



HAL
open science

Modélisation atmosphérique d'Uranus et Neptune : circulation et structure thermique

Gwenaël Milcareck

► **To cite this version:**

Gwenaël Milcareck. Modélisation atmosphérique d'Uranus et Neptune : circulation et structure thermique. Planétologie et astrophysique de la terre [astro-ph.EP]. Université Paris-Saclay, 2023. Français. NNT : 2023UPASP156 . tel-04622506

HAL Id: tel-04622506

<https://theses.hal.science/tel-04622506>

Submitted on 24 Jun 2024

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.

Modélisation atmosphérique d'Uranus et de Neptune: circulation et structure thermique

*Atmospheric modelling of Uranus and Neptune:
circulation and thermal structure*

Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay

École doctorale n°127 Astronomie et Astrophysique d'Île de France (AAIF)

Spécialité de doctorat: Astronomie et Astrophysique

Graduate School : Physique, Référent : Université de Versailles Saint-Quentin-en-Yvelines

Thèse préparée dans les unités de recherche

LATMOS (Université Paris-Saclay, UVSQ, CNRS) et

LMD (Sorbonne Universités, Ecole Polytechnique, Université PSL, CNRS)

sous la direction de **Franck MONTMESSIN**, directeur de recherche CNRS et la

co-direction de **Sandrine GUERLET**, chercheuse CNRS

Thèse soutenue à Paris, le 20 Novembre 2023, par

GWENAËL MILCARECK

Composition du jury

Membres du jury avec voix délibérative

Cyril Szopa

Professeur des Universités, LATMOS (UMR 8190)

Président

Pascal Rannou

Professeur des Universités, GSMA (UMR 7331)

Rapporteur et Examineur

Franck Selsis

Directeur de Recherche CNRS, LAB (UMR 5804)

Rapporteur et Examineur

Gabriella Gilli

Chercheuse, Instituto De Astrofisica De Andalucia, Granada

Examinatrice

Ricardo Hueso

Chercheur, Escuela Técnica Superior de Ingeniería, Bilbao

Examineur

Sandrine Vinatier

Chercheuse CNRS, LESIA (UMR 8109)

Examinatrice

Titre: Modélisation atmosphérique d'Uranus et de Neptune: Circulation et Structure Thermique

Mots clés: aérosols, température, vent zonal, oscillation, tourbillons

Résumé: En 1986 et 1989, Voyager 2 a exploré Uranus et Neptune, révélant une circulation zonale quasiment identique malgré des forçages saisonniers différents et une structure thermique beaucoup plus chaude qu'on ne le pensait. La compréhension de ces atmosphères est l'un des principaux défis actuels de la physique des atmosphères planétaires.

Pour reproduire cette structure thermique, un modèle saisonnier radiatif-convectif a été utilisé. Il s'avère que les aérosols peuvent expliquer les différences de température observées. Cependant, sur

Neptune, l'atmosphère est restée insensible à l'ajout de sources de chaleur supplémentaires.

Pour expliquer les vents zonaux et l'activité météorologique, un modèle global du climat (GCM) a été utilisé. Ce dernier a révélé une circulation zonale et méridienne complexe sur Uranus et Neptune mais sous-estimé par rapport aux observations. Une oscillation équatoriale annuelle a pu être aussi identifiée sur Uranus. La structure thermique, influencée par la dynamique atmosphérique, s'en est trouvée modifiée.

Title: Atmospheric Modelling of Uranus and Neptune: Circulation and Thermal Structure

Keywords: aerosols, temperature, zonal wind, oscillation, eddies

Abstract: In 1986 and 1989, Voyager 2 explored Uranus and Neptune, revealing an almost identical zonal circulation despite different seasonal forcings and a thermal structure that was much warmer than previously expected. Understanding these atmospheres is one of the major current challenges in the physics of planetary atmospheres.

A seasonal radiative-convective model has been used to reproduce the thermal structure. It turns out that aerosols can explain the observed temperature diffe-

rences. However, on Neptune, the atmosphere remained insensitive to the addition of heat sources.

To explain the zonal winds and the meteorological activity, a Global Climate Model (GCM) is used. It revealed a complex zonal and meridional circulation on Uranus and Neptune, but the zonal winds are underestimated compared with observations. An annual equatorial oscillation is also identified on Uranus. The thermal structure, influenced by atmospheric dynamics, has been modified.



