupiter. Sachant que les pics d'émissions de CO et d'HCN se situent globalement à la même pression dans l'intervalle de latitude entre 60°S et 50°N, cette étude montre qu'il y a un processus chimique favorisant la destruction d'HCN dans les zones aurorales aux pressions supérieures à 0.1 mbar environ.

Parmi ces travaux, j'ai aussi effectué une étude du suivi temporel de l'abondance de H<sub>2</sub>O dans la stratosphère de Jupiter (Benmahi et al., 2020). Dans cette étude nous avons contraint la diffusion

verticale de  $\text{H}_2\text{O}$  grâce à l’observation de la décroissance de l’abondance de ce composé chimique en fonction du temps dans l’atmosphère de cette planète. Cependant, le désaccord obtenu dans ces résultats avec les observations des hydrocarbures nous a emmené à émettre l’hypothèse d’une chimie particulière pouvant détruire cette molécule aux latitudes aurorales. Ainsi, ces processus chimiques sont très probablement liés à l’activité aurorale et notamment à la précipitation des électrons magnétosphériques dans ces zones. En effet, les observations de Sinclair et al. (2018) des hydrocarbures dans les zones aurorales de Jupiter montrent effectivement des variabilités méridionales très prononcées aux latitudes polaires, ce qui nous permet d’imaginer qu’ $\text{H}_2\text{O}$  ou  $\text{HCN}$  peuvent subir le même phénomène dans les zones aurorales. De plus, la dynamique particulière que nous avons mesurée dans les zones aurorales de cette planète peut, par confinement de la matière, d’avantage favoriser ces processus chimiques conduisant à de telles variabilités méridionales pour  $\text{HCN}$ . Cela peut aussi impacter l’abondance de  $\text{H}_2\text{O}$  dans ces régions.

Les résultats obtenus durant ces trois années de thèse, m’ont incité à étudier la composition atmosphérique et la dynamique dans les zones aurorales de Jupiter. Ainsi, à la fin de ma thèse, j’ai dédié mes travaux à l’étude de la composition de l’atmosphère subaurorale de cette planète. Cette étude marque à la fois la fin de mes travaux de thèse, mais aussi le début d’une investigation approfondie des résultats que j’ai obtenu durant ces trois dernières années. Pour cela, j’ai opté pour une approche visant à combiner un modèle de transport électronique avec un modèle photochimique afin d’étudier l’impact des électrons magnétosphériques dans les couches atmosphériques sous la thermosphère. Grâce à une collaboration avec nos collègues de l’IPAG, nous avons généralisé le code *Trans\** (Lilensten and Brelly, 2002) sous le nom de *Trans-Planet* pour l’appliquer à cette étude. Ainsi, nous avons pu développer notre premier modèle de l’atmosphère aurorale de Jupiter. Les résultats préliminaires que nous avons obtenus montrent que la précipitation des électrons magnétosphériques a un impact important sur la composition chimique des zones aurorales. Cet impact influence les abondances de toutes les espèces chimiques que nous avons mises en avant dans cette étude. Parmi ces résultats préliminaires, nous avons trouvé que l’abondance de  $\text{H}_2\text{O}$  diminue aux latitudes aurorales, ce qui rejoint l’hypothèse de Benmahi et al. (2020) d’un processus chimique manquant permettant de détruire cette molécule aux latitudes polaires de Jupiter. Concernant les hydrocarbures, nos résultats montrent que l’abondance du  $\text{C}_2\text{H}_4$  croît dans les zones aurorales en accord avec les observations de Sinclair et al. (2018), mais les évolutions des abondances de  $\text{C}_2\text{H}_2$  et  $\text{C}_2\text{H}_6$  semblent à ce stade être contradictoires avec les observations. Ce désaccord peut être lié à un manque de processus chimique permettant de créer davantage d’hydrocarbures dans notre modèle photochimique. Il peut être aussi lié au fait que nous n’avons pas contraint la diffusion verticale dans les zones aurorales. En effet la prochaine étape de cette étude consiste à prendre en compte les espèces azotées, pour chercher une explication aux mesures de l’abondance d’ $\text{HCN}$  observées par ALMA, et la considération de l’apport de la comète SL9 qui joue un rôle important pour les espèces oxygénées. Nous envisageons aussi de contraindre la diffusion verticale du code photochimique dans les zones aurorales afin d’ajuster notre modèle aux observations. D’autres étapes sont aussi envisagées afin de combiner le modèle *Trans-Planet* avec un modèle photochimique 2D, voire 3D pour un suivi méridional et longitudinal des abondances chimiques dans les zones aurorales de Jupiter. La généralisation du code *Trans-Planet* va nous permettre aussi d’étudier la composition de l’atmosphère aurorale de Saturne.

Enfin, concernant l’étude de l’impact thermique et dynamique de la précipitation des électrons magnétosphériques sur l’atmosphère dans les zones aurorales, j’ai d’ores et déjà entamé le développement du code *Trans-Planet* afin d’y intégrer les calculs nécessaires pour atteindre ces futurs objectifs.

## Conclusion sur mon implication dans la mission JUICE

Ma participation à cette mission a été énormément impactée par la crise sanitaire que notre planète a traversée en 2021/2022 et donc mon intégration au sein de l'équipe scientifique du projet SWI n'a pas pu aboutir dans ces conditions. Cependant, je continue à y contribuer pour intégrer le consortium JUICE dans les années à venir, notamment grâce aux études que j'ai développées en fin de thèse et à mon projet de recherche postdoctoral.

Les résultats de l'étude de la diffusion verticale de  $\text{H}_2\text{O}$  dans la stratosphère de Jupiter nous ont permis de prédire les émissions spectrales d' $\text{H}_2\text{O}$  que l'on pourrait observer avec les télescopes Odin et SWI entre 2030 et 2035 lorsque la sonde JUICE sera en orbite autour de la planète. Les résultats obtenus nous confirment la faisabilité des mesures SWI afin d'étudier la dynamique dans la stratosphère de Jupiter grâce à l'émission spectrale d' $\text{H}_2\text{O}$ . L'un des objectifs principaux de ces observations est la mesure des profils verticaux des vents stratosphériques au limbe et en fonction de la latitude. Ces profils verticaux des vents seront mesurés en ajustant les asymétries des raies spectrales. Cet objectif représente une opportunité cruciale pour mes travaux de recherche concernant l'étude de la dynamique de la stratosphère de Jupiter. Ainsi, grâce à la très haute résolution spectrale nous serons en mesure de cartographier la circulation stratosphérique en 2D avec une résolution spatiale verticale d'environ une hauteur d'échelle et une résolution latitudinale de  $3^\circ$ . Une campagne d'observation d'environ 4 ans nous permettra d'étudier les variabilités temporelles de la dynamique stratosphérique jovienne. Une telle durée nous permettra aussi de suivre et de cartographier la structure des vents équatoriaux sur quasiment une période d'oscillation de la JEO. Cette étude sera importante pour caractériser les origines de ce phénomène ainsi que les perturbations thermiques qui sont capables de modifier sa périodicité.

Ces différentes observations nous serviront également à étudier la chimie stratosphérique de Jupiter. Ainsi, SWI va nous permettre de mesurer les distributions méridionales d'abondances de CO, HCN, CS,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CH}_3\text{C}_2\text{H}$ , qui est un composé important dans la photochimie du méthane. Ces études seront utilisées pour contraindre les diffusions verticale et horizontale dans nos modèles photochimiques. Ces observations nous permettront aussi de caractériser les distributions d'abondances dans les régions polaires où les composés chimiques semblent être influencés par la dynamique atmosphérique et l'activité aurorale.

Hormis ces études qui seront en grande partie issues des observations SWI, d'autres instruments à bord de la sonde JUICE auront aussi des rôles intéressants voire cruciaux pour mon projet de recherche. Concernant l'étude des zones aurorales et grâce à l'instrument UV imaging Spectrograph (UVS) embarquée dans JUICE, nous serons en mesure d'observer les émissions spectrales des zones aurorales de Jupiter dans le domaine des UV. Ces observations seront utilisées pour estimer les énergies caractéristiques des flux de précipitation électronique dans ces régions. Cette estimation nous permettra de développer des modèles de flux de précipitation électronique afin de modéliser le transport électronique dans ces zones aurorales. Ces modélisations nécessitent aussi la connaissance du flux énergétique des électrons qui précipitent dans les zones aurorales de Jupiter. Ainsi, l'instrument Particle Environment Package (PEP) embarqué dans la sonde JUICE et destiné à l'étude et à la caractérisation du plasma du voisinage jovien va également nous permettre de mesurer les densités et les flux des ions et électrons. Ces mesures nous permettront d'estimer les flux de précipitation électronique dans les régions aurorales que nous utiliserons dans nos modélisations de transport électronique. Enfin, cela nous permettra aussi d'étudier la structure thermique et chimique dans ces régions ainsi que le lien entre la dynamique polaire et l'activité aurorale.

Durant les derniers mois de ma thèse j'ai commencé ces études des régions aurorales et je vais continuer à les approfondir en postdoctorat.



# Annexes

## SUPPLÉMENTS POUR LE CHAPITRE 3

### 1 Schéma de la configuration de l'observation de Jupiter

Dans la figure A.1 j'ai représenté le schéma de l'observation de Jupiter. Dans ce schéma, j'ai fait figurer les vecteur représentant les vents LOS que nous avons mesurés et le vecteur de la composante zonale des vents atmosphériques. Les vecteurs  $\vec{V}_z$  bleu et rouge, représentent les vents LOS (Line of sight) mesurés dans la direction de l'observation  $\vec{e}_z$  à l'ouest et à l'est de la planète. Le vecteur  $\vec{V}_\phi$  représente la composante zonale des vents mesuré au limbe de Jupiter.

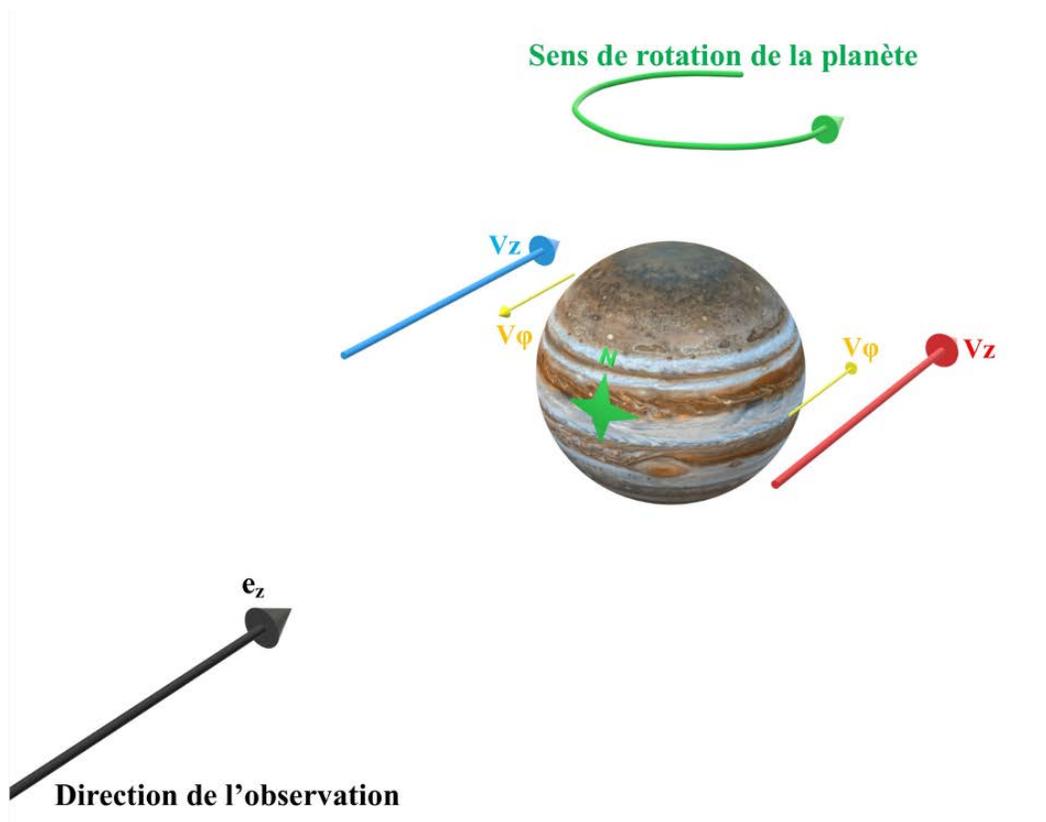


Figure A.1: Schéma de configuration de l'observation de Jupiter et des vecteurs des vents mesurés.

## 2 Exemples d'oscillations quasi-périodiques

Dans cette section, j'ai présenté deux exemples d'oscillations quasi-périodiques des températures équatoriales relatives. Dans notre système solaire, seul l'exemple de la QBO sur Terre et de la JEO sur Jupiter sont les mieux documentés. L'exemple de l'oscillation quasi-périodique terrestre est de loin le plus étudiés.

### 2.1 Oscillation quasi-biennale sur Terre

Dans la figure A.2, presque 40 ans de suivi temporel de la QBO sont représentés. Il s'agit de la variation temporelle de la moyenne zonale de la température relative à l'équateur. Cette température relative est calculée par rapport à la température moyenne zonale à l'équateur.

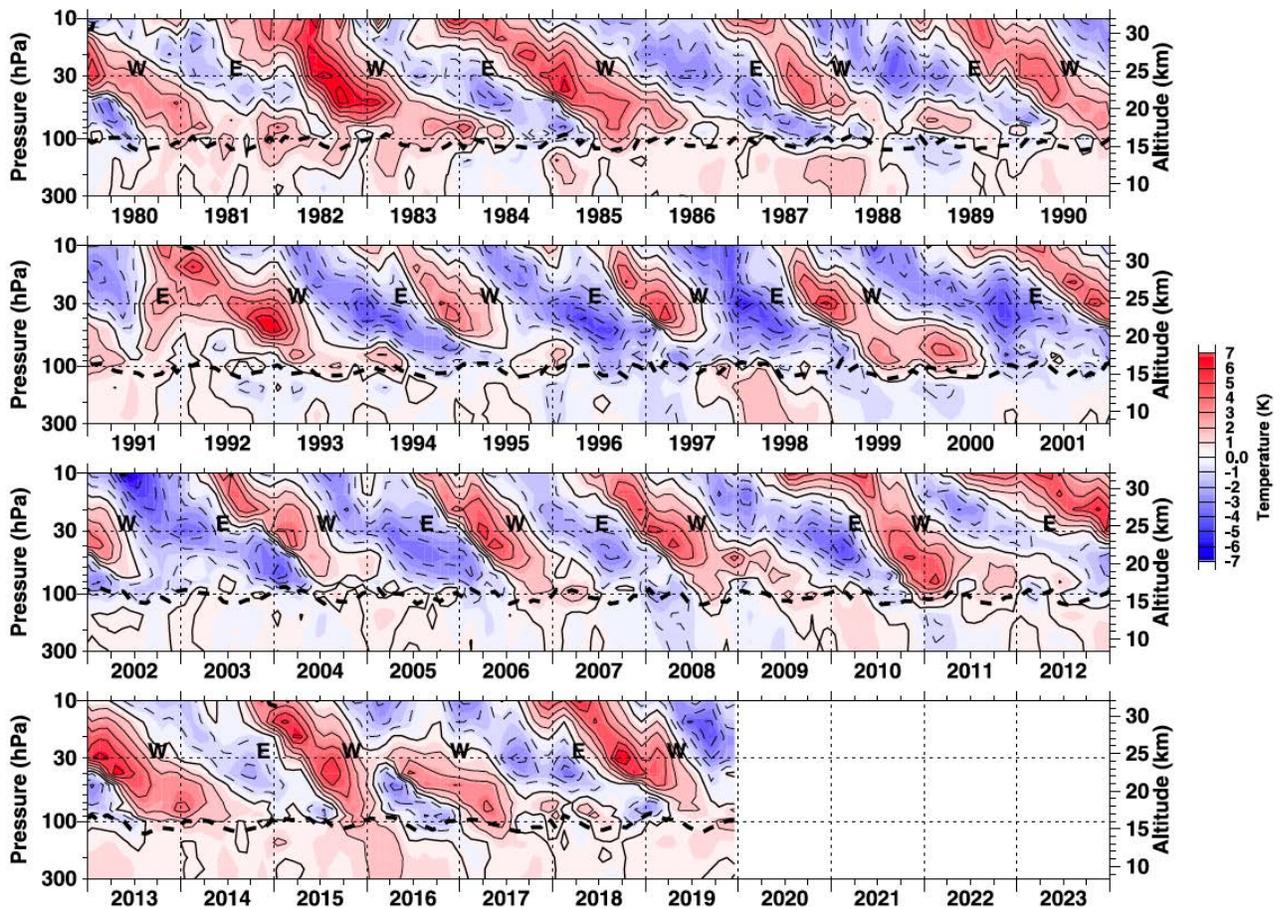


Figure A.2: Suivi temporel relatif de la QBO sur Terre à l'équateur entre 1980 et 2020. Cette figure provient du NASA/GSFC Data Services ([https://acd-ext.gsfc.nasa.gov/Data\\_services/met/qbo/qbo.html](https://acd-ext.gsfc.nasa.gov/Data_services/met/qbo/qbo.html)). Les données de températures sont obtenues grâce aux mesures de la radiosonde du Meteorological Service Singapore Upper Air Observatory. Dans cette figure, on y distingue aussi une interruption du cycle périodique de l'oscillation entre 2015 et 2016 (Newman et al., 2016).

## 2.2 Oscillation quasi-quadriennale sur Jupiter

Le suivi temporelle de la variation de la moyenne zonale de la température à l'équateur de Jupiter, dans l'intervalle de latitude  $[2^{\circ}S, 2^{\circ}S]$ , est représenté dans la figure A.3 provenant de Giles et al. (2020).

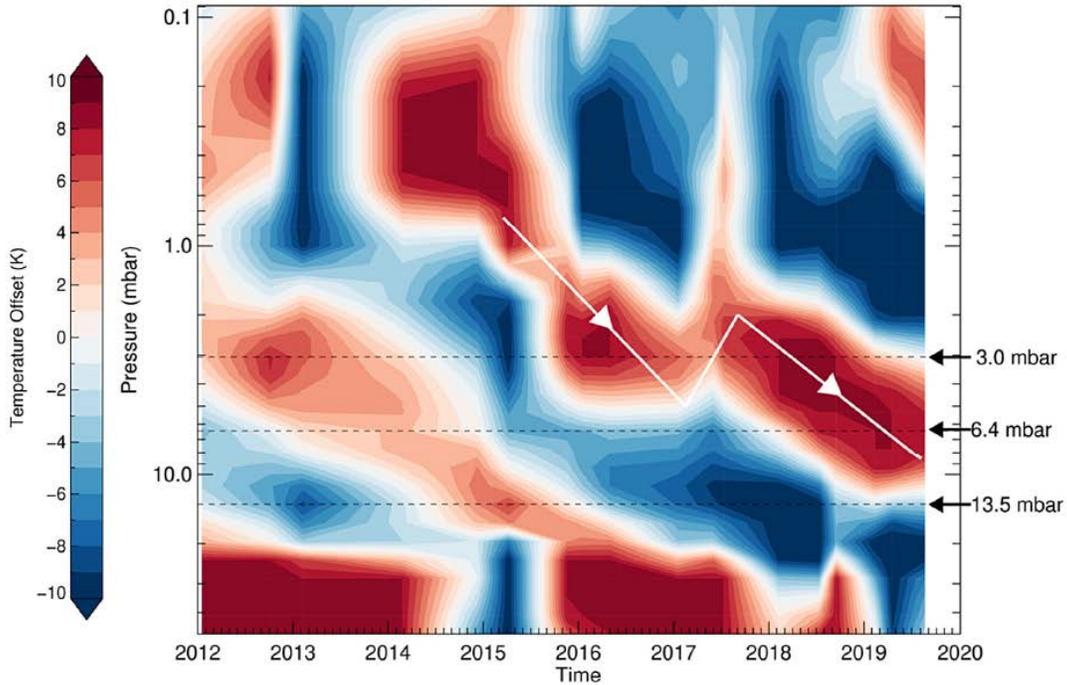


Figure A.3: Suivi temporel entre 2012 et 2019 de la JEO de Jupiter en fonction de la pression. Les températures mesurées sont moyennées dans l'intervalle de latitudes  $[2^{\circ}S, 2^{\circ}N]$ . La température relative pour chaque niveau de pression est définie comme la température moyenne zonale par rapport à la moyenne des températures maximale et minimale pendant les quatre premières années de données. Les lignes noires pointillées mettent en évidence les niveaux de pression de 3,0 mbar, 6,4 mbar et 13,5 mbar qui sont représentés sur la figure 4 de Giles et al. (2020). La ligne blanche montre une perturbation apparente dans l'anomalie chaude descendante. Cette figure est présentée dans Giles et al. (2020).

Dans les deux exemple d'oscillations quasi-périodiques présentés dans cette section, on remarque le caractère descendant de ce phénomène.

## 3 Quelques notions sur les ondes atmosphérique

Les ondes atmosphériques peuvent se manifester de diverses façons comme dans les oscillations de la température, de la densité de matière, de la vitesse des vents, etc. ou à travers des structures géométriquement régulières des nuages. Ces ondes peuvent être classées sur des bases de facteurs plus ou moins différents : mécanisme de restauration, échelle de temps et d'espace, onde stationnaire ou qui se déplace. Parmi les ondes atmosphériques les plus connues sont les suivantes :

### 3.1 Les ondes de gravité

Le mécanisme de restauration des ondes de gravité est la poussée d'Archimède. Ces ondes sont créées par la topologie (ondes orographiques) lors du passage d'une masse d'air au-dessus d'un relief

montagneux. Elles peuvent aussi être générées par des instabilités dynamiques dues à la présence d'orage ou de front d'air. En général, elles sont générées près de la tropopause avec une propagation ascendante. Ces ondes sont très présentes dans les mésosphères des planètes telluriques. Sur Terre, les ondes de gravité révèlent souvent leur présence à travers des formations nuageuses particulières comme dans le cas des ondes orographiques.

Les ondes de gravité ont été observées dans plusieurs atmosphères planétaires comme le cas de Mars, Vénus, mais aussi dans les atmosphères des planètes géantes comme Jupiter, Uranus, Neptune. Des ondes de gravité ont été aussi détectées par des oscillations dans les profils verticaux de températures et qui semble être probablement à l'origine de la JEO de Jupiter et de la SSAO de Saturne.

### 3.2 Les ondes de Rossby

Les ondes de Rossby (ou ondes planétaires) sont caractérisées par une grande longueur d'onde. Elles sont dues à la variation de la force de Coriolis en fonction de la latitude lors du déplacement d'une masse d'air à une latitude plus ou moins élevée. Sur Terre, les ondes de Rossby sont des phénomènes permanents aux latitudes moyennes et polaires. Souvent, des cyclones et anticyclones se forment dans les crêtes de ces ondes. Ces ondes ont déjà été observées aux latitudes polaires de Mars. Dans la planète Jupiter, il y a une grande variété d'ondes atmosphériques au-delà de la région équatoriale qui sont probablement des ondes de Rossby. Dans le cas de Saturne, un système hexagonal existe autour du pôle Nord et qui pourrait être une manifestation d'une onde de Rossby.

## 4 Champs thermiques à différentes longitudes dans l'atmosphère de Jupiter

Dans la figure III.13 est présentée la moyenne zonale des températures dans la stratosphère de Jupiter de 0,01 à 30 mbar du 12 au 20 mars 2017. La carte de vitesse du vent correspondante est présentée sur la figure III.20. Nous avons également produit les cartes de température à partir des données Gemini/TEXES pour les deux plages de longitude couvertes aux limbes observés avec ALMA, après avoir pris en compte le balayage longitudinal de  $15^\circ$  de ces observations. Ces cartes de température sont présentées dans les figures III.11b et III.11a. Les cartes correspondantes de vitesse des vents sont présentées sur la figure III.18.

## 5 Variabilité longitudinale des températures en mars 2017

Dans les figures III.19a et III.19b, on constate que le limbe ouest présente un point chaud centré à  $15^\circ\text{N}$  et étendu sur  $10\text{-}15^\circ$  de latitude entre 1 et 2 mbar. Ce point chaud peut expliquer, en partie, les différences de vitesses des vents observées notamment autour de  $10^\circ\text{N}$  dans les deux limbes avec ALMA (figure III.8). Des mouvements anticycloniques autour de ce point diminueraient les vitesses des vents à  $10^\circ\text{N}$ , et augmenteraient les vitesses des vents à  $20^\circ\text{N}$  sur le limbe ouest par rapport à la moyenne zonale. Au contraire, le limbe est présente un point froid à 2 mbar et centré à  $22^\circ\text{N}$ . Ici, les mouvements cycloniques autour de ce point froid auraient tendance à augmenter la vitesse du vent à  $\sim 17^\circ\text{N}$ , et à la diminuer à  $\sim 26^\circ\text{N}$  sur le limbe est par rapport à la moyenne zonale. Ceci tendrait qualitativement à remettre en accord les profils de vitesse de vent des deux limbes de la figure III.8, principalement en ce qui concerne les différences observées sur le jet prograde à  $10^\circ\text{N}$ .

## 6 Lissages des données des vitesses et des températures pour le calcul des vents thermiques

Avant d'utiliser les vitesses de vent et les températures issues des observations dans notre modélisation, j'ai lissé les données avec des polynômes de Legendre. j'ai d'abord déterminé l'ordre  $n$  le plus élevé de la série pour lisser nos données, pour que l'ajustement soit compris dans toutes les incertitudes. Pour les vitesses des vents de la figure III.14, j'ai fixé  $n = 35$ . Pour la température en fonction de la latitude (et pour chaque altitude), j'ai fixé  $n = 17$ . De tels polynômes peuvent entraîner des effets de bord comme le phénomène de Gibbs. Pour éviter cet effet, j'ai dû extrapoler les courbes de vitesse et de température au-delà de l'intervalle de latitudes utilisé dans notre modélisation (c'est-à-dire de  $-35^\circ$  à  $+35^\circ$ ). Nous avons étendu la plage de latitude jusqu'à  $\pm 50^\circ$  en considérant les valeurs des bords des courbes constantes (exemple de la figure A.4) et appliqué l'ajustement. Les résultats concernant les vitesses de vent sont présentés dans la figure A.4, où l'effet de Gibbs est visible autour de  $\pm 50^\circ$ . Cet effet est donc évité dans la plage de latitude finale que nous utilisons dans cette étude.

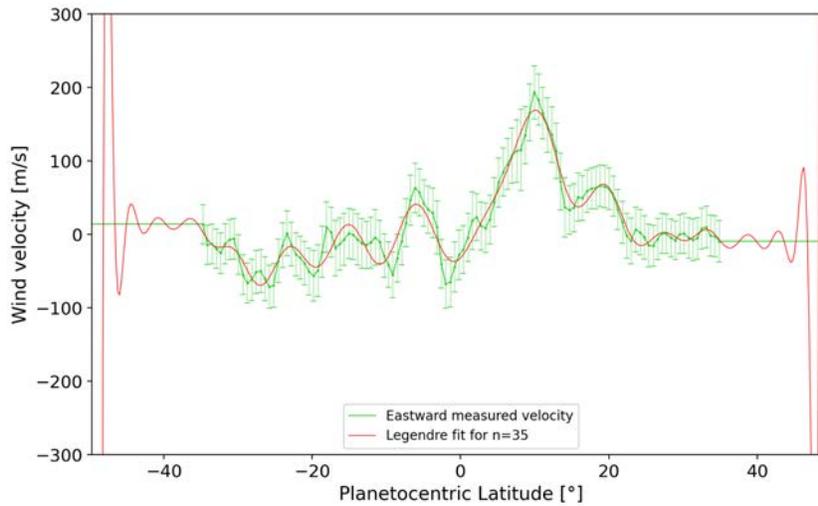


Figure A.4: Lissage par polynômes de Legendre des vitesses de vent de l'ALMA. J'ai élargi l'intervalle de latitudes d'ajustement de  $\pm 35^\circ$  à  $\pm 50^\circ$  pour limiter les effets de bord d'une telle procédure d'ajustement en dehors de l'intervalle étudié. L'ajustement résultant est ensuite tronqué à l'intervalle d'intérêt.

APPENDIX B

---

PUBLICATIONS SCIENTIFIQUES

# 1 Étude de l'évolution temporelle de l'abondance de H<sub>2</sub>O dans la stratosphère de Jupiter grâce aux observations du radiotélescope Odin

# Monitoring of the evolution of H<sub>2</sub>O vapor in the stratosphere of Jupiter over an 18-yr period with the *Odin* space telescope

B. Benmahi<sup>1</sup>, T. Cavalié<sup>1,2</sup>, M. Dobrijevic<sup>1</sup>, N. Biver<sup>2</sup>, K. Bermudez-Diaz<sup>2,3</sup>, Aa. Sandqvist<sup>4</sup>, E. Lellouch<sup>2</sup>, R. Moreno<sup>2</sup>, T. Fouchet<sup>2</sup>, V. Hue<sup>5</sup>, P. Hartogh<sup>6</sup>, F. Billebaud<sup>1</sup>, A. Lecacheux<sup>2</sup>, Å. Hjalmarson<sup>7</sup>, U. Frisk<sup>8</sup>, M. Olberg<sup>9</sup>, and The Odin Team

<sup>1</sup> Laboratoire d'Astrophysique de Bordeaux, Univ. Bordeaux, CNRS, B18N, allée Geoffroy Saint-Hilaire, 33615 Pessac, France  
e-mail: bilal.benmahi@u-bordeaux.fr

<sup>2</sup> LESIA, Observatoire de Paris, Université PSL, CNRS, Sorbonne Université, Univ. Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, 5 place Jules Janssen, 92195 Meudon, France

<sup>3</sup> Université Montpellier 2 Sciences et Techniques, Place E. Bataillon 30, 34095 Montpellier, France

<sup>4</sup> Stockholm Observatory, Stockholm University, AlbaNova University Center, 106 91 Stockholm, Sweden

<sup>5</sup> Southwest Research Institute, San Antonio, TX 78228, USA

<sup>6</sup> Max Planck Institut für Sonnensystemforschung, Justus-von-Liebig-Weg 3, 37077 Göttingen, Germany

<sup>7</sup> Department of Earth and Space Sciences, Chalmers University of Technology, Onsala Space Observatory, 439 92, Onsala, Sweden

<sup>8</sup> Omnisys Instruments AB, Solna Strandväg 78, 171 54, Solna, Sweden

<sup>9</sup> Chalmers University of Technology, Gothenburg, Sweden

Received 17 April 2020 / Accepted 8 July 2020

## ABSTRACT

**Context.** The comet Shoemaker-Levy 9 impacted Jupiter in July 1994, leaving its stratosphere with several new species, with water vapor (H<sub>2</sub>O) among them.

**Aims.** With the aid of a photochemical model, H<sub>2</sub>O can be used as a dynamical tracer in the Jovian stratosphere. In this paper, we aim to constrain the vertical eddy diffusion ( $K_{zz}$ ) at levels where H<sub>2</sub>O is present.

**Methods.** We monitored the H<sub>2</sub>O disk-averaged emission at 556.936 GHz with the space telescope between 2002 and 2019, covering nearly two decades. We analyzed the data with a combination of 1D photochemical and radiative transfer models to constrain the vertical eddy diffusion in the stratosphere of Jupiter.

**Results.** *Odin* observations show us that the emission of H<sub>2</sub>O has an almost linear decrease of about 40% between 2002 and 2019. We can only reproduce our time series if we increase the magnitude of  $K_{zz}$  in the pressure range where H<sub>2</sub>O diffuses downward from 2002 to 2019, that is, from ~0.2 mbar to ~5 mbar. However, this modified  $K_{zz}$  is incompatible with hydrocarbon observations. We find that even if an allowance is made for the initially large abundances of H<sub>2</sub>O and CO at the impact latitudes, the photochemical conversion of H<sub>2</sub>O to CO<sub>2</sub> is not sufficient to explain the progressive decline of the H<sub>2</sub>O line emission, which is suggestive of additional loss mechanisms.

**Conclusions.** The  $K_{zz}$  we derived from the *Odin* observations of H<sub>2</sub>O can only be viewed as an upper limit in the ~0.2 mbar to ~5 mbar pressure range. The incompatibility between the interpretations made from H<sub>2</sub>O and hydrocarbon observations probably results from 1D modeling limitations. Meridional variability of H<sub>2</sub>O, most probably at auroral latitudes, would need to be assessed and compared with that of hydrocarbons to quantify the role of auroral chemistry in the temporal evolution of the H<sub>2</sub>O abundance since the SL9 impacts. Modeling the temporal evolution of SL9 species with a 2D model would naturally be the next step in this area of study.

**Key words.** planets and satellites: individual: Jupiter – planets and satellites: atmospheres – submillimeter: planetary systems

## 1. Introduction

From the first observations of water (H<sub>2</sub>O) in the stratospheres of giant planets (Feuchtgruber et al. 1997), the existence of external sources of material to these planets, such as rings, icy satellites, interplanetary dust particles (IDP), and cometary impacts, was demonstrated. Indeed, H<sub>2</sub>O cannot be transported from the tropospheres to the stratospheres due to a cold trap at the tropopause of all these planets. Regarding the nature of the external sources, it has been shown that Enceladus plays a major role in delivering H<sub>2</sub>O to Saturn's stratosphere (Waite et al. 2006; Hansen et al. 2006; Porco et al. 2006; Hartogh et al. 2011; Cavalié et al. 2019), while an ancient comet impact is the favored hypothesis in the case of Neptune for carbon monoxide (CO), hydrogen

cyanide (HCN), and carbon monosulfide (CS) (Lellouch et al. 2005, 2010; Hesman et al. 2007; Luszcz-Cook & de Pater 2013; Moreno et al. 2017). For Uranus, the situation remains unclear (Cavalié et al. 2014; Moses & Poppe 2017).

In July 1994, astronomers witnessed the first extraterrestrial comet impact when the Shoemaker-Levy 9 comet (SL9) hit Jupiter. Several fragment impacts were observed around -44° latitude (Schulz et al. 1995; Sault et al. 1997; Griffith et al. 2004), which delivered several new species, including H<sub>2</sub>O (Lellouch et al. 1995; Bjoraker et al. 1996). Piecing together several observations of H<sub>2</sub>O vapor in the infrared and submillimeter with the Infrared Space Observatory (ISO), the Submillimeter Wave Astronomy Satellite (SWAS), *Odin* and *Herschel*, it was established that Jupiter's stratospheric H<sub>2</sub>O comes from the impact of

the SL9 comet (Bergin et al. 2000; Lellouch et al. 2002; Cavalié et al. 2008a, 2012, 2013).

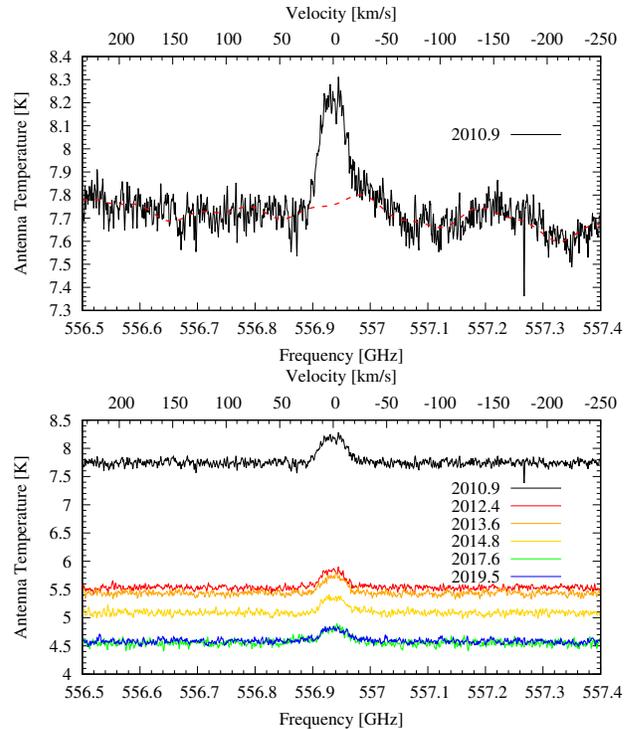
Cavalié et al. (2012) used the monitoring of the H<sub>2</sub>O emissions to try and constrain the vertical eddy mixing in Jupiter's stratosphere. Their sample of *Odin* observations only covered 2002 to 2009 and did not allow them to unambiguously demonstrate that the line emission was decreasing with time, as was expected from the comet impact scenario. Fortunately, the *Odin* space telescope is still in operation and has continued ever since to regularly monitor the H<sub>2</sub>O emission from the stratosphere of Jupiter. In this paper, we extend the monitoring presented in Cavalié et al. (2012) by adding new observations from 2010 to 2019, hence doubling the time baseline. While H<sub>2</sub>O is not as chemically stable as, for example, HCN (Moreno & Marten 2006; Cavalié et al. 2013) and cannot, in principle, be used to constrain horizontal diffusion without a robust chemistry and diffusion model, we assume the oxygen chemistry to be sufficiently well-known after recent progress (Dobrijevic et al. 2014, 2016, 2020; Loison et al. 2017). Thus, we use H<sub>2</sub>O as a tracer to constrain vertical diffusion in Jupiter's stratosphere, similarly to HCN, CO, and carbon dioxide (CO<sub>2</sub>) in Moreno et al. (2003), Griffith et al. (2004), and Lellouch et al. (2002, 2006). Our work therefore assumes H<sub>2</sub>O has small meridional variability by the time of our first observation in 2002, that is, on the order of that measured by Moreno et al. (2007) in HCN and Cavalié et al. (2013) in H<sub>2</sub>O (a factor of 2–3). With nearly two decades of data, we can probe the layers from the level where H<sub>2</sub>O was originally deposited by the comet to its current location by following its downward diffusion with our spectroscopic observations.

We present the *Odin* observations made between 2002 and 2019 in Sect. 2. We introduce the photochemical and radiative transfer models that we used in this study in Sect. 3. Results of both the photochemical model and the analysis of *Odin* observations are given in Sect. 4, followed by a discussion on the eddy diffusion profile in Sect. 5. We provide our conclusion in Sect. 6.

## 2. Observations

*Odin* (Nordh et al. 2003) is a Swedish-led space telescope of 1.1 m in diameter that was launched into polar orbit in 2001, at an altitude of 600 km. It carries out observations in the sub-millimeter domain across the frequency bands of 486–04 GHz and 541–581 GHz. The observations of the H<sub>2</sub>O (1<sub>10</sub>–1<sub>01</sub>) line at 556.936 GHz in Jupiter's stratosphere used in this paper were made with the Submillimeter and Millimeter Radiometer (Frisk et al. 2003) and the Acousto-Optical Spectrometer (Lecacheux et al. 1998) using the Dicke switching observation mode. This mode is the standard *Odin* observation mode (Olberg et al. 2003; Hjalmarsen et al. 2003). It enables integrating a target and a reference position on the sky by using a Dicke mirror. This allows us to compensate for short-term gain fluctuations. In addition, a few orbits are integrated on the sky 15' away from the source to remove other effects that are not corrected by the Dicke switching technique, such as the ripple continuum and continuum spillover from the main beam.

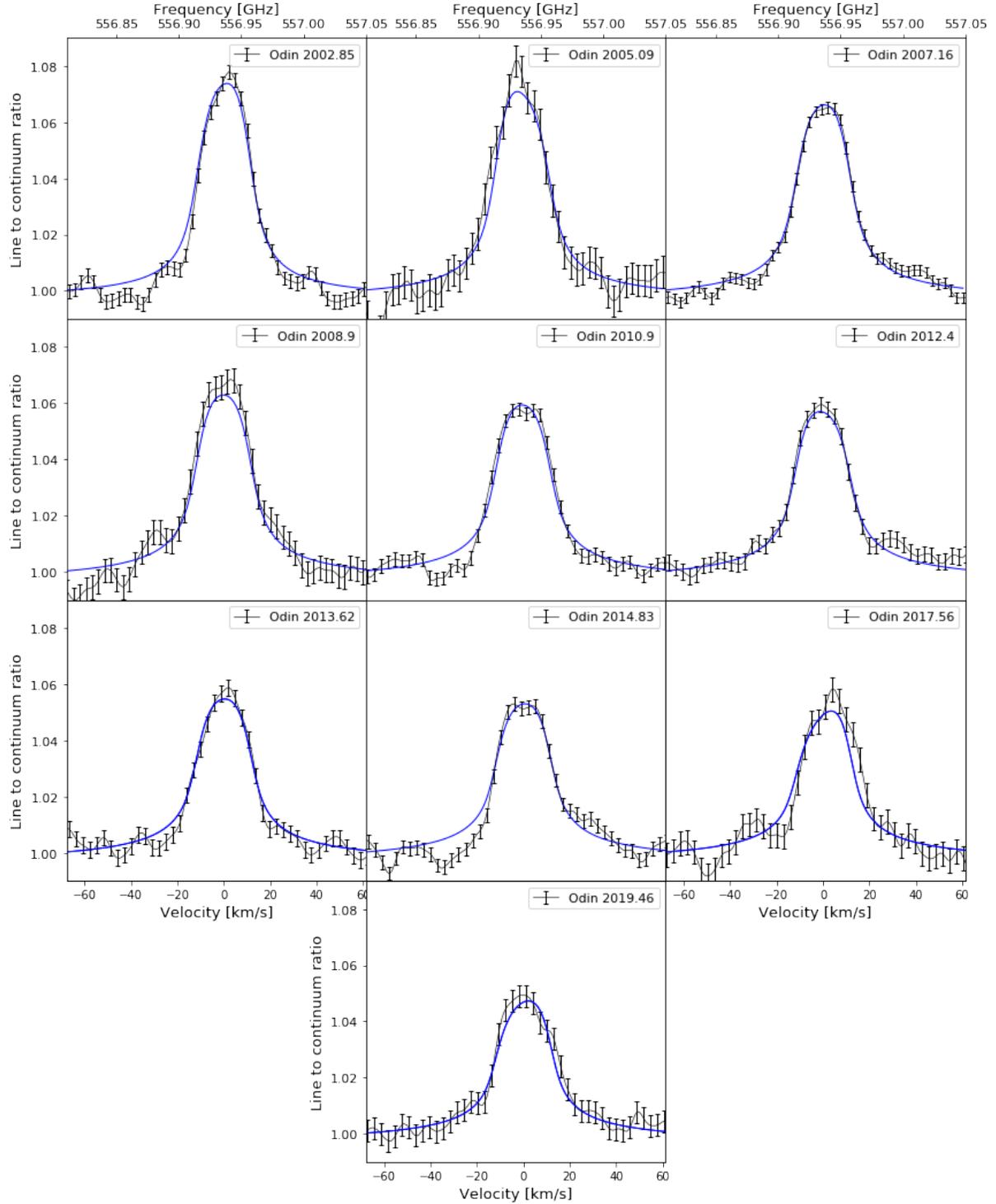
A first monitoring of Jupiter's stratospheric H<sub>2</sub>O emission at 557 GHz was already carried out by *Odin* over the 2002–2009 period (Cavalié et al. 2012). We obtained additional data between 2010 and 2019 for the following dates: 2010/11/20, 2012/02/17, 2012/02/24, 2012/10/05, 2013/03/01, 2013/10/04, 2013/10/27, 2014/04/04, 2014/10/17, 2015/04/19, 2016/12/16, 2018/02/02, 2019/02/22, and 2019/10/09. Thus, we double the time coverage of the *Odin* monitoring. For each observation date, we accumulated, on average, nine orbits of integration time; for the nine



**Fig. 1.** *Top:* example of the 2010 raw observation of H<sub>2</sub>O in the stratosphere of Jupiter (black solid line) and continuum baseline (red dashed line) removed by using a Lomb periodogram. This observation was the most affected by continuum ripples. Later spectra barely showed any continuum baselines and are not shown here to preserve clarity. *Bottom:* baseline-subtracted spectra recorded after 2010 and used in this study in complement to the observations of Cavalié et al. (2008a, 2012).

orbits we have six ( $\times \sim 1$  h integration) ON Jupiter and three OFF at 15' to remove the residual background that we get in the Dicke switch scheme. Each observation was reduced with the same method as in Biver et al. (2005) and Cavalié et al. (2012). Residual continuum baselines were removed using a normalized Lomb periodogram (see Fig. 1, top) to produce the baseline-subtracted spectra we analyzed, presented below (see Fig. 1 bottom).

*Odin*'s primary beam is about 126'' at 557 GHz, whereas the apparent size of Jupiter is about 35'' as *Odin* observes when Jupiter is in quadrature. Thus, we obtained disk-averaged spectra. Even though the temporal evolution of the disk-averaged H<sub>2</sub>O vertical distribution following the SL9 impacts implies that two different dates should correspond to two different vertical profiles, we chose, whenever possible, to average the observations by groups of two or three that are not too far apart in time to increase the signal-to-noise ratio (S/N). All 2012 observations have been averaged into a single observation and we link this observation to an equivalent date of 2012/05/21 for our modeling. We proceeded similarly with all 2013 observations (equivalent date of 2013/09/08), with the 2014 and 2015 observations (equivalent date of 2014/10/29), with the 2016 and 2018 observations (equivalent date of 2017/07/22), and with the 2019 observations (equivalent date of 2019/06/17). With the initial 2010 and final 2019 observations, we have a total of six new spectra covering 2010–2019. To further increase the S/N, we smoothed the spectra from their native spectral resolution of 1.1 MHz to 10 MHz. This has a very limited impact on the line

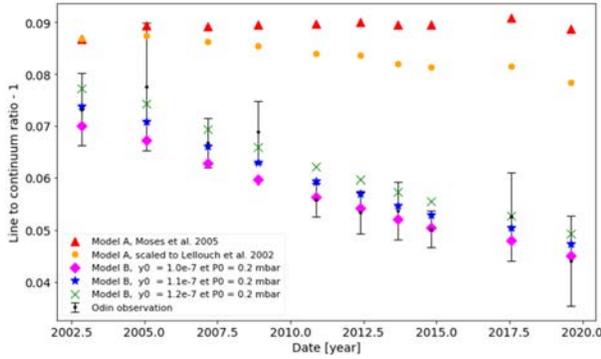


**Fig. 2.** *Odin* observations of H<sub>2</sub>O at 556.936 GHz in Jupiter’s stratosphere between 2002 and 2019. The spectral resolution is 10 MHz. The blue lines correspond to our nominal temporal evolution model (obtained with  $K_{zz}$  Model B).

shape, given the line is already substantially smeared by the rapid rotation of the planet ( $12.5 \text{ km s}^{-1}$  at the equator).

The ten spectra that span the 2002–2019 time period which we used in our analysis are shown in Fig. 2. Given the limited sensitivity per spectral channel of our observations, there is very limited vertical information that can be directly retrieved from

the line profile. The main information resides in the line area. In addition, the line width is mainly controlled by the rapid rotation of the planet, so that the line amplitude ( $I$ ) remains the only diagnostic for temporal variability. Because observations were carried out at different *Odin*–Jupiter distances, there is non-negligible variability in the beam filling factor. To get rid of this



**Fig. 3.** Evolution of the H<sub>2</sub>O line-to-continuum ratio observed by *Odin* in the atmosphere of Jupiter (black points). The blue stars represent the results obtained with our  $K_{zz}$  Model B. The green and pink dots correspond to different values of the  $y_0$  parameter with the same model. The red triangles stand for our nominal parameters of  $y_0$  and  $p_0$  and  $K_{zz}$  Model A (profile from Moses et al. 2005). The orange dots depict the results obtained with the vertical profiles of Model A after rescaling their respective column densities to the temporal evolution modeled by Lellouch et al. (2002) with their chemistry-2D transport model.

variability and keep only the variability caused by the evolution of the water abundance, we divided the spectra by their observed antenna temperature continuum ( $c$ ) to produce and subsequently analyze line-to-continuum ratio ( $l/c$ ) spectra. We computed the  $l/c$  by averaging the peak of the line over a range of  $\pm 5 \text{ km s}^{-1}$  and the continuum excluding the central  $\pm 50 \text{ km s}^{-1}$ . This has the benefit of cancelling out the variable beam dilution effect that results from the variable Jupiter-*Odin* distance from one another date and that impacts similarly the observed line amplitude and continuum. The evolution of the  $l/c$  of the *Odin* observations between 2002 and 2019 is presented in Fig. 3. We note that the long-term stability of *Odin*'s hot calibrator is better than 2% and is accounted for in the total power calibration scheme. It has no effect on the temporal evolution of the  $l/c$ . In addition, any detector sensitivity changes over the course of this monitoring would have similar effects on both continuum and line amplitude. So the temporal evolution seen on the  $l/c$  in Fig. 3 is only caused by changes in the H<sub>2</sub>O abundance.