À la mémoire de mon Kotek (2001-2022)

Remerciements

À peu près 0.02 année neptunienne s'est écoulée durant cette thèse, paraissant insignifiante dans la valse des géantes glacées autour de notre étoile, mais qui pour un petit humain comme moi sur Terre, fut l'un des chapitres les plus extraordinaires de ma vie. Je n'ai pas pu rêver meilleure thèse de doctorat que celle que j'ai effectuée ici au LMD et au LATMOS. J'ai eu la chance de rencontrer, sans aucune prétention, les personnes les plus chaleureuses et bienveillantes qui m'ont aidé, m'ont permis d'en arriver jusqu'ici et de partager de merveilleux moments. Il me tenait donc à cœur de remercier ici toutes ces personnes.

Je tiens à remercier chaleureusement mes directeurs de thèse, Sandrine Guerlet et Franck Montmessin qui m'ont encadré pendant ces trois années. Je ne vais bien évidemment pas m'en tenir qu'à ces mots et vous remercier un à un. Sandrine, je ne saurais pas comment te remercier assez après ces 3 années de doctorat. Cela fait même 4 années et demi qu'on se connaît (hé oui le stage et les cours de M2 Planéto, voir même depuis mon M1, ça ne nous rajeunit pas tout ça...). Par où commencer ? Commençons par ton extrême gentillesse. Tu as été toujours présente, tu m'as toujours soutenu et tu m'as à chaque fois redonné confiance pendant les moments difficiles. Je te remercie pour toute ta gratitude, ta confiance, ton talent à expliquer et tes encouragements pendant ma thèse. J'ai parfois dû être difficile quand je commençais à me disperser sur d'autres sujets d'étude, mais tu as toujours fait preuve de patience même quand je commençais à faire de la mécanique quantique... J'ai énormément appris grâce à toi, que ce soit sur le plan scientifique que sur le plan personnel et humain. On m'a également fait part de tes qualités en karaoké, mais malheureusement, je n'ai pas eu l'occasion de connaître ce talent (saches par contre que je chante comme une casserole)! Peut-être un jour quand je descendrai/remonterai sur Paris... Merci également de m'avoir permis de siéger au conseil de l'ANR SOUND même si je n'avais pas le rang de maître (je n'étais pas financé par l'ANR). Merci encore pour toute cette bouffée de bonne humeur, car oui, s'il y a bien une personne à mettre à la tête de la #TeamBH du LMD, c'est bien toi !

Franck, je ne saurais aussi comment te remercier pour tout ce que tu as fait pour moi. Je te remercie de m'avoir accordé ta confiance, car oui, sans toi, je n'aurais jamais pu

obtenir ce doctorat de mes rêves. Je sais très bien que je n'ai pas pu beaucoup être présent (c'est loin Guyancourt de l'Oise!) mais tu as toujours su être présent et disponible quand j'en avais besoin. Tes conseils avisés et tes connaissances m'ont beaucoup fait avancer durant ma thèse et aider à me projeter dans la vie de chercheur. Tu as formé un incroyable duo avec Sandrine, totalement complémentaire. Je te remercie encore de m'avoir pris sous ton aile et de m'avoir offert cette chance. Et désolé pour les petites frayeurs de rédaction quand je commençais à me disperser un "petit peu" de la ligne éditoriale qu'on s'était fixé. Mais tu as toujours su trouver les mots pour me remettre dans le bon chemin et m'encourager dans la continuité de mes travaux. Encore merci pour tes qualités humaines et professionnelles d'encadrement !

Dans chaque thèse, il y a également une troisième personne qui joue le rôle d'un troisième encadrant. Je tenais ainsi à remercier particulièrement Aymeric pour toute l'aide que tu as su me donner ainsi que tout le temps que tu as pris pour m'enseigner la dynamique atmosphérique! J'en ai appris énormément grâce à tes cours de M2 et à tes conseils avisés lors de nos réunions. Est-ce que j'adore le flux d'Eliassen-Palm maintenant? Absolument. J'espère qu'on continuera de débattre de tout cela dans une bonne auberge. Et je ne pouvais pas omettre dans ces remerciements tous ces moments de rigolade qu'on a partagés au coin café. Merci encore pour ces instants de bonheur !