### 3. Models

In this section, we present the models used to reproduce the decrease in the H<sub>2</sub>O  $l/c$  at 557 GHz observed by the *Odin* space telescope between 2002 and 2019. These calculations were carried out with a 1D time-dependent photochemical model to simulate the H<sub>2</sub>O disk-averaged mole fraction vertical profile in the atmosphere of Jupiter after the SL9 impact at each observation date, and a radiative transfer code to simulate the *Odin* spectra. We first present the photochemical model, then the radiative transfer model, and, finally, our modeling strategy.

#### 3.1. Photochemical model

The 1D time-dependent photochemical model used in the present study is adapted from the recent model developed for Neptune by Dobrijevic et al. (2020), which couples ion and neutral hydrocarbon and oxygen species. The ion-neutral chemical scheme remains unchanged (see Dobrijevic et al. 2020 for details). In the following sections, we only outline the parameters specific to Jupiter used in this model.

#### 3.1.1. Boundary conditions

In the first step of the 1D photochemical modeling, we assumed a background flux of H<sub>2</sub>O, CO, and CO<sub>2</sub> supplied by a constant flux of IDP with influx rates  $\Phi_i$  at the top boundary given by Moses & Poppe (2017):  $\Phi_{\text{H}_2\text{O}} = 4 \times 10^4 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ,  $\Phi_{\text{CO}} = 175 \times \Phi_{\text{H}_2\text{O}}$ ,  $\Phi_{\text{CO}_2} = 2.5 \times \Phi_{\text{H}_2\text{O}}$ . We also account for the internal source of CO with a tropospheric mole fraction of 1 ppm (Bézar et al. 2002). Unlike previous photochemical models, we did not include a downward flux of atomic hydrogen at the upper boundary to account for additional photochemical production of H in the higher atmosphere. We assumed that photo-ionization and subsequent ionic chemistry were responsible for this source previously added to the models. All other species were assumed to have zero-flux boundary conditions at the top of the model atmosphere (corresponding to a pressure of about  $10^{-6}$  mbar).

At the lower boundary (1 bar), we set the mole fraction of He, CH<sub>4</sub>, and H<sub>2</sub>, respectively, to  $y_{\text{He}} = 0.136$ ,  $y_{\text{CH}_4} = 1.81 \times 10^{-3}$ , and  $y_{\text{H}_2} = 1.0 - y_{\text{He}} - y_{\text{CH}_4}$  (see Hue et al. 2018 for details). All other compounds have a downward flux given by the maximum diffusion velocity  $v = K_{zz}/H$  where  $K_{zz}$  is the eddy diffusion coefficient and  $H$  the atmospheric scale height at the lower boundary.

#### 3.1.2. Temperature and vertical transport

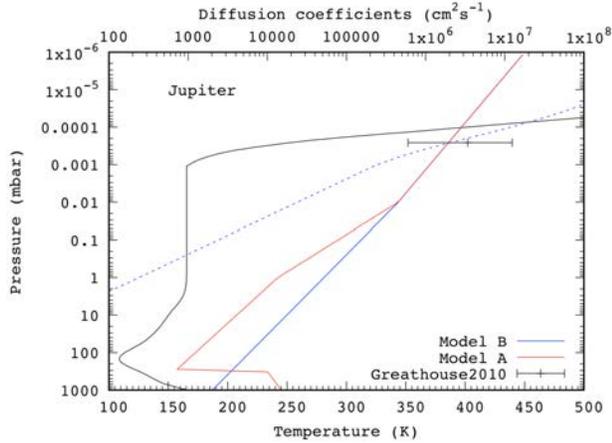
The pressure-temperature profile used in the present study for all observation dates is shown in Fig. 4. Details on this profile can be found in Hue et al. (2018). We chose to use this disk-averaged temperature profile throughout the 18-yr observation period of *Odin* because Jupiter barely shows disk-averaged seasonal variability (Hue et al. 2018). In addition, Cavalié et al. (2012) already showed that reasonable disk-averaged stratospheric temperature variations could not explain the H<sub>2</sub>O  $l/c$  evolution in the 2002–2009 period. Since the  $l/c$  decrease has continued ever since, the disk-averaged stratospheric temperature would have had to drop continuously by  $\geq 10 \text{ K}$  over the 2002–2019 period. Even though such variability can be seen locally, such disk-averaged variability is contradicted by observations (Greathouse et al. 2016).

Our baseline  $K_{zz}$  eddy diffusion profile (Model A in what follows) is the Model C of Moses et al. (2005). This profile ensures having a CH<sub>4</sub> mole fraction profile in agreement with observations of Greathouse et al. (2010) around the homopause. To fit the temporal evolution of the H<sub>2</sub>O emission seen by *Odin*, we had to adjust this profile in the pressure range probed by the H<sub>2</sub>O line. More details are given in Sect. 3.3. The resulting eddy profile (Model B hereafter) shown in Fig. 4 and has a simple expression given by:  $K_{zz} = K_{\text{ref}} \times (p_{\text{ref}}/p(z))^a$ , where  $K_{\text{ref}} = 4.5 \times 10^5 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ ,  $p_{\text{ref}} = 10^{-2}$  mbar, and  $a = 0.4$  if  $p(z) < p_{\text{ref}}$  and  $a = 0.469$  otherwise.

#### 3.2. Radiative transfer model

We applied the radiative transfer model described in Cavalié et al. (2008b, 2019) and used the temperature profile as well as the output mole fraction profiles of the photochemical model. Both are therefore applied uniformly in latitude and longitude over the Jovian disk.

Details regarding the Jovian continuum opacity, spectroscopic data, and the effect of Jovian rapid rotation can be found in Cavalié et al. (2008a). We adopt the following broadening parameters (pressure-broadening coefficient  $\gamma$  and its temperature dependence  $n$ ) for H<sub>2</sub>O, NH<sub>3</sub> and PH<sub>3</sub>:  $\gamma_{\text{H}_2\text{O}} =$



**Fig. 4.** Temperature–pressure profile taken from Hue et al. (2018; black solid line). Eddy diffusion coefficient  $K_{zz}$  profile from Moses et al. (2005; red solid line – Model A) compared to our nominal profile (blue solid line – Model B). The CH<sub>4</sub> homopause occurs where the  $K_{zz}$  profile crosses the CH<sub>4</sub> molecular diffusion coefficient profile (blue dashed lines). The  $K_{zz}$  value derived by Greathouse et al. (2010) at this level is shown for comparison. Our nominal  $K_{zz}$  is unconstrained from our H<sub>2</sub>O observations for pressures higher than  $\sim 5$  mbar.

$0.080 \text{ cm}^{-1} \text{ atm}^{-1}$ ,  $n_{\text{H}_2\text{O}} = 0.60$ ,  $\gamma_{\text{NH}_3} = 0.072 \text{ cm}^{-1} \text{ atm}^{-1}$ ,  $n_{\text{NH}_3} = 0.73$ ,  $\gamma_{\text{PH}_3} = 0.100 \text{ cm}^{-1} \text{ atm}^{-1}$ , and  $n_{\text{PH}_3} = 0.70$  (Dick et al. 2009; Fletcher et al. 2007; Levy et al. 1993, 1994). The final spectra are smoothed to a resolution of 10 MHz.

*Odin*'s pointing has been checked twice a year and has remained stable within a few arcsec since its launch. However, larger pointing errors can occur when *Odin* is pointing to Jupiter close to occultation by the Earth (i.e., at the beginning and at the end of observations during an orbit). Only one star-tracker can then be used for the platform pointing stability, the other one pointing at the Earth. It results in a significant decrease of the pointing performance. For each *Odin* observation, we therefore used radiative transfer simulations to fit any east-west pointing error. Despite the large *Odin* beam-size with respect to the size of Jupiter, an east-west pointing error will slightly modify the weights of the various emission regions of the rotating planet during the beam convolution, and blue-shift the line if there is an eastward pointing error or red-shift the line if there is a westward pointing error. The offsets we found are:  $+15.6''$  for 2002.86,  $-34''$  for 2005.09,  $+8''$  for 2007.16,  $-6''$  for 2008.90,  $-5''$  for 2010.90,  $-16''$  for 2012.40,  $+5''$  for 2013.62,  $+8''$  for 2014.83,  $+51''$  for 2017.56, and  $+20''$  for 2019.46. The vast majority of values remain smaller than one fifth of the beam size. The 2017.56 spectrum, which has the largest pointing error, is also unsurprisingly the one with the lowest quality fit. The pointing offset also marginally affects the  $l/c$  and can be best seen in the results obtained using the Moses et al. (2005) eddy mixing profile (red triangle in Fig. 3), where some small jumps in the  $l/c$  are present (e.g., compare the 2017 point to the surrounding 2014 and 2019 points). The  $l/c$  is also affected, in principle, by north–south pointing errors, especially if the thermal field is not meridionally uniform. However, we have no means to constrain such an error.

### 3.3. Modeling procedure

The photochemical model was used in two subsequent steps for a given  $K_{zz}$  profile. First, we ran our model with the background

oxygen flux until the steady state was reached for all the species. The results of this steady state<sup>1</sup> then served as a baseline for the second step of the modeling.

In this second step, we treated the cometary impact in a classical way (Moreno et al. 2003; Cavalié et al. 2008a). We considered a sporadic cometary supply of H<sub>2</sub>O in July 1994 with two parameters: the initial mole fraction of H<sub>2</sub>O  $y_0$  deposited above a pressure level  $p_0$ . This level was measured, for example, by Moreno et al. (2003) and found to be  $0.2 \pm 0.1$  mbar. We thus fixed  $p_0$  to 0.2 mbar in our study. The value of  $y_0$  was then found by chi-square minimization and was usually close to the values reported by Cavalié et al. (2008a, 2012). We also added a CO component with a constant mole fraction of  $2.5 \times 10^{-6}$  for  $p < p_0$  at the start of our simulations, in agreement with Bézard et al. (2002) and Lellouch et al. (2002), to account for the H<sub>2</sub>O–CO chemistry. The model was then run for integration times corresponding to the time intervals between the comet impacts and the *Odin* observation dates. The abundance profiles were extracted for each *Odin* observation date. We then simulated the H<sub>2</sub>O line at 556.936 GHz line for each date and compared the resulting spectra with the observations by using the  $\chi^2$  method. We started with the  $K_{zz}$  Model A and adjusted it subsequently to obtain Model B by cycling the whole procedure until a good fit of all the H<sub>2</sub>O lines was obtained.

## 4. Results

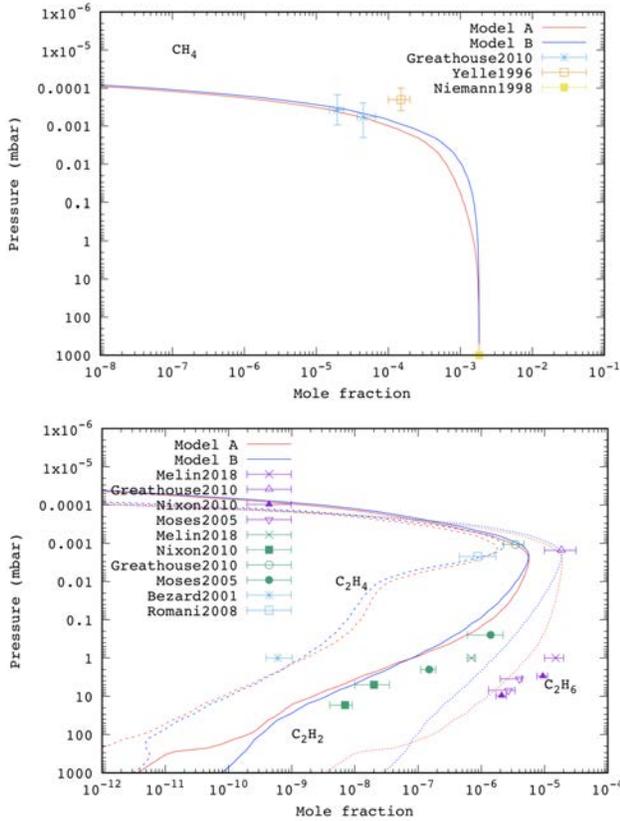
Figure 3 shows that the decrease of the  $l/c$ , which was only hinted in the first half of the monitoring (Cavalié et al. 2012) and was eventually demonstrated, with a decrease of  $\sim 40\%$  between 2002 and 2019. This provides evidence that the vertical profile of H<sub>2</sub>O has evolved over this time range and we thus used it to constrain vertical transport from our modeling.

We first estimated the level of the residence of H<sub>2</sub>O as a function of time with forward radiative transfer simulations using parametrized vertical profiles in which the H<sub>2</sub>O mole fraction is set constant above a cut-off pressure level. Despite the limited S/N of our observations, we were able to estimate these levels as a function of time. The most noticeable result is that we see the downward diffusion of H<sub>2</sub>O as the cut-off level evolves from  $\sim 0.2$  mbar to  $\sim 5$  mbar over the 2002–2019 monitoring period. This is the pressure range in which we could constrain  $K_{zz}$ .

For each  $K_{zz}$  profile we tested, we explored a range of  $y_0$  values (with  $p_0$  always fixed to 0.2 mbar) and generated the H<sub>2</sub>O vertical profile for each *Odin* observation between 2002 and 2019. We then compared the lines resulting from these profiles with the observations in terms of  $l/c$ , and searched for acceptable fits (using a reduced  $\chi^2$  test) of the temporal evolution of the H<sub>2</sub>O  $l/c$  at 557 GHz. The best-fit values of  $y_0$  were usually found close to the values of Cavalié et al. (2008a, 2012), which were in agreement with previous ISO observations (Lellouch et al. 2002).

We first noted that there is no  $(y_0, p_0)$  combination that enables fitting the *Odin*  $l/c$  for all dates when using the  $K_{zz}$  profile derived by Moses et al. (2005) (our Model A), even though

<sup>1</sup> A model with only neutral chemistry was also run to study the effect of the ionic chemistry on the photochemistry of Jupiter and to confirm what Dobrijevic et al. (2020) found for Neptune. Indeed, the ion-neutral coupling affects the production of many species in Neptune's atmosphere. In particular, it increases the production of aromatics and strongly affects the chemistry of oxygen species. We find similar effects in Jupiter.

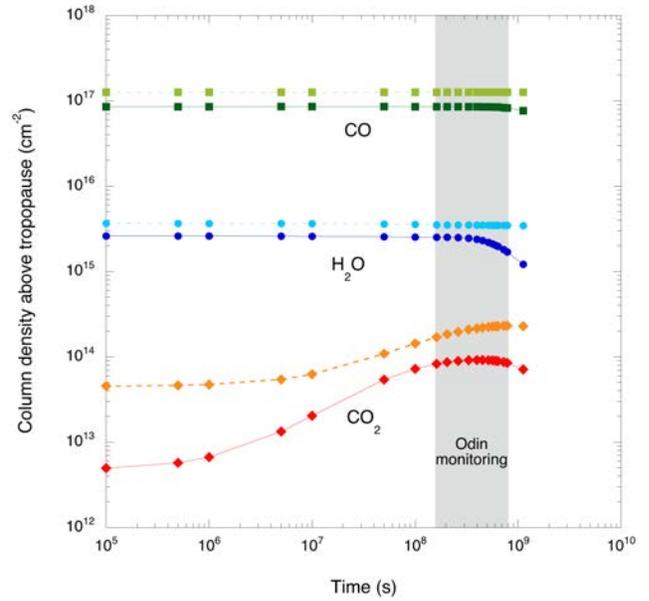


**Fig. 5.** *Top:* mole fraction profiles of CH<sub>4</sub> using the  $K_{zz}$  Models A (red line) and B (blue line). Observations of Greathouse et al. (2010) are given for comparison. *Bottom:* mole fraction profiles of C<sub>2</sub>H<sub>2</sub>, C<sub>2</sub>H<sub>4</sub>, and C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> (same layout). Several observations are given for comparison (see Moses & Poppe 2017 for details).

main hydrocarbon observations<sup>2</sup> were reproduced (see Fig. 5). The red points in Fig. 3 show, for instance, the results obtained using our nominal parameters for  $y_0$  and  $p_0$  (see below). In the first years after the impacts, we find that a small fraction of H<sub>2</sub>O (and CO) is converted into CO<sub>2</sub>, as shown by Lellouch et al. (2002) and also previously found by Moses (1996) for impact sites. The main difference between the two studies is that our model is a 1D, globally-averaged model with complete and up-to-date chemistry, while in their study of the evolution of H<sub>2</sub>O and CO<sub>2</sub>, Lellouch et al. (2002) used a simplified chemistry model along with a latitude-dependent model describing the spatial evolution of the SL9-generated compounds due to meridional eddy mixing. The initial disk-averaged H<sub>2</sub>O and CO abundances are, thus, lower in our Model A than those in the narrow latitudinal band in Lellouch et al. (2002). This is also true for our Model B (see hereafter). Given our assumed initial CO and H<sub>2</sub>O values, we find a loss of 5% of the H<sub>2</sub>O column between the time of impact and 2019 and of only 1% between 2002 and 2019 (see Fig. 6), which does not translate into a proportional decrease of the spectral line  $l/c$ .

We note, however, that the loss in the first years following the impacts is likely to be underestimated in this model (and so would the production of CO<sub>2</sub>) because the H<sub>2</sub>O and CO abundances were  $\sim 10$  times higher in the latitudes around the impacts

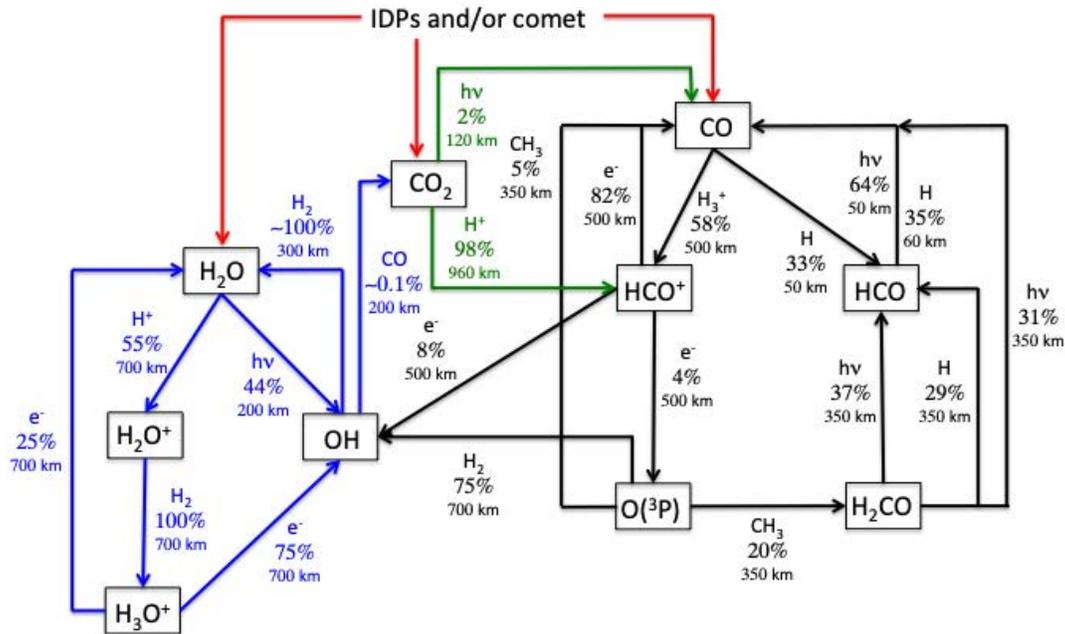
<sup>2</sup> Results for the other species are not depicted in the paper, but can be obtained upon request.



**Fig. 6.** Column densities as a function of time after the SL9 impacts (1994) for CO, H<sub>2</sub>O, and CO<sub>2</sub>. Model A results in the light green, cyan, and orange curves, while Model B results in the dark green, dark blue, and red ones. The offset between the two models results from the different background column resulting from the IDP source (see Sect. 3.1.1). The period covering the *Odin* monitoring (2002–2019) is highlighted in grey.

(Lellouch et al. 2002). A simple 1D simulation with such abundances (Model A', initial CO mole fraction of  $2.5 \times 10^{-5}$  above 0.2 mbar, i.e., ten times more than in Model A) until 1997 (i.e., the date of the ISO observations of Lellouch et al. 2002) leads to a loss of 31% of the H<sub>2</sub>O column (vs. only 3% in Model A). However, even if the initial loss is indeed underestimated in our Model A, the slope of the  $l/c$  between 2002 and 2019 would not be significantly altered between Model A and a model that would start with the conditions of Model A' and continue with disk-averaged abundances at the start of our *Odin* campaign (still assuming that the factor of 2–3 horizontal variability seen in H<sub>2</sub>O in 2009 by Cavalié et al. 2013 is small enough that it can be neglected). The slope might even be flatter given that more H<sub>2</sub>O would have been consumed in the first place. After 2002, the loss of H<sub>2</sub>O would then be even slower. Actually, if we take the vertical profiles of Model A and scale their respective column densities to match the temporal evolution of the chemistry-2D transport model of Lellouch et al. (2002; from their Fig. 12), we find an intermediate case shown in Fig. 3. However, this model falls short by a factor of four to reproduce the temporal decrease of the  $l/c$  observed between 2002 and 2019, as it only produces a decrease of the  $l/c$  of  $\sim 10\%$ .

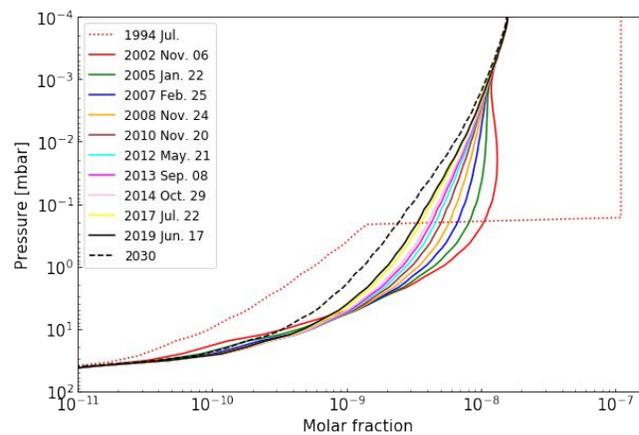
By increasing the magnitude of  $K_{zz}$  in the millibar and submillibar pressure ranges, for instance from  $1.4 \times 10^4 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$  to  $5.2 \times 10^4 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$  at 1 mbar and from  $7.8 \times 10^4 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$  to  $1.5 \times 10^5 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$  at 0.1 mbar, we could accelerate the decrease of the  $l/c$  to before the start of the *Odin* monitoring. With this  $K_{zz}$  Model B, shown in Fig. 4, we were able to fit the pattern of the  $l/c$  temporal evolution within error bars. Figure 3 shows our best results (green crosses, blue squares, and pink stars). These results show that the initial disk-averaged H<sub>2</sub>O mole fraction deposited by SL9 above the 0.2 mbar pressure level was likely in the range [ $y_0 = 1.0 \times 10^{-7}$ ,  $y_0 = 1.2 \times 10^{-7}$ ]. In Model B, we



**Fig. 7.** Simple schematic of the chemical network of oxygen species based on integrated chemical loss term over altitude. This illustrates the fate of oxygen species from the external input (IDPs or comet) of H<sub>2</sub>O, CO, and CO<sub>2</sub> in the atmosphere of Jupiter. For each species, the main loss processes are given. Photolysis is represented by  $h\nu$  and for reactions, the other reactant is given as a label. The percentage of the total integrated loss term over altitude is given with the altitude at which this process is at maximum. Blue: sub-chemical scheme of H<sub>2</sub>O-related species. Black: sub-chemical scheme of CO-related species. Green: sub-chemical scheme of CO<sub>2</sub>-related species. Percentages change slightly depending on the amount of water in the atmosphere (i.e., before and after the comet impact), but the whole scheme stays the same. Values given here correspond to the state of the chemistry just after the influx of H<sub>2</sub>O due to the impact.

find that the column of CO<sub>2</sub> tops at 0.1% of the total O column (which again must be underestimated) and starts decreasing after  $2 \times 10^8$  s (~6 yr after the impacts), when the production of CO<sub>2</sub> by the CO+OH reaction becomes less efficient than CO<sub>2</sub> photolysis. The production and loss mechanisms for oxygen species as of 2019 are summarized in Fig. 7. It essentially shows that H<sub>2</sub>O is efficiently recycled and is only lost due to condensation. CO<sub>2</sub> is lost to CO and H<sub>2</sub>O via photolysis. The evolution of the H<sub>2</sub>O abundance profile according to our Model B (with  $y_0 = 1.1 \times 10^{-7}$  above a pressure level  $p_0 = 0.2$  mbar) is shown in Fig. 8 at the time of the SL9 impacts and of each *Odin* observation. We also show a prediction for 2030 when JUICE (Jupiter Icy Moons Explorer) will start observing Jupiter's atmosphere. We note that the simulation gives us a decrease of the H<sub>2</sub>O abundance as a function of time for pressures lower than ~5 mbar between 2002 and 2019, while it tends to increase at higher pressures because of vertical mixing.

We finally verified the agreement of Model B at the steady state for the main hydrocarbons. Figure 5 (top) shows that our CH<sub>4</sub> profile remains in good agreement with the Greathouse et al. (2010) observations, which is not surprising since model A and B share a common homopause. However, the C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> profile (Fig. 5 bottom) is incompatible with the observations, questioning the validity of  $K_{zz}$  Model B. This profile is not a unique solution and properly deriving the error bars on its vertical profile would require a full retrieval, which is beyond the scope of this paper. However, we performed several tests to look for other ( $K_{zz}$ ,  $y_0$ ,  $p_0$ ) combinations to explain the observed  $l/c$  evolution and found our  $K_{zz}$  Model B to be quite robust as there is no solution that enables fitting both the H<sub>2</sub>O temporal evolution and the hydrocarbon vertical profiles simultaneously. There is, thus,



**Fig. 8.** Evolution of the H<sub>2</sub>O abundance profile in the stratosphere of Jupiter for  $y_0 = 1.1 \times 10^{-7}$  above a pressure level  $p_0 = 0.2$  mbar (SL9 parameters) and  $K_{zz}$  Model B. These profiles are obtained from the photochemical model and a comparison with the observations. The red dotted abundance profile represents the initial profile of H<sub>2</sub>O at the time of the SL9 comet impacts in 1994. Each solid curve represents the abundance profile of H<sub>2</sub>O at dates corresponding to *Odin* observations. The black dashed profile represents the abundance of H<sub>2</sub>O that we predict for 2030.

a contradiction between the *Odin* H<sub>2</sub>O monitoring observations and the hydrocarbon observations in terms of vertical mixing when interpreted with a 1D time-dependent photochemical model.

## 5. Discussion

In a 1D photochemical model, vertical transport is dominated by molecular diffusion at altitudes above the homopause and eddy mixing below this limit. The  $K_{zz}$  profile is a free parameter of 1D photochemical models. The best way to constrain this parameter is to compare the model results with the observational data of a particular species. In the case of Titan, an inert species like argon (Ar) is very useful for this purpose. For the giant planets, the situation is more complex. The homopause can be constrained using CH<sub>4</sub> observations in the upper atmosphere since its profile is driven by molecular diffusion. Below the homopause, the  $K_{zz}$  profile is usually constrained from a comparison between observations and model results for the main hydrocarbons (C<sub>2</sub>H<sub>2</sub> and C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>). Unfortunately, this is an imprecise methodology since model results have strong uncertainties (see, for instance, Dobrijevic et al. 2010 for Neptune and Dobrijevic et al. 2011 for Saturn), which can be much larger than uncertainties on observational data. In a recent photochemical model of Titan, Loison et al. (2019) used H<sub>2</sub>O and HCN to constrain  $K_{zz}$  in the lower stratosphere. One of the reasons for this is that the chemical processes that drive their abundances are expected to be simpler than those for hydrocarbons and the model uncertainties caused by chemical rates are, therefore, more limited. In the case of Neptune, Dobrijevic et al. (2020) showed that uncertainties on model results for H<sub>2</sub>O are very low compared to other oxygen species and hydrocarbons; therefore, this species is currently the best tracer of the vertical diffusion in the stratosphere of Neptune, assuming its chemistry is well-known. In the present paper, we assume that this is also the case for Jupiter (and the other giant planets).

The delivery of H<sub>2</sub>O, among other species such as HCN, CO, and carbon sulfide (CS) to Jupiter's stratosphere by comet SL9 in 1994 (Lellouch et al. 1995) further enhances the interest of using these species as tracers for horizontal and vertical dynamics in this atmosphere, provided that either they are chemically stable over the time considered or their chemistry is properly modeled. For instance, Moreno et al. (2003), Griffith et al. (2004) and Lellouch et al. (2006) used HCN, CO, and CO<sub>2</sub> to constrain longitudinal and mostly meridional diffusion in the years following the impacts, even though CO<sub>2</sub> is not chemically stable (Lellouch et al. 2002). In the present study, we use nearly two decades of H<sub>2</sub>O disk-averaged emission monitoring with *Odin* and a 1D photochemical model to constrain vertical diffusion in Jupiter's stratosphere. Not only does the modeling of the H<sub>2</sub>O vertical profile suffer less from chemical rate uncertainties than hydrocarbons (Dobrijevic et al. 2020), but the progressive downward diffusion of H<sub>2</sub>O from its initial deposition level ( $p_0$  in our model) enabled us to probe  $K_{zz}$  at various altitudes as a function of time. This will remain true for the years to come, until the bulk of H<sub>2</sub>O eventually reaches its condensation level at ~30 mbar.

When assuming Model A for  $K_{zz}$ , we cannot fit the ~40% decrease observed on the  $I/c$ , even if we find a global decrease of the H<sub>2</sub>O column of 5% between the impacts and 2019. The H<sub>2</sub>O is too efficiently recycled for its profiles to reproduce the time series of *Odin* observations. We can only fit this time series with the 1D model if we alter  $K_{zz}$  to that of Model B. While the initial loss of H<sub>2</sub>O is caused by the build-up of the CO<sub>2</sub> column, condensation becomes the main loss factor after  $\sim 2 \times 10^8$  s (about 6 yr after the impacts) and enables the fitting of the H<sub>2</sub>O observations. The CO<sub>2</sub> also starts to be lost to H<sub>2</sub>O and the subsequent condensation of H<sub>2</sub>O.

While the *Odin* time series of H<sub>2</sub>O observations can be fitted with our 1D model and  $K_{zz}$  Model B, the resulting C<sub>2</sub>H<sub>x</sub>

profiles are inconsistent with numerous observations, even when accounting for the joint error bar of the observations and the photochemical model itself. This tends to demonstrate that our 1D model cannot fit jointly C<sub>2</sub>H<sub>x</sub> and the H<sub>2</sub>O observation time series. The  $K_{zz}$  Model A probably remains the best disk-averaged estimate of  $K_{zz}$  in Jupiter's stratosphere. In this context, Model B can only be seen as an upper limit. The H<sub>2</sub>O must then have an additional loss process.

We offer a promising approach to explore the auroral regions of Jupiter as the regions of enhanced loss of H<sub>2</sub>O by means of ion-neutral chemistry. Dobrijevic et al. (2020) showed that ion-neutral chemistry affected the abundances of oxygen species in Neptune's atmosphere, even without including magnetospheric ions and electrons. With energetic electrons precipitating down to the submillibar level under Jupiter's aurorae (Gérard et al. 2014), ion-neutral chemistry could be the cause for an enhanced loss of H<sub>2</sub>O, possibly producing excess CO<sub>2</sub>. This could explain the peak in the CO<sub>2</sub> meridional distribution seen 6 yr after the SL9 impacts only at the south pole by Lellouch et al. (2006), as SL9-originating CO and H<sub>2</sub>O had not yet reached the northern polar region (Moreno et al. 2003; Cavalié et al. 2013). It should be noted that unexpected distributions of hydrocarbons have already been found in Jupiter's auroral regions. Kunde et al. (2004) and Nixon et al. (2007) found that, unlike C<sub>2</sub>H<sub>2</sub>, the zonal mean of C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> did not follow the mean insolation and peaked at polar latitudes. Hue et al. (2018) demonstrated that this discrepancy between two species that share a similar neutral chemistry cannot be explained either by neutral chemistry or by a combination of advective and diffusive transport. In turn, they proposed ion-neutral chemistry in the auroral region as a mechanism for bringing the zonal mean of C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> out of equilibrium with the solar insolation. More recently, Sinclair et al. (2018) measured the longitudinal variability of the main C<sub>2</sub>H<sub>x</sub> species at northern and southern auroral latitudes. They found that C<sub>2</sub>H<sub>2</sub> and C<sub>2</sub>H<sub>4</sub> were significantly enhanced at millibar and submillibar pressures under the aurora, while C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> remained fairly constant. In addition, Sinclair et al. (2019) found that heavier hydrocarbons like C<sub>6</sub>H<sub>6</sub> were also enhanced under the aurorae. This points to a richer chemistry than that seen at lower latitudes, increasing the production of several hydrocarbons and ultimately producing Jupiter's aerosols (Zhang et al. 2013, 2016; Giles et al. 2019). Such a richer chemistry could also apply to H<sub>2</sub>O and other oxygen species. At this point, however, this remains speculative and requires modeling the auroral chemistry under Jovian conditions with and without SL9 material.

## 6. Conclusion

In this paper, we present disk-averaged observations of H<sub>2</sub>O vapor in the stratosphere of Jupiter carried out with the *Odin* space telescope. This temporal monitoring of the H<sub>2</sub>O line at 557 GHz spans over nearly two decades, starting in 2002, that is, 8 yr after its delivery by the comet SL9. We demonstrate that the line-to-continuum ratio has been decreasing as a function of time by ~40% over this period. Such a trend results from the evolution of the H<sub>2</sub>O disk-averaged vertical profile and we used it to study the chemistry and dynamics of the Jovian atmosphere.

We thus used our observations to constrain  $K_{zz}$  in the levels where H<sub>2</sub>O resided at the time of our observations, that is, between ~0.2 and ~5 mbar. Using a combination of photochemical and radiative transfer modeling, we showed that the  $K_{zz}$  profile of Moses et al. (2005) could not reproduce the observations. We had to increase the magnitude of  $K_{zz}$  by a factor

of  $\sim 2$  at 0.1 mbar and  $\sim 4$  at 1 mbar to fit the full set of *Odin* observations.

However, this  $K_{zz}$  profile makes the C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> profile fall outside observational and photochemical model error bars and is thus not acceptable. As a result, 1D time-dependent photochemical models cannot reproduce both the main hydrocarbon profiles and the temporal evolution of the disk-averaged H<sub>2</sub>O vertical profile. A possible explanation is that these species still vary locally more sharply as a function of latitude than the factor of two to three indicated by the low spatial resolution observations of [Cavalié et al. \(2013\)](#); we note that these variations cannot be studied with 1D models, by definition. [Sinclair et al. \(2018, 2019\)](#) already demonstrated that the auroral regions of Jupiter harbor chemistry influencing the hydrocarbons that is not seen elsewhere on the planet. The same may be also true for H<sub>2</sub>O, but disk-resolved observations with more resolution than with *Herschel* (2009–2010) would be required to test this hypothesis, possibly with the *James Webb* Space Telescope [Norwood et al. \(2016\)](#). In the meantime, the continued monitoring of the Jovian stratospheric H<sub>2</sub>O emission with *Odin* will help prepare for future observations to be carried out by the Jupiter Icy Moons Explorer (JUICE).

The study presented in this paper will help to prepare the JUICE mission that is aimed at studying Jupiter and its moons in the 2030s. One instrument of its payload, the Submillimeter Wave Instrument (SWI; [Hartogh et al. 2013](#)) will observe the same H<sub>2</sub>O line as the one observed by *Odin* to map the zonal winds in the stratosphere of Jupiter from high-resolution spectroscopy at high-spatial resolution. The continuation of the *Odin* monitoring is, thus, crucial for refining our estimates of the H<sub>2</sub>O abundance and vertical profile for the 2030s and for optimizing the SWI observation program.

*Acknowledgments.* This work was supported by the Programme National de Planétologie (PNP) of CNRS/INSU and by CNES. *Odin* is a Swedish-led satellite project funded jointly by the Swedish National Space Board (SNSB), the Canadian Space Agency (CSA), the National Technology Agency of Finland (Tekes), the Centre National d'Études Spatiales (CNES), France and the European Space Agency (ESA). The former Space division of the Swedish Space Corporation, today OHB Sweden, is the prime contractor, also responsible for *Odin* operations.

## References

- Bergin, E. A., Lellouch, E., Harwit, M., et al. 2000, *ApJ*, **539**, L147  
 Bézard, B., Lellouch, E., Strobel, D., Maillard, J.-P., & Drossart, P. 2002, *Icarus*, **159**, 95  
 Biver, N., Lecacheux, A., Encrenaz, T., et al. 2005, *A&A*, **435**, 765  
 Bjoraker, G. L., Stolovy, S. R., Herter, T. L., Gull, G. E., & Pirger, B. E. 1996, *Icarus*, **121**, 411  
 Cavalié, T., Billebaud, F., Biver, N., et al. 2008a, *Planet. Space Sci.*, **56**, 1573  
 Cavalié, T., Billebaud, F., Fouchet, T., et al. 2008b, *A&A*, **484**, 555  
 Cavalié, T., Biver, N., Hartogh, P., et al. 2012, *Planet. Space Sci.*, **61**, 3  
 Cavalié, T., Feuchtgruber, H., Lellouch, E., et al. 2013, *A&A*, **553**, A21  
 Cavalié, T., Moreno, R., Lellouch, E., et al. 2014, *A&A*, **562**, A33  
 Cavalié, T., Hue, V., Hartogh, P., et al. 2019, *A&A*, **630**, A87  
 Dick, M. J., Drouin, B. J., & Pearson, J. C. 2009, *J. Quant. Spec. Rad. Transf.*, **110**, 619  
 Dobrijevic, M., Cavalié, T., Hébrard, E., et al. 2010, *Planet. Space Sci.*, **58**, 1555  
 Dobrijevic, M., Cavalié, T., & Billebaud, F. 2011, *Icarus*, **214**, 275  
 Dobrijevic, M., Hébrard, E., Loison, J. C., & Hickson, K. M. 2014, *Icarus*, **228**, 324  
 Dobrijevic, M., Loison, J. C., Hickson, K. M., & Gronoff, G. 2016, *Icarus*, **268**, 313  
 Dobrijevic, M., Loison, J. C., Hue, V., Cavalié, T., & Hickson, K. M. 2020, *Icarus*, **335**, 113375  
 Feuchtgruber, H., Lellouch, E., de Graauw, T., et al. 1997, *Nature*, **389**, 159  
 Fletcher, L. N., Irwin, P. G. J., Teanby, N. A., et al. 2007, *Icarus*, **188**, 72  
 Frisk, U., Hagström, M., Ala-Laurinaho, J., et al. 2003, *A&A*, **402**, L27  
 Gérard, J. C., Bonfond, B., Grodent, D., et al. 2014, *J. Geophys. Res.*, **119**, 9072  
 Giles, R., Gladstone, R., Greathouse, T. K., et al. 2019, in AGU Fall Meeting Abstracts, Vol. 2019, P21G–3451  
 Greathouse, T. K., Gladstone, G. R., Moses, J. I., et al. 2010, *Icarus*, **208**, 293  
 Greathouse, T. K., Orton, G. S., Cosentino, R., et al. 2016, in AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts #48, AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts, 501.05  
 Griffith, C. A., Bézard, B., Greathouse, T., et al. 2004, *Icarus*, **170**, 58  
 Hansen, C. J., Esposito, L., Stewart, A. I. F., et al. 2006, *Science*, **311**, 1422  
 Hartogh, P., Lellouch, E., Moreno, R., et al. 2011, *A&A*, **532**, L2  
 Hartogh, P., Barabash, S., Beaudin, G., et al. 2013, in European Planetary Science Congress, EPSC2013-710  
 Hesman, B. E., Davis, G. R., Matthews, H. E., & Orton, G. S. 2007, *Icarus*, **186**, 342  
 Hjalmarson, Å., Frisk, U., Olberg, M., et al. 2003, *A&A*, **402**, L39  
 Hue, V., Hersant, F., Cavalié, T., Dobrijevic, M., & Sinclair, J. A. 2018, *Icarus*, **307**, 106  
 Kunde, V. G., Flasar, F. M., Jennings, D. E., et al. 2004, *Science*, **305**, 1582  
 Lecacheux, A., Rosolen, C., Michet, D., Clerc, V. 1998, Space-qualified wide-band and ultrawideband acousto-optical spectrometers for millimeter and submillimeter radio astronomy. *Advanced Technology MMW, Radio, and Terahertz Telescopes*, 519  
 Lellouch, E., Paubert, G., Moreno, R., et al. 1995, *Nature*, **373**, 592  
 Lellouch, E., Bézard, B., Moses, J. I., et al. 2002, *Icarus*, **159**, 112  
 Lellouch, E., Moreno, R., & Paubert, G. 2005, *A&A*, **430**, L37  
 Lellouch, E., Bézard, B., Strobel, D. F., et al. 2006, *Icarus*, **184**, 478  
 Lellouch, E., Hartogh, P., Feuchtgruber, H., et al. 2010, *A&A*, **518**, L152  
 Levy, A., Lacombe, N., & Tarrago, G. 1993, *J. Mol. Spectr.*, **157**, 172  
 Levy, A., Lacombe, N., & Tarrago, G. 1994, *J. Mol. Spectr.*, **166**, 20  
 Loison, J. C., Dobrijevic, M., Hickson, K. M., & Heays, A. N. 2017, *Icarus*, **291**, 17  
 Loison, J. C., Dobrijevic, M., & Hickson, K. M. 2019, *Icarus*, **329**, 55  
 Luszcz-Cook, S. H., & de Pater, I. 2013, *Icarus*, **222**, 379  
 Moreno, R., & Marten, A. 2006, in AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts #38, AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts, 11.13  
 Moreno, R., Marten, A., Matthews, H. E., & Biraud, Y. 2003, *Planet. Space Sci.*, **51**, 591  
 Moreno, R., Gurwell, M., Marten, A., & Lellouch, E. 2007, in AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts #39, AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts, 9.01  
 Moreno, R., Lellouch, E., Cavalié, T., & Moullet, A. 2017, *A&A*, **608**, L5  
 Moses, J. I. 1996, in *IAU Colloq 156: The Collision of Comet Shoemaker-Levy 9 and Jupiter*, eds. K. S. Noll, H. A. Weaver, & P. D. Feldman, 243  
 Moses, J. I., & Poppe, A. R. 2017, in AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts #49, AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts, 209.06  
 Moses, J. I., Fouchet, T., Bézard, B., et al. 2005, *J. Geophys. Res.*, **110**, 8001  
 Nixon, C. A., Achterberg, R. K., Conrath, B. J., et al. 2007, *Icarus*, **188**, 47  
 Nordh, H. L., von Schéele, F., Frisk, U., et al. 2003, *A&A*, **402**, L21  
 Norwood, J., Moses, J., Fletcher, L. N., et al. 2016, *PASP*, **128**, 018005  
 Olberg, M., Frisk, U., Lecacheux, A., et al. 2003, *A&A*, **402**, L35  
 Porco, C. C., Helfenstein, P., Thomas, P. C., et al. 2006, *Science*, **311**, 1393  
 Sault, R. J., Leblanc, Y., & Dulk, G. A. 1997, *Geophys. Res. Lett.*, **24**, 2395  
 Schulz, R., Encrenaz, T., Stüwe, J. A., & Wiedemann, G. 1995, *Geophys. Res. Lett.*, **22**, 2421  
 Sinclair, J. A., Orton, G. S., Greathouse, T. K., et al. 2018, *Icarus*, **300**, 305  
 Sinclair, J. A., Moses, J. I., Hue, V., et al. 2019, *Icarus*, **328**, 176  
 Waite, J. H., Combi, M. R., Ip, W.-H., et al. 2006, *Science*, **311**, 1419  
 Zhang, X., West, R. A., Banfield, D., & Yung, Y. L. 2013, *Icarus*, **226**, 159  
 Zhang, X., West, R. A., Banfield, D., & Yung, Y. L. 2016, *Icarus*, **266**, 433

## 2 Première détection des jets stratosphériques auroraux de Jupiter grâce aux observations ALMA

LETTER TO THE EDITOR

# First direct measurement of auroral and equatorial jets in the stratosphere of Jupiter

T. Cavalié<sup>1,2</sup>, B. Benmahi<sup>1</sup>, V. Hue<sup>3</sup>, R. Moreno<sup>2</sup>, E. Lellouch<sup>2</sup>, T. Fouchet<sup>2</sup>, P. Hartogh<sup>4</sup>, L. Rezac<sup>4</sup>,  
T. K. Greathouse<sup>3</sup>, G. R. Gladstone<sup>3</sup>, J. A. Sinclair<sup>5</sup>, M. Dobrijevic<sup>1</sup>, F. Billebaud<sup>1</sup>, and C. Jarchow<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire d'Astrophysique de Bordeaux, Univ. Bordeaux, CNRS, B18N, Allée Geoffroy Saint-Hilaire, 33615 Pessac, France  
e-mail: [thibault.cavalié@u-bordeaux.fr](mailto:thibault.cavalié@u-bordeaux.fr)

<sup>2</sup> LESIA, Observatoire de Paris, PSL Research University, CNRS, Sorbonne Universités, UPMC Univ. Paris 06, Univ. Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, Meudon, France

<sup>3</sup> Southwest Research Institute, San Antonio, TX 78228, USA

<sup>4</sup> Max-Planck-Institut für Sonnensystemforschung, 37077 Göttingen, Germany

<sup>5</sup> Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, 4800 Oak Grove Drive, Pasadena, CA 91109, USA

Received 12 January 2021 / Accepted 6 February 2021

## ABSTRACT

*Context.* The tropospheric wind pattern in Jupiter consists of alternating prograde and retrograde zonal jets with typical velocities of up to  $100 \text{ m s}^{-1}$  around the equator. At much higher altitudes, in the ionosphere, strong auroral jets have been discovered with velocities of  $1\text{--}2 \text{ km s}^{-1}$ . There is no such direct measurement in the stratosphere of the planet.

*Aims.* In this Letter, we bridge the altitude gap between these measurements by directly measuring the wind speeds in Jupiter's stratosphere.

*Methods.* We use the Atacama Large Millimeter/submillimeter Array's very high spectral and angular resolution imaging of the stratosphere of Jupiter to retrieve the wind speeds as a function of latitude by fitting the Doppler shifts induced by the winds on the spectral lines.