Le monde de la recherche se divise en 2 catégories, ceux qui ont des bugs dans leur simulation et ceux qui ne font pas de la modélisation. Et moi, mon atmosphère est toute bugué. (Clint Eastwood, approximativement). Heureusement, pas pour longtemps. Car oui, sans toi Ehouarn, que ferait-on? Je tenais à te remercier pour l'immense travail que tu fais pour nous aider à résoudre nos problèmes, que ce soit les miens ou tous ceux du personnel du laboratoire. Je dois bien avouer qu'à la fin de ma thèse, tu me faisais de la peine à être derrière tout le monde, à vouloir sacrifier ton temps pour absolument nous aider. Mais tu étais toujours là. Je ne sais pas où tu puises toute cette énergie et cette bonne humeur que tu dégages et saches que j'en suis impressionné. Merci encore pour toute cette aide.

Je tenais également à remercier Sébastien, sans qui, toute cette aventure aurait été impossible. Je te remercie de m'avoir fait connaître la planétologie durant mon stage de M1. Grâce à toi, j'ai pu réaliser cette thèse. J'aimerais également remercier Martin et François pour leurs conseils avisés durant la thèse et Etienne pour nos discussions de fions vendéens (la pâtisserie). Merci également à Thomas Dubos pour toute l'aide que tu as apporté dans le développement de DYNAMICO.

Bien évidemment, je tiens à adresser mes remerciements à toute l'équipe, tous les doctorants et postdoctorants du LMD. Plus particulièrement, j'aimerais écrire quelques mots aux membres de la #TeamBH et à mes co-bureaux. Je te remercie Déborah pour cette première année de doctorat qu'on a passée ensemble! Merci beaucoup d'avoir aidé

ce jeune doctorant à prendre ses marques et ses aises dans le bureau 304 (le meilleur bureau tout simplement) et d'avoir partagé cette passion sur les géantes et DYNAMICO ! Passons à Lucas, qui a pris ta place. Et bien, ce fut également un énorme plaisir d'avoir passé les deux années suivantes dans le même bureau. Qu'est-ce qu'on a travaillé s'est amusé ! Merci pour tous ces moments, à ces discussions un peu bizarres (tout ce qui se passe dans le bureau 304 reste dans le bureau 304) et à notre passion pour le pétrole et le béton. Merci aussi pour toutes ces parties de Krunker et de Gartic Phone (en-dehors des heures de travail bien évidemment...) et d'avoir suivi mes délires comme la fameuse raclette du 1er août. Puis Julie est arrivée et ce fut également une rencontre inoubliable ! Merci aussi pour ces moments de rire et de discussions et d'avoir partagé nos délires avec Lucas comme "l'emprunt" du canapé du second étage ! On est heureux que toi aussi, tu aies fini par embrasser cette passion pour le pétrole et le béton après avoir lu le Temps des Tempêtes (disponible sur audible) et les shorts/stories de Pascal P. (pas du tout par notre influence néfaste). Cette rencontre fut malheureusement entachée par un triste épisode appelé "Cookie Gate" mais je te remercie d'avoir choisi la voie de la réconciliation après avoir offert les meilleurs cookies que j'ai mangés à ma soutenance ! Je profite d'un petit aparté pour remercier Antoine E. aka Rick Astley, car vous allez de pair. Merci pour cette magnifique danse sur Never Gonna Give You Up à mon pot de soutenance, ce fut le plus cadeau qu'on ait pu me donner. Passons au dernier pilier de ce bureau, Basile ! Merci pour toute l'aide que tu as apportée à ce bureau, car tu es certainement le gros cerveau de ce bureau et j'ai adoré nos discussions passionnantes sur l'actualité météorologique ! Et tu as fait preuve d'un grand courage pour avoir supporté nos discussions avec Lucas et Julie... J'aimerais aussi remercier Bruno qui a succédé à ma place en 304. Je te remercie également pour tous ces bons moments qu'on a passés ensemble, nos déboires sur les simulations qui font n'importe quoi (bon, je n'irai pas jusqu'à nudger mon atmosphère, mais tout de même...) et notre passion pour la pâtisserie (surtout les flans apparemment...).

Je souhaite remercier Joseph, membre co-fondateur de la #TeamBH, avec qui j'ai passé d'incroyables fou-rires. On a passé de super moments ensemble au coin café et dans la salle de ping. Merci d'avoir été co-organisateur avec moi des deux premières éditions de l'événement international "Ma thèse en 5 memes". Cela a été aussi un plaisir d'avoir partagé ce moment de rédaction de thèse avec toi et d'avoir été un soutien réciproque dans nos déboires de compilation latex. L'apothéose fut très probablement le faire-part de l'accouchement de nos thèses. Mais je suis certain que d'autres moments et de meilleurs nous attendent !