*Results.* We detect, for the first time, equatorial zonal jets that reside at 1 mbar, that is, above the altitudes where Jupiter's quasi-quadrennial oscillation occurs. Most noticeably, we find  $300\text{--}400 \text{ m s}^{-1}$  nonzonal winds at 0.1 mbar over the polar regions underneath the main auroral ovals. They are in counterrotation and lie several hundred kilometers below the ionospheric auroral winds. We suspect them to be the lower tail of the ionospheric auroral winds.

*Conclusions.* We directly detect, for the first time, strong winds in Jupiter's stratosphere. They are zonal at low-to-mid latitudes and nonzonal at polar latitudes. The wind system found at polar latitudes may help increase the efficiency of chemical complexification by confining the photochemical products in a region of large energetic electron precipitation.

**Key words.** planets and satellites: individual: Jupiter – planets and satellites: atmospheres – planets and satellites: aurorae

## 1. Introduction

The tropospheric zonal wind system of Jupiter has been observed for decades showing alternating prograde and retrograde jets at the boundaries between zones and belts (Chapman 1969; Ingersoll et al. 1979, 2004; Limaye et al. 1982; García-Melendo & Sánchez-Lavega 2001). A similar structure, although with fewer jets, has also been found in Saturn's troposphere (Smith et al. 1981; Sánchez-Lavega et al. 2000; Choi et al. 2009; Barbara & Del Genio 2021). The mechanism behind the winds as well as their vertical extent has been extensively studied. Recent Juno and Cassini gravity field measurements have demonstrated that these winds extend down to a few thousands of kilometers below the cloud deck in Jupiter and Saturn and are therefore powered by the internal heat flux (Kaspi et al. 2018, 2020; Guillot et al. 2018; Galanti et al. 2019).

Above the tropopause, in the stratosphere, there are no tracers to infer the wind pattern from visible light imaging. The stratospheric winds could only be derived in the 20–50 mbar and  $30^{\circ}\text{S}\text{--}60^{\circ}\text{S}$  ranges on the exceptional occa-

sion of the Shoemaker-Levy 9 (SL9) impacts from the evolution of the debris fields (Banfield et al. 1996; Sánchez-Lavega et al. 1998). The relative contributions of thermal versus mechanical forcing (by, e.g., waves and eddies) in the stratosphere are therefore unquantified. So far, the stratospheric zonal wind pattern has only been indirectly derived from the thermal wind balance relation applied to the measured zonal temperature field. There are several studies that applied this method to Jupiter and Saturn (Flasar et al. 2004, 2005; Fouchet et al. 2008; Guerlet et al. 2011, 2018; Fletcher et al. 2016; Cosentino et al. 2017). In addition, systematic infrared observations of long timescales led to the discovery of stratospheric quasi-periodic oscillations manifested in the stratospheric temperatures and winds, in particular the quasi-quadrennial oscillation (QQO) in Jupiter (Orton et al. 1991) as well as the Saturn equatorial oscillation (SEO; Orton et al. 2008). These oscillations have been the subject of numerous follow-up observations and modeling efforts to obtain robust constraints on their origin and evolution (Cosentino et al. 2017; Li & Read 2000; Medvedev et al. 2013; Spiga et al. 2020; Bardet et al. 2021; Giles et al. 2020;

Antuñano et al. 2020). However, deriving the wind field from the thermal wind balance is only an approximation, which in addition breaks down at the equator. The latter limitation can now be overcome thanks to a new prescription of this equation valid at equatorial latitudes (Marcus et al. 2019). Solving the thermal wind equation also requires a boundary condition, which is often taken as the cloud-top wind pattern. Furthermore, the temperature field is only interpolated between the tropopause and the middle stratosphere where it can be retrieved from hydrocarbon emissions. In any case, the thermal wind equation only gives wind shear, not the absolute wind speeds. The real magnitude of the stratospheric winds has thus remained elusive. Direct wind measurements in the stratosphere to quantify the role of thermal and mechanical forcing, and thus better constrain models of the planetary wave propagation that generates the stratospheric equatorial oscillations, are thus warranted.

With spectral resolving powers,  $R = \lambda/\Delta\lambda$ , exceeding  $10^6$ , heterodyne spectroscopy in the millimeter wavelength range has opened up the possibility of directly measuring frequency Doppler shifts induced by winds in spectral lines of molecular species, as originally demonstrated at Venus and Mars (Shah et al. 1991; Lellouch et al. 1991). The Atacama Large Millimeter/submillimeter Array (ALMA) now enables almost instantaneous mapping, with high sensitivity and sufficiently high spectral and angular resolutions to measure wind-induced Doppler shifts in most Solar System atmospheres (e.g., Lellouch et al. 2019). At Jupiter, the main difficulty resides in measuring Doppler shifts caused by  $\sim 100 \text{ m s}^{-1}$  (or less) winds superimposed onto the rapid Jovian rotation ( $12.5 \text{ km s}^{-1}$  at the equator). To overcome this challenge, we use the strong millimeter lines of HCN and CO, two species delivered by the impacts of comet SL9 in 1994 (Lellouch et al. 1995). The SL9-derived species were expected to be homogeneously distributed in latitude at the time of our observations (e.g., Moreno et al. 2003; Cavalieri et al. 2013).

## 2. Observations

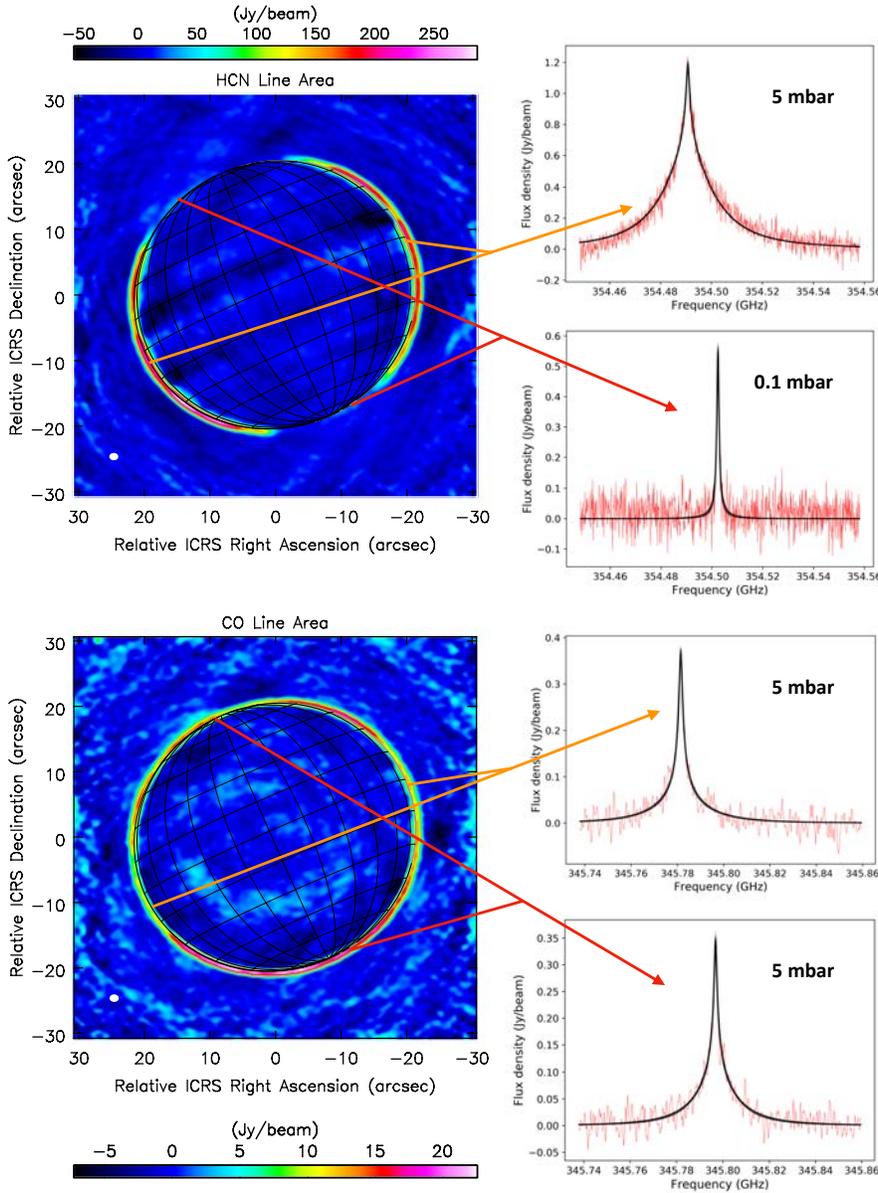
We observed Jupiter with the ALMA interferometer on March 22, 2017, at 5:11–5:36 UT with 42 12-m antennas as part of the 2016.1.01235.S project. At that time, Jupiter’s equatorial diameter subtended a  $43.8''$  angle, the sub-Earth point latitude was  $-3^\circ$ , and the central meridian longitude (CML) ranged from  $65^\circ$  to  $80^\circ$  (System III). To map the whole planet at such frequencies, we had to use a mosaic of 39 pointings. Standard pointing, bandpass, amplitude, and phase calibration observations were carried out and accounted for in the data reduction we performed using CASA 4.7.2 (additional details can be found in Appendix A). The lack of short spacings with the interferometer resulted in filtering out Jupiter’s extended emission (i.e., most of the disk flux) such that only the limb observations were preserved. The baselines of the interferometer ranged from 15.1 to 160.7 m, providing an elliptical synthesized beam of  $1.2''$  (east-west) by  $1''$  (north-south). This resulted in a latitudinal resolution of  $\sim 3^\circ$  at the equator, degrading to  $\sim 10^\circ$  close to the poles. From each spectral cube, we extracted  $\sim 550$  spectra located at the planet limb (at the 1 bar level) to oversample the beam by a factor of four to five. The accumulated on-source integration time of 24 minutes enabled us to detect the HCN (5–4) and CO (3–2) emissions at 354.505 GHz and 345.796 GHz, respectively, with signal-to-noise ratios (S/N) of  $\sim 25$  per beam at the limb at spectral resolutions of 122 kHz and 488 kHz, respectively.

## 3. HCN and CO vertical and horizontal distributions

The spectral lines show limited variability in terms of amplitude, but the HCN lines present some variability in terms of width. We analyzed the vertical distributions of CO and HCN as a function of latitude from the line widths. Using empirical vertical profiles of CO and HCN with a cutoff pressure  $p_0$ , below which the species have a constant mole fraction, and the radiative transfer model of Cavalieri et al. (2019), we found that CO is present at  $p_0 < 5$  mbar at all latitudes, whereas HCN is found at the same pressure levels only at the low-to-mid latitudes ( $60^\circ\text{S}$ – $50^\circ\text{N}$ ). At higher latitudes, HCN is restricted to  $p_0 < 0.1$  mbar (see Fig. 1). This is surprising because HCN and CO share the same origin, are both long-lived, and should thus have similar horizontal and vertical distributions. The missing spectral signature of HCN at pressures higher than 0.1 mbar and at high latitudes exhibits asymmetry in latitude between the northern and the southern hemispheres: The transition between the broad HCN lines seen at low and mid-latitudes with the thin HCN lines seen in the polar region is at  $60^\circ\text{S}$  versus  $50^\circ\text{N}$ . These facts point to a chemical sink for HCN related to the aurorae, the latitudinal extent of which shows similar asymmetry in latitude between the north and the south. In particular, aerosols are known to be more abundant at high latitudes (Zhang et al. 2013), suggesting adsorption of HCN on aurorally produced aerosols as a potential sink mechanism (Anderson et al. 2016).

## 4. Wind speed retrieval

Within a synthetic beam, the line is naturally Doppler-shifted by the rapid rotation of the planet. Any additional Doppler shift of the line is then indicative of atmospheric motions along the line-of-sight (LOS) located at the altitude of the wind. “Wind contribution functions”, as defined by Lellouch et al. (2019), indicate that fitting the HCN line enables us to retrieve wind speeds at  $\sim 1$  mbar from  $60^\circ\text{S}$  to  $50^\circ\text{N}$  and at 0.1 mbar at polar latitudes (see Appendix B and Fig. B.1). We determined the LOS wind speeds as a function of latitude by fitting the HCN lines with a Markov chain Monte Carlo (MCMC) scheme (Goodman & Weare 2010; Foreman-Mackey et al. 2019). We fitted all extracted limb spectra using a parametrized line shape that is fully defined by four parameters (see Appendix C for a more detailed description). The only parameter of interest is the central frequency of the line; the other three parameters are related to the width and amplitude of the line and help us to have a good rms metric for the fitting algorithm. This method is independent of any prior knowledge of the HCN and CO distributions or the atmospheric temperature. We used several hundred iterations to fit the line center position and derive its uncertainty. The altitudes of the winds are estimated from the contribution function calculations, as described above. Figure 2 (top) shows the derived LOS wind speeds we obtained from HCN as a function of latitude. The associated uncertainties result from the combination of the continuum subtraction on the spectra, uncertainties in the subtraction of the planet rotation associated with pointing errors, and the uncertainty of the MCMC fitting procedure (see Appendix D). The wind speeds in Fig. 2, as opposed to the zonal mean wind speeds at the cloud top found in the literature (e.g., Ingersoll et al. 2004), are measured instantaneously. The combination of the lower spectral resolution and lower S/N of the CO observations does not allow us to retrieve wind speeds. We can only put a three-sigma upper limit of  $150 \text{ m s}^{-1}$  at 3 mbar, which is the pressure level at which winds would be measured from the fitting of the CO line.



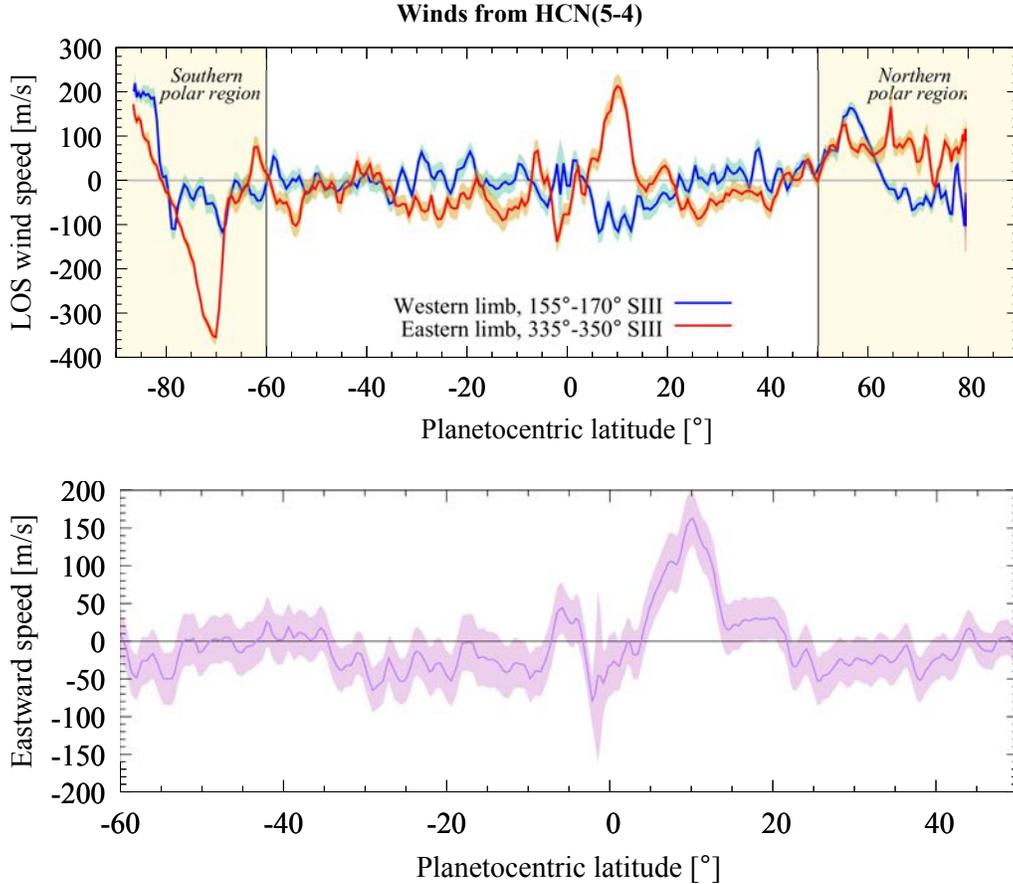
**Fig. 1.** ALMA observations of Jupiter’s stratospheric HCN and CO. *Left:* line area maps of the HCN (5–4) (*top*) and CO (3–2) (*bottom*) emission at the limb of Jupiter. *Right:* spectra extracted from the data cubes (red lines), showing typical line shapes and the cutoff pressure ( $p_0$ ) in the species vertical profile to reproduce the line width, with the 30 best-fit spectra computed with the MCMC procedure from the parametrized line shape. Observable Doppler shifts with respect to the line rest frequencies are caused by the planet’s rapid rotation and the local east-west winds.

## 5. Results

### 5.1. Wind speed retrieval results at low-to-mid latitudes

From 60°S to 50°N, the strongest and broadest wind we detect is located at 9–11°N, as shown in Fig. 2. It is a prograde jet with a peak LOS velocity of  $+215 \pm 25 \text{ m s}^{-1}$  on the planet’s eastern limb and  $-115 \pm 25 \text{ m s}^{-1}$  on the planet’s western limb. The average eastward wind speed is  $165 \pm 40 \text{ m s}^{-1}$  (Fig. 2, bottom), compatible with the magnitude of the near-equatorial jet found from the thermal wind balance by Flasar et al. (2004). This jet has a full width at half maximum (FWHM) of  $\sim 7^\circ$ . The difference in peak velocities between the two limbs indicates that the local vortices could accelerate or decelerate winds by  $\sim 50 \text{ m s}^{-1}$ . This situation could thus be similar to what is seen at the cloud level, where García-Melendo et al. (2011) found that the equatorial zone shows variability in wind speeds of  $\sim 20 \text{ m s}^{-1}$  on aver-

age (but up to  $60 \text{ m s}^{-1}$ ) over only one planet rotation because of vortices and planetary waves. We tentatively find a retrograde jet at 2°S with a  $2\text{-}\sigma$  confidence level only. Its speed on the eastern limb is  $-140 \pm 25 \text{ m s}^{-1}$ , but we cannot unambiguously identify it on the western limb. The presence of a prograde jet at 4–7°S is even more tentative ( $1.5\text{-}\sigma$ ). The equatorial wind structure at 1 mbar is thus asymmetrical with respect to the equator, contrary to the cloud-top wind structure and contrary to what one would expect in the QJO altitude and latitude ranges. It may result from the latitudinal temperature gradients found between the upper stratospheric layers and the millibar region where the QJO occurs (Cosentino et al. 2017); these gradients were also found to be asymmetrical at the time of our observations (Giles et al. 2020). In the northern and southern low-to-mid latitude, there is little evidence of other jets outside the equatorial region.



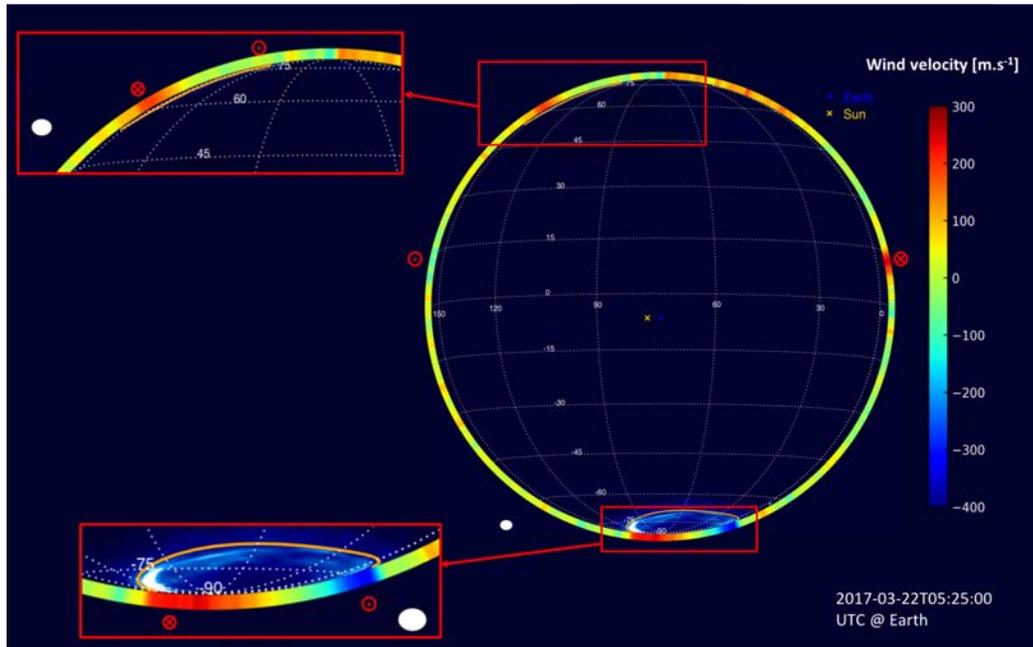
**Fig. 2.** Jupiter’s stratospheric winds. *Top*: instantaneous LOS wind speed measurements as a function of latitude obtained from ALMA spectral mapping observations of the HCN (5–4) line. The winds are measured at 1 mbar from 60°S to 50°N and at 0.1 mbar at polar latitudes. The western limb data are plotted in blue and the eastern limb data in red (1- $\sigma$  uncertainty envelopes in light blue and orange, respectively). *Bottom*: eastward wind speeds averaged from both limbs from 60°S to 50°N. Prograde winds have positive speed values.

### 5.2. Wind speed retrieval results in the polar regions

The most unexpected and outstanding features detected in our observations are the nonzonal winds seen in the northern and southern polar regions (see Fig. 2, top). We detect jets at 0.1 mbar at 55°N and 85°S on the western limb as well as at 70°S on the eastern limb. They all have counterrotation velocities. The strongest one, seen at 70°S on the eastern limb, has an FWHM of 7° and a peak LOS velocity of  $-350 \pm 20 \text{ m s}^{-1}$ . The wind seen at 85°S on the western limb peaks at  $+200 \pm 20 \text{ m s}^{-1}$ . These peaks seem to be collocated with the position of the southern auroral oval for the CML of our observations when compared with the position of the statistical emission of the aurorae (Clarke et al. 2009) and with the  $M = 30$  footprints of the Connerney et al. (2018) model of the magnetic field (i.e., the footprints of field lines that reach 30 Jupiter radii at the equator). The latter is a good marker of the position of the main ovals as observed by Juno’s Ultraviolet Spectrograph (UVS; Gladstone et al. 2017). This comparison can be seen qualitatively in Fig. 3. The wind peaks at 70°S on the eastern limb and at 85°S on the western limb would then result from the same jet. To confirm this finding, we implemented a model in which we assumed a constant wind within the southern oval and no wind outside the oval. We took the inner and outer oval edges as defined by Bonfond et al. (2012). We simulated spectra at infinite spatial and spectral reso-

lutions, Doppler-shifted them according to the LOS auroral oval wind component after carefully accounting for the geometry of the observations, and finally convolved them to the spectral and spatial resolutions of the ALMA observations. To improve the fit, we had to extend the inner and outer edges of the southern oval by  $\sim 2^\circ$ . This model demonstrates that a  $370 \text{ m s}^{-1}$  counterrotation wind inside the auroral oval results in asymmetric components, as observed at 70°S and 85°S (see Appendix E and Fig. E.1). However, this simple model is unable to properly fit the wind speeds within the entire auroral region. The real wind pattern in the auroral region is certainly more complex than in our simple model, similar to the ionospheric wind field derived by Johnson et al. (2017) from  $\text{H}_3^+$  emission in the northern auroral region. The lack of spatial resolution prevents us from refining our model further without additional and unconstrained parametrization (e.g., variable wind speed within the oval, wind gradient at the interface between the oval and its surroundings, and winds not only limited to the oval but also inside the auroral regions).

It is noteworthy that we find hints of a similar counterrotation jet in the northern auroral region with peak LOS velocities of  $+165 \pm 15 \text{ m s}^{-1}$  and an FWHM of 6° in latitude at 57°N on the western limb. The northern oval was just coming into view at the time of the observations, thus severely limiting the viewing of the northern auroral region. A significant part of the main oval



**Fig. 3.** Jupiter’s UV aurora and stratospheric HCN winds. This composite image shows the LOS wind velocities (in  $\text{m s}^{-1}$ ) derived from the ALMA observations and the statistical emission of the aurorae (Clarke et al. 2009) in the configuration of the ALMA observations. The northern and southern aurora regions are best seen in the dedicated zoomed-in quadrants. The  $M = 30$  footprints of the magnetic field model from Connerney et al. (2018) are good markers of the positions of the main ovals as seen by Juno-UVS (Gladstone et al. 2017) and are plotted in orange. The white ellipses indicate the spatial resolution of the ALMA observations. The directions of the strongest winds in the equatorial and auroral regions are indicated with the red  $\odot$  and  $\otimes$  symbols.

was expected to be close to tangential to the limb on its poleward edge (see Appendix F and Fig. F.1). It is thus no surprise that we find no clear evidence of the jet on the northern edge of the oval. Within the framework of our simplified model, assuming a  $300 \text{ m s}^{-1}$  counterrotation wind inside the northern oval nonetheless provides a good fit to the measured wind speeds poleward of  $55^\circ\text{N}$  on the western limb where the northern oval was rising (see Fig. E.1). Finally, despite the northern aurora being located on the western side, mostly behind the terminator, we see a broad signal on the eastern limb at polar latitudes with an average LOS velocity of about  $+100 \text{ m s}^{-1}$ , for which we lack a clear explanation. A more favorable observation geometry of the northern polar region is thus required to improve our understanding of the stratospheric circulation in this region.

## 6. Discussion

The branch of the northern auroral jet we tentatively detect lies below the electrojet discovered at  $p < 1 \mu\text{bar}$  from infrared observations of  $\text{H}_3^+$  emission by Rego et al. (1999) and further constrained by Stallard et al. (2001) and Johnson et al. (2017). This electrojet has a near-to-supersonic velocity of  $\sim 1\text{--}2 \text{ km s}^{-1}$  and is in counterrotation along the main oval (Stallard et al. 2001, 2003). Achilleos et al. (2001) showed that the  $\text{H}_3^+$  ions could accelerate the neutrals by up to 60% of their velocity through collisions between the ionosphere and the thermosphere in the ionization peak layer ( $0.07\text{--}0.3 \mu\text{bar}$ ). The upper limit set by Chaufray et al. (2011) of  $1 \text{ km s}^{-1}$  on the velocity of a corresponding  $\text{H}_2$  flow confirmed a smaller neutral wind velocity, in agreement with our findings. Benefiting from ideal viewing conditions (sub-Earth latitude of  $0.2^\circ\text{N}$ ), Rego et al. (1999) also detected a similar counterrotation electrojet on the main south-

ern oval. Models by Majeed et al. (2016) and Yates et al. (2020) predict that neutrals have higher velocities below the southern oval than below the northern one. Although we find relatively similar velocities underneath the two ovals, our detection in the northern oval remains tentative such that we cannot conclude on the relative magnitude between the two auroral jets. This particular point thus needs to be confirmed with new observations. Majeed et al. (2016) and Yates et al. (2020) also predict that the southern jets are expected to disappear around the  $\mu\text{bar}$  level. On the contrary, our data demonstrate that the neutrals are still flowing with a substantial counterrotation velocity at the sub-millibar level below the southern oval (and probably also below the northern one), that is,  $\sim 900 \text{ km}$  below the corresponding ionospheric winds of Rego et al. (1999) and  $100\text{--}500 \text{ km}$  below the tentative  $\text{H}_2$  flow of Chaufray et al. (2011). Despite the strong signal-to-noise limitations of our CO observations at 3 mbar, we find that the southern auroral jets are at least twice slower in the millibar range than at sub-millibar levels, possibly disappearing between the sub-millibar and the millibar levels.

The detection of these auroral vortices down to the sub-millibar level may bear crucial implications for Jovian atmospheric chemistry. The photolysis of  $\text{CH}_4$  at the  $\mu\text{bar}$  level triggers the production of more complex hydrocarbons. The addition of energetic magnetospheric electrons, which are more abundant in the auroral region than anywhere else on the planet (Gérard et al. 2014), further favors this complex ion-neutral chemistry (Wong et al. 2003). The presence of auroral vortices down to the sub-millibar level could confine the photochemical products within this region by preventing the mixing of the material inside the oval with the material outside, thus increasing the production of heavy hydrocarbons and aerosols. Auroral chemistry probably increases the production of  $\text{C}_2$  species, as

already observed by [Sinclair et al. \(2018, 2019\)](#), as well as the production of aerosols ([Zhang et al. 2013](#)). The counterrotation direction of the wind in both ovals translates into a clockwise circulation on the northern oval and counterclockwise circulation on the southern one. Such a circulation pattern, which appears to be similar to anticyclones in this respect, could induce subsidence inward of the inner edge of the auroral ovals ([Yates et al. 2020](#)). The photochemically produced species would then be transported downward and could escape the auroral region at the millibar level where the vortices could be breaking up. This increased production of aerosols coupled to the downward motion could also result in the removal of HCN by adsorption onto the aerosol particles at pressures higher than 0.1 mbar at auroral latitudes, as shown by our data. This adsorption mechanism was proposed for Titan by [Anderson et al. \(2016\)](#) and needs to be quantified under Jovian auroral conditions. Another effect of the downward motions would be adiabatic heating around the vortex break-up level. Heating at the millibar level was observed inside both ovals by [Sinclair et al. \(2017\)](#) and could be an indication that this is actually the level at which the vortices break up. We note that the independence of this heating with respect to solar illumination conditions ([Sinclair et al. 2017](#)) seems to disqualify aerosol heating as a cause. We see a sharp HCN emission increase in our data at the edges of the oval, and it could indeed be proof of such heating between the oval and its surrounding region. However, the HCN line is not optically thick, and we cannot waive the degeneracy between a temperature and an abundance increase.

The detection of stratospheric auroral jets in this work demonstrates that the Jovian atmospheric circulation is complex not only in the equatorial region owing to the QOO ([Cosentino et al. 2017](#); [Giles et al. 2020](#); [Antuñano et al. 2020](#)), but also in its polar regions. Repeated observations with the northern aurora in the field-of-view are necessary for a better characterization of the counterrotation stratospheric jet underneath the main oval, similar to the situation witnessed in the south.

*Acknowledgements.* The authors thank P. Gratier for helping implement the MCMC method, and R. Johnson and T. Stallard for providing them with their infrared ionospheric auroral wind velocities. T. C. acknowledges funding from CNES and the Programme National de Planétologie (PNP) of CNRS/INSU. This Letter makes use of the following ALMA data: ADS/JAO.ALMA#2016.1.01235.S. ALMA is a partnership of ESO (representing its member states), NSF (USA) and NINS (Japan), together with NRC (Canada), MOST and ASIAA (Taiwan), and KASI (Republic of Korea), in cooperation with the Republic of Chile. The Joint ALMA Observatory is operated by ESO, AUI/NRAO and NAOJ.

## References

- Achilleos, N., Miller, S., Prangé, R., Millward, G., & Dougherty, M. K. 2001, *New J. Phys.*, **3**, 3
- Anderson, C. M., Samuelson, R. E., Yung, Y. L., & McLain, J. L. 2016, *Geophys. Res. Lett.*, **43**, 3088
- Antuñano, A., Cosentino, R. G., Fletcher, L. N., et al. 2020, *Nat. Astron.*, **5**, 71
- Banfield, D., Gierasch, P. J., Squyres, S. W., et al. 1996, *Icarus*, **121**, 389
- Barbara, J. M., & Del Genio, A. D. 2021, *Icarus*, **354**, 114095
- Bardet, D., Spiga, A., Guerlet, S., et al. 2021, *Icarus*, **354**, 114042
- Bonfond, B., Grodent, D., Gérard, J. C., et al. 2012, *Geophys. Res. Lett.*, **39**, L01105
- Cavalié, T., Feuchtgruber, H., Lellouch, E., et al. 2013, *A&A*, **553**, A21
- Cavalié, T., Hue, V., Hartogh, P., et al. 2019, *A&A*, **630**, A87
- Chapman, C. R. 1969, *J. Atmos. Sci.*, **26**, 986
- Chaufray, J. Y., Greathouse, T. K., Gladstone, G. R., et al. 2011, *Icarus*, **211**, 1233
- Choi, D. S., Showman, A. P., & Brown, R. H. 2009, *J. Geophys. Res.*, **114**, E04007
- Clarke, J. T., Nichols, J., Gérard, J. C., et al. 2009, *J. Geophys. Res.*, **114**, A05210
- Connerney, J. E. P., Kotsiaros, S., Oliverson, R. J., et al. 2018, *Geophys. Res. Lett.*, **45**, 2590
- Cosentino, R. G., Morales-Juberías, R., Greathouse, T., et al. 2017, *J. Geophys. Res.*, **122**, 2719
- de Pater, I., Sault, R. J., Moeckel, C., et al. 2019, *AJ*, **158**, 139
- Flasar, F. M., Kunde, V. G., Achterberg, R. K., et al. 2004, *Nature*, **427**, 132
- Flasar, F. M., Achterberg, R. K., Conrath, B. J., et al. 2005, *Science*, **307**, 1247
- Fletcher, L. N., Irwin, P. G. J., Achterberg, R. K., Orton, G. S., & Flasar, F. M. 2016, *Icarus*, **264**, 137
- Foreman-Mackey, D., Farr, W., Sinha, M., et al. 2019, *J. Open Sour. Softw.*, **4**, 1864
- Fouchet, T., Guerlet, S., Strobel, D. F., et al. 2008, *Nature*, **453**, 200
- Galanti, E., Kaspi, Y., Miguel, Y., et al. 2019, *Geophys. Res. Lett.*, **46**, 616
- García-Melendo, E., & Sánchez-Lavega, A. 2001, *Icarus*, **152**, 316
- García-Melendo, E., Arregi, J., Rojas, J. F., et al. 2011, *Icarus*, **211**, 1242
- Gérard, J. C., Bonfond, B., Grodent, D., et al. 2014, *J. Geophys. Res.*, **119**, 9072
- Giles, R. S., Greathouse, T. K., Cosentino, R. G., Orton, G. S., & Lacy, J. H. 2020, *Icarus*, **350**, 113905
- Gladstone, G. R., Persyn, S. C., Eterno, J. S., et al. 2017, *Space Sci. Rev.*, **213**, 447
- Goodman, J., & Weare, J. 2010, *Commun. Appl. Math. Comput. Sci.*, **5**, 65
- Grodent, D., Clarke, J. T., Kim, J., Waite, J. H., & Cowley, S. W. H. 2003, *J. Geophys. Res.*, **108**, 1389
- Guerlet, S., Fouchet, T., Bézard, B., Flasar, F. M., & Simon-Miller, A. A. 2011, *Geophys. Res. Lett.*, **38**, L09201
- Guerlet, S., Fouchet, T., Spiga, A., et al. 2018, *J. Geophys. Res.*, **123**, 246
- Guillot, T., Miguel, Y., Militzer, B., et al. 2018, *Nature*, **555**, 227
- Ingersoll, A. P., Beebe, R. F., Collins, S. A., et al. 1979, *Nature*, **280**, 773
- Ingersoll, A. P., Dowling, T. E., Gierasch, P. J., et al. 2004, in *Dynamics of Jupiter's Atmosphere*, eds. F. Bagenal, T. E. Dowling, & W. B. McKinnon, **1**, 105
- Johnson, R. E., Stallard, T. S., Melin, H., Nichols, J. D., & Cowley, S. W. H. 2017, *J. Geophys. Res.*, **122**, 7599
- Kaspi, Y., Galanti, E., Hubbard, W. B., et al. 2018, *Nature*, **555**, 223
- Kaspi, Y., Galanti, E., Showman, A. P., et al. 2020, *Space Sci. Rev.*, **216**, 84
- Lellouch, E., Goldstein, J. J., Bougher, S. W., Paubert, G., & Rosenqvist, J. 1991, *ApJ*, **383**, 401
- Lellouch, E., Paubert, G., Moreno, R., et al. 1995, *Nature*, **373**, 592
- Lellouch, E., Gurwell, M. A., Moreno, R., et al. 2019, *Nat. Astron.*, **3**, 614
- Li, X., & Read, P. L. 2000, *Planet. Space Sci.*, **48**, 637
- Limaye, S. S., Revercomb, H. E., Sromovsky, L. A., et al. 1982, *J. Atmos. Sci.*, **39**, 1413
- Majeed, T., Bougher, S. W., Ridley, A. J., et al. 2016, *J. Geophys. Res.*, **121**, 4647
- Marcus, P. S., Tollefson, J., Wong, M. H., & Pater, I. D. 2019, *Icarus*, **324**, 198
- Medvedev, A. S., Sethunadh, J., & Hartogh, P. 2013, *Icarus*, **225**, 228
- Moreno, R., Marten, A., Matthews, H. E., & Biraud, Y. 2003, *Planet. Space Sci.*, **51**, 591
- Orton, G. S., Friedson, A. J., Caldwell, J., et al. 1991, *Science*, **252**, 537
- Orton, G. S., Yanamandra-Fisher, P. A., Fisher, B. M., et al. 2008, *Nature*, **453**, 196
- Rego, D., Achilleos, N., Stallard, T., et al. 1999, *Nature*, **399**, 121
- Sánchez-Lavega, A., Gómez, J. M., Rojas, J. F., et al. 1998, *Icarus*, **131**, 341
- Sánchez-Lavega, A., Rojas, J. F., & Sada, P. V. 2000, *Icarus*, **147**, 405
- Shah, K. P., Muhleman, D. O., & Berge, G. L. 1991, *Icarus*, **93**, 96
- Sinclair, J. A., Orton, G. S., Greathouse, T. K., et al. 2017, *Geophys. Res. Lett.*, **44**, 5345
- Sinclair, J. A., Orton, G. S., Greathouse, T. K., et al. 2018, *Icarus*, **300**, 305
- Sinclair, J. A., Moses, J. I., Hue, V., et al. 2019, *Icarus*, **328**, 176
- Smith, B. A., Soderblom, L., Beebe, R. F., et al. 1981, *Science*, **212**, 163
- Spiga, A., Guerlet, S., Millour, E., et al. 2020, *Icarus*, **335**, 113377
- Stallard, T., Miller, S., Millward, G., & Joseph, R. D. 2001, *Icarus*, **154**, 475
- Stallard, T. S., Miller, S., Cowley, S. W. H., & Bunce, E. J. 2003, *Geophys. Res. Lett.*, **30**, 1221
- Wong, A.-S., Yung, Y. L., & Friedson, A. J. 2003, *Geophys. Res. Lett.*, **30**, 1447
- Yates, J. N., Ray, L. C., Achilleos, N., Witasse, O., & Altobelli, N. 2020, *J. Geophys. Res.*, **125**, e26792
- Zhang, X., West, R. A., Banfield, D., & Yung, Y. L. 2013, *Icarus*, **226**, 159

## Appendix A: Observations, data reduction, and imaging

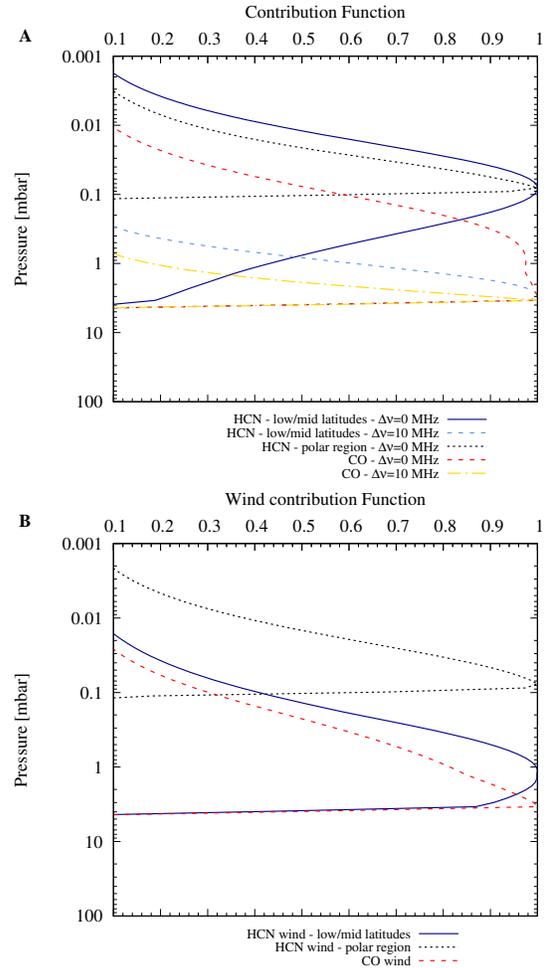
Observations of Jupiter for ALMA project 2016.1.01235.S were executed on March 22, 2017. We used 42 antennas of the 12-m telescope array. The shortest and longest baselines were 15.1 and 160.7 m, respectively. The observations started with calibration observations between 4:46 UT and 5:11 UT. After initial pointing calibration, extended bandpass calibration observations were carried out on J1256-0547 to comply with the high spectral dynamic range required by the high S/N observations of CO and HCN emission lines on the bright Jovian continuum. Finally, amplitude calibration observations were acquired using Ganymede as a target. Between 5:11 UT and 5:35 UT, most of the observation time was spent on Jupiter, with regular phase calibration observations on J1312-0424. Jupiter had an average elevation of  $72^\circ$  above the horizon, and the sky transparency was adequate, with 0.85 to 0.95 mm of precipitable water vapor. These conditions resulted in system temperatures at 345 and 354 GHz ranging from 120 to 190 K and from 140 to 240 K, respectively. We covered the full Jovian disk with a 39-point mosaic over a square region of  $60'' \times 60''$  with Nyquist sampling.

The spectral setup enabled us to simultaneously record the Jovian emission of the HCN (5–4) line at 354.505 GHz and the CO (3–2) line at 345.796 GHz. The HCN line was observed in two basebands with different bandwidths and spectral resolutions. The highest spectral resolution was 122.070 kHz ( $\sim 103 \text{ m s}^{-1}$ ) over a bandwidth of 234.375 MHz. The CO line was observed in a single baseband with a spectral resolution of 488.242 kHz ( $\sim 426 \text{ m s}^{-1}$ ) over a bandwidth of 937.500 MHz.

The data reduction process was run under CASA 4.7.2 and included pointing, bandpass, amplitude, and phase calibrations. We also corrected for the relative radial velocity of Jupiter. We then produced continuum images in the different basebands. To produce the spectral data cubes in these basebands, we applied continuum subtraction prior to the imaging stage. Because of the limited uv-plane coverage in the short baselines, the extended emission of Jupiter is mostly filtered out and only the limb of the planet is imaged. We obtain a sensitivity of  $48 \text{ mJy beam}^{-1}$  per 122 kHz resolution element in the HCN baseband. With a peak line intensity of  $1.2 \text{ mJy beam}^{-1}$  in the mid-to-low latitudes and peak line intensities up to  $2.1 \text{ Jy}$  in the polar regions, we obtain detections with S/N ranging from 25 to 50, depending on the latitude, at 122 kHz resolution. In the CO baseband, we reach a sensitivity of  $17 \text{ mJy beam}^{-1}$  per 488 kHz resolution element and S/N ranging from 17 to 25.

## Appendix B: Contribution functions

We used step vertical profiles in which CO and HCN have a constant mole fraction,  $y_0$ , above a cutoff pressure,  $p_0$ . To reproduce the CO lines, which are essentially very similar in amplitude and width on the limb regardless of the latitude, we set  $p_0 = 5 \text{ mbar}$  and  $y_0 = 4 \times 10^{-8}$ . For HCN, we found  $p_0 = 5 \text{ mbar}$  from  $60^\circ\text{S}$  to  $50^\circ\text{N}$  and  $p_0 = 0.1 \text{ mbar}$  at polar latitudes. With  $y_0 = 10^{-9}$ , we could fit most of the HCN lines, except within the auroral ovals where a higher stratospheric temperature or a higher value of  $y_0$  is required. From these radiative transfer simulations performed at the spatial and spectral resolutions of the observations, we derived the contribution functions of the CO and HCN lines at the limb, both at the line centers and in their wings (at 10 MHz from the line center). The results shown in Fig. B.1A indicate that the CO line center is formed at 0.5–5 mbar levels, while its wings are formed around the 5 mbar level. We found that the



**Fig. B.1.** Contribution and wind contribution functions. A: contribution functions of the HCN and CO lines at Jupiter’s limb at the spectral and spatial resolutions of the observations. They are computed for different frequency offsets from the line center. For HCN, different locations (low-to-mid latitudes and polar regions) are presented. For CO, the contribution functions are similar regardless of the latitude. B: wind contribution functions for HCN at low-to-mid (solid blue line) and polar latitudes (dotted black line) and for CO at any latitude (dashed red line).

HCN line center is formed at  $\sim 0.1 \text{ mbar}$  regardless of the latitude. Outside polar latitudes, the line is much broader and its wings probe down to the 5 mbar cutoff level, similar to CO.

Following Lellouch et al. (2019), we computed the wind contribution function of the HCN line to establish the levels probed by the winds (see Fig. B.1B). We found that the HCN line enables measuring winds at  $\sim 1 \text{ mbar}$  from  $60^\circ\text{S}$  to  $50^\circ\text{N}$ , and at  $\sim 0.1 \text{ mbar}$  at polar latitudes. The CO line would, in principle, allow us to measure winds at 3 mbar; however, the S/N of the observations is insufficient given the spectral resolution, and we can only set an upper limit on the wind speed at this pressure level.

## Appendix C: Retrieval of wind speeds as a function of latitude

Given the spatial resolution of our observations, spectral lines should be asymmetric in the case of a vertically varying wind

profile. However, we note that the S/N is not sufficient to derive a full vertical wind profile. We therefore assume a vertically constant wind in the altitude layers where the lines are formed and study the meridional variability of the winds. We used a symmetrical parametrized line shape to fit the observations with an MCMC procedure. The profile is the following:

$$f(A, \nu, \nu_0, \alpha, \beta, \gamma, \delta, \Gamma) = A \left( \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2} \left( \frac{\nu - \nu_0}{\sigma} \right)^2} \right)^\delta \times \left( \frac{2}{\pi \Gamma} \frac{1}{1 + \left( \frac{\nu - \nu_0}{\Gamma/2} \right)^2} \right)^\gamma \left( |\nu - \nu_0|^\alpha + \frac{1}{(\beta \Gamma)^2 + (\nu - \nu_0)^2} \right) \times \frac{1}{\Gamma^2 + (\nu - \nu_0)^2 + 1}. \quad (\text{C.1})$$

This expression is composed of four functions, and each one plays a role in shaping the line. The first is a power Gaussian that enables the reproduction of the line core in the case of a strongly convolved line. The second is a power Lorentzian meant for narrow line peaks. The third is the sum of a power absolute function and a modified Lorentzian that controls the amplitude of the line. The fourth is another modified Lorentzian to shape the line wings. The  $A$  is a constant.

The line profile is controlled by a set of eight parameters, and  $\nu$  is the frequency. Of these eight parameters,  $\alpha$ ,  $\beta$ , and  $\delta$  were fixed to 6.0, 16.5, and 2.0, respectively, and  $\delta$  to 0.202 GHz, after numerical testing to obtain spectral lines with narrow peaks and narrow-to-broad wings, such as the HCN and CO lines of our dataset:  $\alpha$  enables the uplifting of the line wings,  $\delta$  enables the production of narrow peaks and narrow wings, and  $\beta$  mostly reduces the amplitude of the peak.

The  $A$ ,  $\nu_0$ ,  $\Gamma$ , and  $\gamma$  are MCMC fitting parameters as well as the spectrum noise level. Some of them have preestimated ranges:  $\Gamma \in [0.0001; 0.1]$  GHz,  $\gamma \in [0.09; 0.11]$ , and  $A$  is such that the amplitude of the line profile  $f$  lies within 10% of the amplitude of the observed line. Finally,  $\nu_0$  is the central frequency of the line that we want to establish, and it combines the natural central frequency of the line, the rotation of the planet, and the wind component projected on the LOS. We estimated the fitting parameters (e.g.,  $A$  for the line amplitude) from each line before running the MCMC procedure.