En parlant de faire-part, je ne pouvais pas omettre le créateur de ce dernier, à savoir Thomas. Je te remercie également pour ces moments de rigolade pendant le "boc" et tes références à François l'embrouille. Je voulais t'en laisser une, mais c'est pas évident hein.

Je tiens à remercier Antoine M., Antoine B., Romain, Antony et Jean-Baptiste aka

Djibi Wan Kenobi aka "soutien à la recherche" pour toute l'aide que vous m'avez apportée pendant la thèse et de nos discussions enrichissantes dans le couloir et le coin café!

Je veux également remercier Lucas T. pour nos entraides sur DYNAMICO ainsi que Raphaël et Alexandre G. pour les parties de Krunker. Merci également Alexandre B. pour nos discussions au 5ème degré!

Je remercie aussi toute l'équipe de doctorant, d'ingénieurs et de postdoctorants que j'ai croisé au LMD : Marine, Maëlle, Léa R., Charlotte, Nicolas, Enora, Alice, Najda, Victor, Valentin, Jorge, Padraig, Maxime, Eran, Lya et Lamine. Il faudrait une seconde thèse pour détailler tous ces bons moments!

J'aimerais également remercier et saluer Di pour avoir partagé avec Joseph nos écritures de manuscrit de thèse et surtout le même jour de soutenance pour nous deux! C'était une incroyable journée pour nous deux et ça a été super de l'avoir partagé avec toi!

Petite mention spéciale aussi à Corentin et Marie où je vous ai un peu encadré durant votre stage. J'espère aujourd'hui que vous vous épanouissez dans ce que vous faites.

Je remercie également toute l'équipe du LATMOS pour m'avoir accueilli durant cette thèse. Commençons par Alice et Emmanuel pour leur bonne humeur et qui ont accepté de faire partie du jury MT5M. Je remercie également Maxence et Nicolas pour tous nos moments de délires quand on se croisait dans les couloirs du LMD où étrangement cela avait toujours lieu quand il y avait de la nourriture au coin café. Je voulais également remercier Rozenn pour nos longues discussions de recherche de postdoc et d'écriture de thèse. Merci aussi à Koyena pour ta bonne humeur et tes organisations parfaites des réunions jeunes planétos. Je te remercie aussi Audrey pour tous les bons moments qu'on a passé ensemble à discuter lors de tes rares passages au LMD (par contre, ne ramène plus de confiseries américaines s'il te plaît... haha). Je voulais également te remercier Loïc V. pour ces discussions passionnantes de couloir à Guyancourt ainsi que pour toute l'aide que tu m'as apportée!

Je voulais également remercier mon comité de thèse Anni du LATMOS et Olivia du LISA pour tous leurs précieux conseils et encouragements.

Je ne pouvais pas terminer ces remerciements sans mentionner mes collègues bordelais! Je te remercie énormément Noé d'avoir été mon compagnon doctorant uraptunien durant ces deux dernières années de thèse! Je te remercie d'avoir partagé avec moi d'inoubliables moments de fou-rire que ce soit en réunion ou en conférence, d'avoir partagé nos mésaventures sur le modèle et pour toutes les blagues douteuses (mais chut, ça restera secret) haha!

Merci encore Jérémy pour toute l'aide que tu as apportée durant ma thèse ainsi que pour avoir partagé toute cette source inépuisable de connaissances scientifiques. Je ne

pourrais jamais assez te remercier pour la confiance que tu m'as accordée pour effectuer un postdoctorat sous ta direction, me permettant aujourd'hui au moment où j'écris ces lignes, de continuer à m'épanouir et à faire avancer la recherche.

Je souhaite également remercier les autres membres de l'ANR SOUND, Raphaël, Oscar, Thibault, Emmanuel où j'ai beaucoup apprécié nos échanges durant nos rencontres et qui m'ont grandement aidé dans mes travaux de recherche sur Uranus et Neptune.

Je voulais également remercier Leigh Fletcher et Mike Roman de l'université de Leicester pour leur aide et conseil que vous m'avez donné durant mon doctorat et dans l'écriture de mon article.

Je tiens à remercier mes rapporteurs Franck Selsis et Pascal Rannou pour avoir accepté de siéger dans le jury de cette thèse, ainsi que mes examinateurs Gabriella Gilli, Ricardo Hueso et Sandrine Vinatier et je voulais également remercier Cyril Szopa d'avoir accepté d'être le président du jury.