We first performed a qualitative assessment of the fitting procedure and required computational time for each spectrum to find a good compromise between the number of “walkers”, the number of iterations per walker, and the total computational time. We found that convergence was reached after  $540 \pm 100$  iterations (also called the burn-in size), such that we ensured convergence in an acceptable computational time in each case by setting a maximum of 2200 iterations for each of the 32 walkers. The whole bandwidth was used in the fitting procedure. We selected the 30 best fits obtained from these iterations to demonstrate the fitting quality obtained with our parametrized line shape (see Fig. 1).

## Appendix D: Systematic and random error analysis

There are several sources of possible systematic and random errors at the various wind speed retrieval stages. The first, obvious, cause of uncertainty is the spectral noise. The fact that we used spectral resolutions of  $103 \text{ m s}^{-1}$  for HCN may seem contradictory to our goal of detecting winds with expected velocities on the order of  $100 \text{ m s}^{-1}$  or less. However, the observation

of the full line profile with high S/N enables us to fit the whole line profile and derive the line center position with an accuracy that exceeds the spectral resolution by using tens to hundreds of spectral points in the fitting procedure. The uncertainty on the retrieved wind velocity,  $\nu_{\text{wind}}$ , can be estimated by the following empirical formula:

$$\Delta \nu_{\text{wind}} \sim \frac{FWHM}{S/N \times \sqrt{FWHM/\Delta \nu}} \times \frac{c}{\nu_0}, \quad (\text{D.1})$$

where FWHM is the full width at half maximum of the line, S/N is the signal-to-noise ratio per independent spectral channel,  $\Delta \nu$  is the spectral channel width,  $c$  is the speed of light, and  $\nu_0$  is the line rest frequency. For HCN, the FWHMs of the lines differ significantly between the low-to-mid and high latitudes: 8 MHz and 2 MHz, respectively. The resulting estimates of  $\Delta \nu$  are  $\sim 30 \text{ m s}^{-1}$  and  $\sim 15 \text{ m s}^{-1}$ , respectively, and the MCMC fitting procedure gives  $\Delta \nu \sim 20 \text{ m s}^{-1}$  and  $\sim 10 \text{ m s}^{-1}$ , respectively.

Another source of random error is the continuum subtraction before the MCMC fitting procedure. Even though the HCN line is located in the far wing of the  $\text{NH}_3$  line at 572 GHz, the continuum should be flat within  $\sim 0.1\%$  over the observed bandwidth. However, the continuum subtraction applied in the  $u$ -plane within CASA before the imaging stage sometimes resulted in a non-flat continuum on the resulting spectra. We proceeded with an additional subtraction of a first order polynomial from the spectra to flatten their continuum. This process implies a slight shift of the line center. This effect is relatively independent of the latitude, and we estimate from our simulations that the added uncertainty on the velocity is lower than  $10 \text{ m s}^{-1}$  on the HCN wind speeds. We quadratically added this uncertainty to the MCMC uncertainty.

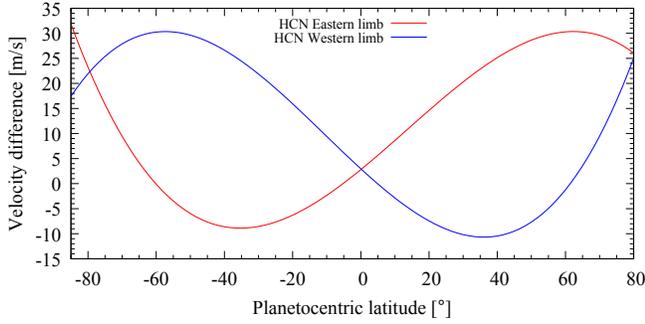
At a given latitude, when the wind speed is lower than the noise level, one would expect the eastern and western limb wind speeds to be centered on the zero-velocity line. On the contrary, when a zonal wind is present, the east and west wind curves should in principle mirror each other. However, we initially found that the curves suffered a negative offset of  $\sim 30 \text{ m s}^{-1}$  in the mid-latitudes (i.e., where there is no clear detection). In what follows, we discuss the two sources of systematic errors that could be the cause of this offset and detail how we treated them.

### D.1. Jupiter radial velocity correction

The first obvious systematic error that could cause an overall shift of the wind speeds concerns the accuracy of the Jovian radial velocity correction. It is made within CASA by using a JPL/Horizons ephemeris. The correction is applied with the accuracy of the ephemeris table at the level of individual integrations (i.e., every few seconds) by interpolating linearly between table entries. The geocentric radial velocity is tabulated with an accuracy of  $10^{-8} \text{ UA day}^{-1}$ , with one entry per day. By interpolating to a time within the range of our observations, we find that the systematic error on the radial velocity correction is  $< 1 \text{ m s}^{-1}$ .

### D.2. Offset of the planet center position on the spectral maps

The wind-induced Doppler shifts from each limb measurement are retrieved by subtracting the planetary rotation velocity projected along the LOS to the fitted central frequency of the lines. It is important to account for the elliptical shape and orientation of the synthetic beam to compute the line shift induced by the



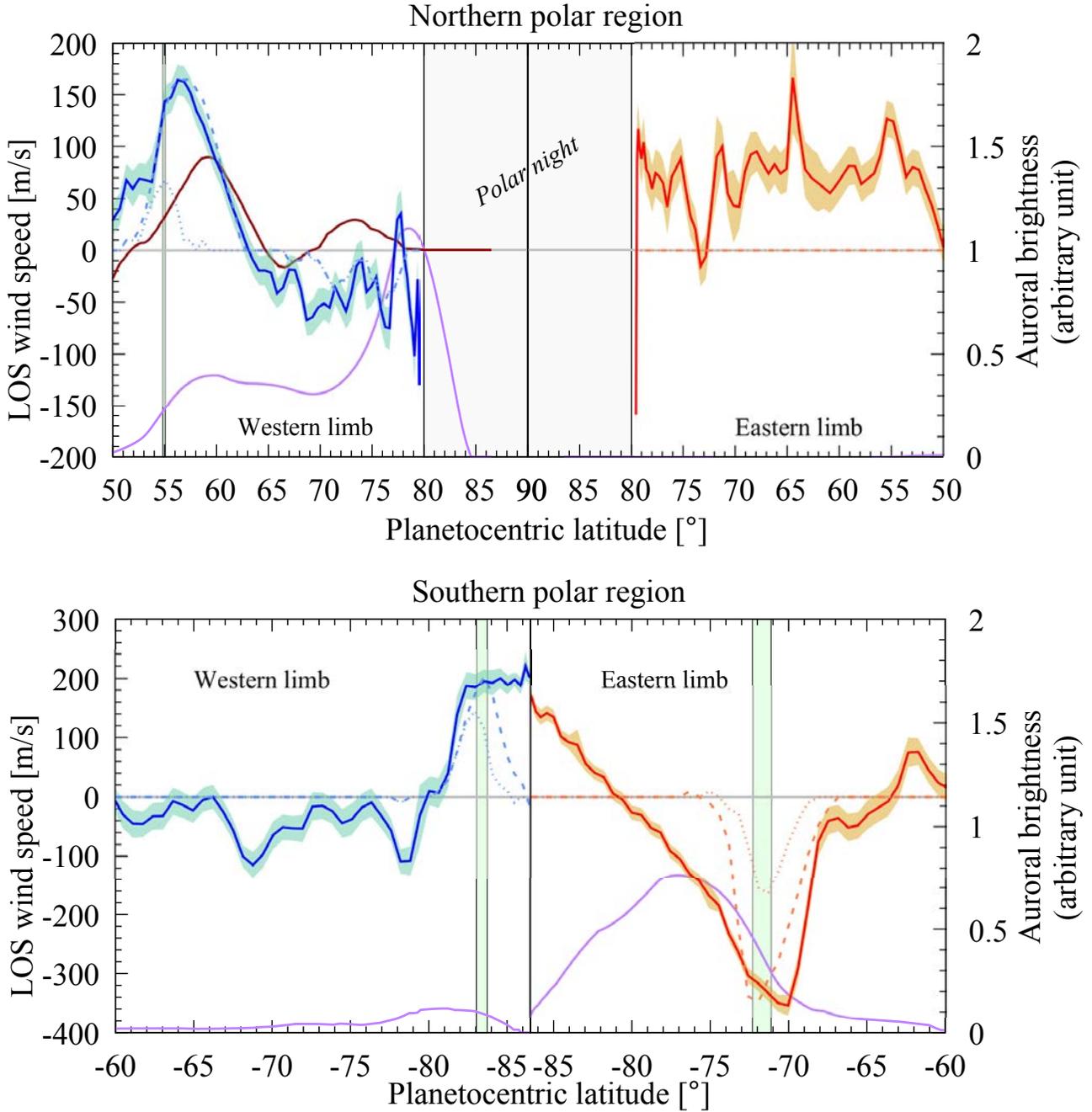
**Fig. D.1.** Effect of pointing uncertainty on wind speed retrieval. The velocity difference as a function of latitude between two sets of LOS velocity retrievals is shown. The set in which the planet is assumed to be centered in the field-of-view is subtracted from the other, in which we applied the position offset as determined from the analysis of the continuum. Results are shown for both limbs.

planetary rotation. We took the System III rotation period of Jupiter. To compute the spectral shift caused by the planet's solid rotation for each extracted spectrum, we accounted for the projection of the rotation velocity vector on the LOS and the convolution by the synthetic beam. After self-calibrating the data to best center Jupiter on the image, there can still be a small center offset of up to one-tenth of a synthetic beam due to interferometric seeing. This affects our planet rotation speed subtraction process. To correct for this, we used the continuum images at 354 GHz to constrain the location of the center of the planet. We found that the planet center was shifted by  $53 \pm 5$  mas in right ascension and  $-32 \pm 6$  mas in declination. The curves presented in Fig. 2 take these offsets into account. The remaining uncertainty, equivalent to  $5 \text{ m s}^{-1}$ , is caused by continuum variability in the millimeter wavelength range (de Pater et al. 2019). This random error was added quadratically to the previous ones. When compared to the ideal case of a wind speed retrieval with a perfectly centered planet, this position shift results in a velocity difference as a function of latitude that is not uniform because of the position angle of the planet. While an east-west equator-aligned offset shifts the two wind curves in the same direction, a north-south offset distorts the overall shifts. The difference is obtained by subtracting the two retrieved wind curves from one another, which is shown in Fig. D.1.

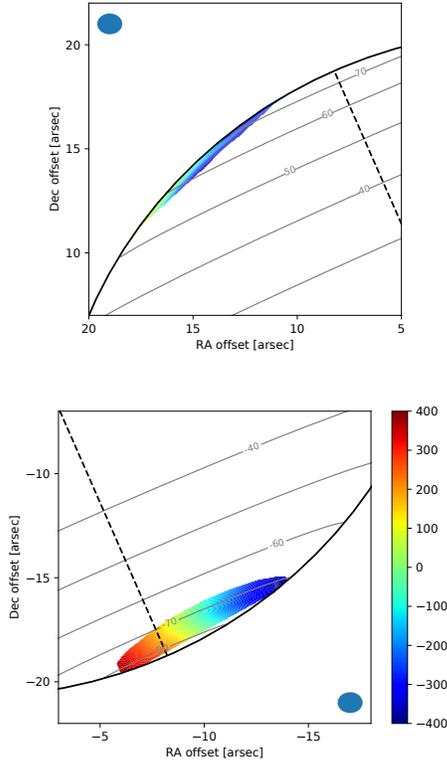
## Appendix E: Modeling the spectral effect of a constant counterrotation wind inside the auroral ovals

To fit the northern and southern auroral wind speeds of Fig. 2 (top), we simulated the Doppler shifts induced by constant winds within the auroral ovals on the spectral lines. We took the radiative transfer model from Cavalié et al. (2019) and the HCN vertical profiles derived from the line shape analysis: from  $60^\circ\text{S}$  to  $50^\circ$ , HCN was set constant to 1 ppb for  $p_0 < 5$  mbar, and to zero at higher pressures. For latitudes lower than  $60^\circ\text{S}$  and higher than  $50^\circ\text{N}$ , HCN was set constant to 1 ppb for  $p_0 < 0.1$  mbar, and to zero at higher pressures. For the auroral ovals, we took the oval's inner and outer edges as defined by Bonfond et al. (2012) as a starting point and set constant wind speeds within these edges. We then proceeded as follows. First, we conducted a simulation of spectral lines at infinite spectral and spatial resolutions on a highly sampled planetary grid. Second, we applied a spectral shift induced by the planet rotation for all LOS. Third, we applied a spectral shift induced by the LOS component of the constant wind when the LOS intercepted the auroral oval. Fourth, we convoluted the spectra spatially by the ALMA beam and spectrally for each studied pointing. Finally, we measured the line center frequency for each studied pointing and subtracted the contribution of the planet rotation, which was derived from a similar simulation in which there was no auroral wind.

On the southeastern limb, the oval is at  $-72^\circ$  and is  $\sim 3^\circ$  wide in the model from Bonfond et al. (2012). Using this definition of the oval does not provide a good fit to the data. The wind peak is too narrow, as shown in Fig. E.1. The northern oval is also too narrow to provide the large wind peak seen at  $57^\circ\text{N}$ . We had to extend the southern oval by  $1.5^\circ$  poleward and  $2^\circ$  equator-ward to improve the fit to the data. On the northern oval, and for similar reasons, we had to shift the southern inner edge northward by  $\sim 5^\circ$ . These adjustments to the size of the northern and southern ovals may translate from a more extended oval episode of the aurora. We found that wind speeds of  $300 \text{ m s}^{-1}$  in the northern oval and  $370 \text{ m s}^{-1}$  in the southern oval, both in counterrotation, provide us with a relatively good fit to the data given the simplicity of the auroral oval wind model. The LOS projected components of the auroral oval wind at infinite spatial resolution are presented in Fig. E.2, and the comparison with the wind measurements is shown in Fig. E.1.



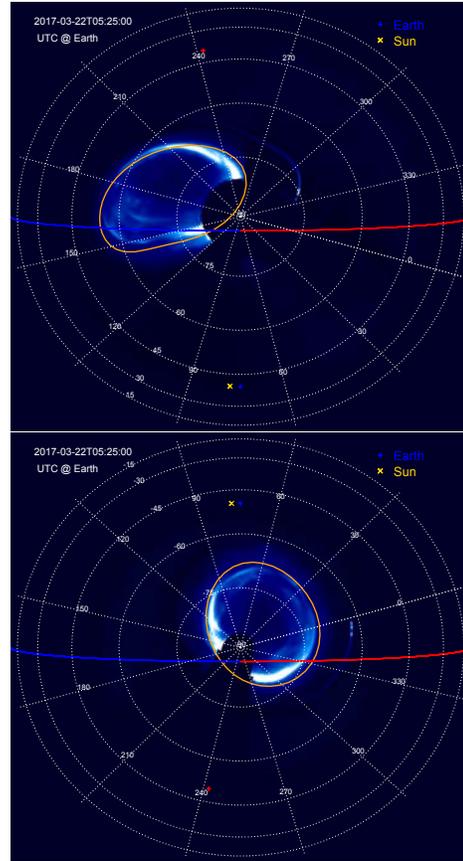
**Fig. E.1.** Comparison of models with observations: comparison between LOS velocities measured at 0.1 mbar with ALMA (same color code as in Fig. 2, top) and simulation results. A model with constant counterrotation winds within the ovals as defined by Bonfond et al. (2012) results in too narrow wind peaks, as shown with the dotted light blue and orange lines, regardless of the wind speed. The dashed light blue and orange lines are produced with constant counterrotation winds within the auroral ovals of  $300 \text{ m s}^{-1}$  (north) and  $370 \text{ m s}^{-1}$  (south) in the case of extended ovals, as described in the main text. The latitudes swept by the  $M = 30$  footprints of the Connerney et al. (2018) magnetic field model are plotted with green stripes. The wind peaks are found within  $1\text{--}2^\circ$  of these footprints. The statistical UV brightness model (purple line) derived from the observations of Clarke et al. (2009) and the ionospheric winds (brown line; speeds divided by five on the plot for an easier comparison) derived from the  $\text{H}_3^+$  infrared observations of Johnson et al. (2017) are also included for a qualitative comparison with our measured wind speeds. Both UV brightness and  $\text{H}_3^+$  wind curves have been degraded to the ALMA spatial resolution. The data from Johnson et al. (2017) are taken from their Fig. 8f. The northern auroral region is in the top panel, and the southern auroral region is in the bottom panel.



**Fig. E.2.** Auroral oval wind model: LOS component of the winds in the auroral ovals at infinite spatial resolution, assuming a counterrotation wind speed of  $300 \text{ m s}^{-1}$  in the northern aurora (*top*) and  $370 \text{ m s}^{-1}$  in the southern aurora (*bottom*). The ALMA synthetic beam size is displayed with a filled blue ellipse, and the planetocentric latitudes are indicated.

### Appendix F: Comparison with UV brightness distribution and IR ionospheric wind data at auroral latitudes

Figure E.1 also presents a comparison of the wind speeds measured at 0.1 mbar in the polar regions with the brightness of the aurora seen in the UV. There were no UV observations performed simultaneously to our ALMA observations. We thus chose to use the statistical UV aurora brightness model derived from the observations of Clarke et al. (2009) and set it to the geometrical configuration of our ALMA observations, as presented in Fig. F.1. On the northwestern limb, the HCN wind peak at  $57^\circ\text{N}$  is relatively well collocated with the first UV peak ( $59^\circ\text{N}$ ), which corresponds to the southernmost part of the oval in our field-of-view. We see no obvious wind peak coinciding with the northernmost part of the oval in the field-of-view, which also corresponds to the most intense UV peak (at  $88^\circ\text{N}$ ), because this latitude is at the limit of the polar night region and wind measurements are therefore much noisier. At the southeastern limb, there is a larger offset of  $7^\circ$  between the position of the oval, as determined from the UV brightness peak ( $77^\circ\text{S}$ ), and the peak seen in the wind speeds ( $70^\circ\text{S}$ ). Finally, we also find an offset of  $2\text{--}3^\circ$  between the oval and the wind peak on the southwestern limb. The collocation of the wind speed peaks and the UV auroral brightness peaks of this statistical model is thus quite limited. Furthermore, there seems to be no correlation between wind speed and UV brightness within the oval. However, the Jovian UV aurorae have shown a significant degree of variability



**Fig. F.1.** Ultraviolet aurora models at the time of the ALMA observations. *Top*: northern polar projection of the brightness of the statistical UV aurora in the configuration of the ALMA observations. The red and blue lines represent the east and west terminators. The orange lines show the  $M = 30$  footprints of the magnetic field model from Connerney et al. (2018). The subsolar and sub-Earth points are indicated with yellow and blue crosses, respectively. The red cross indicates the CML of the Johnson et al. (2017) measurements of ionospheric winds. *Bottom*: southern polar projection of the brightness of the statistical UV aurora in the configuration of the ALMA observations.

ity over all kinds of timescales (e.g., Grodent et al. 2003). The fact that we had to increase the width of the southern oval to improve the fit to our data (see Fig. E.1) seems indicative of an episode of extended ovals.

Juno-UVS observations (Gladstone et al. 2017) have shown that the position of the main ovals is well marked by the  $M = 30$  footprints of the magnetic field model from Connerney et al. (2018). Figure E.1 shows that we observe the HCN polar wind peaks within  $1\text{--}2^\circ$  of these footprints.

In Fig. E.1, we also compare our data with the ionospheric winds derived from  $\text{H}_3^+$  observations by Johnson et al. (2017). For this comparison to be as accurate as possible, we only took the data from their Fig. 8f; the CML was  $\sim 240^\circ$ , which places the position of the terminator within  $10^\circ$  of the ALMA observation geometry. Here, we found a small offset of  $3^\circ$  between the counterrotation HCN and  $\text{H}_3^+$  wind speed peaks, as shown in Fig. E.1.

Because of the aurora variability, we need simultaneous observations to fully assess how well the stratospheric auroral oval winds detected in this work are collocated with the auroral UV brightness peaks associated with the ovals, as well as with the higher altitude auroral winds seen with  $\text{H}_3^+$ .

### 3 Cartographie des vents zonaux de l'oscillation équatoriale stratosphérique de Jupiter

# Mapping the zonal winds of Jupiter's stratospheric equatorial oscillation

B. Benmahi<sup>1</sup> , T. Cavalié<sup>1,2</sup>, T. K. Greathouse<sup>3</sup>, V. Hue<sup>3</sup>, R. Giles<sup>3</sup>, S. Guerlet<sup>4</sup>, A. Spiga<sup>4,5</sup>, and R. Cosentino<sup>6</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire d'Astrophysique de Bordeaux, Univ. Bordeaux, CNRS, B18N, allée Geoffroy Saint-Hilaire, 33615 Pessac, France  
e-mail: [bilal.benmahi@u-bordeaux.fr](mailto:bilal.benmahi@u-bordeaux.fr)

<sup>2</sup> LESIA, Observatoire de Paris, Université PSL, CNRS, Sorbonne Université, Univ. Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, 5 place Jules Janssen, 92195 Meudon, France

<sup>3</sup> Southwest Research Institute, San Antonio, TX 78228, USA

<sup>4</sup> Laboratoire de Météorologie Dynamique/Institut Pierre-Simon Laplace (LMD/IPSL), Sorbonne Université, Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS), Ecole Polytechnique, Ecole Normale Supérieure (ENS), Campus Pierre et Marie Curie BC99, 4 place Jussieu, 75005 Paris, France

<sup>5</sup> Institut Universitaire de France, Paris, France

<sup>6</sup> Department of Astronomy, University of Maryland, College Park, MD 20742, USA

Received 11 June 2021 / Accepted 9 July 2021

## ABSTRACT

**Context.** Since the 1950s, quasi-periodic oscillations have been studied in the terrestrial equatorial stratosphere. Other planets of the Solar System present (or are expected to present) such oscillations; for example the Jupiter equatorial oscillation and the Saturn semi-annual oscillation. In Jupiter's stratosphere, the equatorial oscillation of its relative temperature structure about the equator is characterized by a quasi-period of 4.4 yr.

**Aims.** The stratospheric wind field in Jupiter's equatorial zone has never been directly observed. In this paper, we aim to map the absolute wind speeds in Jupiter's equatorial stratosphere in order to quantify vertical and horizontal wind and temperature shear.

**Methods.** Assuming geostrophic equilibrium, we apply the thermal wind balance using almost simultaneous stratospheric temperature measurements between 0.1 and 30 mbar performed with Gemini/TEXES and direct zonal wind measurements derived at 1 mbar from ALMA observations, all carried out between March 14 and 22, 2017. We are thus able to self-consistently calculate the zonal wind field in Jupiter's stratosphere where the JEO occurs.

**Results.** We obtain a stratospheric map of the zonal wind speeds as a function of latitude and pressure about Jupiter's equator for the first time. The winds are vertically layered with successive eastward and westward jets. We find a 200 m s<sup>-1</sup> westward jet at 4 mbar at the equator, with a typical longitudinal variability on the order of ~50 m s<sup>-1</sup>. By extending our wind calculations to the upper troposphere, we find a wind structure that is qualitatively close to the wind observed using cloud-tracking techniques.

**Conclusions.** Almost simultaneous temperature and wind measurements, both in the stratosphere, are a powerful tool for future investigations of the JEO (and other planetary equatorial oscillations) and its temporal evolution.

**Key words.** planets and satellites: atmospheres – planets and satellites: gaseous planets – planets and satellites: individual: Jupiter

## 1. Introduction

In Earth's atmosphere, [Reed et al. \(1961\)](#) and [Ebdon & Veryard \(1961\)](#) discovered a quasi-periodic oscillation in the high-altitude equatorial winds that alternates between eastward and westward flows. This ~28-month quasi-periodic phenomenon, known as the quasi-biennial oscillation (QBO), has been observed and studied ever since the 1950s (e.g., [Baldwin et al. 2001](#)). The thermal wind balance indicates that atmospheric winds are coupled with temperature gradients. The QBO can therefore also be characterized in terms of the temperature field. From this perspective, the QBO is characterized by a vertical oscillation in temperature which moves downwards in the stratosphere with time.

Using temperature field measurements provided by infrared observations, similar quasi-periodic stratospheric oscillations have been discovered in Jupiter ([Leovy et al. 1991](#); [Orton et al. 1991](#)) and Saturn ([Fouchet et al. 2008](#); [Orton et al. 2008](#)) and are all localized in the 20°S–20°N latitudinal range. In Jupiter, the oscillation is characterized by a period of ~4 yr and was dubbed the quasi-quadrennial oscillation (QO). Further temperature

observations have enabled characterization and modeling of the QO (e.g., [Orton et al. 1991](#); [Friedson 1999](#); [Simon-Miller et al. 2006](#); [Fletcher et al. 2016](#)). The Saturn semi-annual oscillation (SSAO) has a period of about 14.7 yr. Both have been observed between 0.01 and 20 mbar.

Planetary and gravity waves were first proposed as the cause of the Earth QBO by [Lindzen & Holton \(1968\)](#) and have since been proposed as causes of the Jupiter and Saturn oscillations as well ([Friedson 1999](#); [Li & Read 2000](#); [Flasar et al. 2004](#); [Cosentino et al. 2017](#); [Bardet et al. 2021](#)). On Earth, momentum transfer from the waves to the zonal wind results in downward propagation of the wind velocity peaks. Such downward propagation of the SSAO was observed with the Composite InfraRed Spectrometer (CIRS) over the 13-yr course of the *Cassini* mission ([Guerlet et al. 2011, 2018](#)). The downward propagation of the JEO has also been measured from long-term monitoring temperature observations carried out at the NASA Infrared Telescope Facility (IRTF) using the Texas Echelon Cross-Echelle Spectrograph (TEXES; [Cosentino et al. 2017, 2020](#); [Giles et al. 2020](#)), which allow the retrieval of

horizontally and vertically resolved stratospheric temperatures. Recently, Antuñaño et al. (2021) showed that Jupiter’s QJO does not have a stable periodicity, and alterations could result from thermal perturbations (Giles et al. 2020). Here, we therefore refer to the Jupiter equatorial oscillation (JEO) rather than the QJO. We note that such perturbations have also been seen in the SSAO following the Great Storm of 2010–2011 (Fletcher et al. 2017).

Flasar et al. (2004) derived the JEO wind structure at low latitudes from *Cassini*/CIRS temperature measurements performed during the Jupiter flyby in late 2000. Invoking thermal wind balance, these authors discovered a  $\sim 140 \text{ m s}^{-1}$  eastward equatorial jet at 3 mbar by interpolating wind velocities, even though a precise estimate of the jet peak velocity at the equator is made impossible because of the increase in the Rossby number. Fletcher et al. (2016) confirmed the presence of a strong stratospheric jet in the mbar region. Cosentino et al. (2017) were able to reproduce such JEO wind speeds to first order using an atmospheric circulation model with a stochastic parametrization of gravity wave drag.

Fouchet et al. (2008) found a velocity difference of about  $200 \text{ m s}^{-1}$  in Saturn’s stratosphere between the two equatorial jets located at 0.3 and 3 mbar, also applying the thermal wind balance to the measured temperatures. However, the absolute stratospheric wind speeds remain unknown on Saturn (and were unknown until now for Jupiter), and given the strong eastward cloud-top zonal wind of  $400 \text{ m s}^{-1}$  observed at  $\sim 700$  mbar, it is unsure whether the stratospheric wind remains eastward or becomes periodically westward, as observed on Earth.

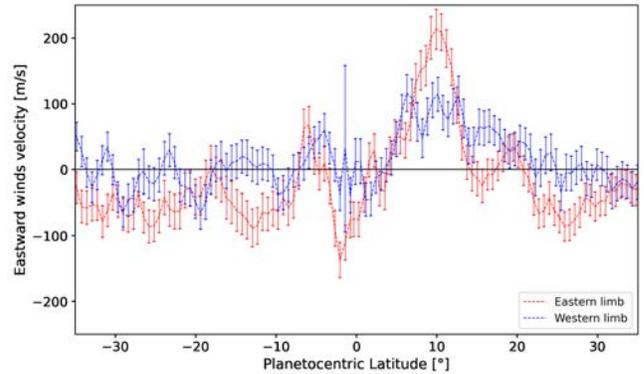
The main weakness in the methodology used in previous studies to derive the thermal winds, and particularly in the case of Jupiter, is that there is a discontinuity between the pressure range probed by the temperatures (1–20 mbar from  $\text{CH}_4$  emission, 80–400 mbar from  $\text{H}_2$  collision-induced absorption) and the pressure at which the zonal wind profile is inserted as a boundary condition, i.e., generally at the cloud-top (at 500 mbar) during the thermal wind derivation. The novelty of the approach we present here consists in using a wind measurement performed almost concomitantly and within the altitude range probed by the stratospheric temperature measurements. We are thus able to obtain self-consistent zonal wind field as a function of altitude and latitude in the whole range probed by the temperature measurements. In this paper, we focus on Jupiter’s zonal winds in the altitude and latitude ranges where the JEO takes place in order to constrain the direction and magnitude of the equatorial and tropical jets using the thermal wind balance.

In Sect. 2, we present the wind and temperature observations we used to compute the zonal wind field. Section 3 details the models we developed to compute the equatorial and tropical wind speeds from the thermal wind balance. We present our results and discuss them in Sect. 4, and provide concluding remarks in Sect. 5.

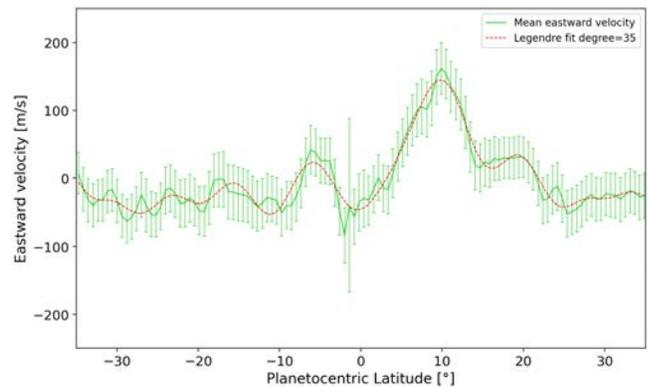
## 2. Observations

### 2.1. Zonal wind measurements at 1 mbar in Jupiter’s stratosphere

Cavalié et al. (2021) observed Jupiter’s stratospheric HCN emission at 354.505 GHz with the ALMA interferometer on 22 March 2017. These authors obtained a high spectral and spatial resolution map of Jupiter’s limb from which they achieved the first direct measurement of the stratospheric winds. The wind speeds were retrieved from the wind-induced Doppler-shifted



**Fig. 1.** Eastward wind velocities at 1 mbar as measured with ALMA on 22 March 2017, on the eastern and western limbs of Jupiter (adapted from Cavalié et al. 2021).

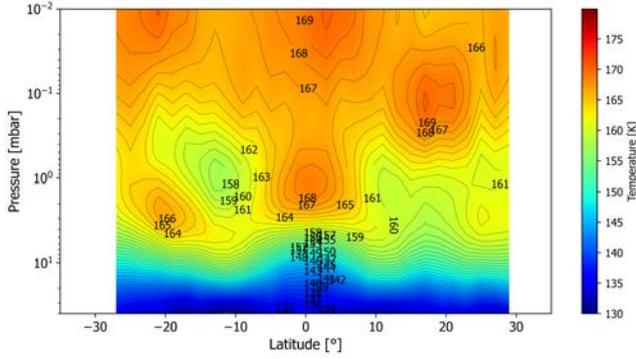


**Fig. 2.** Mean eastward wind velocities (green line) with uncertainties (green bars) at 1 mbar in Jupiter’s stratosphere on 22 March 2017. A degree 35 Legendre polynomial smoothing is plotted with dashed red lines.

spectral lines formed at the altitude probed by the HCN line. The latitudinal resolution varies from  $3^\circ$  at the equator to  $7^\circ$  at polar latitudes. Contribution function computations demonstrate that the sensitivity to winds peaks at 1 mbar in the  $60^\circ\text{S}$ – $50^\circ\text{N}$  latitudinal range, and at 0.1 mbar at polar latitudes. In this paper, we use the data ranging from  $35^\circ\text{S}$  to  $35^\circ\text{N}$  planetocentric latitude. Although the data were acquired with a short 24-min on-source integration time, the rapid rotation of the planet (9 hr 56 min) results in longitudinal smearing over about  $15^\circ$ . The central meridian longitude thus ranges from  $65^\circ\text{W}$  to  $80^\circ\text{W}$  (System III). The eastern and western limbs (From the observer’s point of view) span longitudes from  $335^\circ\text{W}$  to  $350^\circ\text{W}$  and from  $155^\circ\text{W}$  to  $170^\circ\text{W}$ , respectively. The eastward wind velocities obtained by Cavalié et al. (2021) are shown for both observed limbs in Fig. 1. The average of both limb measurements are shown in Fig. 2.

### 2.2. Jupiter’s stratospheric temperature field observations

In March 2017, TEXES (Lacy et al. 2002), mounted on the Gemini North 8 m telescope, carried out high-resolution infrared observations of Jupiter to characterize the temperatures in its stratosphere. These observations were taken as part of a long-term monitoring program carried out primarily at the NASA Infrared Telescope Facility (Cosentino et al. 2017; Giles et al. 2020). TEXES can observe at wavelengths ranging from 4.5



**Fig. 3.** Average of the temperature fields at the eastern and western limbs covered by the ALMA wind observations. This temperature field is referred to as the east–west limb mean in this paper and results from the average of the fields are shown in Figs. A.3 and A.4. Latitudes are planetocentric.

to 25  $\mu\text{m}$ , with a spectral resolving power ranging from 4000 to 80 000 depending on the operating mode. The observations of Jupiter were centered around 8.02  $\mu\text{m}$  with a bandwidth of about 0.06  $\mu\text{m}$  where several spectral lines of the  $\text{CH}_4$  ( $\nu_4$  band) P-branch lie (Brown et al. 2003). During the March 2017 observing campaign, TEXES was used in its highest spectral resolution mode ( $R = 80\,000$ ).

The Gemini/TEXES observations were used to retrieve vertically resolved latitude and longitude temperature maps of Jupiter's stratosphere. These maps were compared to the lower spatial resolution maps from the IRTF to show that IRTF/TEXES is capable of fully resolving the meridional structure of the JEO (Cosentino et al. 2020). The pressure range probed by the TEXES data ranges from 0.1 to 30 mbar with a vertical resolution of approximately one scale height. Beyond this pressure range, the temperature vertical profiles converge toward the profile from Moses et al. (2005), which is taken as a priori for the retrievals. The horizontal resolution is 2° in latitude and 4° longitude. The uncertainty on the retrieved temperatures is about 2 K.

The Gemini/TEXES temperature field we use in this paper was retrieved from the combined data taken on 14, 16, and 20 March 2017, i.e., only 2–8 days apart from the ALMA wind measurements. By extracting the temperatures at the longitudes of the limbs probed by ALMA and accounting for the 15° longitudinal smearing, we produced altitude–latitude temperature fields for each limb, and an average of both. The latter, referred to as the east–west limb mean in what follows, is shown in Fig. 3. The former are shown in Figs. A.3 and A.4, and the zonal mean temperature field is shown in Fig. A.1 for comparison. We note, however, that we only have full longitudinal coverage over the eastern limb. Only one-third of the western limb (155°–170°W) is covered by temperature measurements (155°–160°W).

### 3. Models

#### 3.1. Thermal wind equation

Atmospheric dynamics can be interpreted with the equations of fluid mechanics. The so-called thermal wind equation (TWE) derives from Euler's equations for a frictionless fluid (e.g., Pedlosky 1979). In spherical coordinates and assuming geostrophic equilibrium, the TWE relates the temperature

gradient with the perpendicular velocity in the  $(\vec{e}_\theta; \vec{e}_\phi)$  plane<sup>1</sup> of a fluid (such as an atmosphere) in a rotating frame. This equation is given by the following expression:

$$f_0 \sin(\theta) \frac{\partial \vec{v}_\perp(r, \theta, \phi)}{\partial r} = \frac{r}{Tr_0} \vec{r} \wedge \vec{\nabla}_\perp T(r, \theta, \phi), \quad (1)$$

where  $f_0$  is the Coriolis parameter at the north pole,  $\theta$  is the latitude varying from  $-90^\circ$  to  $90^\circ$ ,  $\vec{v}_\perp(r, \theta, \phi)$  is the horizontal fluid velocity at the planet surface,  $r_0$  is the mean radius of the planet, and  $T$  is the temperature field. From this equation, and after projecting on the zonal axis, we can easily relate the zonal wind speed with the latitudinal temperature gradient. Thus, we have the following expression:

$$\frac{\partial v_\phi}{\partial \ln(P)} = \frac{1}{\sin(\theta)} \frac{R(P)}{f_0 r_0} \frac{\partial T}{\partial \theta}, \quad (2)$$

where  $P$  is the pressure and  $v_\phi$  is the zonal wind velocity.  $R(P) = \frac{k_B}{M(P)}$  is the specific gas constant of the Jovian atmosphere calculated for each altitude.  $M(P)$  is the mean molecular mass of Jupiter's atmosphere as a function of pressure. We derive it from the model used in Benmahi et al. (2020). Establishing this equation assumes hydrostatic and geostrophic equilibrium, and the latter is guaranteed by the small Rossby number ( $Ro$ ) in Jupiter's atmosphere. As the Coriolis force vanishes at the equator because of the  $f_0 \sin(\theta)$  factor, this equation diverges at the equator ( $\theta = 0$ ). This is why Flasar et al. (2004) only used the TWE down to latitudes of about 5° in their zonal wind derivation.

#### 3.2. Equatorial thermal wind equation

Marcus et al. (2019) derived an equatorial thermal wind equation (EQTWE). This uses the Laplacian in latitude of the temperatures, which allows the  $\frac{1}{\sin(\theta)}$  factor of the TWE to be canceled out. As a result, the EQTWE does not diverge at low latitudes and is thus particularly useful for replacing the TWE in the equatorial zone. Its expression is given by:

$$\frac{\partial v_\phi^M}{\partial \ln(P)} = \frac{R(P)}{f_0 r_0} \frac{\partial^2 T^M}{\partial \theta^2}, \quad (3)$$

where  $T^M(P, \theta) = \frac{T(P, \theta) + T(P, -\theta)}{2}$  is the mirror-symmetric component of the temperature about the equator. The anti-mirror-symmetric component of the temperature is  $T^A(P, \theta) = \frac{T(P, \theta) - T(P, -\theta)}{2}$ . According to Marcus et al. (2019), the EQTWE has a fractional error of  $\propto |\frac{T^A}{T^M}|^2$ , and is valid in the latitudinal range  $\pm 18^\circ$  with an error of less than 10%.

The derivation of the EQTWE requires the same assumptions as for the TWE, except the limitations regarding the Rossby number at the equator, and assumes that the flow is symmetrical around the equator (see Appendix A in Marcus et al. 2019).

#### 3.3. Assumptions and equation solving

To carry out our study, we must also assume that Jupiter's temperature field remains stationary over the time interval between the TEXES thermal and ALMA wind measurements (from 2 to 8 days). This is justified for several reasons: The

<sup>1</sup> The unit vector  $\vec{e}_\phi$  is oriented in the direction of the planet rotation such that positive winds are eastward.

characteristic time of variability of cloud and storm dynamics in the troposphere is about a few days. However, their effects on stratospheric temperatures are transported by wave and energy propagation on timescales comparable to the periodicity of the JEO. Moreover, seasonal effects on Jupiter are weak (e.g., Hue et al. 2018) and the considered duration is negligible compared to Jupiter’s year, and is considered to be much shorter than the radiative timescales in Jupiter’s stratosphere (Guerlet et al. 2020).

Before solving the TWE and EQTWE, we smoothed the temperature field and the 1-mbar wind speeds over latitude in order to obtain smooth and continuous derivatives (see Appendix C). We smoothed the various temperature fields (the east–west limb mean of Fig. 3, the zonal average of Fig. A.1, the eastern and western limbs of Figs. A.3 and A.4) with a Legendre polynomial series up to degree 17. An example of fits at several pressures is shown in Fig. 4. For the ALMA wind velocities at 1 mbar, we used a Legendre polynomial series up to degree 35 (see Fig. C.1). We determined the highest degree of the fitting polynomials such that the fits were within observation uncertainties. For temperatures and velocities, we used a latitudinal sampling of  $0.25^\circ$  and we solved the TWE and EQTWE with this sampling from  $35^\circ\text{S}$  to  $35^\circ\text{N}$ . We integrated the equations upwards and downwards starting with the ALMA wind velocities as initial conditions at  $P_0 = 1$  mbar.

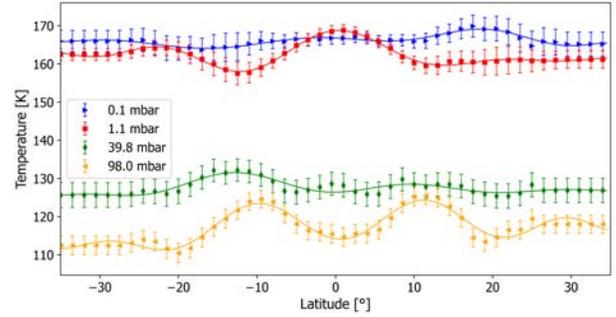
Finally, we need to determine the latitude range around the equator in which we solve the EQTWE and then switch to the TWE. The TWE is highly dependent on  $Ro$  and its fractional error is about  $\propto Ro$ . We therefore estimate  $Ro$  as a function of latitude by considering a characteristic velocity scale for Jupiter’s atmosphere of  $100\text{ m s}^{-1}$ . We find  $Ro \sim 0.2$  at  $\pm 5^\circ$  latitude. We therefore solve the EQTWE on the mirror-symmetric component of the temperature field  $T^M(P, \theta)$  in the latitude interval  $[-3^\circ; 3^\circ]$ , where the initial velocity condition  $v_\phi(\theta, P_0)$  (i.e., the fitted curve in Fig. 2) is actually quasi-symmetrical about the equator. We then solve the TWE in the latitude interval  $[-35^\circ; -5^\circ] \cup [5^\circ; 35^\circ]$  using  $T(P, \theta)$ . Finally, we use a bilinear interpolation between the two results in the  $[-5^\circ; -3^\circ] \cup [3^\circ; 5^\circ]$  range to combine the results into a single map.

## 4. Results and discussion

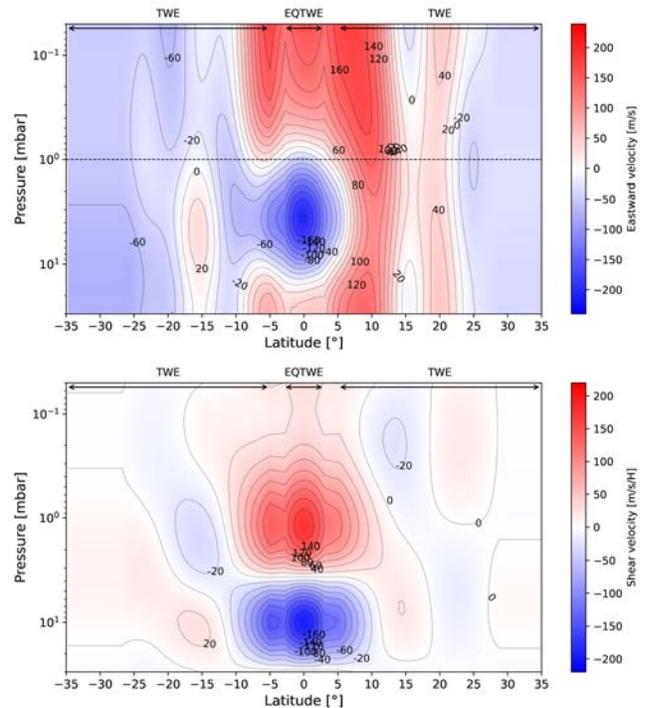
### 4.1. Zonal winds in the JEO region

Figure 5 (top) shows the eastward wind velocities that we derive from the east–west limb mean temperature map of Fig. 3 with the EQTWE and TWE and using the wind speeds measured with ALMA at 1 mbar (Fig. 2) as an initial condition. We note that there is no sharp discontinuity between the two equation solutions in the  $[-5^\circ; -3^\circ] \cup [3^\circ; 5^\circ]$  latitude range and from 0.5 to 30 mbar. Above the 0.5 mbar pressure level in the united latitude range  $[-5^\circ; -3^\circ] \cup [3^\circ; 5^\circ]$ , we notice small differences between the two equation solutions. Because the TWE is highly dependent on the Rossby number, its validity also depends on it. Thus, the discrepancy between the TWE and the EQTWE is due to the local variability of the Rossby number.

We present these computations in the 0.05–30 mbar range (e.g., Fig. 5), where the TEXES observations are sensitive to temperatures and have the lowest uncertainties in the retrievals. The JEO can clearly be identified in the zonal wind map by vertically alternating zonal jets. We find a strong westward (i.e., retrograde) jet at the equator centered at about 4 mbar with a peak velocity of  $200\text{ m s}^{-1}$ . This jet has a full-width at half-maximum (FWHM) of about  $7^\circ$  in latitude and 50 km in altitude



**Fig. 4.** Examples of Legendre polynomial series fitting of the temperatures as a function of latitude for four different pressure levels. The two lower pressure profiles (0.1 and 1.1 mbar) are from the Giles et al. (2020) dataset that we primarily use in this paper. The higher pressure profiles (39.8 and 98 mbar) are from the Fletcher et al. (2020) dataset. Fits are in solid lines and data are shown with symbols and error bars of corresponding color.



**Fig. 5.** *Top:* eastward wind velocities derived from the east–west limb mean temperature map of Fig. 2 and the measured winds at 1 mbar of Fig. 3 with the EQTWE and TWE. The dashed horizontal line represents the altitude where stratospheric winds were measured by Cavalie et al. (2021). *Bottom:* wind shear as obtained from the east–west limb mean temperature field.

(two scale heights). At pressures lower than 1 mbar, we find an eastward jet, which is  $20^\circ$  wide in latitude and has a FWHM of about 80 km in altitude (between 0.05 and 0.5 mbar). The vertical stratification about the equator is also unambiguously characterized, with a peak-to-peak difference of  $300\text{ m s}^{-1}$  between 4 mbar and 0.1 mbar. The JEO jet in March 2017 is almost perfectly in opposition of phase compared to the state observed by Flasar et al. (2004) in December 2000 at the time of the *Cassini* flyby. The amplitudes of the JEO jet in these two observations are comparable ( $200\text{ m s}^{-1}$  vs.  $140\text{ m s}^{-1}$ ), even though the exact velocity

at the equator is not known in [Flasar et al. \(2004\)](#) because of the limitations of the TWE at the equator. At  $\sim 10^\circ\text{N}$ , the eastward jet is vertically extended over the entire pressure range with an average velocity of  $125\text{ m s}^{-1}$ . Beyond  $\pm 15^\circ$ , winds have amplitudes lower than  $40\text{ m s}^{-1}$ .

In Fig. 5 (bottom), we map the wind shear ( $\frac{\partial v_\phi}{\partial r}$ ) as obtained from the east–west limb mean temperature field (Fig. 3). We can clearly see two wind shear spots centered around the equator, with positive and negative amplitudes of  $\sim 160\text{ m s}^{-1}/\text{H}$  above and below the  $\sim 4\text{ mbar}$  pressure level, respectively, where the westward jet is located (Fig. 5). The two wind shear spots have a FWHM of about  $12^\circ$  in latitude. Beyond  $\pm 10^\circ$  latitude, the wind shear is negligible. Such vertical and latitudinal extensions and amplitudes are comparable to previous estimates ([Fletcher et al. 2016](#); [Marcus et al. 2019](#)).

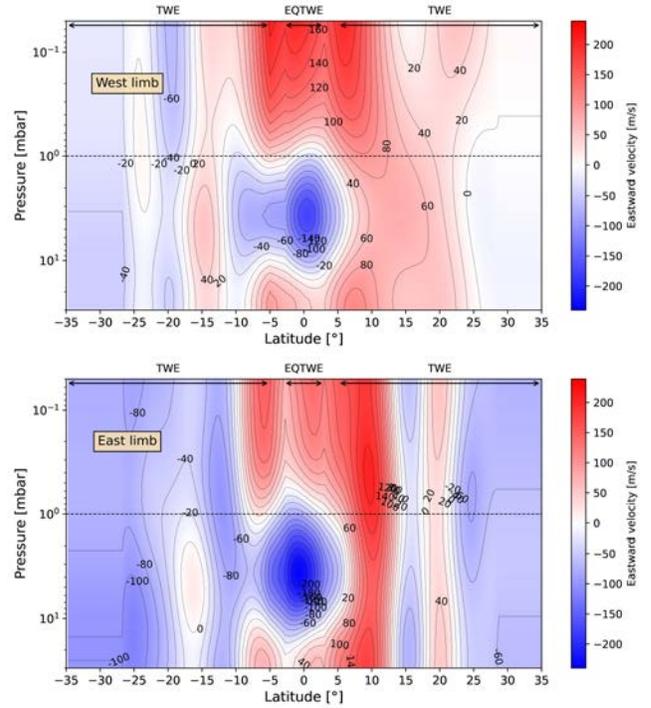
The zonal wind map we obtained from the Gemini/TEXES measurements in March 2017 combined with the 1 mbar zonal wind measured by [Cavalié et al. \(2021\)](#) using ALMA and the result obtained by [Fletcher et al. \(2016\)](#) from the zonal temperature field measured by IRTF/TEXES in December 2014 are of almost opposite phase in the 1–10 mbar range. The time-interval between the two measurements is  $\Delta T \sim 2\text{ yr}$  and 4 months. This would lead to a JEO period of 4 yr and 8 months, in agreement with previous measurements ([Leovy et al. 1991](#); [Orton et al. 1991](#)). We note that [Antuñano et al. \(2021\)](#) has now demonstrated that this periodicity is variable and can even be disrupted, as observed by [Giles et al. \(2020\)](#). Such disruptions may originate from the outbreak of thermal anomalies like the one seen in May 2017 at 1 mbar pressure,  $20^\circ\text{N}$  latitude, and  $180^\circ\text{W}$  longitude (See Fig. 7 in [Giles et al. 2020](#)).

#### 4.2. Longitudinal variability of zonal winds in the JEO region

The wind velocity maps we derive from the temperature zonal mean, from the eastern limb only, and from the western limb only (Figs. A.1, A.3, and A.4, respectively) are presented in Figs. A.2, and 6, respectively. The two latter wind maps are obtained using the eastern and western ALMA wind measurements of Fig. 1 as initial condition.

We notice in Fig. 6 that the  $10^\circ\text{N}$  wind peak observed at 1 mbar with ALMA can be tracked down to the lower stratosphere, where it is centered around  $7^\circ\text{N}$ . This latitude is where the northern peak of the double-horned structure is observed around the equator at the cloud-top ([Barrado-Izaguirre et al. 2013](#)). The eastward jet at  $10^\circ\text{N}$  and 1 mbar and the one at  $7^\circ\text{N}$  and 30 mbar seem to be linked. Indeed, the eastward column connecting the two altitudes (1 and 30 mbar) seems to be distorted by the central westward jet at 4 mbar. We think that these two peaks are correlated and connected vertically, and that the presence of the westward jet, and thus of the planetary wave generating the JEO, results in a latitudinal shift between the two eastward peaks at 1 mbar and at 30 mbar. The peak at  $7^\circ\text{N}$  and 30 mbar is likely tied to the cloud-top northern branch of the double-horned structure mentioned above.

A subject of debate in [Cavalié et al. \(2021\)](#) was the limb-to-limb velocity difference at  $10^\circ\text{N}$ , which the authors tentatively attributed to local vortices. The lack of full coverage of the western limb temperatures prevents us from settling this claim, although the limited data we have seem to indicate the presence of a hot spot between  $10^\circ\text{N}$  and  $15^\circ\text{N}$  and between 1 and 2 mbar as seen in Fig. B.1. This hot spot, if anticyclonic, would decelerate the winds about  $\sim 10^\circ\text{N}$  and accelerate the wind about  $\sim 20^\circ\text{N}$ , in qualitative agreement with the ALMA



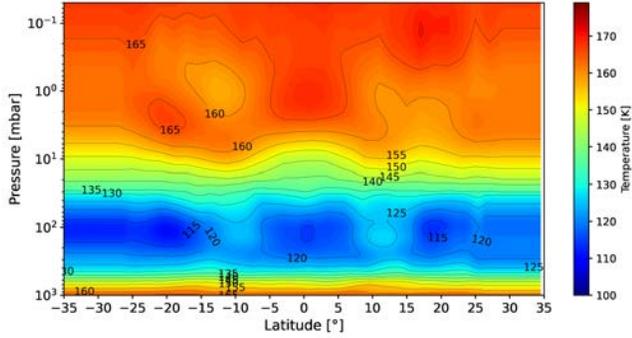
**Fig. 6.** Eastward zonal wind velocities mapped independently at the western (*top*) and the eastern (*bottom*) limbs.

data. Eastward–westward wind velocities at the northern and southern boundaries of an anticyclonic feature can reach  $100\text{--}150\text{ m s}^{-1}$ , as in the Great Red Spot ([Choi et al. 2007](#)). In the stratosphere, the most famous example of an anticyclonic feature was observed in Great Storm on Saturn in 2010–2011. At 2 mbar, [Fletcher et al. \(2012\)](#) estimated zonal wind velocities at the northern and southern boundaries of the vortex in the  $200\text{--}400\text{ m s}^{-1}$  range. Therefore, the  $100\text{ m s}^{-1}$  lower velocity observed on the  $10^\circ\text{N}$  jet on the western limb in the ALMA data (compared to the eastern limb) could be at least partly explained by the presence of an anticyclonic feature centered at  $15^\circ\text{N}$ .

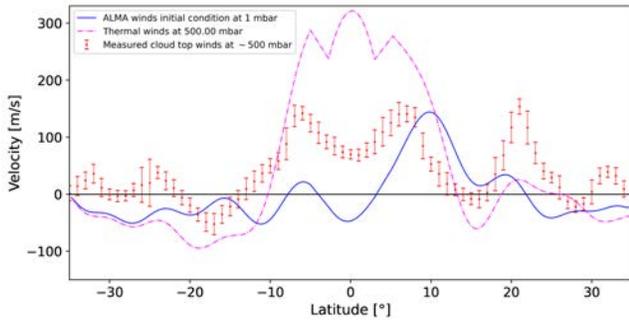
The winds obtained from the east–west limb mean (Fig. 5) and those obtained from the zonal mean (Fig. A.2) are very similar in the  $\pm 10^\circ$  latitude range, indicating that the east–west limb mean in both winds and temperatures at 1 mbar was a fair representation of the zonal mean on this occasion. The westward equatorial jet at 4 mbar has a similar shape and amplitude. Outside this range, the differences are less than  $20\text{ m s}^{-1}$ , which is about the HCN wind measurement uncertainty with ALMA.

More significant differences arise when we compare the winds obtained from the two limb temperatures independently (Fig. 6). The westward equatorial jet at 4 mbar is  $50\text{ m s}^{-1}$  stronger on the eastern limb than on the western limb. On the eastern limb, we also notice that the northern equatorial branch centered around  $7^\circ\text{--}10^\circ\text{N}$  of the upper stratospheric eastward jet is  $50\text{--}75\text{ m s}^{-1}$  stronger than in the western limb. Both extend down to the lower boundary of our calculations (30 mbar). The distinct eastward barotropic jet at  $20^\circ\text{N}$  disappears on the western limb.

By comparing the 4 mbar equatorial westward jet velocities in the two limbs (Fig. 6), we find a difference of about  $50\text{ m s}^{-1}$ . This results from a combination of the differences between the velocities measured at 1 mbar and the temperatures in the two



**Fig. 7.** Temperature field resulting from the combination of retrievals obtained from the high-spectral-resolution observations of [Cosentino et al. \(2020\)](#) (Fig. 3) and the retrievals from the lower spectral resolution observations of [Fletcher et al. \(2020\)](#), all performed between 12 and 20 March, 2017. This temperature field covers the 0.05–1000 mbar pressure range.

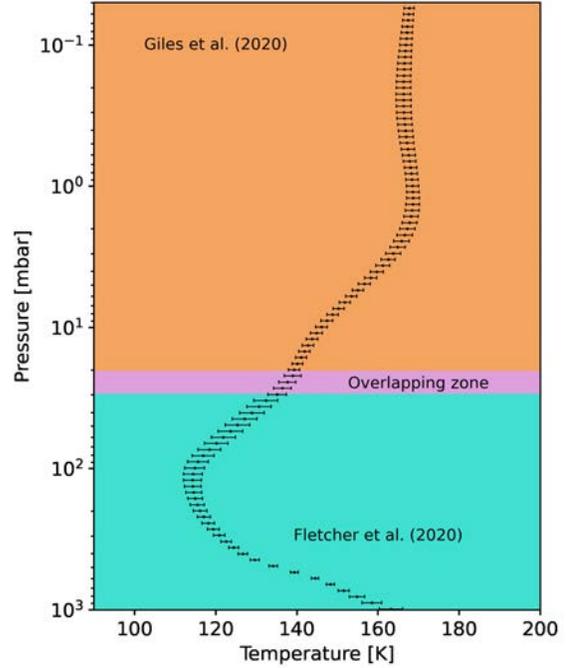


**Fig. 8.** Comparison between the cloud-top wind speeds measured at 500 mbar in the visible (red points with error bars) with the thermal winds (dashed magenta line) derived from the east–west mean temperature field of Fig. 3 and the 1 mbar wind observations with ALMA of Fig. 2 (blue solid line).

limbs. The differences we find in the equatorial temperatures between the two limbs and between 1 and 4 mbar are twice the longitudinal standard deviation in this pressure range.

#### 4.3. Equatorial cloud-top wind structure

We checked whether the temperature and wind observations combined with our model allow derivation of the cloud-top wind structure. To this end, we extended our east–west limb mean temperature map (Fig. 3) down to upper tropospheric altitudes. To do so, we used the upper tropospheric and lower stratospheric temperatures as retrieved by [Fletcher et al. \(2020\)](#) from lower spectral resolution Gemini/TEXES observations taken on 12–14 March 2017 and probed in the pressure range  $p < 1000$  mbar. We combined the two temperature fields by averaging them between 20 and 30 mbar for the relevant longitudes. This pressure range is chosen so as to minimize the overlap and thus favor the temperatures retrieved from the high-spectral-resolution observations at least down to the pressure level of 20 mbar. The resulting thermal map is shown in Fig. 7 and covers pressures from 0.05 to 1000 mbar. We then applied our thermal wind model, still using the ALMA wind measurements as the initial condition at 1 mbar.



**Fig. 9.** Vertical profile of the temperature at the equator extracted from the field of Fig. 7 from the combination of retrievals obtained from the high-spectral-resolution observations of [Giles et al. \(2020\)](#) (Fig. 3) and the retrievals from the lower spectral resolution observations of [Fletcher et al. \(2020\)](#), all performed between 12 and 20 March 2017. The two profiles are averaged in the 20–30 mbar pressure range (referred to as the overlapping zone on the plot).

In Fig. 8, we compare the zonal wind profile calculated at 500 mbar with the cloud-top wind observations performed in the visible range (e.g., [Barrado-Izaguirre et al. 2013](#)). Our thermal wind results at 500 mbar show a strong wind speed increase within  $\pm 10^\circ$ , as expected from observations. However, we do not reproduce the double-horn shaped centered about the equator. Instead, we see that the TWE and EQTWE do not provide consistent results in the  $[-5^\circ; -3^\circ] \cup [3^\circ; 5^\circ]$  ranges because of the longer vertical integration that causes larger deviations between the two solutions. In addition, the wind speeds around the equator are overestimated by a factor of approximately two within  $\pm 10^\circ$ . This deviation probably arises from the different vertical resolutions in the two temperature retrievals that we combined to perform these computations. The lower vertical resolution of the upper tropospheric–lower stratospheric temperatures is in turn caused by the lower spectral resolution of the observations of [Fletcher et al. \(2020\)](#) compared to those of [Giles et al. \(2020\)](#). In addition, the deviation may also result from the higher uncertainties in the temperatures retrieved by [Fletcher et al. \(2020\)](#) (on average  $\pm 4$  K compared to the  $\pm 2$  K of [Giles et al. \(2020\)](#)). These higher uncertainties in the higher pressures can be better seen in Fig. 9, where we present a vertical temperature profile at the equator resulting from the combination of the temperature fields of [Giles et al. \(2020\)](#) and [Fletcher et al. \(2020\)](#). These higher uncertainties in the higher pressures can also be seen in Fig. 4. We finally tried to integrate the temperature field starting from the cloud-top wind speeds. The wind speeds we obtain at 1 mbar (not shown here) are in total disagreement with the ALMA observations.

## 5. Conclusion

The main outcomes of this paper can be summarized as follow:

- We used the recent and first measurements of the Jovian stratospheric winds obtained from ALMA observations (Cavalié et al. 2021), with the temperature field obtained almost simultaneously in March 2017 in the mid-infrared from Gemini/TEXES observations (Giles et al. 2020), to derive the zonal wind field as a function of pressure and latitude in the equatorial zone of Jupiter's stratosphere where the Jupiter equatorial oscillation occurs.
- We used the thermal wind equation, complemented by the equatorial thermal wind equation of Marcus et al. (2019) for the latitudes about the equator, to derive the Jovian stratospheric zonal winds from 0.05 to 30 mbar and from 35°S to 35°N.
- We derive the absolute stratospheric zonal wind speeds  $\pm 35^\circ$  about the equator, where the JEO takes place. We thus provide the general circulation modeling community with the first full diagnostic of the JEO zonal winds for a given date.
- In March 2017, we find a strong westward (i.e., retrograde) jet centered on the equator and about the 4 mbar level with a peak velocity of  $200 \text{ m s}^{-1}$ . The vertical stratification of the JEO winds is demonstrated and we find that the westward jet lies beneath a broader eastward (i.e., prograde) jet and the peak-to-peak contrast is  $\sim 300 \text{ m s}^{-1}$ .
- We find longitudinal variability at the level of  $\sim 50 \text{ m s}^{-1}$  when comparing the winds derived independently from the eastern and western limbs of the ALMA observations, even though the overall structure of the JEO remains similar.
- When extending our zonal wind computations to the cloud-top using complementary thermal data (also taken over the same time period), we tentatively find a global wind structure close to observations. We find a strong equator-centered prograde jet. However, the lower spectral resolution of the lower stratospheric and upper tropospheric temperature observations prevent a closer and more quantitative agreement. We recover neither the double-horned equatorial shape nor the  $20^\circ\text{N}$  jet.

Such direct stratospheric wind and temperature measurements, performed almost simultaneously, provide a new and promising way to characterize and understand the Jupiter equatorial oscillation and, more globally, its general circulation. Repeated observations on various timescales are now needed to accomplish this goal. These can be achieved first with ALMA and ground-based infrared facilities, and later on with the Submillimetre Wave Instrument on board the Jupiter Icy Moons

Explorer. The technique presented in this paper can certainly be adapted to the other giant planets to study their general circulation and equatorial oscillations.

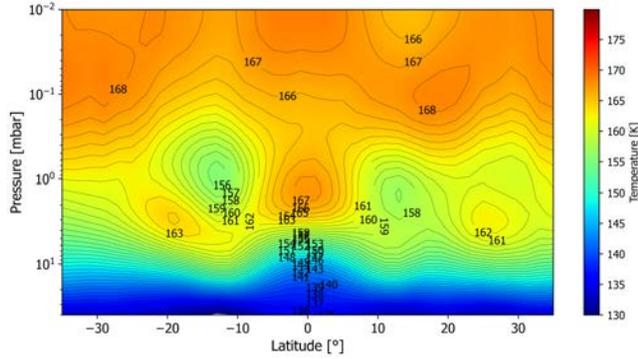
*Acknowledgements.* This work was supported by the Programme National de Planétologie (PNP) of CNRS/INSU and by CNES. The authors thank L. N. Fletcher for providing them with the temperature retrievals of his 2016 paper. Coauthors Guerlet and Spiga acknowledge funding from Agence Nationale de la Recherche (ANR) project EMERGIANT ANR-17-CE31-0007.

## References

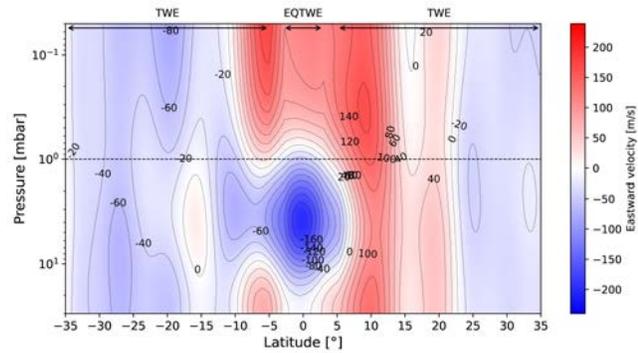
- Antuñano, A., Cosentino, R. G., Fletcher, L. N., et al. 2021, *Nat. Astron.*, **5**, 71
- Baldwin, M. P., Gray, L. J., Dunkerton, T. J., et al. 2001, *Rev. Geophys.*, **39**, 179
- Bardet, D., Spiga, A., Guerlet, S., et al. 2021, *Icarus*, **354**, 114042
- Barrado-Izaguirre, N., Rojas, J. F., Hueso, R., et al. 2013, *A&A*, **554**, A74
- Benmahi, B., Cavalié, T., Dobrijevic, M., et al. 2020, *A&A*, **641**, A140
- Brown, L. R., Benner, D. C., Champion, J. P., et al. 2003, *J. Quant. Spectr. Rad. Transf.*, **82**, 219
- Cavalié, T., Benmahi, B., Hue, V., et al. 2021, *A&A*, **647**, L8
- Choi, D. S., Banfield, D., Gierasch, P., & Showman, A. P. 2007, *Icarus*, **188**, 35
- Cosentino, R. G., Morales-Juberías, R., Greathouse, T., et al. 2017, *J. Geophys. Res.*, **122**, 2719
- Cosentino, R. G., Greathouse, T., Simon, A., et al. 2020, *Planet. Sci. J.*, **1**, 63
- Ebdon, R. A., & Veyard, R. G. 1961, *Nature*, **189**, 791
- Flasar, F. M., Kunde, V. G., Achterberg, R. K., et al. 2004, *Nature*, **427**, 132
- Fletcher, L. N., Hesman, B. E., Achterberg, R. K., et al. 2012, *Icarus*, **221**, 560
- Fletcher, L. N., Greathouse, T. K., Orton, G. S., et al. 2016, *Icarus*, **278**, 128
- Fletcher, L. N., Guerlet, S., Orton, G. S., et al. 2017, *Nat. Astron.*, **1**, 765
- Fletcher, L. N., Orton, G. S., Greathouse, T. K., et al. 2020, *J. Geophys. Res.*, **125**, 8
- Fouchet, T., Guerlet, S., Strobel, D. F., et al. 2008, *Nature*, **453**, 200
- Friedson, A. J. 1999, *Icarus*, **137**, 34
- Giles, L. S., Greathouse, T. K., Cosentino, R. G., Orton, G. S., & Lacy, J. H. 2020, *Icarus*, **350**, 113905
- Guerlet, S., Fouchet, T., Bézard, B., Flasar, F. M., & Simon-Miller, A. A. 2011, *Geophys. Res. Lett.*, **38**, L09201
- Guerlet, S., Fouchet, T., Spiga, A., et al. 2018, *J. Geophys. Res.*, **123**, 246
- Guerlet, S., Spiga, A., Delattre, H., & Fouchet, T. 2020, *Icarus*, **351**, 113935
- Hue, V., Hersant, F., Cavalié, T., Dobrijevic, M., & Sinclair, J. A. 2018, *Icarus*, **307**, 106
- Lacy, J., Richter, M., Greathouse, T., Jaffé, D., & Zhu, Q. 2002, *PASP*, **114**, 153
- Leovy, C. B., Friedson, A. J., & Orton, G. S. 1991, *Nature*, **354**, 380
- Li, X., & Read, P. L. 2000, *Planet. Space Sci.*, **48**, 637
- Lindzen, R. S., & Holton, J. R. 1968, *J. Atmos. Sci.*, **25**, 1095
- Marcus, P. S., Tollefson, J., Wong, M. H., & Pater, I. d. 2019, *Icarus*, **324**, 198
- Moses, J. I., Fouchet, T., Bézard, B., et al. 2005, *J. Geophys. Res.*, **110**, E08001
- Orton, G. S., Friedson, A. J., Caldwell, J., et al. 1991, *Science*, **252**, 537
- Orton, G. S., Yanamandra-Fisher, P. A., Fisher, B. M., et al. 2008, *Nature*, **453**, 196
- Pedlosky, J. 1979, *Geophysical Fluid Dynamics* (New York: Springer-Verlag)
- Reed, R. J., Campbell, W. J., Rasmussen, L. A., & Rogers, D. G. 1961, *J. Geophys. Res.*, **66**, 813
- Simon-Miller, A. A., Conrath, B. J., Gierasch, P. J., et al. 2006, *Icarus*, **180**, 98

**Appendix A:  
Thermal wind velocities from alternative  
temperature maps**

Figure A.1 presents the zonal mean of the temperatures in Jupiter’s stratosphere from 0.01 to 30 mbar on 12-20 March 2017. The corresponding wind velocity map is shown in Figure A.2.



**Fig. A.1.** Zonal mean of the Jovian stratospheric temperature field, as observed with Gemini/TEXES on 14, 16, and 20 March, 2017.



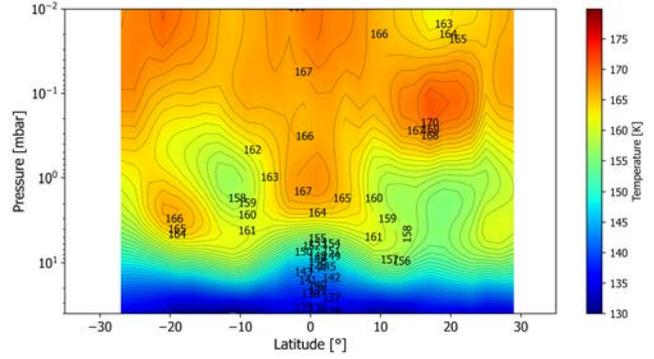
**Fig. A.2.** Eastward zonal wind velocities derived from the zonal mean temperature field of Figure A.1 and from the 1 mbar winds of Figure 2.

We also produced the temperature maps from the Gemini/TEXES data for the two longitude ranges covered by the limbs observed with ALMA, after accounting for the 15° longitudinal smearing of these observations. These temperature maps are shown in Figures A.3 and A.4. The corresponding wind velocity maps are presented in Figure 6.

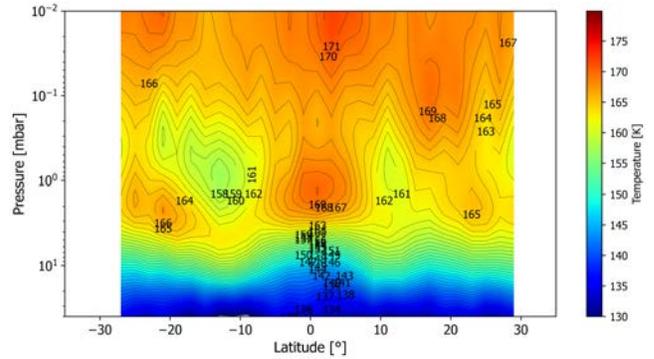
**Appendix B:  
Longitudinal variability of the temperatures in  
March 2017**

We computed the difference between the Gemini/TEXES temperatures averaged over the western limb and the zonal mean, and proceeded similarly for the eastern limb. The results are shown in Figures B.1 and B.2.

We find that the western limb presents a hot spot centered at 15°N and extended over 10-15° in latitude between 1 and 2 mbar.



**Fig. A.3.** Eastern limb temperature field resulting from the average between 335° and 350° longitudes, as observed with Gemini/TEXES on 14, 16, and 20 March 2017.

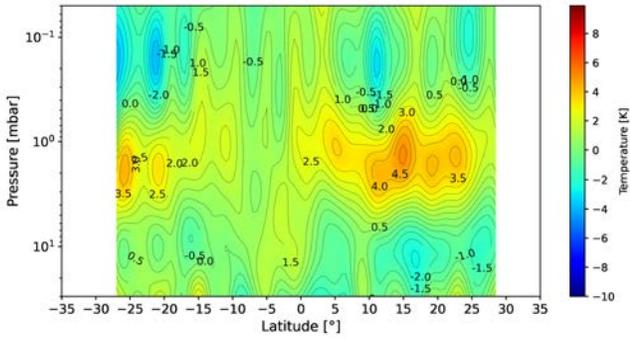


**Fig. A.4.** Western limb temperature field resulting from the average between 155° and 160° longitudes, as observed with Gemini/TEXES on 14, 16, and 20 March 2017. There is no data between 160° and 170°, preventing thus a full coverage of this limb.

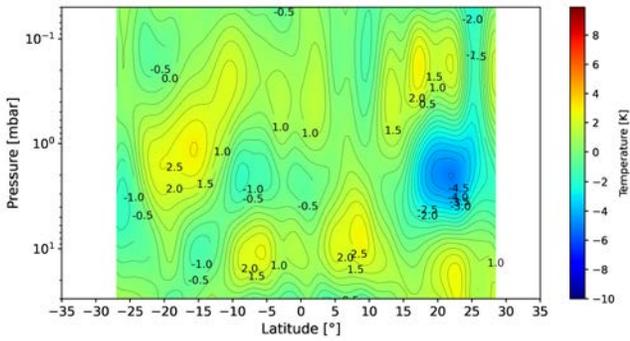
This hot spot may partly explain the differences in wind speeds notably observed around 10°N in the two limbs with ALMA (Figure 1). Anticyclonic motions about this spot would decrease the wind speeds at 10°N, and increase the wind speeds at 20°N on the western limb with respect to the zonal average. On the contrary, the eastern limb shows a cold spot at 2 mbar and centered at 22°N. Here, cyclonic motions about this cold spot would tend to increase wind speeds at ~17°N, and decrease them at ~26°N on the eastern limb with respect to the zonal average. This would qualitatively tend to bring the wind speed profiles from the two limbs of Figure 1 back into agreement, mostly regarding the differences seen on the 10°N prograde jet.

**Appendix C:  
Wind and temperature data smoothing method**

Before using the wind speeds and temperatures that come from the observations in our modeling, we smoothed the data with Legendre polynomial series. We first determined the order of the highest order  $n$  of the series to smooth our data, such that the fit lies within all uncertainties. For the wind speeds of Figure 2, we set  $n = 35$ . For the temperature as a function of latitude (and for each altitude), we set  $n = 17$ . Such polynomials can result in

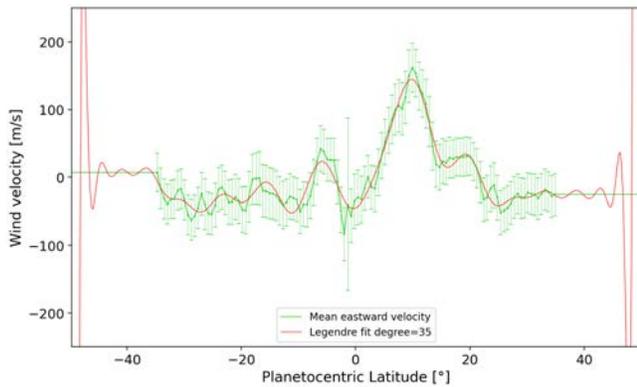


**Fig. B.1.** Difference between western limb temperatures and the zonal mean.



**Fig. B.2.** Difference between eastern limb temperatures and the zonal mean.

edge effects like the Gibbs phenomenon. To avoid this effect, we had to extrapolate the velocity and temperature curves beyond the latitude range we used in our modeling (i.e., from  $-35^\circ$  to  $+35^\circ$ ). We extended the latitudinal range up to  $\pm 50^\circ$  and applied the fit. The results regarding the wind speeds can be found in Figure C.1, where the Gibbs-like effect can be seen around  $\pm 50^\circ$ . This effect is thus avoided in the final latitude range we use in our work.



**Fig. C.1.** Legendre polynomial series smoothing of the ALMA wind speeds. We extend the fitting range from  $\pm 35^\circ$  to  $\pm 50^\circ$  to limit the edge effects of such a fitting procedure to outside the studied interval. The resulting fit is then truncated to the interval of interest.

## 4 Première mesure des vents stratosphériques de Saturne grâce aux observations ALMA

# First absolute wind measurements in Saturn's stratosphere from ALMA observations

B. Benmahi<sup>1</sup>, T. Cavalié<sup>1,2</sup>, T. Fouchet<sup>2</sup>, R. Moreno<sup>2</sup>, E. Lellouch<sup>2</sup>, D. Bardet<sup>3</sup>, S. Guerlet<sup>4,2</sup>, V. Hue<sup>5</sup>, and A. Spiga<sup>4,6</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire d'Astrophysique de Bordeaux, Univ. Bordeaux, CNRS, B18N, allée Geoffroy Saint-Hilaire, 33615 Pessac, France.

e-mail: [bilal.benmahi@u-bordeaux.fr](mailto:bilal.benmahi@u-bordeaux.fr)

<sup>2</sup> LESIA, Observatoire de Paris, Université PSL, CNRS, Sorbonne Université, Univ. Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, 5 place Jules Janssen, 92195 Meudon, France.

<sup>3</sup> School of Physics and Astronomy, University of Leicester, University Road, Leicester, LE1 7RH, UK.

<sup>4</sup> Laboratoire de Météorologie Dynamique / Institut Pierre-Simon Laplace (LMD/IPSL), Sorbonne Université, Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS), Ecole Polytechnique, Ecole Normale Supérieure (ENS), address: Campus Pierre et Marie Curie BC99, 4 place Jussieu, 75005 Paris, France.

<sup>5</sup> Southwest Research Institute, San Antonio, TX 78228, USA.

<sup>6</sup> Institut Universitaire de France, Paris.

Received 11 June 2022 ; Accepted 29 July 2022

## ABSTRACT

**Context.** Past observations of Saturn with ground-based and space telescopes have enabled the monitoring of tropospheric wind speeds using cloud-tracking techniques. The most remarkable feature is a broad and fast prograde jet at the equator that reaches speeds of  $\sim 400$  m/s. Saturn's stratospheric dynamics are less well-known. At low latitudes, they are characterized by the thermal signature of an equatorial oscillation; the observed thermal structure implies that there is a strong oscillating vertical shear of the zonal winds throughout the stratosphere. However, wind speeds in this region cannot be measured by cloud-tracking techniques and remain unknown.

**Aims.** The objective of this study is to measure directly and for the first time the zonal winds in Saturn's stratosphere using the ALMA interferometer.

**Methods.** We observed the spectral lines of CO at 345.796 GHz and HCN at 354.505 GHz with the high spatial ( $\sim 0.6'' \times 0.5''$ ) and spectral resolutions enabled by ALMA, and measured the Doppler shift induced by the winds on the lines at the planet limb where the emission is the strongest. After subtracting the beam-convolved planet rotation, we derived the zonal wind speeds as a function of latitude.

**Results.** We measured the zonal winds from  $\sim 20^\circ\text{S}$  to the northern polar latitudes. Latitudes between  $20^\circ\text{S}$  and  $45^\circ\text{S}$  were obscured by the rings and were inaccessible southward of  $45^\circ\text{S}$ . The zonal wind profiles obtained on the eastern and western limbs are consistent within the error bars and probe from the 0.01 to the 20 mbar level. We most noticeably detect a broad super-rotating prograde jet that spreads from  $20^\circ\text{S}$  to  $25^\circ\text{N}$  with an average speed of  $290 \pm 30$  m/s. This jet is asymmetrical with respect to the equator, a possible seasonal effect. We tentatively detect the signature of the Saturn semi-annual oscillation (SSAO) at the equator, in the form of a  $\sim -50 \pm 30$  m/s peak at the equator which lies on top of the super-rotating jet. We also detect a broad retrograde wind ( $-45 \pm 20$  m/s) of about 50 m/s in the mid-northern latitudes. Finally, in the northern polar latitudes, we observe a possible auroral effect in the form of a  $\sim 200$  m/s jet localized on the average position of the northern main auroral oval and in counter-rotation, like the Jovian auroral jets.

**Conclusions.** Repeated observations are now required to monitor the temporal evolution of the winds and quantify the variability of the SSAO jet, to test the seasonality of the asymmetry observed in the broad super-rotating jet, and to verify the presence of auroral jets in the southern polar region of Saturn.

**Key words.** Planets and satellites: individual: Saturn ; Planets and satellites: atmospheres

## 1. Introduction

Studying the dynamics of Saturn's atmosphere is of great interest to understand the atmospheric behaviour of giant planets. Until the Cassini mission the main features of Saturn's dynamics at the cloud level were observed in the visible by ground-based and space-based telescopes such as the Hubble Space Telescope (Sánchez-Lavega et al. 2004). The Cassini orbiter studied Saturn from its depths to its upper atmosphere. One of the objectives of this orbiter was the study of atmospheric circulation and the understanding of

the physical processes that feed these dynamics (Del Genio et al. 2009; Showman et al. 2018; Barbara & Del Genio 2021).

Several instruments on board Cassini allowed us to observe the Saturnian dynamics in several spectral bands, and thus in different atmospheric layers. The Imaging Science Subsystem (ISS) provided the most detailed observations of Saturn's atmospheric dynamics by measuring zonal winds at pressures ranging from 1000 mbar to 60 mbar (García-Melendo et al. 2011; Barbara & Del Genio 2021).

This instrument was complemented by the Visual and Infrared Mapping Spectrometer (VIMS), which measured tropospheric dynamics at about 2 bars (Baines et al. 2009; Choi et al. 2009; Studwell et al. 2018). These observations have confirmed that the strong and broad super-rotating jet around the equator extends from the troposphere to the lower stratosphere with speeds of 300 to 400 m/s and that the few westward jets have speeds of only  $\sim 10$  m/s (in the System III reference frame).

In the cloudless stratosphere the Composite Infrared Spectrometer (CIRS) instrument was able to observe Saturn's thermal structure and to make indirect measurements of atmospheric winds through calculations of the thermal wind equation (Fouchet et al. 2008; Guerlet et al. 2011; Guerlet et al. 2018). Fouchet et al. (2008) found evidence of a vertical and meridional oscillation of the temperature around the equator, which suggests that the wind shear oscillates in sign with altitude. Ground-based observations over more than 20 years (Orton et al. 2008) further hint to a periodicity of half a Saturnian year for this phenomenon, which was thus called the Saturn semi-annual oscillation (SSAO), with later perturbations contemporary to the great storm of 2010–2011 as noted by Fletcher et al. (2017). However, absolute wind speeds are currently completely unknown, and only the wind shear can be estimated from the observed thermal structure. These quasi-periodic oscillations of the temperature and wind fields are also found and studied in the Earth's atmosphere, with the quasi-biennial oscillation (Reed et al. 1961; Ebdon & Veyard 1961; Butchart 2014) and the semi-annual oscillation (Reed 1965; Garcia 2000); probably in the atmosphere of Mars, with the semi-annual oscillation (Kuroda et al. 2008); and in the atmosphere of Jupiter, with the quasi-quadrennial oscillation (Leovy et al. 1991; Orton et al. 1991; Flasar 2005; Benmahi et al. 2021). Atmospheric modelling by Showman et al. (2018) demonstrated that equatorial oscillations would be so ubiquitous in giant planets that their presence is likely in brown dwarfs too.

Recent general circulation modelling efforts have enabled the reproduction of an equatorial oscillation similar to the observed SSAO, allowing an in-depth analysis of its mechanisms (Spiga et al. 2020; Bardet et al. 2021, 2022). From these studies, Saturn's equatorial oscillation seems to bear more similarities with the Earth semi-annual oscillation and to be driven by both planetary waves and a stratospheric seasonal circulation, locking its period to half a Saturn year. However, in the Bardet et al. (2022) simulations, the tropospheric equatorial jet speed is largely underestimated, and it is completely unknown whether the simulated stratospheric wind speeds are realistic or not, due to the lack of observational constraints.

Direct wind measurements are thus crucially needed to better characterize the SSAO, to reveal its connection to the high-speed tropospheric equatorial jet, and to better constrain the dynamical models. Due to the lack of appropriate tracers, it is impossible to cloud-track winds in Saturn's stratosphere. Cavalie et al. (2021) demonstrated that winds could instead be directly measured from the wind-induced Doppler shifts on submillimetre spectral lines of chemical tracers present in the stratosphere of Jupiter. In this paper we use this technique to obtain for the first time a direct measurement of the stratospheric dynamics of Saturn using observations made with the ALMA interferometer. In section 2 we present the ALMA observations of

Saturn. In section 3 we detail the method we used to derive Saturn's stratospheric winds. We present our results and discuss them in section 4. Finally, we detail our conclusions in section 5.

## 2. Observations

We used the Atacama Large Millimeter/Submillimeter Array (ALMA) on May 25, 2018, to map Saturn's atmospheric emission of CO (3-2) at 345.796 GHz, a line first observed by Cavalie et al. (2009).

Our observations (ALMA project 2017.1.00636.S) were made with two scheduling blocks (SB) under excellent weather conditions (precipitable water vapour  $\sim 0.6$  mm). Each SB included an on-source integration time of 36 min. The first SB started at 4:31 UTC at a central meridian longitude (CML) of  $337^\circ$ W System III, and the second at 7:43 UTC (CML= $85^\circ$ W). The equatorial diameter of Saturn during these observations was  $18.04''$  and the sub-Earth latitude was  $30.54^\circ$ N. During each SB the longitudinal smearing was about  $20^\circ$ .

These interferometric observations were made with 43 operating antennas. During these observations we configured the spectral set-up to serendipitously search for HCN (4-3), which was indeed detected for the first time in Saturn (Fouchet et al. 2018). In this paper we use both the CO and HCN lines for our wind measurements. The spectral resolution of these observations is 125 kHz for CO (3-2) and 500 kHz for HCN (4-3).

We used a mosaic of seven pointings with the main array and three pointings with the compact array (ACA) to cover the whole planetary disk emission. We only use the main array data in this paper. The array was in its C43-2 configuration (i.e. the second most compact configuration with 43 antennas), yielding a synthetic beam of about  $0.63'' \times 0.51''$  in the CO data and  $0.61'' \times 0.50''$  in the HCN data, which makes the planet spatially resolved. The corresponding spatial resolution at the limb is about  $5^\circ$  in the equatorial zone and at mid-latitudes and about  $10^\circ$  at northern polar latitudes.

We performed the data reduction with the CASA software (version 5.1.1.) using the ALMA pipeline (Muders et al. 2014). The visibilities (i.e. the Fourier transform of the intensity distribution of the source) were corrected for time-dependent atmospheric fluctuations in amplitude and phase by regular monitoring of the quasar J1832-2039. The RF bandwidth (i.e. the spectral response of the instrument) was calibrated using stronger quasars J1751+0939 and J1924-2914. The calibrated visibilities for each SB were then exported to the GILDAS package (Gildas team 2013), where we averaged the two SBs before creating image cubes. Dirty images were cleaned using Clark's algorithm to obtain the final clean images in which we derotated Saturn so as to have its rotation axis aligned with the declination axis. Figure 1 shows the resulting maps of CO and HCN line areas.

## 3. Models and methods

Measuring Doppler winds at the planetary limb of giant planets requires extracting spectra at the limb accurately, computing the beam-convolved planet rotation component for each location on the limb, measuring the Doppler shifts

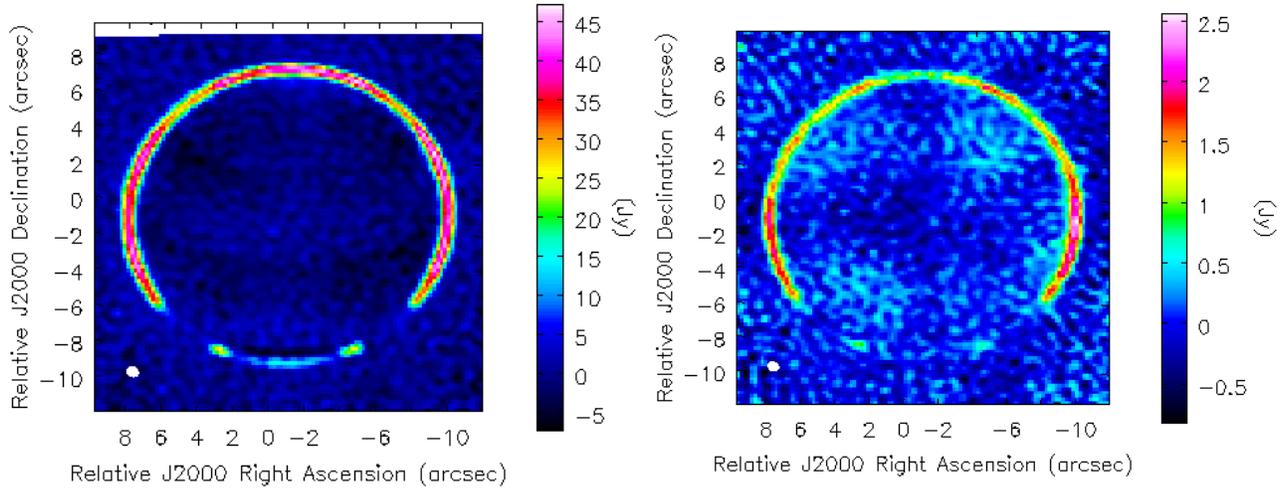


Fig. 1: CO (3-2) (left) and HCN (4-3) (right) line areas, as observed in Saturn with ALMA on May 25, 2018.

on the corresponding spectra, and finally subtracting the planet rotation component. We adopted the one-bar equatorial and polar radii to define the position of the limb in what follows.

### 3.1. Spectrum extraction and location of the limb

The subtraction of the planet rotation component from each spectra requires us first to locate as accurately as possible the limb in the data cube. Even small errors in limb positioning would result in large errors on the wind speeds.

We found that the planet centre was not located exactly at the centre of the image. Thus, we determined the position of Saturn’s centre by considering the continuum level in near-limb pixels (see figure 2). The procedure is described in Appendix A. We found that the centre of the planet was offset by  $0.11'' \pm 0.02''$  in right ascension and  $0.18'' \pm 0.04''$  in declination with respect to the centre of the image. Because the rotation axis of Saturn is aligned with the declination axis in the image, the residual error ( $\sigma_v = \frac{\sigma_{RA} \cdot v_{eq}}{R_{eq}}$  where  $v_{eq}$  is the planet rotation velocity at the equator and  $R_{eq}$  the equatorial radius [in arcsec] of the planetary disk) on the subtraction of the planet rotation after the calibration of the offset of the planet centre can be directly estimated from the uncertainty of the offset in right ascension. With  $\sigma_{RA} = 0.02''$ , we have an uncertainty on the velocity of about  $\sigma_v \sim 25$  m/s at the equator. This uncertainty, which dominates the overall error budget, was added quadratically to the other sources of uncertainties.

With the position of the planet centre now calibrated, we extracted the spectra located at the planet limb. The sampling between two successive spectra positions is one-fourth of the size of the ALMA synthetic beam ( $\sim 0.13''$ ). This resulted in 427 spectra from the CO observations and 436 spectra from the HCN observations. Each spectrum was extracted using a bilinear interpolation of the spectra contained in the neighbouring image pixels. An example of CO spectra at the eastern and western equator is shown in figure 3. The lines are detected with an average S/N of 37 at 125 kHz resolution. We can see the Doppler shifts mainly caused by the fast rotation of the planet ( $\sim 10$  km/s at the equator). We show a similar example for the HCN data in

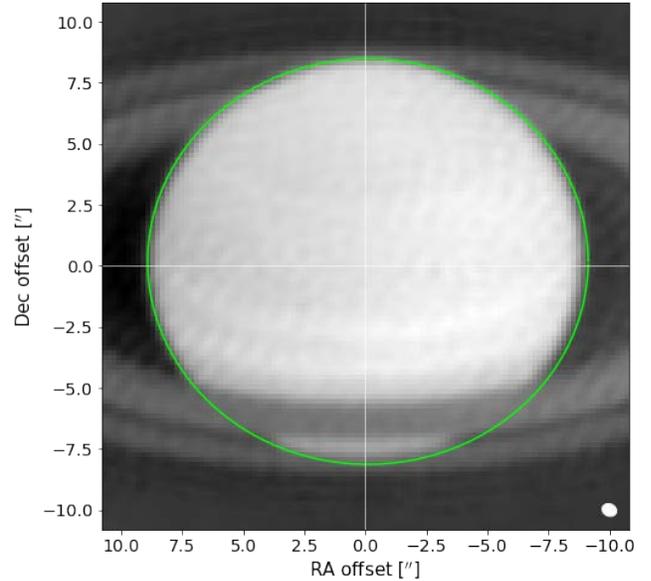


Fig. 2: Continuum image of Saturn at 345 GHz. The green line represents the position of the one-bar pressure level which we adopt for our limb spectra extraction. The east–west convention used is the planetary convention (left for west and right for east). The pixel size is  $0.2''$ .

figure 4. The highest S/N is obtained around the equator, and its average value is 25 at 500 kHz resolution.

### 3.2. Spectral fitting and Doppler shift derivation

We measured the Doppler shift of the CO and HCN lines at each position on the limb by fitting the line profile with the phenomenological spectral line profile described in Appendix B. To determine the parameters of the phenomenological profile, among which is the value of the Doppler shift, we used a Markov chain Monte Carlo (MCMC) procedure. The full procedure was initially developed to measure zonal winds in Jupiter’s stratosphere and is detailed

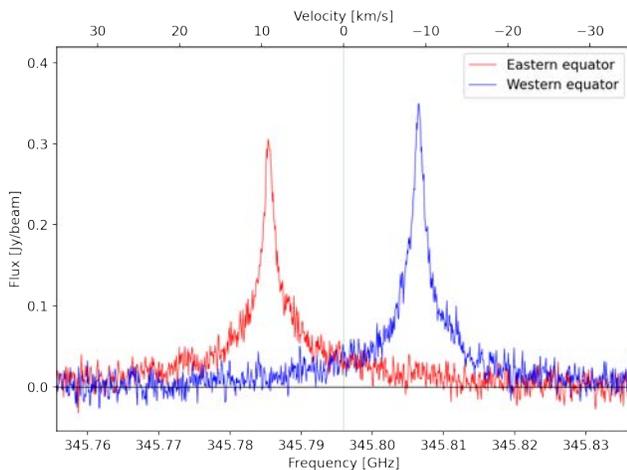


Fig. 3: CO spectra extracted from the image at the eastern (red line) and western (blue line) equator. The black vertical line indicates the rest frequency of the CO (3-2) line.