J'aimerais aussi écrire quelques lignes aux formidables personnes que j'ai rencontrées pendant des conférences et des séminaires. Commençons par la team Profiteroles de l'Observatoire de Genève. Merci Emeline d'avoir organisé ce séminaire à l'observatoire et de m'avoir partagé ta passion sur les exoplanètes. Merci Guillaume pour tous ces moments de rigolades (notamment, quand j'ai pris ma 1ère "cuite" de ta part juste avant de passer mon séminaire le lendemain à Genève...). Merci également Mathilde et Siddharth pour tous ces moments de folie entre nous (Mathilde, d'ailleurs, n'oublie pas de répondre au caviste de Gex...). J'aimerais aussi remercier Sarah du LAB à Bordeaux où on a passé un bon moment de fête au restaurant grecque à Leiden qui n'était pas de la "marde" ainsi que Bastien du GSMA où on a partagé des moments de solitude lors de la session poster du PNP.

Pour terminer, je voulais également remercier ma famille de m'avoir soutenu durant cette thèse ainsi qu'à mon chat Kotek qui malheureusement s'en est allé avant que je ne termine cette thèse, mais qui m'a donné tout le réconfort possible pendant ces deux premières années.

Un chapitre de ma vie se tourne maintenant et j'ai hâte de tous vous revoir un jour (foutue poussière dans l'œil).

Résumé

Les survols d'Uranus et de Neptune par Voyager 2 en 1986 et 1989 ont mis en évidence une intense circulation zonale et une activité météorologique inattendue. Caractérisée par un jet prograde à mi-latitude dans chaque hémisphère et un jet rétrograde centré sur l'équateur, la structure zonale du vent est similaire sur ces deux planètes malgré un forçage radiatif saisonnier très différent. La compréhension de la circulation atmosphérique dans les planètes géantes gazeuses et glacées, avec des aspects de planétologie comparée qui pourraient être pertinents pour la communauté des exoplanètes, est l'un des principaux défis actuels de la physique des atmosphères planétaires. Les radio-occultations et l'expérience IRIS lors du survol de Voyager 2 ont également fourni des informations importantes sur la structure thermique d'Uranus et de Neptune. Malgré une faible irradiation, la stratosphère est plus chaude que prévu. Les précédents modèles n'ont pas réussi à reproduire la température observée avec des sources de chauffage réalistes. De plus, la variabilité saisonnière de la structure thermique reste à démontrer pour Uranus.

Pour évaluer le rôle de plusieurs sources de chaleur et caractériser les variations saisonnières, nous utilisons le modèle radiatif-convectif développé par le Laboratoire de Météorologie Dynamique (LMD), précédemment utilisé pour les atmosphères des planètes géantes gazeuses. Nous constatons que les aérosols permettent de réconcilier le profil de température simulé et le profil de température observé de Voyager 2 sur Uranus. Le chauffage produit par les aérosols est suffisant pour réduire l'écart précédent de 50 K à 5 K à 0,1 hPa. L'ajout d'une conduction thermosphérique permet de rapprocher, aux niveaux les plus hauts de notre modèle, le profil de température avec les observations. Dans le cas de Neptune, toutes les hypothèses testées n'ont pas permis de réchauffer la stratosphère. La température méridienne reproduite sur Uranus et Neptune n'est pas cohérente avec la structure thermique de la tropopause obtenue par l'expérience IRIS et par les observatoires au sol pour la stratosphère. Dans nos simulations, une variation saisonnière est observée au-dessus de la tropopause où le contraste maximal de température est décalé de 90° après le solstice d'été sur Uranus et il se produit à 50° après les solstices sur Neptune.

Pour reproduire les jets zonaux ainsi que la forte activité météorologique sur Uranus et Neptune, des simulations numériques à résolution de 1° ont été réalisées avec un modèle global du climat (GCM) appelé DYNAMICO Ice Giants Planetary Climate Model. Selon notre GCM, le vent zonal a une structure complexe en altitude sur Uranus et Neptune. La moyenne zonale du vent zonal sur l'ensemble de l'année montre un jet rétrograde centré près de l'équateur et un jet prograde aux latitudes moyennes dans chaque hémisphère sur les deux planètes. Bien que la structure des jets soit qualitativement similaire à celle observée, l'intensité des jets est nettement moins intense que les valeurs obtenues par *cloud tracking* depuis l'ère de Voyager 2. Une activité ondulatoire