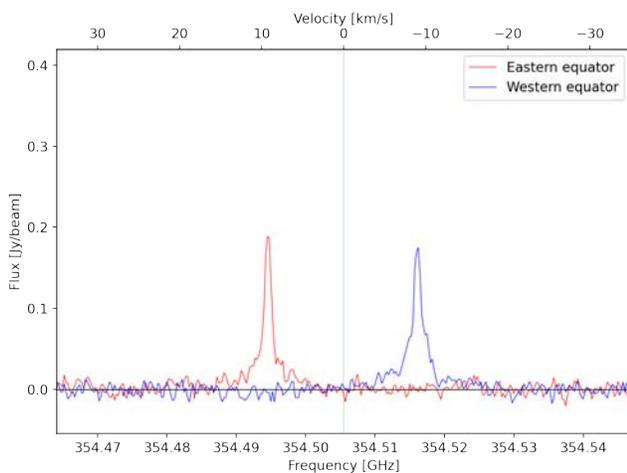


Fig. 4: Same as figure 3, but for HCN (4-3).

in Cavalie et al. (2021). An example of spectral line fit is shown in figure B.1. This procedure also allows us to obtain the uncertainties on the Doppler shifts.

### 3.3. Subtraction of the planet rotation

Finally, we used the radiative transfer model described in Cavalie et al. (2019) to model the spectral emission of the CO (3-2) and HCN (4-3) lines<sup>1</sup> with the spectral and spatial resolutions of the ALMA observations at the positions as used for the extraction of the spectra from the data cube. The planet rotation was accounted for before the spatial convolution of the spectra to the synthetic beam resolution. For each spectrum we could thus measure the contribution of the planet rotation by measuring the shift of the centre of the line in the simulations.

<sup>1</sup> The two fainter lines of the (4-3) triplet produce negligible contribution to the flux compared to the observation noise level, and neither line is detected or influences significantly the shape and amplitude of the main line.

Finally, we subtracted the contribution of the planet rotation from the measured Doppler shifts to derive the winds at each pointing on the limb. Repeating this procedure for each pointing, we were able to derive the wind profile as a function of latitude on the two planetary limbs (east and west). We note that all latitudes in this paper are planetocentric latitudes.

### 3.4. Saturn's rotation period

In our radiative transfer simulation we fixed the rotation period of Saturn to that of the rotation of the magnetic field (10hr 39min 24s), as determined by the Voyager measurements, based on the periodicity of Saturn's kilometric radiation (SKR) (Desch & Kaiser 1981). However, the rotation period of Saturn remains highly debated. Thirty years later, the Ulysses spacecraft, followed by Cassini, measured different periods for the SKR, varying over the course of a few months and between the north and south poles. These modulations in Saturn's radio period are thought to be due to ionospheric phenomena (Chowdhury et al. 2022). Hence, the period of the SKR does not seem strictly related to the rotation period of Saturn's interior, and other methods have since been used to derive it, such as the measurement of the gravity field (Helled et al. 2015; Militzer et al. 2019) or the seismology of the rings (Mankovich et al. 2019).

The magnitude of the winds we derive obviously depends on the rotation period we adopt. A difference of 6 min in the rotation period of 9.9 km/s represents a difference of about 100 m/s at the equator and of 50 m/s at 60° latitude. In Studwell et al. (2018), the authors performed a comparison of measurements of tropospheric zonal winds by the VIMS and ISS instruments on board Cassini as a function of Saturn's rotation periods. They showed that using the Voyager rotation period of 10hr 39min 24s, the VIMS measurements (sensitive at 2000 mbar) and ISS measurements (sensitive at 300-500 mbar) gave zonal winds almost eastward at all latitudes. When using the Cassini rotation period  $\sim$  10hr 33min 24s (Anderson & Schubert 2007; Read et al. 2009), the measured zonal winds were eastward at low and equatorial latitudes, and there were alternations between weak eastward and westward jets with amplitudes up to 100 m/s beyond this latitude range. We discuss how this uncertainty affects our results in section 4.

### 3.5. Probed pressures

With the radiative transfer model we calculated the contribution functions of the lines at the spatial and spectral resolutions of the observations and at various frequencies from the line centre at the planetary limb. We used a CO vertical profile computed with the model of Hue et al. (2015, 2016), with an internal source of 1 ppb and an external flux of  $2 \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ , consistent with Cavalie et al. (2010).

A preliminary assessment of the HCN profile at the equator indicates that the bulk of HCN is restricted to pressures lower than  $\sim 0.5$  mbar with a mole fraction of  $\sim 0.05$  ppb. Detailed HCN profiles as a function of latitude will be reported in a subsequent paper (Fouchet et al. in prep.). For now, we used an HCN profile to calculate contribution functions. We then used these contribution functions to compute the wind's contribution function (Lellouch et al. 2019), which represents the average of the monochro-

matic contribution functions, over the spectral interval used for the line fit, weighted by the local gradient of the simulated line. This result gives us an estimate of the pressure probed by the winds (i.e. the levels where the wind contribution function, normalized to its maximum,  $> 0.5$ ). Figure 5 shows that the CO winds probe pressures from 0.1 to 20 mbar. The results of the contribution function calculations for the HCN (4-3) (see figure 6) show that the HCN winds probe pressures from 0.01 to 0.5 mbar.

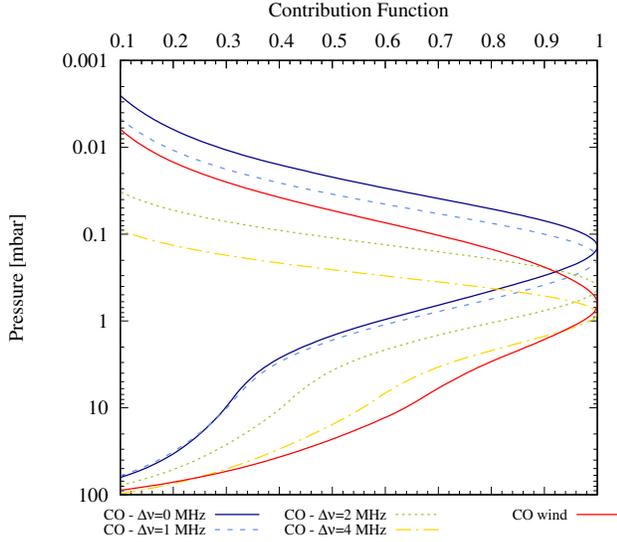


Fig. 5: Contribution functions (normalized to unity at maximum) of the CO (3-2) line in the atmosphere of Saturn. The solid blue, dashed, dotted, and dash-dotted curves represent examples of monochromatic contribution functions calculated at 0, 1, 2, and 4 MHz from the line centre, respectively. The solid red curve represents the wind contribution function (see text).

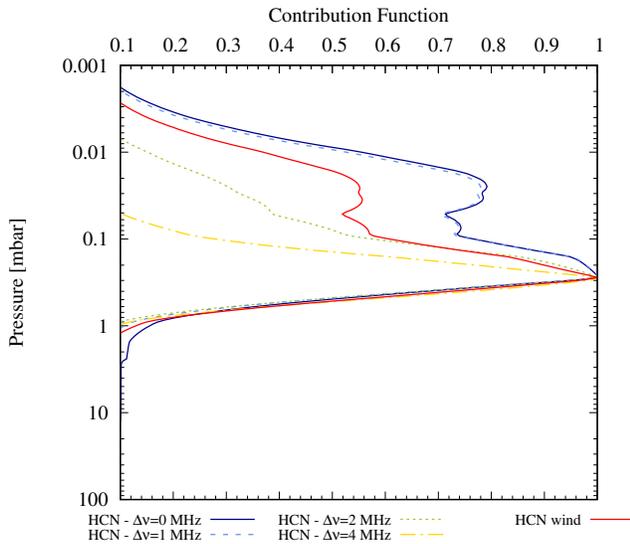


Fig. 6: Same as figure 5, but for the HCN (4-3) line.

## 4. Results and discussion

### 4.1. CO and HCN winds and their uncertainties

The line-of-sight wind speeds measured from the CO observations on Saturn's eastern and western limbs are displayed in figure 7. Latitudes between  $44^\circ\text{S}$  and  $20^\circ\text{S}$  are obscured by the rings (green area in the figure). In this area the measured spectral lines are very noisy, and thus not usable for wind measurements. Latitudes southwards of  $44^\circ\text{S}$  are mostly not visible because of sub-earth point was about  $30^\circ\text{N}$  (purple area in the figure). The average of the velocity error bars obtained from all spectra fitted northward of  $20^\circ\text{S}$  is about 15 m/s. To these error bars we added quadratically two other sources of uncertainty. One is the link to the calibration of the planetary centre in the image, and which represents 25 m/s (see previous section). The other is the uncertainty due to the subtraction of a continuum baseline from each spectral line, and which represents on average 2 m/s. The uncertainty resulting from calibrating the planet centre position is thus the dominant source of uncertainties in our wind retrievals.

Similarly to CO, we used the HCN (4-3) data to measure the winds in the eastern and western limbs of Saturn. The results are presented in figure 8 with the same layout as for CO. We note that the HCN spectral line observations that we processed showed an overall shift of one spectral channel of 250 kHz (211.4 m/s). We determined this shift from the spectra located at the central meridian (i.e. at high northern latitudes) where we assume the velocity to be zero. In what follows, and although we are unsure of the cause for this one-channel shift, we have applied a global subtraction of 211.4 m/s to the wind speeds derived from the HCN data. Since the S/N is lower compared to the CO observations, the HCN average velocity error obtained on all spectra fitted above  $20^\circ\text{S}$  is slightly higher (21 m/s). The other systematic errors are the same as for CO and were added quadratically.

In these two wind measurement results, the red and blue curves represent the winds measured on the line of sight on the eastern and western limb of Saturn, respectively. In the 0.01-0.5 and 0.1-20 mbar pressure ranges probed respectively by the HCN and CO observations, we find a strong eastward (prograde) jet from  $20^\circ\text{S}$  to  $25^\circ\text{N}$ . Between  $25^\circ\text{N}$  and  $\sim 60^\circ\text{N}$ , we find a global westward wind between 0.1 and 20 mbar from the CO data. The HCN data, which probe slightly lower pressures, do not show such a global westward wind. At even higher latitudes, in the HCN winds, we see a stronger variability, with westward jets around  $60^\circ\text{N}$  and at  $71^\circ\text{N}$ , which we discuss further in section 4.4.

To make a comparison with the tropospheric zonal wind measurements, we calculated the zonal component of the CO and HCN wind measurements, assuming that the meridional component is negligible. Recent GCM simulations by Bardet et al. (2021) indicate that meridional winds are indeed weaker than zonal winds by (typically) a factor of 20 (if no large cyclone or anticyclone is present). We thus deprojected the line-of-sight winds on the zonal axis by dividing all wind speeds by the cosine of the sub-Earth latitude. The results for CO and HCN are shown in figure 9 and compared to the measurements of García-Melendo et al. (2011) from Cassini/ISS cloud-tracking for two pressure layers.

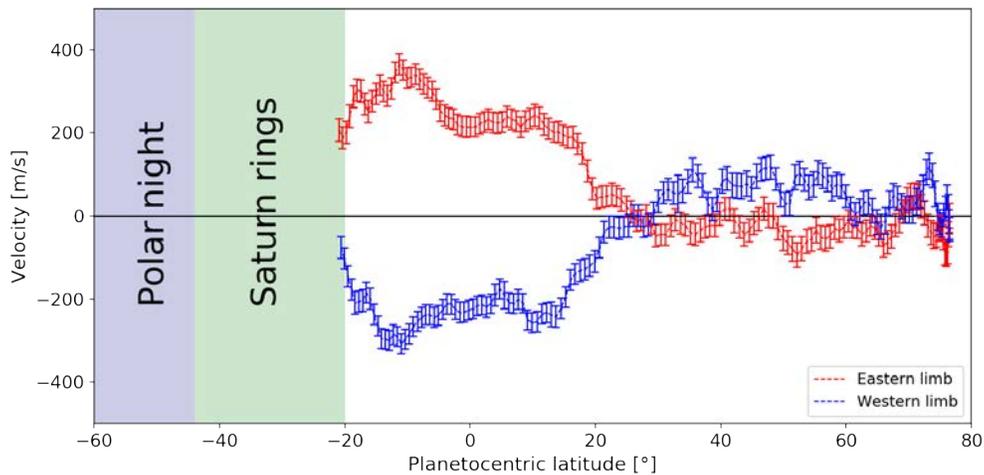


Fig. 7: Line-of-sight wind speeds derived from the CO (3-2) observations. The speeds measured at the eastern and western limbs are displayed in red and blue, respectively.

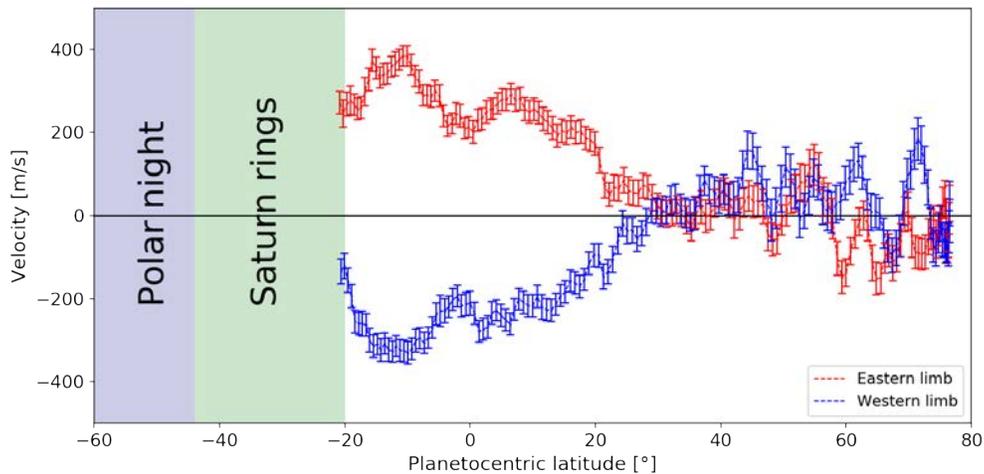


Fig. 8: Line-of-sight wind speeds derived from the HCN (4-3) observations. The layout is the same as in figure 7.

#### 4.2. Equatorial zone and SSAO

Our main discovery is the observation of a broad super-rotating jet between  $20^{\circ}\text{S}$  and  $25^{\circ}\text{N}$  that is very well correlated in shape, direction, and magnitude with the jet measured in the upper troposphere and lower stratosphere. This jet thus probably extends from 2000 to 0.01 mbar, according to our observations. Figure 10 shows that the average jet speed in the 0.01-20 mbar pressure range is  $290 \pm 30$  m/s and that the average speed of this jet decreases overall from the troposphere to the upper stratosphere.

Fletcher et al. (2017) attempted to estimate the vertical structure of the large equatorial jet from temperature measurements. Using the thermal wind equation and by integrating from the 500 mbar pressure level to lower pressures, while considering observed tropospheric wind measurements at 500 mbar as the initial condition, they obtained a westward jet of more than 200 m/s at the 1 mbar level for 2016, which the authors judged unrealistic. This is indeed in total disagreement with our observations. This discrepancy might be explained by the rather coarse vertical

resolution of the available temperature measurements, combined with a gap in sensitivity between 5 and 80 mbar. In contrast, when they integrated the thermal wind equation starting from the 5 mbar pressure level (considering a zero initial condition on the winds) to lower pressures (within the range of validity of the stratospheric thermal field measurements), they obtained, for the same date (2016), a wind speed of -200 m/s around 1 mbar relative to that at 5 mbar (Fig. S8 in the supplementary file of Fletcher et al. 2017).

Wind speeds derived from applying the thermal wind equation are very sensitive to errors in the vertical and latitudinal temperature gradients and suffer from large uncertainties (see also Benmahi et al. 2021). In contrast, our wind measurements derived from CO between 0.1 and 20 mbar now provide a direct constraint on the mean zonal wind over this pressure range. Given that the SSAO is characterized by wind extrema separated by approximately a decade of pressure, our CO winds thus roughly correspond to the mean zonal wind around which the SSAO oscillates. This value is  $290 \pm 30$  m/s. Combined with the wind shear derived from Fletcher et al. (2017) and Guerlet et al. (2018),

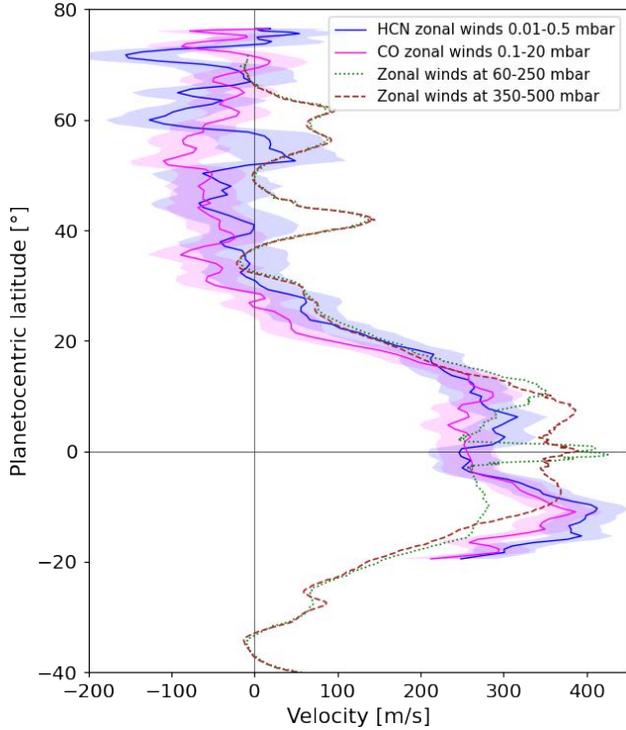


Fig. 9: Zonally averaged eastward winds from CO and HCN observations compared with the Garcia-Melendo et al. (2011) measurements. The eastward winds for HCN and CO are obtained by averaging the winds between the two limbs of the planet, i.e.  $\frac{v_{\phi}^{east} - v_{\phi}^{west}}{2}$  where  $v_{\phi}$  is the zonal component of the wind speed at the limb.

reaching on average -150 m/s between two wind extrema, our results imply that the absolute SSAO winds are always eastward. This holds true even when taking into account the uncertainty in Saturn’s rotation period (-100 m/s for a 6 min faster rotation rate). This behaviour is different from the QBO and the SAO on Earth, where the wind speeds oscillate around approximately zero.

Finally, the results from HCN indicate the corresponding SSAO phase at 0.01-0.5 mbar at the time of our observations. The HCN-derived winds appear to be marginally larger than the mean zonal wind, which is consistent with a positive phase of the SSAO at 0.01-0.03 mbar observed in 2015 by Guerlet et al. (2018).

Another particularity of the broad equatorial jet between 20°S and 25°N is that it is not symmetrical in speed around the equator in both the CO and HCN observations. Between the equator and 25°N, the average velocity of the jet is about 210 m/s, while between the equator and 20°S its average velocity exceeds 300 m/s with a peak of more than 350 m/s at 10°S. In the results of Garcia-Melendo et al. (2011) in the 60-250 mbar and 350-500 mbar ranges, we find a similar asymmetry, but in opposite hemispheres. The fact that the Cassini observations were collected half a Saturnian year from our ALMA observations could indicate that the reversal in the asymmetry of the jets at  $\pm 10^{\circ}$  could be a seasonal effect. Global climate modelling of Saturn’s stratosphere shows a strong seasonality in the

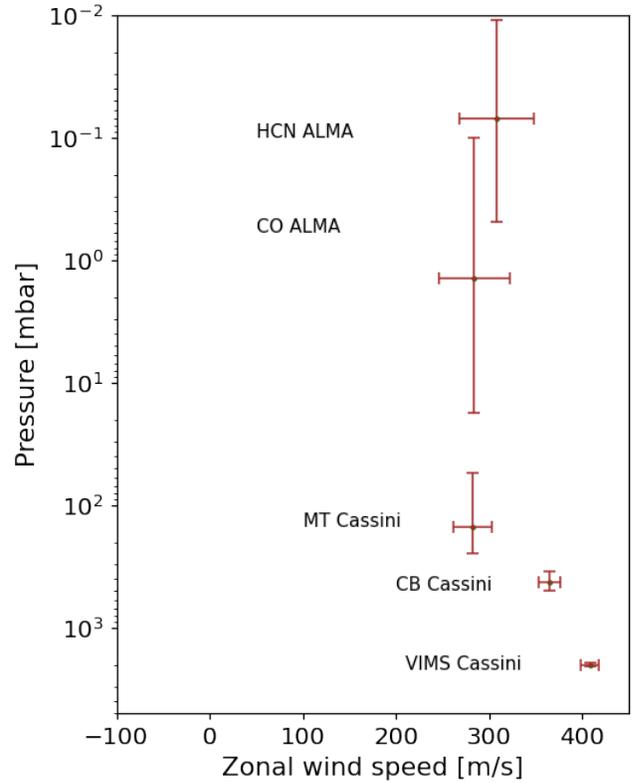


Fig. 10: Averages of the zonal wind speed in the broad eastward equatorial jet between 10°S and 10°N, excluding latitudes between 3°S and 3°N from the Cassini/VIMS, Cassini/ISS (CB and MT filters), and ALMA (CO and HCN) data.

strength of the jets located at 20°N and 20°S, with faster jets obtained in the winter tropics, correlated with ring shadowing (Bardet et al. 2021). This might be driven by the seasonal inter-hemispheric circulation (Bardet et al. 2022): during solstice seasons the modelled seasonal inter-hemispheric circulation encounters the mid-latitude Rossby wave breaking zone, which causes the deviation of the main branch of this inter-hemispheric circulation underneath the ring shadowing. At these seasons, because the main westward momentum was transferred at the equatorial mean flow, the inter-hemispheric circulation mainly transports eastward momentum to winter low latitudes, which forces the mean atmospheric flow and produces an intense eastward jet at 15-20° in the model. To summarize, a more intense eastward jet is obtained in the GCM simulations in the winter hemisphere, similarly to the work reported here. Hence, the observed jet asymmetries could support the modelling results.

The GCM simulations of Saturn’s atmosphere developed by Spiga et al. (2020) and Bardet et al. (2021) produce mid-litudinal jets in relatively good agreement with the tropospheric observations. However, the large equatorial eastward jet is poorly reproduced in the troposphere and stratosphere. It is an order of magnitude slower and is not as broad as in the Cassini and ALMA observations. This jet being probably the result of an acceleration due to the convergence of the eddy momentum towards the equator,

Spiga et al. (2020) conclude that the effects of this acceleration caused by waves and eddies are underestimated in the GCM model. Further modelling work is needed to improve this aspect and assess the impact of a more realistic tropospheric wind on the SSAO.

In the equatorial zone, the main difference between tropospheric and stratospheric measurements then resides in the presence of a narrow equatorial peak only seen between 60 and 500 mbar in the troposphere (see figure 9). Cassini/ISS observations in the MT and CB filters (Barbara & Del Genio 2021; García-Melendo et al. 2011) revealed a very intense narrow jet at the equator in the latitude range from 3°S to 3°N. Compared to the average winds of the large equatorial jet that spans between 20°S and 25°N, this narrow jet is relatively weak in CB observations at 350-500 mbar pressure, but it is very intense in MT observations at 60-250 mbar pressure (figure 9). Our CO observations between 0.1 mbar and 20 mbar do not reveal any sign of a narrow intense jet at the equator. This is quite surprising as we expected to detect this peak which could be related to the SSAO.

That we do not see any evidence for such a peak superimposed over the broad eastward jet in the CO data may simply result from the large vertical extent of the CO wind contribution function (figure 5), which may cancel any contribution of the SSAO by encompassing opposite phases of the SSAO. Interestingly, the HCN wind contribution function is more peaked than the CO one (around the peak level), and looking carefully at the HCN wind profile (figures 8 and 9), we detect a narrow local minimum in the velocities between 5°S and 1°N, with a negative amplitude of  $-50 \pm 20$  m/s with respect to the average between 10°S and 10°N shown in figure 10. This is consistent with the order of magnitude of the SSAO peaks, according to Guerlet et al. (2018).

#### 4.3. Northern hemisphere mid-latitudes

Between 25°N and 60°N, we find tentative evidence for the first time of a global westward wind with an average speed of  $-50 \pm 30$  m/s in both limbs from the CO data (figure 9). Moreover, our HCN and CO wind measurements show that the tropospheric eastward jet seen at 42°N (figure 9) has completely vanished in the stratosphere. We also find westward velocities with HCN between 25°N and 50°N, but only marginally. It is noteworthy that some of the only features that could be tracked in Saturn's stratosphere were the hot vortices, nicknamed the beacons, that were formed in the stratosphere following Saturn's Great White Spot of 2010-2011. Fletcher et al. (2012) notably found that the post-merger beacon had a westward motion of  $1.6 \pm 0.2^\circ/\text{day}$  (i.e.  $\sim -15$  m/s at  $\sim 35^\circ\text{N}$ ). These observations are thus consistent with the average wind obtained in this latitude range from our data.

In Figure 8 the eastward and westward peaks seen in the HCN winds at 61°N, 55°N, 50°N, and 45°N at the western limb and at 55°N, 59°N, and 67°N at the eastern limb, and that have amplitudes exceeding 100 m/s do not correspond to a zonal circulation because they do not have a symmetrical counterpart on the other limb. In this latitudinal range in the troposphere, the dynamics are often perturbed by the presence of vortices and other instabilities due to meridional shear of the upper tropospheric jets at mid-latitudes (see Trammell et al. 2014). Above this pressure level, in the

stratosphere, and at these latitudes, the question is whether a circulation similar to that observed by Trammell et al. (2014) in the upper troposphere occurs and whether or not a 150 m/s velocity is realistic for these hypothetical eddies. This could explain our results of non-zonal peaks in the eastern and western limbs around 60°N. In figure 9 the peaks around 60°N and 65°N, both slightly around 100 m/s, are not significant because they result from the average of the non-zonal peaks (see figure 8) at 61°N in the western limb and 55°N, 59°N, and 67°N in the eastern limb. Waves are another candidate for non-zonal wind components. For instance, observations of the hexagonal wave structure at 78°N by Antuñaño et al. (2015) showed a perturbation of 30 m/s in the upper troposphere, which seems to be consistent with a  $\sim 0.5\text{K}$  amplitude in the tropospheric thermal structure (as determined from Cassini/CIRS by Fletcher et al. 2018). By extrapolation, a non-zonal wind of 50-100 m/s can be associated with a thermal wave amplitude of 1-2 K.

#### 4.4. A retrograde auroral jet at 71°N as in Jupiter?

At polar latitudes we cannot identify any significant jet from the CO measurements. However, in the HCN observations, we find a strong and narrow westward jet at  $71 \pm 2^\circ\text{N}$  with a speed higher than 200 m/s on the western limb and between 150 and 200 m/s on the eastern limb. The peak sensitivity of the HCN winds is at 0.3 mbar, which represents  $\sim 100$  km above the peak sensitivity of the CO winds, possibly explains the difference between the two wind profiles at this latitude.

We tentatively infer that this jet bears similarities to the auroral jets detected in Jupiter by Cavalie et al. (2021). They found polar jets correlated with the statistical position of the northern and southern main oval of the aurora. The two jets were non-zonal, owing to the tilt of the magnetic field axis with respect to the planet rotation axis, and they were found in counter-rotation. Knowing that the magnetic axis of Saturn is aligned with the rotation axis (Smith et al. 1980; Ness et al. 1981; Connerney et al. 1982; Dougherty et al. 2005; Dougherty et al. 2018), the northern and southern auroral ovals are well centred around the poles (Lamy et al. 2018). The fact that the speed of the 71°N jet is, within error bar, the same on both limbs (i.e. that it could be purely zonal) is not inconsistent with an auroral origin given the geometry of Saturn's auroral ovals, although a non-auroral origin is also possible. We cannot directly compare the position of this jet with the position of the northern main oval of Saturn because we lack simultaneous observations of the northern aurora. If we now consider the average position of the northern auroral oval between February 2017 and September 2017 as observed with the Hubble Space Telescope (HST) (Lamy et al. 2018), we can tentatively make such a comparison (see figure 11). We deduce from this that the jet at 71°N is indeed located in the area of the mean position of the northern auroral oval.

We do not know the vertical extent of Saturn's stratospheric putative auroral jet at 71°N towards very high altitudes, but the case of Jupiter shows us that these jets can exist at ionospheric pressures with velocities ranging from 1 to 2 km/s (Rego et al. 1999; Stallard 2001; Stallard et al. 2003). The auroral jets in Jupiter's stratosphere may be caused by the thermal gradient between the auroral region heated by electron precipitation and the cooler surrounding region and/or ion drag if the ionosphere penetrated down

to stratospheric levels in the auroral region. If the jet we detect at  $71^\circ\text{N}$  in Saturn’s stratosphere is indeed an auroral jet, it could have the same origin as Jupiter’s jets.

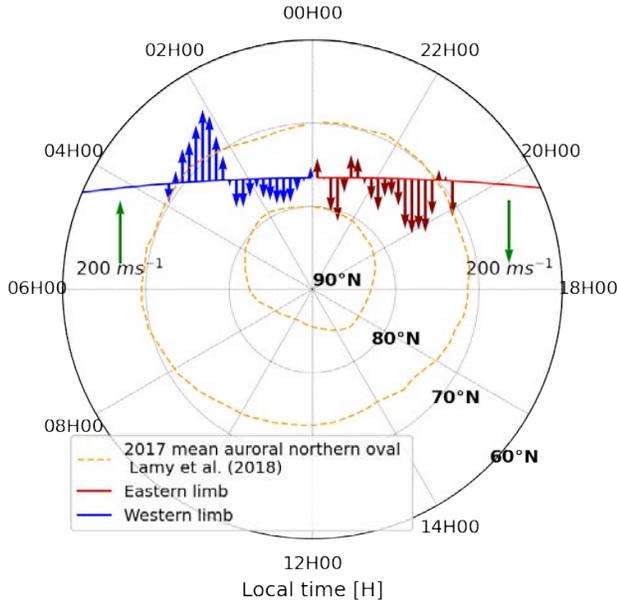


Fig. 11: Line-of-sight jet speeds and directions north of  $68^\circ\text{N}$  compared to the average position of Saturn’s northern main auroral oval in 2017, as observed by Lamy et al. (2018). The red and blue arrows represent the speeds on the eastern and western limbs, respectively. The strongest winds occur around  $74^\circ\text{N}$  on both limbs. The green arrow at the top right of the plot indicates a speed of  $200\text{ m/s}$ .

## 5. Conclusion

In this paper we have obtained the first direct wind measurements in Saturn’s stratosphere using heterodyne spectroscopy in the millimetre range with ALMA observations carried out on May 25, 2018, using a similar method to that in Cavalié et al. (2021). We have derived the Doppler shifts caused by the stratospheric winds on the CO and HCN spectral lines, both observed at very high spectral and spatial resolutions. The main results can be summarized as follows:

- We have derived two wind profiles as a function of latitude assuming the Voyager rotation period of Saturn as a reference for solid rotation. These profiles probe the stratosphere at  $0.01\text{--}0.5\text{ mbar}$  for HCN and at  $0.1\text{--}20\text{ mbar}$  for CO.
- In the equatorial zone we have discovered that the broad super-rotating jet observed for decades in the troposphere extends to the upper stratosphere with an average speed of  $290\pm 40\text{ m/s}$  between  $0.01$  and  $20\text{ mbar}$ . It thus extends (at least) from  $2000\text{ mbar}$ , as observed by Cassini/VIMS (Studwell et al. 2018), to  $0.01\text{ mbar}$ , as now observed by ALMA.
- The broad super-rotating equatorial jet is not symmetrical with respect to the equator. Its southern branch,

around  $12^\circ\text{S}$ , blows about  $100\text{ m/s}$  faster than the northern one. As this asymmetry is opposite to the one observed in the troposphere in the Cassini data of 2004–2008 (i.e. about half a Saturnian year before the ALMA observations), it may be seasonal with the strongest branch of the jet residing in the winter hemisphere. This feature seems to be in agreement with the GCM predictions of Bardet et al. (2022). Further observations are required for confirmation.

- The winds derived from CO do not show any evidence for the signature of the SSAO at the equator, as we observe no departure from the global trend of the broad super-rotating equatorial jet. Because the CO winds probe a large vertical region of the stratosphere, from  $0.1$  to  $20\text{ mbar}$ , they mix various phases of the SSAO resulting in a near-zero average for the SSAO winds.
- On the contrary, we tentatively detect a narrow westward peak with a velocity of  $-50\pm 30\text{ m/s}$  on top of the broad super-rotating equatorial jet. This may be the signature of the SSAO at  $0.3\text{ mbar}$ , where the peak of the HCN wind contribution function resides.
- Even the strongest retrograde branch of the SSAO of Fletcher et al. (2017), with a (relative) speed of  $\sim 200\text{ m/s}$ , would not reverse the wind direction at the equator, given the equatorial average speed of more than  $250\text{ m/s}$  we retrieve from the CO and HCN observations. The winds in the region of the SSAO thus remain always eastward.
- We find tentative evidence for a broad westward wind at mid-northern latitudes with an average speed of  $-50\pm 30\text{ m/s}$  in the CO winds. It is only marginally seen in the HCN winds. This result also shows that the tropospheric eastward jet seen at  $42^\circ\text{N}$  has completely vanished.
- At northern polar latitudes, we detected a possible jet of about  $200\text{ m/s}$  that is correlated with the position of Saturn’s northern main auroral oval. We have established this correlation using the mean position of Saturn’s northern auroral oval as observed in 2017 from HST observations (Lamy et al. 2018). This jet is westward and thus in counter-rotation, as are the stratospheric auroral jets found in Jupiter by Cavalié et al. (2021).

An observational follow-up is now necessary to characterize the seasonal variability of the northern and southern branches of the broad super-rotating equatorial jet, to study the vertical and temporal evolution of the SSAO, and to investigate for an auroral circulation pattern that could be similar to the Jupiter case. With the northern fall equinox nearing, the southern hemisphere is progressively more and more observable and measurements of the winds from the southern mid-latitudes down to the south pole will indicate whether the southern winds share similarities with the northern ones presented in this paper.

*Acknowledgements.* This work was supported by the Programme National de Planétologie (PNP) of CNRS/INSU and by CNES. This paper makes use of the following ALMA data: ADS/JAO.ALMA#2017.1.00636.S. ALMA is a partnership of ESO (representing its member states), NSF (USA) and NINS (Japan), together with NRC (Canada), MOST and ASIAA (Taiwan), and KASI (Republic of Korea), in cooperation with the Republic of Chile. The Joint ALMA Observatory is operated by ESO, AUI/NRAO and NAOJ. B. Benmahi thanks Laurent Lamy for providing the UV brightness data of figure 11. D. Bardet is supported by a European Research Council Consolidator Grant (under the European Union’s Horizon 2020 research and innovation programme, grant agreement

No 723890) at the University of Leicester. Bardet and Guerlet acknowledge funding from Agence National de la Recherche (ANR), project EMERGIANT ANR-17-CE31-0007

## References

- Anderson, J. D. & Schubert, G. 2007, *Science*, 317, 1384, publisher: American Association for the Advancement of Science
- Antuñano, A., del Río-Gaztelurrutia, T., Sánchez-Lavega, A., & Hueso, R. 2015, *Journal of Geophysical Research: Planets*, 120, 155, eprint: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/2014JE004709>
- Baines, K. H., Delitsky, M. L., Momary, T. W., et al. 2009, *Planetary and Space Science*, 57, 1650
- Barbara, J. M. & Del Genio, A. D. 2021, *Icarus*, 354, 114095
- Bardet, D., Spiga, A., & Guerlet, S. 2022, *Nature Astronomy*
- Bardet, D., Spiga, A., Guerlet, S., et al. 2021, *Icarus*, 354, 114042
- Benmahi, B., Cavalié, T., Greathouse, T. K., et al. 2021, *A&A*, 652, A125
- Butchart, N. 2014, *Reviews of Geophysics*, 52, 157
- Cavalié, T., Benmahi, B., Hue, V., et al. 2021, *A&A*, 647, L8, publisher: EDP Sciences
- Cavalié, T., Billebaud, F., Dobrijevic, M., et al. 2009, *Icarus*, 203, 531, aDS Bibcode: 2009Icar..203..531C
- Cavalié, T., Hartogh, P., Billebaud, F., et al. 2010, *A&A*, 510, A88, publisher: EDP Sciences
- Cavalié, T., Hue, V., Hartogh, P., et al. 2019, *Astronomy & Astrophysics*, Volume 630, id.A87, 15., 630, A87
- Choi, D. S., Showman, A. P., & Brown, R. H. 2009, *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 114, E04007, aDS Bibcode: 2009JGRE..114.4007C
- Chowdhury, M. N., Stallard, T. S., Baines, K. H., et al. 2022, *Geophysical Research Letters*, 49, e2021GL096492, eprint: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/2021GL096492>
- Connerney, J. E. P., Ness, N. F., & Acuña, M. H. 1982, *Nature*, 298, 44, number: 5869 Publisher: Nature Publishing Group
- Conrath, B. J. & Gautier, D. 2000, *Icarus*, 144, 124
- Davis, G. R., Griffin, M. J., Naylor, D. A., et al. 1996, *A&A*, 315, L393
- Del Genio, A. D., Achterberg, R. K., Baines, K. H., et al. 2009, in *Saturn from Cassini-Huygens*, ed. M. K. Dougherty, L. W. Esposito, & S. M. Krimigis, 113
- Desch, M. D. & Kaiser, M. L. 1981, *Geophysical Research Letters*, 8, 253, aDS Bibcode: 1981GeoRL...8..253D
- Dougherty, M. K., Achilleos, N., Andre, N., et al. 2005, *Science*, 307, 1266, publisher: American Association for the Advancement of Science
- Dougherty, M. K., Cao, H., Khurana, K. K., et al. 2018, *Science*, 362, aat5434
- Ebdon, R. A. & Veryard, R. G. 1961, *Nature*, 189, 791, number: 4767 Publisher: Nature Publishing Group
- Flasar, F. M. 2005, *Science*, 307, 1247
- Fletcher, L. N., Guerlet, S., Orton, G. S., et al. 2017, *Nat Astron*, 1, 765
- Fletcher, L. N., Hesman, B. E., Achterberg, R. K., et al. 2012, *Icarus*, 221, 560
- Fletcher, L. N., Orton, G. S., Sinclair, J. A., et al. 2018, *Nat Commun*, 9, 3564, number: 1 Publisher: Nature Publishing Group
- Fletcher, L. N., Orton, G. S., Teanby, N. A., & Irwin, P. G. J. 2009a, *Icarus*, 202, 543
- Fletcher, L. N., Orton, G. S., Teanby, N. A., Irwin, P. G. J., & Bjoraker, G. L. 2009b, *Icarus*, 199, 351
- Foreman-Mackey, D., Hogg, D. W., Lang, D., & Goodman, J. 2013, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 125, 306, arXiv: 1202.3665
- Fouchet, T., Guerlet, S., Strobel, D. F., et al. 2008, *Nature*, 453, 200
- Fouchet, T., Moreno, R., Cavalié, T., et al. 2018, *CBET* 4535
- García, R. R. 2000, *Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series*, 123, 161
- García-Melendo, E., Pérez-Hoyos, S., Sánchez-Lavega, A., & Hueso, R. 2011, *Icarus*, 215, 62
- Guerlet, S., Fouchet, T., Bézard, B., Flasar, F. M., & Simon-Miller, A. A. 2011, *Geophys. Res. Lett.*, 38, L09201
- Guerlet, S., Fouchet, T., Spiga, A., et al. 2018, *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 123, 246
- Helled, R., Galanti, E., & Kaspi, Y. 2015, *Nature*, 520, 202, number: 7546 Publisher: Nature Publishing Group
- Hue, V., Cavalié, T., Dobrijevic, M., Hersant, F., & Greathouse, T. K. 2015, *Icarus*, 257, 163
- Hue, V., Greathouse, T. K., Cavalié, T., Dobrijevic, M., & Hersant, F. 2016, *Icarus*, 267, 334
- Koskinen, T. T. & Guerlet, S. 2018, *Icarus*, 307, 161
- Kuroda, T., Medvedev, A. S., Hartogh, P., & Takahashi, M. 2008, *Geophys. Res. Lett.*, 35, L23202
- Lamy, L., Prangé, R., Tao, C., et al. 2018, *Geophysical Research Letters*, 45, 9353, eprint: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/2018GL078211>
- Lellouch, E., Gurwell, M. A., Moreno, R., et al. 2019, *Nature Astronomy*, 3, 614
- Leovy, C. B., Friedson, A. J., & Orton, G. S. 1991, *Nature*, 354, 380
- Mankovich, C., Marley, M. S., Fortney, J. J., & Movshovitz, N. 2019, *ApJ*, 871, 1, publisher: IOP Publishing
- Militzer, B., Wahl, S., & Hubbard, W. B. 2019, *ApJ*, 879, 78, publisher: IOP Publishing
- Muders, D., Wyrowski, F., Lightfoot, J., et al. 2014, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 485, *Astronomical Data Analysis Software and Systems XXIII*, ed. N. Manset & P. Forshay, 383
- Ness, N. F., Acuña, M. H., Lepping, R. P., et al. 1981, *Science*, 212, 211, publisher: American Association for the Advancement of Science
- Orton, G. S., Friedson, A. J., Caldwell, J., et al. 1991, *Science*, 252, 537
- Orton, G. S., Yanamandra-Fisher, P. A., Fisher, B. M., et al. 2008, *Nature*, 453, 196, aDS Bibcode: 2008Natur.453..196O
- Read, P. L., Dowling, T. E., & Schubert, G. 2009, *Nature*, 460, 608, number: 7255 Publisher: Nature Publishing Group
- Reed, R. J. 1965, *Journal of Atmospheric Sciences*, 22, 331
- Reed, R. J., Campbell, W. J., Rasmussen, L. A., & Rogers, D. G. 1961, *Journal of Geophysical Research*, 66, 813
- Rego, D., Achilleos, N., Stallard, T., et al. 1999, *Nature*, 399, 121
- Showman, A. P., Ingersoll, A. P., Achterberg, R., & Kaspi, Y. 2018, in *Saturn in the 21st Century*, ed. K. H. Baines, F. M. Flasar, N. Krupp, & T. Stallard, 295–336
- Smith, E. J., Davis, L., Jones, D. E., et al. 1980, *Science*, 207, 407
- Spiga, A., Guerlet, S., Millour, E., et al. 2020, *Icarus*, 335, 113377
- Stallard, T. 2001, *Icarus*, 154, 475
- Stallard, T. S., Miller, S., Cowley, S. W. H., & Bunce, E. J. 2003, *Geophysical Research Letters*, 30, 1221, aDS Bibcode: 2003GeoRL..30.1221S
- Studwell, A., Li, L., Jiang, X., et al. 2018, *Geophysical Research Letters*, 45, 6823, eprint: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/2018GL078139>
- Sánchez-Lavega, A., Hueso, R., Pérez-Hoyos, S., Rojas, J. F., & French, R. G. 2004, *Icarus*, 170, 519, aDS Bibcode: 2004Icar..170..519S
- Trammell, H. J., Li, L., Jiang, X., et al. 2014, *Icarus*, 242, 122

## Appendix A: Pointing offset calibration

The wind measurements in this paper require an accurate determination of the true position of the centre of the planet in the ALMA image. With an equatorial rotation speed of about  $\sim 10$  km/s and an apparent size of  $18''$ , an error of  $0.1''$  at the centre of Saturn would result in an error of about 130 m/s on the velocities. In this section we detail our method to determine the offset of the planet centre from the image centre in the spectral cube, in order to calibrate it out.

We first defined an offset grid  $\Delta x$   $\Delta y$  that has a dimension of  $0.6'' \times 0.6''$  with a sampling of  $0.01''$  around the centre of the image. This grid is used to compare our limb continuum model with the limb continuum observed using the  $\chi^2$  method at each point  $(x, y)$  of the offsets grid.

We performed our continuum calculations with the radiative transfer of Cavalíe et al. (2019), which account for the ellipsoidal geometry of the planet. We assume an altitude-latitude temperature field measured by Cassini/CIRS in 2017, an He mole fraction 0.118 (Conrath & Gautier 2000; Koskinen & Guerlet 2018), and a CH<sub>4</sub> mole fraction of 0.047 (Fletcher et al. 2009b). The PH<sub>3</sub> meridional distribution is taken from Fletcher et al. (2009a) and we adopt the vertical profile of NH<sub>3</sub> from Davis et al. (1996). The model accounts for the beam convolution.

After the comparisons we obtain a  $\chi^2$  map of the same dimension as the offset grid. We then compute the probability function map which is given by  $P_{ij} = \kappa e^{-\frac{\chi_{ij}^2}{2}}$ , where  $i$  and  $j$  are the indices of  $(x, y)$  points in the offset grid,  $\chi_{ij}^2$  is computed at each  $(x, y)$  point in the offset grid, and  $\kappa$  is a normalization factor computed to ensure  $\sum_{i=-\infty}^{\infty} \sum_{j=-\infty}^{\infty} P_{ij} = 1$ .

We used several methods to compute the planet centre offset. At each point of the offset grid 1) we compared the continuum of the whole planetary disk between the observations and our radiative transfer model, 2) we limited the comparison of the continuum between the data and the model to the limb positions, and 3) we computed the mean continuum at the limb from the data and compared the continuum at each position with this mean value. There is no continuum model involved with this method. For methods 1 and 2, we then looked for the position in the chosen offset grid leading to the maximum correlation coefficient. For method 3, we computed the  $\chi^2$  for each point of the offset grid and looked for its minimum.

Methods 1 and 2 are affected by the same bias. The continuum map observed is not symmetrical with respect to the planet rotation axis, and higher continuum values are systematically found on the eastern side of the planet (see figure 2). As a result, methods 1 and 2 always give offsets to the east which are unrealistic.

Method 3 assumes that there is limited continuum variability as a function of latitude at the limb, and we thus look for the flattest continuum as a function of the position on the limb. This method provides the most probable offset  $(x_{best}, y_{best})$  of the planet centre position. With this method we find  $x_{best} = 0.11''$  and  $y_{best} = 0.18''$ .

Method 3 also enables us to estimate the uncertainty on the wind speed derivation caused by the uncertainty of the planet centre offset. Because the rotation axis of the planet is aligned with the y-axis of the image, the wind speed uncertainty due to the uncertainty on the real position of the centre of the planet is only caused by the uncertainty on the

derivation of  $x_{best}$ . To evaluate it we computed the probability function presented in figure A.1, and we fitted it with a two-dimensional Gauss probability density distribution given by the expression

$$\phi(x, y) = \frac{1}{2\pi\sigma_x\sigma_y\sqrt{1-r^2}} e^{-\frac{1}{2}\left(\left(\frac{x-x_0}{\sigma_x}\right)^2 + \left(\frac{y-y_0}{\sigma_y}\right)^2 - 2r\frac{(x-x_0)(y-y_0)}{\sigma_x\sigma_y}\right)\frac{1}{1-r^2}}, \quad (\text{A.1})$$

where  $r$  is the correlation coefficient between  $x$  and  $y$ ;  $x_0$  and  $y_0$  are respectively the density of the average probabilities of the real position of the centre of the planet; and  $\sigma_x$  and  $\sigma_y$  are respectively the standard deviations of the distribution of the real position of the centre of the planet following  $x$  and  $y$ .

We find  $\sigma_x = 0.02''$ . At the equator, this standard deviation represents an uncertainty on the wind velocities of about 25 m/s. This uncertainty is quadratically added to the other uncertainties described in the paper.

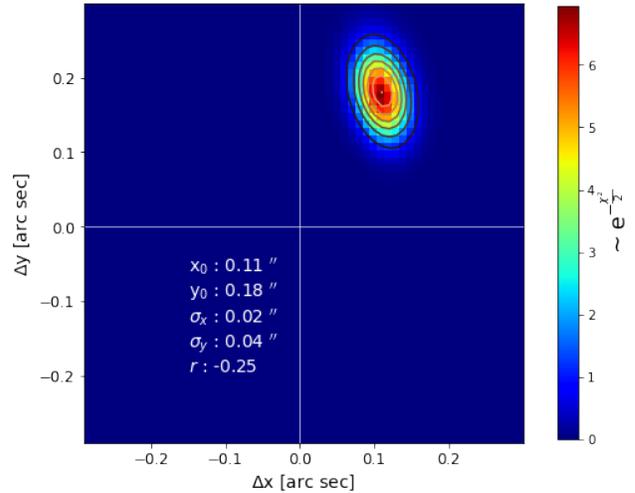


Fig. A.1: Probability function map of the planet centre offset. The contour lines represent the best fit with the function  $\phi(x, y)$  described in the text.

## Appendix B: MCMC prior function

Similarly to Cavalíe et al. (2021), the function that describes the lineshape we used to fit the observed spectral lines is given by

$$f(\nu, \nu_0, \Gamma, \gamma, \sigma, \delta, \alpha, \beta) = A \left( \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{\nu-\nu_0}{\sigma}\right)^2} \right)^\delta \left( \frac{2}{\pi\Gamma} \frac{1}{1 + \left(\frac{\nu-\nu_0}{\Gamma/2}\right)^2} \right)^\gamma \left( |\nu - \nu_0|^\alpha + \frac{1}{(\beta\Gamma)^2 + (\nu - \nu_0)^2} \right) (\Gamma^2 + (\nu - \nu_0)^2 + 1)^{-1}. \quad (\text{B.1})$$

This profile is composed of five mathematical functions defined in  $\mathbb{R} \forall \alpha \geq 0$ . Each function has an effect on the shape of the line profile:

- $\left(\frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}}e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{\nu-\nu_0}{\sigma}\right)^2}\right)^\delta$  is a Gaussian like function which allows us to produce the central zone of a highly convolved spectral line (low spectral resolution for example);
- $\left(\frac{2}{\pi\Gamma}\frac{1}{1+\left(\frac{\nu-\nu_0}{\Gamma}\right)^2}\right)^\gamma$  is a Lorentz-like function that reproduces narrow peaks with broad line wings;
- $\left(|\nu-\nu_0|^\alpha + \frac{1}{(\beta\Gamma)^2+(\nu-\nu_0)^2}\right)$  is the sum of an absolute power function and a modified Lorentzian function that controls the amplitude of the spectral line;
- $(\Gamma^2 + (\nu - \nu_0)^2 + 1)^{-1}$  is a modified Lorentz function that allows us to control the amplitude in the wings of the spectral line;
- $A$  is a normalization amplitude in Jy/beam.

This profile contains several parameters, namely  $\nu_0, \Gamma, \gamma, \sigma, \delta, \alpha, \beta$ , and the amplitude  $A$ . The parameters  $\delta, \sigma$  have fixed values, which we have determined through several numerical tests to obtain a very narrow spectral line with broad wings. The parameter  $\delta$  allows us to obtain a very peaked line with very attenuated wings, and the parameter  $\alpha$  allows us to raise the wings of the line. Finally, the parameter  $\sigma$  allows us to control the width of the Gaussian function. Contrary to Cavalié et al. (2021), we fix the value of  $\alpha$  and we fit  $\beta$ .

We set the following values for these fixed parameters as  $\alpha = 3.0$ ,  $\delta = 3.0$ , and  $\sigma = 0.202$  [GHz]. The parameters  $\nu_0, \Gamma, \gamma, \beta$ , and the amplitude  $A$  are parameters we adjust according to the observed spectral line. To fit the CO and HCN lines observed with ALMA more efficiently, we were able to restrain the parameter space after numerical tests to the following:

- $\nu_0 \in [\nu_{max} - 1\text{MHz}; \nu_{max} + 1\text{MHz}]$  because  $\nu_0$  is close to the frequency where the amplitude of the line is maximum;
- $\Gamma \in [0.0001; 0.1]$  en GHz;
- $\beta \in [5; 40]$ ;
- $\gamma \in [0.04; 2.2]$ ;
- $A \in [A_{max} - 40\%; A_{max} + 40\%]$ , where  $A_{max}$  (in Jy/beam) is the maximum amplitude of the observed spectral line.

With this set of parameters we can fit any observed spectral line of our data. Figure B.1 presents a typical example of such a fit and its residuals.

To perform this fit of all the parameters, especially  $\nu_0$  which is used for the wind speed derivation, we used the *emcee* Python module developed by Foreman-Mackey et al. (2013), which implements the MCMC method and uses the Metropolis-Hastings algorithm. The set-up of the observed spectral line fitting is characterized by 120 Markov chains and 1000 iterations. These two parameters were determined after several trials when measuring the burn-in size. We found that the Markov chains converge after 200-400 iterations on average for all spectral lines. The choice of 1000 iterations then ensures a convergence of the Markov chains in all cases.

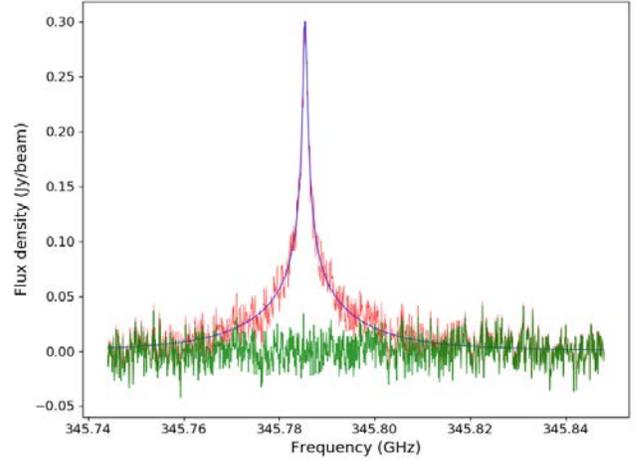


Fig. B.1: Typical CO line observed at Saturn's limb (red line) with its associated best fit using the profile of equation B.1 (blue line) and the residuals (green line).



---

# BIBLIOGRAPHIE

- N. Achilleos, S. Miller, R. Prangé, G. Millward, and M. K. Dougherty. A dynamical model of Jupiter's auroral electrojet. *njp*, 3(1):3, April 2001. doi: 10.1088/1367-2630/3/1/303.
- A. Adriani, M. L. Moriconi, F. Altieri, G. Sindoni, A. P. Ingersoll, D. Grassi, A. Mura, S. K. Atreya, G. Orton, J. I. Lunine, L. N. Fletcher, A. A. Simon, H. Melin, F. Tosi, A. Cicchetti, R. Noschese, R. Sordini, S. Levin, J. Bolton, C. Plainaki, and A. Olivieri. Characterization of Mesoscale Waves in the Jupiter NEB by Jupiter InfraRed Auroral Mapper on board Juno. *The Astronomical Journal*, 156:246, November 2018. ISSN 0004-6256. doi: 10.3847/1538-3881/aae525. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2018AJ....156..246A>. ADS Bibcode: 2018AJ....156..246A.
- A. Adriani, A. Bracco, D. Grassi, M. L. Moriconi, A. Mura, G. Orton, F. Altieri, A. Ingersoll, S. K. Atreya, J. I. Lunine, A. Migliorini, R. Noschese, A. Cicchetti, R. Sordini, F. Tosi, G. Sindoni, C. Plainaki, B. M. Dinelli, D. Turrini, G. Filacchione, G. Piccioni, and S. J. Bolton. Two-Year Observations of the Jupiter Polar Regions by JIRAM on Board Juno. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 125:e06098, June 2020. ISSN 0148-0227. doi: 10.1029/2019JE006098. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2020JGRE..12506098A>. ADS Bibcode: 2020JGRE..12506098A.
- Alberto Adriani, Gianrico Filacchione, Tatiana Di Iorio, Diego Turrini, Raffaella Noschese, Andrea Cicchetti, Davide Grassi, Alessandro Mura, Giuseppe Sindoni, Massimo Zambelli, Giuseppe Piccioni, Maria T. Capria, Federico Tosi, Roberto Orosei, Bianca M. Dinelli, Maria L. Moriconi, Elio Roncon, Jonathan I. Lunine, Heidi N. Becker, Alessadro Bini, Alessandra Barbis, Luciano Calamai, Claudio Pasqui, Stefano Nencioni, Maurizio Rossi, Marco Lastri, Roberto Formaro, and Angelo Olivieri. JIRAM, the Jovian Infrared Auroral Mapper. *Space Sci Rev*, 213(1):393–446, November 2017. ISSN 1572-9672. doi: 10.1007/s11214-014-0094-y. URL <https://doi.org/10.1007/s11214-014-0094-y>.
- John D. Anderson and Gerald Schubert. Saturn's Gravitational Field, Internal Rotation, and Interior Structure. *Science*, 317(5843):1384–1387, September 2007. doi: 10.1126/science.1144835. URL <https://www.science.org/doi/10.1126/science.1144835>. Publisher: American Association for the Advancement of Science.
- Arrate Antuñano, Richard G. Cosentino, Leigh N. Fletcher, Amy A. Simon, Thomas K. Greathouse, and Glenn S. Orton. Fluctuations in Jupiter's equatorial stratospheric oscillation. *natastron*, 5: 71–77, January 2021. doi: 10.1038/s41550-020-1165-5.
- David H. Atkinson, Andrew P. Ingersoll, and Alvin Seiff. Deep winds on Jupiter as measured by the Galileo probe. *Nature*, 388(6643):649–650, August 1997. ISSN 1476-4687. doi: 10.1038/41718. URL <https://www.nature.com/articles/41718>. Number: 6643 Publisher: Nature Publishing Group.

- Kevin H. Baines, Mona L. Delitsky, Thomas W. Momary, Robert H. Brown, Bonnie J. Buratti, Roger N. Clark, and Philip D. Nicholson. Storm clouds on Saturn: Lightning-induced chemistry and associated materials consistent with Cassini/VIMS spectra. *Planetary and Space Science*, 57(14-15):1650–1658, December 2009. ISSN 0032-0633. doi: 10.1016/j.pss.2009.06.025. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2009P&SS...57.1650B/abstract>.
- M. P. Baldwin, L. J. Gray, T. J. Dunkerton, K. Hamilton, P. H. Haynes, W. J. Randel, J. R. Holton, M. J. Alexander, I. Hirota, T. Horinouchi, D. B. A. Jones, J. S. Kinnersley, C. Marquardt, K. Sato, and M. Takahashi. The quasi-biennial oscillation. *rgp*, 39:179–229, May 2001.
- D. Banfield, P. J. Gierasch, M. Bell, E. Ustinov, A. P. Ingersoll, A. R. Vasavada, Robert A. West, and M. J. S. Belton. Jupiter’s Cloud Structure from Galileo Imaging Data. *Icarus*, 135(1):230–250, September 1998. ISSN 0019-1035. doi: 10.1006/icar.1998.5985. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103598959851>.
- Don Banfield, Peter J. Gierasch, Steven W. Squyres, Philip D. Nicholson, Barney J. Conrath, and Keith Matthews. 2  $\mu$ m Spectrophotometry of Jovian Stratospheric Aerosols—Scattering Opacities, Vertical Distributions, and Wind Speeds. *Icarus*, 121(2):389–410, June 1996. doi: 10.1006/icar.1996.0095.
- John M. Barbara and Anthony D. Del Genio. Tropopause and lower stratosphere winds and eddy fluxes on Saturn as seen by Cassini imaging. *Icarus*, 354:114095, January 2021. ISSN 00191035. doi: 10.1016/j.icarus.2020.114095. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0019103520304413>.
- Deborah Bardet, Aymeric Spiga, Sandrine Guerlet, Simon Cabanes, Ehouarn Millour, and Alexandre Boissinot. Global climate modeling of Saturn’s atmosphere. Part IV: Stratospheric equatorial oscillation. *Icarus*, 354:114042, January 2021. ISSN 0019-1035. doi: 10.1016/j.icarus.2020.114042. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/2021Icar...35414042B>.
- Deborah Bardet, Aymeric Spiga, and Sandrine Guerlet. Joint evolution of equatorial oscillation and interhemispheric circulation in Saturn’s stratosphere. *Nat Astron*, 6(7):804–811, July 2022. ISSN 2397-3366. doi: 10.1038/s41550-022-01670-7. URL <https://www.nature.com/articles/s41550-022-01670-7>.
- N. Barrado-Izagirre, J. F. Rojas, R. Hueso, A. Sánchez-Lavega, F. Colas, J. L. Dauvergne, D. Peach, and Iopw Team. Jupiter’s zonal winds and their variability studied with small-size telescopes. *A&A*, 554:A74, June 2013. ISSN 0004-6361, 1432-0746. doi: 10.1051/0004-6361/201321201. URL <https://www.aanda.org/articles/aa/abs/2013/06/aa21201-13/aa21201-13.html>. Publisher: EDP Sciences.
- N. Barrado-Izagirre, J. Legarreta, A. Sánchez-Lavega, S. Pérez-Hoyos, R. Hueso, P. Iñurriagarro, J. F. Rojas, I. Mendikoa, I. Ordoñez-Etxeberria, and IOPW Team. Jupiter’s third largest and longest-lived oval: Color changes and dynamics. *Icarus*, 361:114394, June 2021. ISSN 0019-1035. doi: 10.1016/j.icarus.2021.114394. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2021Icar...36114394B>. ADS Bibcode: 2021Icar..36114394B.
- B. Benmahi, T. Cavalié, M. Dobrijevic, N. Biver, K. Bermudez-Diaz, Aa. Sandqvist, E. Lellouch, R. Moreno, T. Fouchet, V. Hue, P. Hartogh, F. Billebaud, A. Lecacheux, Å. Hjalmarson, U. Frisk, M. Olberg, and Odin Team. Monitoring of the evolution of H<sub>2</sub>O vapor in the stratosphere of Jupiter over an 18-yr period with the Odin space telescope. *aap*, 641:A140, September 2020.

- B. Benmahi, T. Cavalié, T. K. Greathouse, V. Hue, R. Giles, S. Guerlet, A. Spiga, and R. Cosentino. Mapping the zonal winds of Jupiter's stratospheric equatorial oscillation. *aap*, 652:A125, August 2021. doi: 10.1051/0004-6361/202141523.
- B. Benmahi, T. Cavalié, T. Fouchet, R. Moreno, E. Lellouch, D. Bardet, S. Guerlet, V. Hue, and A. Spiga. First absolute wind measurements in Saturn's stratosphere from ALMA observations. *A&A*, August 2022. ISSN 0004-6361, 1432-0746. doi: 10.1051/0004-6361/202244200. URL <https://www.aanda.org/articles/aa/abs/forth/aa44200-22/aa44200-22.html>. Publisher: EDP Sciences.
- E. A. Bergin, E. Lellouch, M. Harwit, M. A. Gurwell, G. J. Melnick, M. L. N. Ashby, G. Chin, N. R. Erickson, P. F. Goldsmith, J. E. Howe, S. C. Kleiner, D. G. Koch, D. A. Neufeld, B. M. Patten, R. Plume, R. Schieder, R. L. Snell, J. R. Stauffer, V. Tolls, Z. Wang, G. Winnewisser, and Y. F. Zhang. Submillimeter Wave Astronomy Satellite Observations of Jupiter and Saturn: Detection of 557 GHz Water Emission from the Upper Atmosphere. *apjl*, 539:L147–L150, August 2000. doi: 10.1086/312846.
- B. Bézard, E. Lellouch, D. Strobel, J.-P. Maillard, and P. Drossart. Carbon Monoxide on Jupiter: Evidence for Both Internal and External Sources. *Icarus*, 159:95–111, 2002. doi: 10.1006/icar.2002.6917.
- D. V. Bisikalo, V. I. Shematovich, J.-C. Gérard, G. R. Gladstone, and J. H. Waite Jr. The distribution of hot hydrogen atoms produced by electron and proton precipitation in the Jovian aurora. *Journal of Geophysical Research: Planets*, 101(E9):21157–21168, 1996. ISSN 2156-2202. doi: 10.1029/96JE01952. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/96JE01952>. \_eprint: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/96JE01952>.
- Gordon L. Bjoraker, Susan R. Stolovy, Terry L. Herter, George E. Gull, and Bruce E. Pirger. Detection of Water after the Collision of Fragments G and K of Comet Shoemaker-Levy 9 with Jupiter. *icarus*, 121(2):411–421, Jun 1996. doi: 10.1006/icar.1996.0096.
- P. L. Blelly, A. Robineau, and D. Alcajde. Numerical modelling of intermittent ion outflow events above EISCAT. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 58:273–285, January 1996. ISSN 1364-6826. doi: 10.1016/0021-9169(95)00035-6. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1996JATP...58..273B>. ADS Bibcode: 1996JATP...58..273B.
- S. J. Bolton, A. Adriani, V. Adumitroaie, M. Allison, J. Anderson, S. Atreya, J. Bloxham, S. Brown, J. E. P. Connerney, E. DeJong, W. Folkner, D. Gautier, D. Grassi, S. Gulikis, T. Guillot, C. Hansen, W. B. Hubbard, L. Iess, A. Ingersoll, M. Janssen, J. Jorgensen, Y. Kaspi, S. M. Levin, C. Li, J. Lunine, Y. Miguel, A. Mura, G. Orton, T. Owen, M. Ravine, E. Smith, P. Steffes, E. Stone, D. Stevenson, R. Thorne, J. Waite, D. Durante, R. W. Ebert, T. K. Greathouse, V. Hue, M. Parisi, J. R. Szalay, and R. Wilson. Jupiter's interior and deep atmosphere: The initial pole-to-pole passes with the Juno spacecraft. *Science*, 356(6340):821–825, May 2017. doi: 10.1126/science.aal2108. URL <https://www.science.org/doi/10.1126/science.aal2108>. Publisher: American Association for the Advancement of Science.
- B. Bonfond, D. Grodent, J. C. Gérard, T. Stallard, J. T. Clarke, M. Yoneda, A. Radioti, and J. Gustin. Auroral evidence of Io's control over the magnetosphere of Jupiter. *grl*, 39(1):L01105, January 2012. doi: 10.1029/2011GL050253.
- L. R. Brown, D. Chris Benner, J. P. Champion, V. M. Devi, L. Fejard, R. R. Gamache, T. Gabard, J. C. Hilico, B. Lavorel, M. Loete, G. C. Mellau, A. Nikitin, A. S. Pine, A. Predoi-Cross, C. P.

- Rinsland, O. Robert, R. L. Sams, M. A. H. Smith, S. A. Tashkun, and V. G. Tyuterev. Methane line parameters in HITRAN. *jqsr*, 82:219–238, November 2003. doi: 10.1016/S0022-4073(03)00155-9.
- T. Cavalié, F. Billebaud, N. Biver, M. Dobrijevic, E. Lellouch, J. Brillet, A. Lecacheux, Å. Hjalmarson, A. Sandqvist, U. Frisk, M. Olberg, E. A. Bergin, and Odin Team. Observation of water vapor in the stratosphere of Jupiter with the Odin space telescope. *planss*, 56:1573–1584, November 2008. doi: 10.1016/j.pss.2008.04.013.
- T. Cavalié, P. Hartogh, F. Billebaud, M. Dobrijevic, T. Fouchet, E. Lellouch, T. Encrenaz, J. Brillet, and G. H. Moriarty-Schieven. A cometary origin for CO in the stratosphere of Saturn? *aap*, 510:A88, 2010.
- T. Cavalié, N. Biver, P. Hartogh, M. Dobrijevic, F. Billebaud, E. Lellouch, A. Sandqvist, J. Brillet, A. Lecacheux, Å. Hjalmarson, U. Frisk, M. Olberg, and Odin Team. Odin space telescope monitoring of water vapor in the stratosphere of Jupiter. *planss*, 61:3–14, 2012. doi: 10.1016/j.pss.2011.04.001.
- T. Cavalié, H. Feuchtgruber, E. Lellouch, M. de Val-Borro, C. Jarchow, R. Moreno, P. Hartogh, G. Orton, T. K. Greathouse, F. Billebaud, M. Dobrijevic, L. M. Lara, A. González, and H. Sagawa. Spatial distribution of water in the stratosphere of Jupiter from Herschel HIFI and PACS observations. *aap*, 553:A21, 2013. doi: 10.1051/0004-6361/201220797.
- T. Cavalié, V. Hue, P. Hartogh, R. Moreno, E. Lellouch, H. Feuchtgruber, C. Jarchow, T. Cassidy, L. N. Fletcher, F. Billebaud, M. Dobrijevic, L. Rezac, G. S. Orton, M. Rengel, T. Fouchet, and S. Guerlet. Herschel map of Saturn’s stratospheric water, delivered by the plumes of Enceladus. *aap*, 630:A87, October 2019. doi: 10.1051/0004-6361/201935954.
- T. Cavalié, B. Benmahi, V. Hue, R. Moreno, E. Lellouch, T. Fouchet, P. Hartogh, L. Rezac, T. K. Greathouse, G. R. Gladstone, J. A. Sinclair, M. Dobrijevic, F. Billebaud, and C. Jarchow. First direct measurement of auroral and equatorial jets in the stratosphere of Jupiter. *aap*, 647:L8, March 2021. doi: 10.1051/0004-6361/202140330.
- Thibault Cavalié, Thierry Fouchet, Raphael Moreno, Emmanuel Lellouch, Bilal Benmahi, and Sandrine Guerlet. Retrieval of the spatial distribution of CO and HCN in the stratosphere of Jupiter from ALMA observations. *aap*, in prep., in prep.
- T. Cavalié, F. Billebaud, T. Fouchet, E. Lellouch, J. Brillet, and M. Dobrijevic. Observations of CO on Saturn and Uranus at millimeter wavelengths: new upper limit determinations. *Astronomy and Astrophysics, Volume 484, Issue 2, 2008, pp.555-561*, 484(2):555, June 2008. ISSN 0004-6361. doi: 10.1051/0004-6361:20079170. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2008A%26A..484..555C/abstract>.
- T. Cavalié, F. Billebaud, M. Dobrijevic, T. Fouchet, E. Lellouch, T. Encrenaz, J. Brillet, G. H. Moriarty-Schieven, J. G. A. Wouterloot, and P. Hartogh. First observation of CO at 345 GHz in the atmosphere of Saturn with the JCMT: New constraints on its origin. *Icarus*, 203:531–540, October 2009. ISSN 0019-1035. doi: 10.1016/j.icarus.2009.05.024. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2009Icar..203..531C>. ADS Bibcode: 2009Icar..203..531C.
- T. Cavalié, P. Hartogh, F. Billebaud, M. Dobrijevic, T. Fouchet, E. Lellouch, T. Encrenaz, J. Brillet, and G. H. Moriarty-Schieven. A cometary origin for CO in the stratosphere of Saturn? *A&A*, 510:A88, February 2010. ISSN 0004-6361, 1432-0746. doi: 10.1051/0004-6361/200912909. URL <https://www.aanda.org/articles/aa/abs/2010/02/aa12909-09/aa12909-09.html>. Publisher: EDP Sciences.

- T. Cavalié, V. Hue, P. Hartogh, R. Moreno, E. Lellouch, H. Feuchtgruber, C. Jarchow, T. Cassidy, L. N. Fletcher, F. Billebaud, M. Dobrijevic, L. Rezac, G. S. Orton, M. Rengel, T. Fouchet, and S. Guerlet. Herschel map of Saturn's stratospheric water, delivered by the plumes of Enceladus. *Astronomy & Astrophysics, Volume 630, id.A87, <NUMPAGES>15</NUMPAGES> pp.*, 630:A87, October 2019. ISSN 0004-6361. doi: 10.1051/0004-6361/201935954. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2019A%26A...630A..87C/abstract>.
- C. R. Chapman. Jupiter's zonal winds: Variation with latitude. *jatmos*, 26:986–990, September 1969. doi: 10.1175/1520-0469(1969)026<0986:JZWVWL>2.0.CO;2.
- J. Y. Chaufray, T. K. Greathouse, G. R. Gladstone, J. H. Waite, J. P. Maillard, T. Majeed, S. W. Bougher, E. Lellouch, and P. Drossart. Spectro-imaging observations of Jupiter's 2  $\mu$ m auroral emission. II: Thermospheric winds. *icarus*, 211(2):1233–1241, February 2011. doi: 10.1016/j.icarus.2010.11.021.
- D. S. Choi, A. P. Showman, and R. H. Brown. Cloud features and zonal wind measurements of Saturn's atmosphere as observed by Cassini/VIMS. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 114:E04007, April 2009. ISSN 0148-0227. doi: 10.1029/2008JE003254. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2009JGRE..114.4007C>. ADS Bibcode: 2009JGRE..114.4007C.
- David S. Choi, Don Banfield, Peter Gierasch, and Adam P. Showman. Velocity and vorticity measurements of Jupiter's Great Red Spot using automated cloud feature tracking. *Icarus*, 188(1): 35–46, 2007.
- M. N. Chowdhury, T. S. Stallard, K. H. Baines, G. Provan, H. Melin, G. J. Hunt, L. Moore, J. O'Donoghue, E. M. Thomas, R. Wang, S. Miller, and S. V. Badman. Saturn's Weather-Driven Aurorae Modulate Oscillations in the Magnetic Field and Radio Emissions. *Geophysical Research Letters*, 49(3):e2021GL096492, 2022. ISSN 1944-8007. doi: 10.1029/2021GL096492. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2021GL096492>. \_eprint: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/2021GL096492>.
- J. T. Clarke, J. Nichols, J. C. Gérard, D. Grodent, K. C. Hansen, W. Kurth, G. R. Gladstone, J. Duval, S. Wannawichian, E. Bunce, S. W. H. Cowley, F. Crary, M. Dougherty, L. Lamy, D. Mitchell, W. Pryor, K. Retherford, T. Stallard, B. Zieger, P. Zarka, and B. Cecconi. Response of Jupiter's and Saturn's auroral activity to the solar wind. *jgr*, 114(A5):A05210, May 2009. doi: 10.1029/2008JA013694.
- J. E. P. Connerney, N. F. Ness, and M. H. Acuña. Zonal harmonic model of Saturn's magnetic field from Voyager 1 and 2 observations. *Nature*, 298(5869):44–46, July 1982. ISSN 1476-4687. doi: 10.1038/298044a0. URL <https://www.nature.com/articles/298044a0>. Number: 5869 Publisher: Nature Publishing Group.
- J. E. P. Connerney, S. Kotsiaros, R. J. Oliverson, J. R. Espley, J. L. Joergensen, P. S. Joergensen, J. M. G. Merayo, M. Herceg, J. Bloxham, K. M. Moore, S. J. Bolton, and S. M. Levin. A New Model of Jupiter's Magnetic Field From Juno's First Nine Orbits. *gri*, 45(6):2590–2596, March 2018. doi: 10.1002/2018GL077312.
- Richard G. Cosentino, Raúl Morales-Juberías, Thomas Greathouse, Glenn Orton, Perianne Johnson, Leigh N. Fletcher, and Amy Simon. New Observations and Modeling of Jupiter's Quasi-Quadrennial Oscillation. *jgr*, 122(12):2719–2744, December 2017. doi: 10.1002/2017JE005342.

- Richard G. Cosentino, Thomas Greathouse, Amy Simon, Rohini Giles, Raúl Morales-Juberías, Leigh N. Fletcher, and Glenn Orton. The Effects of Waves on the Meridional Thermal Structure of Jupiter’s Stratosphere. *psn*, 1:63, November 2020.
- S. W. H. Cowley and E. J. Bunce. Origin of the main auroral oval in Jupiter’s coupled magnetosphere–ionosphere system. *Planetary and Space Science*, 49(10):1067–1088, August 2001. ISSN 0032-0633. doi: 10.1016/S0032-0633(00)00167-7. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0032063300001677>.
- Anthony D. Del Genio, Richard K. Achterberg, Kevin H. Baines, F. Michael Flasar, Peter L. Read, Agustín. Sánchez-Lavega, and Adam P. Showman. Saturn Atmospheric Structure and Dynamics. In Michele K. Dougherty, Larry W. Esposito, and Stamatios M. Krimigis, editors, *Saturn from Cassini-Huygens*, page 113. 2009. doi: 10.1007/978-1-4020-9217-6\\_6.
- M. D. Desch and M. L. Kaiser. Voyager measurement of the rotation period of Saturn’s magnetic field. *Geophysical Research Letters*, 8:253–256, March 1981. ISSN 0094-8276. doi: 10.1029/GL008i003p00253. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1981GeoRL...8..253D>. ADS Bibcode: 1981GeoRL...8..253D.
- M. Dobrijevic, E. Hébrard, J. C. Loison, and K. M. Hickson. Coupling of oxygen, nitrogen, and hydrocarbon species in the photochemistry of Titan’s atmosphere. *icarus*, 228:324–346, 2014. doi: 10.1016/j.icarus.2013.10.015.
- M. Dobrijevic, J. C. Loison, K. M. Hickson, and G. Gronoff. 1D-coupled photochemical model of neutrals, cations and anions in the atmosphere of Titan. *icarus*, 268:313–339, April 2016. doi: 10.1016/j.icarus.2015.12.045.
- M. Dobrijevic, J. C. Loison, V. Hue, T. Cavalié, and K. M. Hickson. 1D photochemical model of the ionosphere and the stratosphere of Neptune. *icarus*, 335:113375, Jan 2020. doi: 10.1016/j.icarus.2019.07.009.
- M. K. Dougherty, N. Achilleos, N. Andre, C. S. Arridge, A. Balogh, C. Bertucci, M. E. Burton, S. W. H. Cowley, G. Erdos, G. Giampieri, K.-H. Glassmeier, K. K. Khurana, J. Leisner, F. M. Neubauer, C. T. Russell, E. J. Smith, D. J. Southwood, and B. T. Tsurutani. Cassini Magnetometer Observations During Saturn Orbit Insertion. *Science*, 307(5713):1266–1270, February 2005. doi: 10.1126/science.1106098. URL <https://www.science.org/doi/10.1126/science.1106098>. Publisher: American Association for the Advancement of Science.
- Michele K. Dougherty, Hao Cao, Krishan K. Khurana, Gregory J. Hunt, Gabrielle Provan, Stephen Kellock, Marcia E. Burton, Thomas A. Burk, Emma J. Bunce, Stanley W. H. Cowley, Margaret G. Kivelson, Christopher T. Russell, and David J. Southwood. Saturn’s magnetic field revealed by the Cassini Grand Finale. *Science*, 362(6410):aat5434, October 2018. doi: 10.1126/science.aat5434.
- R. A. Ebdon and R. G. Veryard. Fluctuations in Equatorial Stratospheric Winds. *Nature*, 189(4767): 791–793, March 1961. ISSN 1476-4687. doi: 10.1038/189791a0. URL <https://www.nature.com/articles/189791a0>. Number: 4767 Publisher: Nature Publishing Group.
- F. M. Flasar. Temperatures, Winds, and Composition in the Saturnian System. *Science*, 307(5713): 1247–1251, February 2005. ISSN 0036-8075, 1095-9203. doi: 10.1126/science.1105806. URL <https://www.sciencemag.org/lookup/doi/10.1126/science.1105806>.

- F. M. Flasar, V. G. Kunde, R. K. Achterberg, B. J. Conrath, A. A. Simon-Miller, C. A. Nixon, P. J. Gierasch, P. N. Romani, B. Bézard, P. Irwin, G. L. Bjoraker, J. C. Brasunas, D. E. Jennings, J. C. Pearl, M. D. Smith, G. S. Orton, L. J. Spilker, R. Carlson, S. B. Calcutt, P. L. Read, F. W. Taylor, P. Parrish, A. Barucci, R. Courtin, A. Coustenis, D. Gautier, E. Lellouch, A. Marten, R. Prangé, Y. Biraud, T. Fouchet, C. Ferrari, T. C. Owen, M. M. Abbas, R. E. Samuelson, F. Raulin, P. Ade, C. J. Césarsky, K. U. Grossman, and A. Coradini. An intense stratospheric jet on Jupiter. *Nature*, 427:132–135, January 2004. ISSN 0028-0836. doi: 10.1038/nature02142. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/2004Natur.427..132F>.
- L. N. Fletcher, B. Swinyard, C. Salji, E. Polehampton, T. Fulton, S. Sidher, E. Lellouch, R. Moreno, G. Orton, T. Cavalié, R. Courtin, M. Rengel, H. Sagawa, G. R. Davis, P. Hartogh, D. Naylor, H. Walker, and T. Lim. Sub-millimetre spectroscopy of Saturn’s trace gases from Herschel/SPIRE. *aap*, 539:A44, 2012. doi: 10.1051/0004-6361/201118415.
- L. N. Fletcher, T. K. Greathouse, G. S. Orton, J. A. Sinclair, R. S. Giles, P. G. J. Irwin, and T. Encrenaz. Mid-Infrared Mapping of Jupiter’s Temperatures, Aerosol Opacity and Chemical Distributions with IRTF/TEXES. *Icarus*, 278:128–161, November 2016a.
- L. N. Fletcher, G. S. Orton, T. K. Greathouse, J. H. Rogers, Z. Zhang, F. A. Oyafuso, G. Eichstädt, H. Melin, C. Li, S. M. Levin, S. Bolton, M. Janssen, H.-J. Mettig, D. Grassi, A. Mura, and A. Adriani. Jupiter’s Equatorial Plumes and Hot Spots: Spectral Mapping from Gemini/TEXES and Juno/MWR. *Journal of Geophysical Research: Planets*, 125(8), August 2020. doi: 10.1029/2020JE006399.
- Leigh N. Fletcher, B. E. Hesman, R. K. Achterberg, P. G. J. Irwin, G. Bjoraker, N. Gorius, J. Hurley, J. Sinclair, G. S. Orton, J. Legarreta, E. García-Melendo, A. Sánchez-Lavega, P. L. Read, A. A. Simon-Miller, and F. M. Flasar. The origin and evolution of Saturn’s 2011–2012 stratospheric vortex. *Icarus*, 221:560–586, November 2012. ISSN 0019-1035. doi: 10.1016/j.icarus.2012.08.024. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2012Icar..221..560F>. ADS Bibcode: 2012Icar..221..560F.
- Leigh N. Fletcher, P. G. J. Irwin, R. K. Achterberg, G. S. Orton, and F. M. Flasar. Seasonal variability of Saturn’s tropospheric temperatures, winds and para-H<sub>2</sub> from Cassini far-IR spectroscopy. *Icarus*, 264:137–159, January 2016b. ISSN 0019-1035. doi: 10.1016/j.icarus.2015.09.009. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2016Icar..264..137F>. ADS Bibcode: 2016Icar..264..137F.
- Leigh N. Fletcher, Sandrine Guerlet, Glenn S. Orton, Richard G. Cosentino, Thierry Fouchet, Patrick G. J. Irwin, Liming Li, F. Michael Flasar, Nicolas Gorius, and Raúl Morales-Juberías. Disruption of Saturn’s quasi-periodic equatorial oscillation by the great northern storm. *Nat Astron*, 1(11):765–770, November 2017. ISSN 2397-3366. doi: 10.1038/s41550-017-0271-5. URL <http://www.nature.com/articles/s41550-017-0271-5>.
- Daniel Foreman-Mackey, David W. Hogg, Dustin Lang, and Jonathan Goodman. emcee: The MCMC Hammer. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 125(925):306–312, March 2013. ISSN 00046280, 15383873. doi: 10.1086/670067. URL <http://arxiv.org/abs/1202.3665>. arXiv: 1202.3665.
- T. Fouchet, S. Guerlet, D. F. Strobel, A. A. Simon-Miller, B. Bézard, and F. M. Flasar. An equatorial oscillation in Saturn’s middle atmosphere. *nat*, 453:200–202, 2008. doi: 10.1038/nature06912.
- Thierry Fouchet, Thibault Cavalié, Raphael Moreno, Emmanuel Lellouch, Bilal Benmahi, and Sandrine Guerlet. First detection of HCN in Saturn’s atmosphere. *aap*, in prep., in prep.

- A. James Friedson. New Observations and Modelling of a QBO-Like Oscillation in Jupiter's Stratosphere. *Icarus*, 137:34–55, January 1999.
- A. James Friedson, Ah-San Wong, and Yuk L. Yung. Models for Polar Haze Formation in Jupiter's Stratosphere. *Icarus*, 158(2):389–400, August 2002. ISSN 0019-1035. doi: 10.1006/icar.2002.6885. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103502968855>.
- Rolando R. Garcia. The role of equatorial waves in the semiannual oscillation of the middle Atmosphere. *Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series*, 123: 161–176, January 2000. doi: 10.1029/GM123p0161.
- E. García-Melendo and A. Sánchez-Lavega. A Study of the Stability of Jovian Zonal Winds from HST Images: 1995-2000. *Icarus*, 152:316–330, August 2001. ISSN 0019-1035. doi: 10.1006/icar.2001.6646. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2001Icar..152..316G>. ADS Bibcode: 2001Icar..152..316G.
- E. García-Melendo, J. Arregi, J. F. Rojas, R. Hueso, N. Barrado-Izagirre, J. M. Gómez-Forrellad, S. Pérez-Hoyos, J. F. Sanz-Requena, and A. Sánchez-Lavega. Dynamics of Jupiter's equatorial region at cloud top level from Cassini and HST images. *Icarus*, 211:1242–1257, February 2011a. ISSN 0019-1035. doi: 10.1016/j.icarus.2010.11.020. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2011Icar..211.1242G>. ADS Bibcode: 2011Icar..211.1242G.
- E. García-Melendo, S. Pérez-Hoyos, A. Sánchez-Lavega, and R. Hueso. Saturn's zonal wind profile in 2004–2009 from Cassini ISS images and its long-term variability. *Icarus*, 215(1):62–74, September 2011b. ISSN 0019-1035. doi: 10.1016/j.icarus.2011.07.005. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103511002673>.
- J. C. Gérard, B. Bonfond, D. Grodent, A. Radioti, J. T. Clarke, G. R. Gladstone, J. H. Waite, D. Bisikalo, and V. I. Shematovich. Mapping the electron energy in Jupiter's aurora: Hubble spectral observations. *jgr*, 119(11):9072–9088, November 2014. doi: 10.1002/2014JA020514.
- R. S. Giles, T. K. Greathouse, R. G. Cosentino, G. S. Orton, and J. H. Lacy. Vertically-resolved observations of Jupiter's quasi-quadrennial oscillation from 2012 to 2019. *icarus*, 350:113905, November 2020. doi: 10.1016/j.icarus.2020.113905.
- G. Randall Gladstone, Steven C. Persyn, John S. Eterno, Brandon C. Walther, David C. Slater, Michael W. Davis, Maarten H. Versteeg, Kristian B. Persson, Michael K. Young, Gregory J. Dirks, Anthony O. Sawka, Jessica Tumlinson, Henry Sykes, John Beshears, Cherie L. Rhoad, James P. Cravens, Gregory S. Winters, Robert A. Klar, Walter Lockhart, Benjamin M. Piepgrass, Thomas K. Greathouse, Bradley J. Trantham, Philip M. Wilcox, Matthew W. Jackson, Oswald H. W. Siegmund, John V. Vallergera, Rick Raffanti, Adrian Martin, J. C. Gérard, Denis C. Grodent, Bertrand Bonfond, Benoit Marquet, and François Denis. The Ultraviolet Spectrograph on NASA's Juno Mission. *ssr*, 213(1-4):447–473, November 2017. doi: 10.1007/s11214-014-0040-z.
- C. K. Goertz. Proton aurora on Jupiter's nightside. *Geophysical Research Letters*, 7(5):365–368, 1980. ISSN 1944-8007. doi: 10.1029/GL007i005p00365. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/GL007i005p00365>. \_eprint: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/GL007i005p00365>.
- Caitlin A. Griffith, Bruno Bézard, Thomas Greathouse, Emmanuel Lellouch, John Lacy, Douglas Kelly, and Matthew J. Richter. Meridional transport of hcn from sl9 impacts on jupiter. *icarus*, 170(1):58 – 69, 2004. ISSN 0019-1035. doi: <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2004.02.006>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103504000673>.

- Denis Grodent, J. Hunter Waite, and Jean-Claude Gérard. A self-consistent model of the Jovian auroral thermal structure. *J. Geophys. Res.*, 106(A7):12933–12952, July 2001. ISSN 01480227. doi: 10.1029/2000JA900129. URL <http://doi.wiley.com/10.1029/2000JA900129>.
- G. Gronoff, J. Lilensten, C. Simon, O. Witasse, R. Thissen, O. Dutuit, and C. Alcaraz. Modelling dications in the diurnal ionosphere of Venus. *A&A*, 465(2):641–645, April 2007. ISSN 0004-6361, 1432-0746. doi: 10.1051/0004-6361:20065991. URL <https://www.aanda.org/articles/aa/abs/2007/14/aa5991-06/aa5991-06.html>. Number: 2 Publisher: EDP Sciences.
- G. Gronoff, J. Lilensten, C. Simon, M. Barthélemy, F. Leblanc, and O. Dutuit. Modelling the Venusian airglow. *A&A*, 482(3):1015–1029, May 2008. ISSN 0004-6361, 1432-0746. doi: 10.1051/0004-6361:20077503. URL <https://www.aanda.org/articles/aa/abs/2008/18/aa7503-07/aa7503-07.html>. Number: 3 Publisher: EDP Sciences.
- G. Gronoff, J. Lilensten, L. Desorgher, and E. Flückiger. Ionization processes in the atmosphere of Titan. I. Ionization in the whole atmosphere. *Astronomy and Astrophysics, Volume 506, Issue 2, 2009*, pp.955-964, 506(2):955, November 2009a. ISSN 0004-6361. doi: 10.1051/0004-6361/200912371. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2009A%26A...506..955G/abstract>.
- G. Gronoff, J. Lilensten, and R. Modolo. Ionization processes in the atmosphere of Titan. II. Electron precipitation along magnetic field lines. *Astronomy and Astrophysics, Volume 506, Issue 2, 2009*, pp.965-970, 506(2):965, November 2009b. ISSN 0004-6361. doi: 10.1051/0004-6361/200912125. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2009A%26A...506..965G/abstract>.
- G. Gronoff, C. Mertens, J. Lilensten, L. Desorgher, E. Flückiger, and P. Velinov. Ionization processes in the atmosphere of Titan. III. Ionization by high-Z nuclei cosmic rays. *Astronomy and Astrophysics*, 529:A143, May 2011. ISSN 0004-6361. doi: 10.1051/0004-6361/201015675. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2011A&A...529A.143G/abstract>.
- Guillaume Gronoff. *Étude des effets des entrées énergétiques dans les atmosphères de Vénus, Mars et Titan*. PhD thesis, 2009. URL <http://www.theses.fr/2009GRE10093>. Thèse de doctorat dirigée par Lilensten, Jean Astrophysique et milieux dilués Grenoble 1 2009.
- S. Guerlet, T. Fouchet, B. Bézard, F. M. Flasar, and A. A. Simon-Miller. Evolution of the equatorial oscillation in Saturn’s stratosphere between 2005 and 2010 from Cassini/CIRS limb data analysis. *grl*, 38(9):L09201, May 2011. doi: 10.1029/2011GL047192.
- S. Guerlet, T. Fouchet, A. Spiga, F. M. Flasar, L. N. Fletcher, B. E. Hesman, and N. Gorius. Equatorial Oscillation and Planetary Wave Activity in Saturn’s Stratosphere Through the Cassini Epoch. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 123:246–261, January 2018. ISSN 0148-0227. doi: 10.1002/2017JE005419. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/2018JGRE...123..246G>.
- Sandrine Guerlet, Aymeric Spiga, Hugues Delattre, and Thierry Fouchet. Radiative-equilibrium model of Jupiter’s atmosphere and application to estimating stratospheric circulations. *Icarus*, 351:113935, November 2020.
- J. C. Gérard, D. Grodent, A. Radioti, B. Bonfond, and J. T. Clarke. Hubble observations of Jupiter’s north-south conjugate ultraviolet aurora. *Icarus*, 226:1559–1567, November 2013. ISSN 0019-1035. doi: 10.1016/j.icarus.2013.08.017. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2013Icar...226.1559G>. ADS Bibcode: 2013Icar..226.1559G.

- J.-Cl. Gérard and V. Singh. A model of energy deposition of energetic electrons and EUV emission in the Jovian and Saturnian atmospheres and implications. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 87(A6):4525–4532, 1982. ISSN 2156-2202. doi: 10.1029/JA087iA06p04525. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/JA087iA06p04525>. \_eprint: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/JA087iA06p04525>.
- H. B. Hammel, K. Rages, G. W. Lockwood, E. Karkoschka, and I. de Pater. New Measurements of the Winds of Uranus. *Icarus*, 153:229–235, October 2001. ISSN 0019-1035. doi: 10.1006/icar.2001.6689. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2001Icar..153..229H>. ADS Bibcode: 2001Icar..153..229H.
- H. B. Hammel, I. de Pater, S. G. Gibbard, G. W. Lockwood, and K. Rages. New cloud activity on Uranus in 2004: First detection of a southern feature at 2.2  $\mu\text{m}$ . *Icarus*, 175:284–288, May 2005. ISSN 0019-1035. doi: 10.1016/j.icarus.2004.11.016. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2005Icar..175..284H>. ADS Bibcode: 2005Icar..175..284H.
- C. J. Hansen, M. A. Caplinger, A. Ingersoll, M. A. Ravine, E. Jensen, S. Bolton, and G. Orton. Junocam: Juno’s Outreach Camera. *Space Sci Rev*, 213(1):475–506, November 2017. ISSN 1572-9672. doi: 10.1007/s11214-014-0079-x. URL <https://doi.org/10.1007/s11214-014-0079-x>.
- W.K. Hastings. Monte Carlo Sampling Methods Using Markov Chains and Their Applications. *Biometrika*, pages p. 97–109, 1970.
- V. Hue, F. Hersant, T. Cavalié, M. Dobrijevic, and J. A. Sinclair. Photochemistry, mixing and transport in Jupiter’s stratosphere constrained by Cassini. *icarus*, 307:106–123, 2018a. doi: 10.1016/j.icarus.2018.02.018.
- V. Hue, F. Hersant, T. Cavalié, M. Dobrijevic, and J. A. Sinclair. Photochemistry, mixing and transport in Jupiter’s stratosphere constrained by Cassini. *Icarus*, 307:106–123, 2018b. doi: 10.1016/j.icarus.2018.02.018.
- R. Hueso, I. de Pater, A. Simon, A. Sánchez-Lavega, M. Delcroix, M. H. Wong, J. W. Tollefson, C. Baranec, K. de Kleer, S. H. Luszcz-Cook, G. S. Orton, H. B. Hammel, J. M. Gómez-Forrellad, I. Ordonez-Etxeberria, L. Sromovsky, P. Fry, F. Colas, J. F. Rojas, S. Pérez-Hoyos, P. Gorczynski, J. Guarro, W. Kivits, P. Miles, D. Millika, P. Nicholas, J. Sussenbach, A. Wesley, K. Sayanagi, S. M. Ammons, E. L. Gates, D. Gavel, E. Victor Garcia, N. M. Law, I. Mendikoa, and R. Riddle. Neptune long-lived atmospheric features in 2013-2015 from small (28-cm) to large (10-m) telescopes. *Icarus*, 295:89–109, October 2017. ISSN 0019-1035. doi: 10.1016/j.icarus.2017.06.009. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2017Icar..295...89H>. ADS Bibcode: 2017Icar..295...89H.
- A. P. Ingersoll. Order from Chaos: the Atmospheres of Jupiter and Saturn. *Planetary Report*, 4: 8–11, January 1984. ISSN 0736-3680. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1984PIR.....4c...8I>. ADS Bibcode: 1984PIR.....4c...8I.
- A. P. Ingersoll, R. F. Beebe, S. A. Collins, G. E. Hunt, J. L. Mitchell, P. Muller, B. A. Smith, and R. J. Terrile. Zonal velocity and texture in the jovian atmosphere inferred from Voyager images. *nat*, 280(5725):773–775, August 1979. doi: 10.1038/280773a0.
- Rosie E. Johnson, Tom S. Stallard, Henrik Melin, Jonathan D. Nichols, and Stan W. H. Cowley. Jupiter’s polar ionospheric flows: High resolution mapping of spectral intensity and line-of-sight velocity of  $\text{H}_3^+$  ions. *jgr*, 122(7):7599–7618, July 2017. doi: 10.1002/2017JA024176.