significative a été identifiée dans nos simulations. Nous avons pu déterminer que les tourbillons de petite échelle et la circulation résiduelle contribuent à l'accélération des jets progrades aux latitudes moyennes. En parallèle, nous avons identifié une oscillation équatoriale sur Uranus avec une période d'un an en moyenne. Nous identifions les extrema locaux observés sur ce profil comme étant les anomalies de température causées par cette oscillation. La structure thermique méridienne est très différente de celle obtenue avec le modèle radiatif-convectif. Les variations saisonnières sont ici fortement atténuées. Les variations méridiennes et temporelles observées sur Neptune sont qualitativement similaires à celles simulées par notre GCM. Une circulation méridienne a été identifiée en utilisant le formalisme en moyenne eulérienne transformée ou classique. Dans le cas classique, une circulation très similaire à celle déduite des observations a été reproduite sur Uranus.

Abstract

Flyby of Uranus and Neptune by Voyager 2 in 1986 and 1989 have shown intense zonal circulation and unexpected meteorological activity. Characterized by a prograde jet at mid-latitude in each hemisphere and a retrograde jet centred on the equator, the zonal structure of the wind is similar on these two planets despite very different seasonal radiative forcing. Understanding atmospheric circulation in gas and ice giant planets, with comparative planetology aspects that could be relevant to the exoplanet community is one of the major current challenges in the physics of planetary atmospheres. The radio-occultations and IRIS experiment from Voyager 2 flyby provided also important information about the thermal structure of Uranus and Neptune. Despite a low irradiance, the stratosphere is warmer than expected. The previous models failed to reproduce the observed temperature with realistic heating sources. The seasonal variability of the thermal structure remains to be questionable for Uranus.

To evaluate the role of several heat sources and characterise the seasonal variations, we use the radiative-convective model developed by the Laboratoire de Météorologie Dynamique (LMD), previously used for the atmospheres of gas giant planets. We find that aerosol particles can reconcile the simulated temperature profile and the Voyager 2 temperature profile. The heating produced by the hazes is sufficient to reduce the previous gap of 50 K to 5 K at 0.1 hPa. By adding thermospheric conduction, the conduction allows us to keep closer at the lowest levels of our model the temperature profile with the observations. In the case of Neptune, all hypotheses tested could not warm the stratosphere. The meridional temperature reproduced on Uranus and Neptune is inconsistent with the thermal structure at the tropopause retrieved by IRIS experiment and by ground-based observatories for the stratosphere. In our simulations, a seasonal variation is seen above the tropopause where the maximum zonal contrast is shifted by 90° following the summer solstice on Uranus and Neptune, it occurs at 50° in solar longitude following the solstices.

To reproduce the zonal jets as well as the strong meteorological activity on Uranus and Neptune, 1° resolution numerical simulations have been performed with a Global Climate Model (GCM) named DYNAMICO Ice Giants Planetary Climate Model. According to our GCM, the zonal wind has a complex structure in altitude on Uranus and Neptune. At the tropopause, the zonal-mean zonal wind speed averaged over the whole year shows a retrograde jet centred near the equator and a prograde jet at mid-latitudes in each hemisphere on both planets. Although the structure of the jets is qualitatively similar to that observed, the intensity of the jets is much less intense than the values obtained by cloud tracking since the Voyager 2 era. Significant wave activity was identified in our simulations. Using the transformed eulerian mean formalism, we were able to determine that small-scale eddies and residual circulation contribute to the acceleration of prograde jets at mid-latitudes. At the same time, we identified an equatorial oscil-

lation on Uranus with a period of one year on average. We identify the local extrema observed on this profile as being the temperature anomalies caused by this oscillation. The meridional thermal structure is very different from that obtained with the radiative-convective model. Seasonal variations are greatly attenuated by atmospheric dynamics. The meridional and temporal variations observed on Neptune are qualitatively similar to those simulated by our model. A meridional circulation has been identified using the transformed and classical Eulerian mean formalism. In the classical case, a circulation very similar to that deduced from the observations has been reproduced on Uranus.