- Erich Karkoschka. Clouds of High Contrast on Uranus. *Science*, 280:570, April 1998. ISSN 0036-8075. doi: 10.1126/science.280.5363.570. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1998Sci...280..570K>. ADS Bibcode: 1998Sci...280..570K.
- Erich Karkoschka. Uranus' southern circulation revealed by Voyager 2: Unique characteristics. *Icarus*, 250:294–307, April 2015. ISSN 0019-1035. doi: 10.1016/j.icarus.2014.12.003. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2015Icar..250..294K>. ADS Bibcode: 2015Icar..250..294K.
- Yohai Kaspi, Eli Galanti, Adam P. Showman, David J. Stevenson, Tristan Guillot, Luciano Iess, and Scott J. Bolton. Comparison of the Deep Atmospheric Dynamics of Jupiter and Saturn in Light of the Juno and Cassini Gravity Measurements. *Space Sci Rev*, 216(5):84, June 2020. ISSN 1572-9672. doi: 10.1007/s11214-020-00705-7. URL <https://doi.org/10.1007/s11214-020-00705-7>.
- Y. H. Kim, J. L. Fox, and H. S. Porter. Densities and vibrational distribution of H<sub>3</sub><sup>+</sup> in the Jovian auroral ionosphere. *Journal of Geophysical Research: Planets*, 97(E4):6093–6101, 1992. ISSN 2156-2202. doi: 10.1029/92JE00454. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/92JE00454>. \_eprint: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/92JE00454>.
- V. G. Kunde, F. M. Flasar, D. E. Jennings, B. Bézard, D. F. Strobel, B. J. Conrath, C. A. Nixon, G. L. Bjoraker, P. N. Romani, R. K. Achterberg, A. A. Simon-Miller, P. Irwin, J. C. Brasunas, J. C. Pearl, M. D. Smith, G. S. Orton, P. J. Gierasch, L. J. Spilker, R. C. Carlson, A. A. Mamoutkine, S. B. Calcutt, P. L. Read, F. W. Taylor, T. Fouchet, P. Parrish, A. Barucci, R. Courtin, A. Coustenis, D. Gautier, E. Lellouch, A. Marten, R. Prangé, Y. Biraud, C. Ferrari, T. C. Owen, M. M. Abbas, R. E. Samuelson, F. Raulin, P. Ade, C. J. Césarsky, K. U. Grossman, and A. Coradini. Jupiter's Atmospheric Composition from the Cassini Thermal Infrared Spectroscopy Experiment. *Science*, 305(5690):1582–1587, September 2004. doi: 10.1126/science.1100240.
- Takeshi Kuroda, Alexander S. Medvedev, Paul Hartogh, and Masaaki Takahashi. Semiannual oscillations in the atmosphere of Mars. *grl*, 35(23):L23202, December 2008. doi: 10.1029/2008GL036061.
- J. H. Lacy, M. J. Richter, T. K. Greathouse, D. T. Jaffe, and Q. Zhu. TEXES: A Sensitive High-Resolution Grating Spectrograph for the Mid-Infrared. *pasp*, 114:153–168, February 2002.
- L. Lamy, R. Prangé, C. Tao, T. Kim, S. V. Badman, P. Zarka, B. Cecconi, W. S. Kurth, W. Pryor, E. Bunce, and A. Radioti. Saturn's Northern Aurorae at Solstice From HST Observations Coordinated With Cassini's Grand Finale. *Geophysical Research Letters*, 45(18):9353–9362, 2018. ISSN 1944-8007. doi: 10.1029/2018GL078211. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2018GL078211>. \_eprint: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/2018GL078211>.
- E. Lellouch, G. Paubert, R. Moreno, M. C. Festou, B. Bézard, D. Bockelee-Morvan, P. Colom, J. Crovisier, T. Encrenaz, D. Gautier, A. Marten, D. Despois, D. F. Strobel, and A. Sievers. Chemical and Thermal Response of Jupiter's Atmosphere Following the Impact of Comet Shoemaker-Levy-9. *nat*, 373:592–595, 1995. doi: 10.1038/373592a0.
- E. Lellouch, B. Bézard, J. I. Moses, G. R. Davis, P. Drossart, H. Feuchtgruber, E. A. Bergin, R. Moreno, and T. Encrenaz. The Origin of Water Vapor and Carbon Dioxide in Jupiter's Stratosphere. *icarus*, 159:112–131, 2002. doi: 10.1006/icar.2002.6929.
- E. Lellouch, B. Bézard, D. F. Strobel, G. L. Bjoraker, F. M. Flasar, and P. N. Romani. On the HCN and CO<sub>2</sub> abundance and distribution in Jupiter's stratosphere. *icarus*, 184:478–497, 2006. doi: 10.1016/j.icarus.2006.05.018.

- E. Lellouch, G. Paubert, R. Moreno, and A. Moullet. Monitoring Venus' mesospheric winds in support of Venus Express: IRAM 30-m and APEX observations. *Planetary and Space Science, Volume 56, Issue 10, p. 1355-1367.*, 56(10):1355, August 2008. ISSN 0032-0633. doi: 10.1016/j.pss.2008.06.010. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2008P%26SS...56.1355L/abstract>.
- E. Lellouch, M. A. Gurwell, R. Moreno, S. Vinatier, D. F. Strobel, A. Moullet, B. Butler, L. Lara, T. Hidayat, and E. Villard. An intense thermospheric jet on Titan. *Nature Astronomy*, 3:614–619, April 2019. doi: 10.1038/s41550-019-0749-4.
- Emmanuel Lellouch, Jeffrey J. Goldstein, Stephen W. Bougher, Gabriel Paubert, and Jan Rosenqvist. First Absolute Wind Measurements in the Middle Atmosphere of Mars. *apj*, 383:401, December 1991. doi: 10.1086/170797.
- Emmanuel Lellouch, Jeffrey J. Goldstein, Jan Rosenqvist, Stephen W. Bougher, and Gabriel Paubert. Global Circulation, Thermal Structure, and Carbon Monoxide Distribution in Venus' Mesosphere in 1991. *Icarus*, 110:315–339, August 1994. ISSN 0019-1035. doi: 10.1006/icar.1994.1125. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1994Icar...110..315L>. ADS Bibcode: 1994Icar..110..315L.
- Conway B. Leovy, A. J. Friedson, and Glenn S. Orton. The quasiquadrennial oscillation of Jupiter's equatorial stratosphere. *Nature*, 354:380–382, December 1991. ISSN 0028-0836. doi: 10.1038/354380a0. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1991Natur.354...380L>.
- X. Li and P. L. Read. A mechanistic model of the quasi-quadrennial oscillation in Jupiter's stratosphere. *planss*, 48(7-8):637–669, June 2000. doi: 10.1016/S0032-0633(00)00033-7.
- J. Lilensten and P. L. Blelly. The TEC and F2 parameters as tracers of the ionosphere and thermosphere. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 64(7):775–793, May 2002. ISSN 1364-6826. doi: 10.1016/S1364-6826(02)00079-2. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1364682602000792>.
- J. Lilensten, W. Kofman, J. Wisenberg, E. S. Oran, and C. R. DeVore. Ionization efficiency due to primary and secondary photoelectrons - A numerical model. *Annales Geophysicae*, 7: 83–90, February 1989. ISSN 0980-8752/0992-76891432-0576 Annales Geophysicae. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1989AnGeo...7...83L>. ADS Bibcode: 1989AnGeo...7...83L.
- J. Lilensten, O. Witasse, C. Simon, H. Soldi-Lose, O. Dutuit, R. Thissen, and C. Alcaraz. Prediction of a N<sub>2</sub><sup>++</sup> layer in the upper atmosphere of Titan. *Geophysical Research Letters*, 32(3), 2005a. ISSN 1944-8007. doi: 10.1029/2004GL021432. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2004GL021432>. \_eprint: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/2004GL021432>.
- Jean Lilensten, Cyril Simon, Olivier Witasse, Odile Dutuit, Roland Thissen, and Christian Alcaraz. A fast computation of the diurnal secondary ion production in the ionosphere of Titan. *Icarus*, 174(1):285–288, March 2005b. ISSN 0019-1035. doi: 10.1016/j.icarus.2004.12.002. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103504004282>.
- Sanjay S. Limaye and Lawrence A. Sromovsky. Winds of Neptune: Voyager observations of cloud motions. *Journal of Geophysical Research*, 96:18941–18960, October 1991. ISSN 0148-0227. doi: 10.1029/91JA01701. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1991JGR....9618941L>. ADS Bibcode: 1991JGR....9618941L.
- Richard S. Lindzen and James R. Holton. A Theory of the Quasi-Biennial Oscillation. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 25:1095–1107, November 1968.

- J. C. Loison, M. Dobrijevic, K. M. Hickson, and A. N. Heays. The photochemical fractionation of oxygen isotopologues in Titan's atmosphere. *icarus*, 291:17–30, July 2017. doi: 10.1016/j.icarus.2017.02.032.
- D. Lummerzheim and J. Lilensten. Electron transport and energy degradation in the ionosphere: Evaluation of the numerical solution, comparison with laboratory experiments and auroral observations. *Annales Geophysicae*, 12:1039–1051, November 1994. ISSN 0992-7689. doi: 10.1007/s00585-994-1039-7. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1994AnGeo...12.1039L>.
- T. Majeed, S. W. Bougher, A. J. Ridley, J. H. Waite, G. R. Gladstone, and J. M. Bell. Global response of the upper thermospheric winds to large ion drifts in the Jovian ovals. *jgr*, 121(5): 4647–4667, May 2016. doi: 10.1002/2015JA021328.
- Philip S. Marcus, Joshua Tollefson, Michael H. Wong, and Imke de Pater. An equatorial thermal wind equation: Applications to Jupiter. *icarus*, 324:198–223, May 2019. doi: 10.1016/j.icarus.2018.09.037.
- Shuleen Chau Martin, Imke de Pater, and Philip Marcus. Neptune's zonal winds from near-IR Keck adaptive optics imaging in August 2001. *Astrophysics and Space Science*, 337(1):65–78, January 2012. ISSN 0004-640X. doi: 10.1007/s10509-011-0847-y. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2012Ap&SS.337...65M/abstract>.
- H. Menager, M. Barthélemy, and J. Lilensten. H Lyman  $\alpha$  line in Jovian aurorae: electron transport and radiative transfer coupled modelling. *Astronomy and Astrophysics*, 509:A56, January 2010. ISSN 0004-6361. doi: 10.1051/0004-6361/200912952. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2010A&A...509A..56M/abstract>.
- Hélène Menager. *Modélisation des émissions aurorales de Jupiter dans l'ultraviolet. Modélisation de l'émission Lyman  $\alpha$  de Jupiter chauds*. PhD thesis, 2011. URL <http://www.theses.fr/2011GRENY026>. Thèse de doctorat dirigée par Lilenstein, Jean Astrophysique et milieux dilués Grenoble 2011.
- Nicholas Metropolis and S. Ulam. The Monte Carlo Method. *Journal of the American Statistical Association*, 44(247):335–341, September 1949. ISSN 0162-1459. doi: 10.1080/01621459.1949.10483310. URL <https://www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/01621459.1949.10483310>. Publisher: Taylor & Francis \_eprint: <https://www.tandfonline.com/doi/pdf/10.1080/01621459.1949.10483310>.
- Steve Miller, Tom Stallard, Chris Smith, George Millward, Henrik Melin, Makenzie Lystrup, and Alan Aylward. : the driver of giant planet atmospheres. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 364(1848):3121–3137, November 2006. doi: 10.1098/rsta.2006.1877. URL <https://royalsocietypublishing.org/doi/10.1098/rsta.2006.1877>. Publisher: Royal Society.
- Edward Molter, Imke de Pater, Statia Luszcz-Cook, Ricardo Hueso, Joshua Tollefson, Carlos Alvarez, Agustín Sánchez-Lavega, Michael H. Wong, Andrew I. Hsu, Lawrence A. Sromovsky, Patrick M. Fry, Marc Delcroix, Randy Campbell, Katherine de Kleer, Elinor Gates, Paul David Lynam, S. Mark Ammons, Brandon Park Coy, Gaspard Duchene, Erica J. Gonzales, Lea Hirsch, Eugene A. Magnier, Sam Ragland, R. Michael Rich, and Feige Wang. Analysis of Neptune's 2017 bright equatorial storm. *Icarus*, 321:324–345, March 2019. ISSN 0019-1035. doi: 10.1016/j.icarus.2018.11.018. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2019Icar...321..324M>. ADS Bibcode: 2019Icar..321..324M.

- R. Moreno, A. Marten, H. E. Matthews, and Y. Biraud. Long-term evolution of CO, CS and HCN in Jupiter after the impacts of comet Shoemaker-Levy 9. *planss*, 51:591–611, 2003.
- R. Moreno, E. Lellouch, F. Forget, T. Encrenaz, S. Guilloteau, and E. Millour. Wind measurements in Mars’ middle atmosphere: IRAM Plateau de Bure interferometric CO observations. *Icarus*, 201(2):549–563, June 2009. ISSN 0019-1035. doi: 10.1016/j.icarus.2009.01.027. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S001910350900061X>.
- Raphael Moreno and A. Marten. Mass Losses Of Co, Cs And Hcn On Jupiter/sl9. In *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts #38*, AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts, page 11.13, September 2006.
- J. I. Moses, T. Fouchet, B. Bézard, G. R. Gladstone, E. Lellouch, and H. Feuchtgruber. Photochemistry and diffusion in Jupiter’s stratosphere: Constraints from ISO observations and comparisons with other giant planets. *jgr*, 110:E08001, 2005a. doi: 10.1029/2005JE002411.
- J. I. Moses, T. Fouchet, B. Bézard, G. R. Gladstone, E. Lellouch, and H. Feuchtgruber. Photochemistry and diffusion in Jupiter’s stratosphere: Constraints from ISO observations and comparisons with other giant planets. *jgr*, 110:E08001, 2005b. doi: 10.1029/2005JE002411.
- Julianne I. Moses. SL9 impact chemistry: Long-term photochemical evolution. In Keith S. Noll, Harold A. Weaver, and Paul D. Feldman, editors, *IAU Colloq. 156: The Collision of Comet Shoemaker-Levy 9 and Jupiter*, page 243, Jan 1996.
- D. Muders, F. Wyrowski, J. Lightfoot, S. Williams, T. Nakazato, G. Kosugi, L. Davis, and J. Kern. The ALMA Pipeline. In N. Manset and P. Forshay, editors, *Astronomical Data Analysis Software and Systems XXIII*, volume 485 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 383, May 2014.
- Norman F. Ness, Mario H. Acuña, Ronald P. Lepping, John E. P. Connerney, Kenneth W. Behannon, Leonard F. Burlaga, and Fritz M. Neubauer. Magnetic Field Studies by Voyager 1: Preliminary Results at Saturn. *Science*, 212(4491):211–217, April 1981. doi: 10.1126/science.212.4491.211. URL <https://www.science.org/doi/10.1126/science.212.4491.211>. Publisher: American Association for the Advancement of Science.
- P. A. Newman, L. Coy, S. Pawson, and L. R. Lait. The anomalous change in the QBO in 2015–2016. *Geophysical Research Letters*, 43(16):8791–8797, 2016. ISSN 1944-8007. doi: 10.1002/2016GL070373. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/2016GL070373>. [\\_eprint: https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/2016GL070373](https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/2016GL070373).
- William P. Nicholson, Guillaume Gronoff, Jean Lilensten, Alan D. Aylward, and Cyril Simon. A fast computation of the secondary ion production in the ionosphere of Mars. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 400(1):369–382, November 2009. ISSN 0035-8711. doi: 10.1111/j.1365-2966.2009.15463.x. URL <https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2009.15463.x>.
- C. A. Nixon, R. K. Achterberg, B. J. Conrath, P. G. J. Irwin, N. A. Teanby, T. Fouchet, P. D. Parrish, P. N. Romani, M. Abbas, A. LeClair, D. Strobel, A. A. Simon-Miller, D. J. Jennings, F. M. Flasar, and V. G. Kunde. Meridional variations of C<sub>2</sub>H<sub>2</sub> and C<sub>2</sub>H<sub>6</sub> in Jupiter’s atmosphere from Cassini CIRS infrared spectra. *icarus*, 188(1):47–71, May 2007. doi: 10.1016/j.icarus.2006.11.016.
- G. S. Orton, A. J. Friedson, J. Caldwell, H. B. Hammel, K. H. Baines, J. T. Bergstralh, T. Z. Martin, M. E. Malcom, R. A. West, W. F. Golisch, D. M. Griep, C. D. Kaminski, A. T. Tokunaga,

- R. Baron, and M. Shure. Thermal maps of Jupiter - Spatial organization and time dependence of stratospheric temperatures, 1980 to 1990. *Science*, 252:537–542, April 1991. ISSN 0036-8075. doi: 10.1126/science.252.5005.537. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1991Sci...252..5370>.
- Glenn S. Orton, Padma A. Yanamandra-Fisher, Brendan M. Fisher, A. James Friedson, Paul D. Parrish, Jesse F. Nelson, Amber Swenson Bauermeister, Leigh Fletcher, Daniel Y. Gezari, Frank Varosi, Alan T. Tokunaga, John Caldwell, Kevin H. Baines, Joseph L. Hora, Michael E. Ressler, Takuya Fujiyoshi, Tetsuharu Fuse, Hagop Hagopian, Terry Z. Martin, Jay T. Bergstralh, Carly Howett, William F. Hoffmann, Lynne K. Deutsch, Jeffrey E. van Cleve, Eldar Noe, Joseph D. Adams, Marc Kassis, and Eric Tollestrup. Semi-annual oscillations in Saturn’s low-latitude stratospheric temperatures. *Nature*, 453:196–199, May 2008. ISSN 0028-0836. doi: 10.1038/nature06897. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2008Natur.453..1960>. ADS Bibcode: 2008Natur.453..196O.
- Glenn S. Orton, Candice Hansen, Michael Caplinger, Michael Ravine, Sushil Atreya, Andrew P. Ingersoll, Elsa Jensen, Thomas Momary, Leslie Lipkaman, Daniel Krysak, Robert Zimdar, and Scott Bolton. The first close-up images of Jupiter’s polar regions: Results from the Juno mission JunoCam instrument. *Geophysical Research Letters*, 44:4599–4606, May 2017. ISSN 0094-8276. doi: 10.1002/2016GL072443. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2017GeoRL..44.45990>. ADS Bibcode: 2017GeoRL..44.4599O.
- J. Peralta, Y. J. Lee, R. Hueso, R. T. Clancy, B. J. Sandor, A. Sánchez-Lavega, E. Lellouch, M. Rengel, P. Machado, M. Omino, A. Piccialli, T. Imamura, T. Horinouchi, S. Murakami, K. Ogohara, D. Luz, and D. Peach. Venus’s winds and temperatures during the MESSENGER’s flyby: An approximation to a three-dimensional instantaneous state of the atmosphere. *Geophysical Research Letters*, 44(8):3907–3915, 2017. ISSN 1944-8007. doi: 10.1002/2017GL072900. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/2017GL072900>. \_eprint: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/2017GL072900>.
- Zoé Perrin, Nathalie Carrasco, Audrey Chatain, Lora Jovanovic, Ludovic Vettier, Nathalie Ruscassier, and Guy Cernogora. An atmospheric origin for hcn-derived polymers on titan. *Processes*, 9(6), 2021. ISSN 2227-9717. doi: 10.3390/pr9060965. URL <https://www.mdpi.com/2227-9717/9/6/965>.
- J. J. Perry, Y. H. Kim, J. L. Fox, and H. S. Porter. Chemistry of the Jovian auroral ionosphere. *Journal of Geophysical Research: Planets*, 104(E7):16541–16565, 1999. ISSN 2156-2202. doi: 10.1029/1999JE900022. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/1999JE900022>. \_eprint: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/1999JE900022>.
- A. Piccialli, D. Titov, H. Svedhem, and W. J. Markiewicz. Characterization of gravity waves at Venus cloud top from the Venus Monitoring Camera images. page 7874, April 2012. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2012EGUGA..14.7874P>. Conference Name: EGU General Assembly Conference Abstracts ADS Bibcode: 2012EGUGA..14.7874P.
- C. C. Porco, E. Baker, J. Barbara, K. Beurle, A. Brahic, J. A. Burns, S. Charnoz, N. Cooper, D. D. Dawson, A. D. Del Genio, T. Denk, L. Dones, U. Dyudina, M. W. Evans, B. Giese, K. Grazier, P. Helfenstein, A. P. Ingersoll, R. A. Jacobson, T. V. Johnson, A. McEwen, C. D. Murray, G. Neukum, W. M. Owen, J. Perry, T. Roatsch, J. Spitale, S. Squyres, P. Thomas, M. Tiscareno, E. Turtle, A. R. Vasavada, J. Veverka, R. Wagner, and R. West. Cassini Imaging Science: Initial Results on Saturn’s Atmosphere. *Science*, 307:1243–1247, February 2005. ISSN 0036-8075. doi: 10.1126/science.1107691. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2005Sci...307.1243P>. ADS Bibcode: 2005Sci...307.1243P.

- Carolyn C. Porco, Robert A. West, Alfred McEwen, Anthony D. Del Genio, Andrew P. Ingersoll, Peter Thomas, Steve Squyres, Luke Dones, Carl D. Murray, Torrence V. Johnson, Joseph A. Burns, Andre Brahic, Gerhard Neukum, Joseph Veverka, John M. Barbara, Tilmann Denk, Michael Evans, Joseph J. Ferrier, Paul Geissler, Paul Helfenstein, Thomas Roatsch, Henry Throop, Matthew Tiscareno, and Ashwin R. Vasavada. Cassini Imaging of Jupiter's Atmosphere, Satellites, and Rings. *Science*, 299:1541–1547, March 2003. ISSN 0036-8075. doi: 10.1126/science.1079462. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2003Sci...299.1541P>. ADS Bibcode: 2003Sci...299.1541P.
- Carolyn C. Porco, Robert A. West, Steven Squyres, Alfred Mcewen, Peter Thomas, Carl D. Murray, Anthony Delgenio, Andrew P. Ingersoll, Torrence V. Johnson, Gerhard Neukum, Joseph Veverka, Luke Dones, Andre Brahic, Joseph A. Burns, Vance Haemmerle, Benjamin Knowles, Douglas Dawson, Thomas Roatsch, Kevin Beurle, and William Owen. Cassini Imaging Science: Instrument Characteristics And Anticipated Scientific Investigations At Saturn. *Space Sci Rev*, 115(1-4): 363–497, November 2004. ISSN 0038-6308, 1572-9672. doi: 10.1007/s11214-004-1456-7. URL <http://link.springer.com/10.1007/s11214-004-1456-7>.
- P. L. Read, T. E. Dowling, and G. Schubert. Saturn's rotation period from its atmospheric planetary-wave configuration. *Nature*, 460(7255):608–610, July 2009. ISSN 1476-4687. doi: 10.1038/nature08194. URL <https://www.nature.com/articles/nature08194>. Number: 7255 Publisher: Nature Publishing Group.
- R. J. Reed, W. J. Campbell, L. A. Rasmussen, and D. G. Rogers. Evidence of downward propagating annual wind reversal in the equatorial stratosphere. *Journal of Geophysical Research*, 66:813–818, March 1961. ISSN 0148-0227. doi: 10.1029/JZ066i003p00813. URL <http://adsabs.harvard.edu/abs/1961JGR...66..813R>.
- Richard J. Reed. The Quasi-Biennial Oscillation of the Atmosphere Between 30 and 50 km Over Ascension Island. *Journal of Atmospheric Sciences*, 22(3):331–332, May 1965. doi: 10.1175/1520-0469(1965)022<textless{0331:TQBOOT<textgreater{2.0.CO;2
- Daniel Rego, Renée Prangé, and Jean-Claude Gérard. Auroral Lyman  $\alpha$  and H<sub>2</sub> bands from the giant planets: 1. Excitation by proton precipitation in the Jovian atmosphere. *Journal of Geophysical Research: Planets*, 99(E8):17075–17094, 1994. ISSN 2156-2202. doi: 10.1029/93JE03432. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/93JE03432>. \_eprint: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/93JE03432>.
- Daniel Rego, Nicholas Achilleos, Tom Stallard, Steve Miller, Renée Prangé, Michele Dougherty, and Robert D. Joseph. Supersonic winds in Jupiter's aurorae. *nat*, 399(6732):121–124, May 1999. doi: 10.1038/20121.
- J. H. Rogers, G. Eichstädt, C. J. Hansen, G. S. Orton, T. Momary, A. Casely, G. Adamoli, M. Jacquesson, R. Bullen, D. Peach, T. Olivetti, S. Brueshaber, M. Ravine, and S. Bolton. Flow patterns of Jupiter's south polar region. *Icarus*, 372:114742, January 2022. ISSN 0019-1035. doi: 10.1016/j.icarus.2021.114742. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S001910352100395X>.
- C. T. Russell, Z. J. Yu, and M. G. Kivelson. The rotation period of Jupiter. *Geophysical Research Letters*, 28:1911–1912, January 2001. ISSN 0094-8276. doi: 10.1029/2001GL012917. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2001GeoRL..28.1911R>. ADS Bibcode: 2001GeoRL..28.1911R.
- A Sanchez-Lavega, Josep M G, Jose Félix R, Juan Ramón Acarreta, Jean Lecacheux, François Colas, Ricardo Hueso, and Jesús Arregui. Long-Term Evolution of Comet SL-9 Impact Features: July

- 1994–September 1996. *Icarus*, 131(2):341–357, February 1998. ISSN 0019-1035. doi: 10.1006/icar.1997.5871. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103597958711>.
- A. Sanchez-Lavega, J. F. Rojas, and P. V. Sada. Saturn’s Zonal Winds at Cloud Level. *Icarus*, 147(2):405–420, October 2000. ISSN 0019-1035. doi: 10.1006/icar.2000.6449. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103500964492>.
- R. J. Sault, Yolande Leblanc, and George A. Dulk. Localized brightenings in Jupiter’s Radiation belts resulting from Comet SL9 impacts. *grl*, 24(19):2395–2398, Jan 1997. doi: 10.1029/97GL52452.
- R. J. Sault, Yolande Leblanc, and George A. Dulk. Localized brightenings in Jupiter’s Radiation belts resulting from Comet SL9 impacts. *Geophysical Research Letters*, 24:2395–2398, January 1997. ISSN 0094-8276. doi: 10.1029/97GL52452. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1997GeoRL..24.2395S>. ADS Bibcode: 1997GeoRL..24.2395S.
- R. Schulz, Th. Encrenaz, J. A. Stüwe, and G. Wiedemann. Near-ir emissions in the upper jovian atmosphere after sl-9 impact: Indications of possible northern counterparts. *Geophysical Research Letters*, 22(17):2421–2424, 1995a. doi: 10.1029/95GL02286. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/95GL02286>.
- R. Schulz, Th. Encrenaz, J. A. Stüwe, and G. Wiedemann. Near-IR emissions in the upper Jovian atmosphere after SL-9 impact: Indications of possible northern counterparts. *Geophysical Research Letters*, 22(17):2421–2424, 1995b. ISSN 1944-8007. doi: 10.1029/95GL02286. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/95GL02286>. `_eprint:` <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/95GL02286>.
- Robert W. Schunk and Paul B. Hays. Photoelectron energy losses to thermal electrons. *Planetary and Space Science*, 19(1):113–117, January 1971. ISSN 0032-0633. doi: 10.1016/0032-0633(71)90071-7. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0032063371900717>.
- Robert W. Schunk, Paul B. Hays, and Itikawa Yukikazu. Energy losses of low-energy photoelectrons to thermal electrons. *Planetary and Space Science*, 19(1):125–126, January 1971. ISSN 0032-0633. doi: 10.1016/0032-0633(71)90073-0. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0032063371900730>.
- Adam P. Showman, Andrew P. Ingersoll, Richard Achterberg, and Yohai Kaspi. The Global Atmospheric Circulation of Saturn. In Kevin H. Baines, F. Michael Flasar, Norbert Krupp, and Tom Stallard, editors, *Saturn in the 21st Century*, pages 295–336. 2018. doi: 10.1017/9781316227220.011.
- C. Simon, O. Witasse, F. Leblanc, G. Gronoff, and J. L. Bertaux. Dayglow on Mars: Kinetic modelling with SPICAM UV limb data. *Planetary and Space Science*, 57(8):1008–1021, July 2009. ISSN 0032-0633. doi: 10.1016/j.pss.2008.08.012. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0032063308002493>.
- Amy A. Simon-Miller, Barney J. Conrath, Peter J. Gierasch, Glenn S. Orton, Richard K. Achterberg, F. Michael Flasar, and Brendan M. Fisher. Jupiter’s atmospheric temperatures: From Voyager IRIS to Cassini CIRS. *Icarus*, 180:98–112, January 2006.
- J. A. Sinclair, G. S. Orton, T. K. Greathouse, L. N. Fletcher, J. I. Moses, V. Hue, and P. G. J. Irwin. Jupiter’s auroral-related stratospheric heating and chemistry I: Analysis of Voyager-IRIS and Cassini-CIRS spectra. *Icarus*, 292:182–207, August 2017. ISSN 0019-1035. doi: 10.1016/j.icarus.2016.12.033. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2017Icar..292..182S>. ADS Bibcode: 2017Icar..292..182S.

- J. A. Sinclair, G. S. Orton, T. K. Greathouse, L. N. Fletcher, C. Tao, G. R. Gladstone, A. Adriani, W. Dunn, J. I. Moses, V. Hue, P. G. J. Irwin, H. Melin, and R. S. Giles. Independent evolution of stratospheric temperatures in Jupiter's northern and southern auroral regions from 2014 to 2016. *grl*, 44(11):5345–5354, June 2017. doi: 10.1002/2017GL073529.
- J. A. Sinclair, G. S. Orton, T. K. Greathouse, L. N. Fletcher, J. I. Moses, V. Hue, and P. G. J. Irwin. Jupiter's auroral-related stratospheric heating and chemistry II: Analysis of IRTF-TEXES spectra measured in December 2014. *icarus*, 300:305–326, January 2018. doi: 10.1016/j.icarus.2017.09.016.
- J. A. Sinclair, G. S. Orton, T. K. Greathouse, L. N. Fletcher, J. I. Moses, V. Hue, and P. G. J. Irwin. Jupiter's auroral-related stratospheric heating and chemistry II: Analysis of IRTF-TEXES spectra measured in December 2014. *Icarus*, 300:305–326, January 2018. ISSN 0019-1035. doi: 10.1016/j.icarus.2017.09.016. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2018Icar...300..305S>. ADS Bibcode: 2018Icar...300..305S.
- J. A. Sinclair, J. I. Moses, V. Hue, T. K. Greathouse, G. S. Orton, L. N. Fletcher, and P. G. J. Irwin. Jupiter's auroral-related stratospheric heating and chemistry III: Abundances of C<sub>2</sub>H<sub>4</sub>, CH<sub>3</sub>C<sub>2</sub>H, C<sub>4</sub>H<sub>2</sub> and C<sub>6</sub>H<sub>6</sub> from Voyager-IRIS and Cassini-CIRS. *icarus*, 328:176–193, August 2019a. doi: 10.1016/j.icarus.2019.03.012.
- J. A. Sinclair, J. I. Moses, V. Hue, T. K. Greathouse, G. S. Orton, L. N. Fletcher, and P. G. J. Irwin. Jupiter's auroral-related stratospheric heating and chemistry III: Abundances of C<sub>2</sub>H<sub>4</sub>, CH<sub>3</sub>C<sub>2</sub>H, C<sub>4</sub>H<sub>2</sub> and C<sub>6</sub>H<sub>6</sub> from Voyager-IRIS and Cassini-CIRS. *icarus*, 328:176–193, August 2019b. doi: 10.1016/j.icarus.2019.03.012.
- R. P. Singhal, S. C. Chakravarty, A. Bhardwaj, and B. Prasad. Energetic electron precipitation in Jupiter's upper atmosphere. *Journal of Geophysical Research: Planets*, 97(E11):18245–18256, 1992. ISSN 2156-2202. doi: 10.1029/92JE01894. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/92JE01894>. \_eprint: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/92JE01894>.
- B. A. Smith. *The Voyager encounters*. January 1981. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1981nssy.book..105S>. Pages: 105-116 Publication Title: The New Solar System ADS Bibcode: 1981nssy.book..105S.
- B. A. Smith, L. Soderblom, R. M. Batson, P. M. Bridges, J. L. Inge, H. Masursky, E. Shoemaker, R. F. Beebe, J. Boyce, G. Briggs, A. Bunker, S. A. Collins, C. Hansen, T. V. Johnson, J. L. Mitchell, R. J. Terrile, A. F. Cook, J. N. Cuzzi, J. B. Pollack, G. E. Danielson, A. P. Ingersoll, M. E. Davies, G. E. Hunt, D. Morrison, T. Owen, C. Sagan, J. Veverka, R. Strom, and V. E. Suomi. A New Look at the Saturn System: The Voyager 2 Images. *Science*, 215:504–537, January 1982. ISSN 0036-8075. doi: 10.1126/science.215.4532.504. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1982Sci...215..504S>. ADS Bibcode: 1982Sci...215..504S.
- B. A. Smith, L. A. Soderblom, R. Beebe, D. Bliss, J. M. Boyce, A. Brahic, G. A. Briggs, R. H. Brown, S. A. Collins, A. F. Cook, S. K. Croft, J. N. Cuzzi, G. E. Danielson, M. E. Davies, T. E. Dowling, D. Godfrey, C. J. Hansen, C. Harris, G. E. Hunt, A. P. Ingersoll, T. V. Johnson, R. J. Krauss, H. Masursky, D. Morrison, T. Owen, J. B. Plescia, J. B. Pollack, C. C. Porco, K. Rages, C. Sagan, E. M. Shoemaker, L. A. Sromovsky, C. Stoker, R. G. Strom, V. E. Suomi, S. P. Synnott, R. J. Terrile, P. Thomas, W. R. Thompson, and J. Veverka. Voyager 2 in the Uranian System: Imaging Science Results. *Science*, 233:43–64, July 1986. ISSN 0036-8075. doi: 10.1126/science.233.4759.43. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1986Sci...233...43S>. ADS Bibcode: 1986Sci...233...43S.

- B. A. Smith, L. A. Soderblom, D. Banfield, C. Barnet, A. T. Basilevsky, R. F. Beebe, K. Bollinger, J. M. Boyce, A. Brahic, G. A. Briggs, R. H. Brown, C. Chyba, S. A. Collins, T. Colvin, A. F. Cook, D. Crisp, S. K. Croft, D. Cruikshank, J. N. Cuzzi, G. E. Danielson, M. E. Davies, E. de Jong, L. Dones, D. Godfrey, J. Goguen, I. Grenier, V. R. Haemmerle, H. Hammel, C. J. Hansen, C. P. Helfenstein, C. Howell, G. E. Hunt, A. P. Ingersoll, T. V. Johnson, J. Kargel, R. Kirk, D. I. Kuehn, S. Limaye, H. Masursky, A. McEwen, D. Morrison, T. Owen, W. Owen, J. B. Pollack, C. C. Porco, K. Rages, P. Rogers, D. Rudy, C. Sagan, J. Schwartz, E. M. Shoemaker, M. Showalter, B. Sicardy, D. Simonelli, J. Spencer, L. A. Sromovsky, C. Stoker, R. G. Strom, V. E. Suomi, S. P. Synott, R. J. Terrile, P. Thomas, W. R. Thompson, A. Verbiscer, and J. Veverka. Voyager 2 at Neptune: Imaging Science Results. *Science*, 246:1422–1449, December 1989. ISSN 0036-8075. doi: 10.1126/science.246.4936.1422. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1989Sci...246.1422S>. ADS Bibcode: 1989Sci...246.1422S.
- E. J. Smith, L. Davis, D. E. Jones, P. J. Coleman, D. S. Colburn, P. Dyal, and C. P. Sonett. Saturn’s Magnetic Field and Magnetosphere. *Science*, 207(4429):407–410, January 1980. ISSN 0036-8075, 1095-9203. doi: 10.1126/science.207.4429.407. URL <https://www.science.org/doi/10.1126/science.207.4429.407>.
- Aymeric Spiga, Sandrine Guerlet, Ehouarn Millour, Mikel Indurain, Yann Meurdesoif, Simon Cabanes, Thomas Dubos, Jérémy Leconte, Alexandre Boissinot, Sébastien Lebonnois, Mélody Sylvestre, and Thierry Fouchet. Global climate modeling of Saturn’s atmosphere. Part II: Multi-annual high-resolution dynamical simulations. *Icarus*, 335:113377, January 2020. ISSN 0019-1035. doi: 10.1016/j.icarus.2019.07.011. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103518306912>.
- L. A. Sromovsky and P. M. Fry. Dynamics of cloud features on Uranus. *Icarus*, 179:459–484, December 2005. ISSN 0019-1035. doi: 10.1016/j.icarus.2005.07.022. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2005Icar..179..459S>. ADS Bibcode: 2005Icar..179..459S.
- L. A. Sromovsky, P. M. Fry, T. E. Dowling, K. H. Baines, and S. S. Limaye. Neptune’s Atmospheric Circulation and Cloud Morphology: Changes Revealed by 1998 HST Imaging. *Icarus*, 150:244–260, April 2001. ISSN 0019-1035. doi: 10.1006/icar.2000.6574. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2001Icar..150..244S>. ADS Bibcode: 2001Icar..150..244S.
- L. A. Sromovsky, P. M. Fry, H. B. Hammel, W. M. Ahue, I. de Pater, K. A. Rages, M. R. Showalter, and M. A. van Dam. Uranus at equinox: Cloud morphology and dynamics. *Icarus*, 203:265–286, September 2009. ISSN 0019-1035. doi: 10.1016/j.icarus.2009.04.015. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2009Icar..203..265S>. ADS Bibcode: 2009Icar..203..265S.
- Lawrence A. Sromovsky, Sanjay S. Limaye, and Patrick M. Fry. Clouds and circulation on Neptune: Implications of 1991 HST observations. *Icarus*, 118:25–38, November 1995. ISSN 0019-1035. doi: 10.1006/icar.1995.1175. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1995Icar..118...25S>. ADS Bibcode: 1995Icar..118...25S.
- T Stallard. On the Dynamics of the Jovian Ionosphere and Thermosphere I. The Measurement of Ion Winds. *Icarus*, 154(2):475–491, December 2001. ISSN 00191035. doi: 10.1006/icar.2001.6681. URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0019103501966813>.
- T. S. Stallard, S. Miller, S. W. H. Cowley, and E. J. Bunce. Jupiter’s polar ionospheric flows: Measured intensity and velocity variations poleward of the main auroral oval. *Geophysical Research Letters*, 30:1221, March 2003. ISSN 0094-8276. doi: 10.1029/2002GL016031. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2003GeoRL..30.1221S>. ADS Bibcode: 2003GeoRL..30.1221S.

- Tom Stallard, Steve Miller, George Millward, and Robert D. Joseph. On the Dynamics of the Jovian Ionosphere and Thermosphere. I. The Measurement of Ion Winds. *icarus*, 154(2):475–491, December 2001. doi: 10.1006/icar.2001.6681.
- K. Stamnes and M. H. Rees. Heating of thermal ionospheric electrons by suprathermal electrons. *Geophysical Research Letters*, 10(4):309–312, 1983a. ISSN 1944-8007. doi: 10.1029/GL010i004p00309. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/GL010i004p00309>. \_eprint: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/GL010i004p00309>.
- K. Stamnes and M. H. Rees. Inelastic scattering effects on photoelectron spectra and ionospheric electron temperature. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 88(A8):6301–6309, 1983b. ISSN 2156-2202. doi: 10.1029/JA088iA08p06301. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/JA088iA08p06301>. \_eprint: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/JA088iA08p06301>.
- Knut Stamnes, S.-Chee Tsay, Warren Wiscombe, and Kolf Jayaweera. Numerically stable algorithm for discrete-ordinate-method radiative transfer in multiple scattering and emitting layered media. *Appl. Opt., AO*, 27(12):2502–2509, June 1988. ISSN 2155-3165. doi: 10.1364/AO.27.002502. URL <https://opg.optica.org/ao/abstract.cfm?uri=ao-27-12-2502>. Publisher: Optica Publishing Group.
- Aaron Studwell, Liming Li, Xun Jiang, Kevin H. Baines, Patrick M. Fry, Thomas W. Momary, and Ulyana A. Dyudina. Saturn’s Global Zonal Winds Explored by Cassini/VIMS 5- $\mu$ m Images. *Geophysical Research Letters*, 45(14):6823–6831, 2018. ISSN 1944-8007. doi: 10.1029/2018GL078139. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2018GL078139>. \_eprint: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/2018GL078139>.
- Wesley E. Swartz, John S. Nisbet, and Alex E. S. Green. Analytic expression for the energy-transfer rate from photoelectrons to thermal-electrons. *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*, 76(34):8425–8426, 1971. ISSN 2156-2202. doi: 10.1029/JA076i034p08425. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/JA076i034p08425>. \_eprint: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/JA076i034p08425>.
- A. Sánchez-Lavega, R. Hueso, S. Pérez-Hoyos, J. F. Rojas, and R. G. French. Saturn’s cloud morphology and zonal winds before the Cassini encounter. *Icarus*, 170:519–523, August 2004. ISSN 0019-1035. doi: 10.1016/j.icarus.2004.05.002. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2004Icar..170..519S>. ADS Bibcode: 2004Icar..170..519S.
- F. Tabataba-Vakili, J. H. Rogers, G. Eichstädt, G. S. Orton, C. J. Hansen, T. W. Momary, J. A. Sinclair, R. S. Giles, M. A. Caplinger, M. A. Ravine, and S. J. Bolton. Long-term tracking of circumpolar cyclones on Jupiter from polar observations with JunoCam. *Icarus*, 335:113405, January 2020. ISSN 0019-1035. doi: 10.1016/j.icarus.2019.113405. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103519302751>.
- R. M. Thorne. Injection and loss mechanisms for energetic ions in the inner Jovian magnetosphere. *Journal of Geophysical Research*, 87:8105–8110, October 1982. ISSN 0148-0227. doi: 10.1029/JA087iA10p08105. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1982JGR....87.8105T>. ADS Bibcode: 1982JGR....87.8105T.
- Joshua Tollefson, Michael H. Wong, Imke de Pater, Amy A. Simon, Glenn S. Orton, John H. Rogers, Sushil K. Atreya, Richard G. Cosentino, William Januszewski, Raúl Morales-Juberías, and Philip S.

- Marcus. Changes in Jupiter’s Zonal Wind Profile preceding and during the Juno mission. *Icarus*, 296:163–178, November 2017. ISSN 0019-1035. doi: 10.1016/j.icarus.2017.06.007. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2017Icar..296..163T>. ADS Bibcode: 2017Icar..296..163T.
- Harold Justin Trammell, Liming Li, Xun Jiang, Mark Smith, Sarah Hörst, and Ashwin Vasavada. The global vortex analysis of Jupiter and Saturn based on Cassini Imaging Science Subsystem. *Icarus*, 242:122–129, November 2014. ISSN 0019-1035. doi: 10.1016/j.icarus.2014.07.019. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103514003856>.
- A. R. Vasavada, S. M. Hörst, M. R. Kennedy, A. P. Ingersoll, C. C. Porco, A. D. Del Genio, and R. A. West. Cassini imaging of Saturn: Southern hemisphere winds and vortices. *J. Geophys. Res.*, 111(E5):E05004, 2006. ISSN 0148-0227. doi: 10.1029/2005JE002563. URL <http://doi.wiley.com/10.1029/2005JE002563>.
- J. H. Waite, T. E. Cravens, J. Kozyra, A. F. Nagy, S. K. Atreya, and R. H. Chen. Electron precipitation and related aeronomy of the Jovian thermosphere and ionosphere. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 88(A8):6143–6163, 1983. ISSN 2156-2202. doi: 10.1029/JA088iA08p06143. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/JA088iA08p06143>. \_eprint: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/JA088iA08p06143>.
- Huiqun Wang and Andrew P. Ingersoll. Cloud-tracked winds for the first Mars Global Surveyor mapping year. *Journal of Geophysical Research: Planets*, 108(E9), 2003. ISSN 2156-2202. doi: 10.1029/2003JE002107. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2003JE002107>. \_eprint: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/2003JE002107>.
- Thomas L. Wilson, Kristen Rohlfs, and Susanne Hüttemeister. *Tools of Radio Astronomy*. Astronomy and Astrophysics Library. Springer, Berlin, Heidelberg, 2013. ISBN 978-3-642-39949-7 978-3-642-39950-3. doi: 10.1007/978-3-642-39950-3. URL <http://link.springer.com/10.1007/978-3-642-39950-3>.
- O. Witasse, O. Dutuit, J. Lilensten, R. Thissen, J. Zabka, C. Alcaraz, P.-L. Blelly, S. W. Bougher, S. Engel, L. H. Andersen, and K. Seiersen. Prediction of a CO<sub>2</sub>+ layer in the atmosphere of Mars. *Geophysical Research Letters*, 29(8):104–1–104–4, 2002. ISSN 1944-8007. doi: 10.1029/2002GL014781. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2002GL014781>. \_eprint: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/2002GL014781>.
- O. Witasse, O. Dutuit, J. Lilensten, R. Thissen, J. Zabka, C. Alcaraz, P.-L. Blelly, S. W. Bougher, S. Engel, L. H. Andersen, and K. Seiersen. Correction to “Prediction of a CO<sub>2</sub>+ layer in the atmosphere of Mars”. *Geophysical Research Letters*, 30(7), 2003. ISSN 1944-8007. doi: 10.1029/2003GL017007. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2003GL017007>. \_eprint: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/2003GL017007>.
- Ah-San Wong, Yuk L. Yung, and A. James Friedson. Benzene and Haze Formation in the Polar Atmosphere of Jupiter. *grl*, 30(8):1447, April 2003. doi: 10.1029/2002GL016661.
- J. N. Yates, L. C. Ray, N. Achilleos, O. Witasse, and N. Altobelli. Magnetosphere-Ionosphere-Thermosphere Coupling at Jupiter Using a Three-Dimensional Atmospheric General Circulation Model. *jgr*, 125(1):e26792, January 2020. doi: 10.1029/2019JA026792.
- Y. L. Yung, G. R. Gladstone, K. M. Chang, J. M. Ajello, and S. K. Srivastava. H<sub>2</sub> fluorescence spectrum from 1200 to 1700 Å by electron impact - Laboratory study and application to Jovian aurora. *The Astrophysical Journal*, 254:L65–L69, March 1982. ISSN 0004-637X. doi:

10.1086/183757. URL <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1982ApJ...254L..65Y>. ADS Bibcode: 1982ApJ...254L..65Y.

X. Zhang, R. A. West, D. Banfield, and Y. L. Yung. Stratospheric aerosols on Jupiter from Cassini observations. *icarus*, 226(1):159–171, September 2013. doi: 10.1016/j.icarus.2013.05.020.

X. Zhang, R. A. West, D. Banfield, and Y. L. Yung. Erratum to “Stratospheric aerosols on Jupiter from Cassini observations” [Icarus 226 (1) (2013) 159-171 doi:10.1016/j.icarus.2013.05.020]. *icarus*, 266:433–434, March 2016. doi: 10.1016/j.icarus.2015.12.002.