Table des matières

Introduction	1
1 Description de l'atmosphère	5
1.1 Généralités sur Uranus et Neptune	6
1.2 Structure thermique	7
1.2.1 Structure verticale	7
1.2.2 Variations méridiennes et saisonnières	12
1.3 Composition atmosphérique	13
1.3.1 Hydrogène moléculaire	14
1.3.2 Hélium	18
1.3.3 Méthane	18
1.3.4 Hydrocarbures	22
1.4 Nuages et brumes d'aérosols	23
1.5 Circulation atmosphérique	26
1.5.1 Vent zonal	26
1.5.2 Instabilités et ondes	34
1.5.3 Oscillation équatoriale	36
1.5.4 Épaisseur des jets zonaux	42
1.5.5 Circulation méridienne	43
1.6 Modèles radiatifs-convectifs	45
1.7 Modélisation de la circulation atmosphérique	46
1.7.1 Modèle de convection profonde	46
1.7.2 Modèle en couche mince	48
1.8 Problématiques et défis de modélisation	50

2	Description du modèle saisonnier radiatif-convectif	53
2.1	Notions de transfert radiatif	54
2.2	Albédo de Bond	57
2.3	Taux de chauffage et de refroidissement	57
2.4	Sources d'opacité	58
2.4.1	Absorption et émission par les hydrocarbures	59
2.4.2	Absorption et émission induite par collision	64
2.4.3	Diffusion Rayleigh	68
2.4.4	Diffusion Raman	70
2.5	Flux d'énergie interne	71
2.6	Paramètres orbitaux et planétaires	74
2.7	Convection sèche	75
2.7.1	Capacité thermique - Rappels	75
2.7.2	Ajustement convectif	84
2.8	Diffusion turbulente et diffusion moléculaire	85
2.9	Paramètres intrinsèques au modèle	87
2.10	Résultats préliminaires	90
2.10.1	Profil de température	90
2.10.2	Taux de chauffage et de refroidissement	92
2.10.3	Investigations	92
3	Sources de chauffage supplémentaires	95
3.1	Opacité des nuages et des brumes d'aérosols	95
3.1.1	Paramétrisation des particules de Mie	95
3.1.2	Résultats	100
3.1.3	Discussion	106
3.2	Abondance stratosphérique de méthane	109
3.2.1	Résultats	109
3.2.2	Discussion	113

3.3	Conduction thermosphérique	115
3.3.1	Paramétrisation de la conduction	115
3.3.2	Résultats	119
3.3.3	Discussion	119
3.4	Conclusions	120
4	Effets saisonniers sur la température	125
4.1	Vue d'ensemble de la structure thermique simulée	126
4.2	Comparaison avec les précédents modèles radiatifs-convectifs	129
4.3	Comparaison avec les contrastes de température observés sur Uranus . . .	131
4.3.1	Détails des observations	131
4.3.2	Différences et similarités avec nos simulations	132
4.4	Comparaison avec les contrastes de température observés sur Neptune . .	134
4.4.1	Détails des observations	134
4.4.2	Différences et similarités avec nos simulations	137
4.5	Conclusion	137
5	Description du modèle global du climat	141
5.1	Vue d'ensemble du modèle	142
5.2	Cœur dynamique	143
5.2.1	Conservation de la masse - Équation de continuité	143
5.2.2	Conservation de l'énergie thermique - Équation thermodynamique	144
5.2.3	Conservation du moment cinétique - Équations d'Euler	144
5.3	Discrétisation spatiale et temporelle	147
5.3.1	Grille icosaédrique	148
5.3.2	Discrétisation verticale	150
5.3.3	Schéma numérique et discrétisation horizontale	151
5.4	Dissipation horizontale	152
5.5	Conditions aux bords du modèle	153
5.5.1	Limite basse - Force de traînée	153

5.5.2	Limite haute - Conservation du moment cinétique	154
5.5.3	Conditions initiales du modèle	154
5.6	Difficultés rencontrées en passant aux géantes glacées	156
5.7	Tests préliminaires	157
5.7.1	Pas de temps dynamique	157
5.7.2	Dissipation horizontale - Temps de relaxation	160
5.7.3	Dissipation horizontale - Ordre du laplacien	163
5.8	Conclusion	163
6	Simulations 3-D dynamiques	165
6.1	Spin-up thermique et dynamique	166
6.2	Circulation zonale	169
6.2.1	Description des jets simulés	169
6.2.2	Variabilité saisonnière	178
6.2.3	Influence de la discrétisation spatiale	181
6.2.4	Influence de la force de traînée	186
6.2.5	Influence du flux d'énergie interne	189
6.2.6	Influence de l'obliquité	190
6.3	Contribution des tourbillons de petite échelle à la circulation zonale	191
6.3.1	Formalisme en moyenne eulérienne transformée	191
6.3.2	Énergie cinétique des tourbillons	195
6.3.3	Accélération des jets zonaux	196
6.3.4	Oscillation équatoriale	203
6.4	Structure thermique	211
6.4.1	Profil vertical	211
6.4.2	Profil méridien et variations saisonnières	213
6.5	Circulation méridienne	224
6.5.1	Fonction de courant massique	224
6.5.2	Comparaison aux observations	225
6.6	Conclusion	229

7	Variation de méthane dans la troposphère	231
7.1	Problématique	231
7.2	Modélisation avec une masse molaire variable	233
7.2.1	Rappel newtonien	234
7.2.2	Fonctions thermodynamiques	234
7.2.3	Initialisation du profil d'abondance de méthane	238
8	Conclusions et perspectives	243
8.1	Résumé des résultats	243
8.2	Futurs travaux	245
8.2.1	Améliorations du modèle radiatif-convectif	245
8.2.2	Améliorations du GCM	246
	Publications	249
	Bibliographie	250
A	Article de thèse	281

Table des figures

1.1	Profils de température observés sur Uranus	9
1.2	Profils de température observés sur Neptune	11
1.3	Coupe transversale de la température sur Uranus dérivée de l'expérience IRIS	13
1.4	Coupe transversale de la température sur Neptune dérivée de l'expérience IRIS	14
1.5	Températures méridionales déduites sur Neptune entre 2003 et 2020 en fonction de la latitude (Roman et al., 2022)	15
1.6	Fraction molaire des gaz principaux dans l'atmosphère d'Uranus et Neptune	16
1.7	Fraction ortho:para de l'hydrogène moléculaire sur les planètes géantes . .	17
1.8	Fraction molaire de méthane dans l'atmosphère d'Uranus	20
1.9	Fraction molaire de méthane dans l'atmosphère de Neptune	21
1.10	Schéma du scénario de nuages/aérosols d'après Irwin et al. (2022)	26
1.11	Profils observés du vent zonal sur Uranus	28
1.12	Profils observés du vent zonal sur Neptune dans la bande H	30
1.13	Profils observés du vent zonal sur Neptune dans la bande K'	31
1.14	Variations du vent avec l'altitude à partir de différentes sources de mesure (Carrión-González et al., 2023)	33
1.15	Photographie de Neptune prise pendant le survol de Voyager 2	35
1.16	Projection rectangulaire des images de Voyager 2 et de HST entre 1994 et 2008 (Karkoschka, 2011)	36
1.17	Images d'Uranus dans le filtre H (1.6 μm) à partir de la caméra Keck/- NIRC2 (Sromovsky et al., 2015).	37

1.18	Évolution du vent zonal dans la stratosphère terrestre moyennée mensuellement issue de radiosondages à Singapour	38
1.19	Représentation schématique de l'évolution du vent zonal à l'équateur d'après Plumb (1984)	39
1.20	Évolution du vent zonal dans l'atmosphère terrestre moyennée mensuellement et sur une bande latitudinale de 5°S-5°N issue de la réanalyse ERA-Interim	40
1.21	Représentation schématique de l'interconnexion entre l'oscillation équatoriale de Saturne et sa circulation inter-hémisphérique saisonnière	41
1.22	Coupe verticale latitude-pression de la température (en kelvins) obtenue à partir des données au limbe de Cassini/CIRS par Guerlet et al. (2018)	43
1.23	Représentation des cellules de circulation possibles sur Uranus et Neptune dans la troposphère (Fletcher et al., 2020b).	45
1.24	Schéma d'un quadrant d'une coupe longitudinale illustrant les cellules de convection cylindriques du modèle de convection profonde appliqué sur une planète géante	47
2.1	Section efficace du méthane (CH_4) entre 10 et 12 000 cm^{-1} pour une température de 40 K, 110 K et 190 K	60
2.2	Section efficace de l'acétylène (C_2H_2) entre 10 et 12 000 cm^{-1} pour une température de 40 K, 110 K et 190 K	61
2.3	Section efficace de l'éthane (C_2H_6) entre 10 et 12 000 cm^{-1} pour une température de 40 K, 110 K et 190 K	62
2.4	Absorption induite par collision des molécules $\text{H}_2\text{-H}_2$ à l'équilibre à la température locale entre 0.25 et 15 000 cm^{-1} pour une température de 51.7 K, 143.8 K et 309.7 K	67
2.5	Absorption induite par collision des molécules $\text{H}_2\text{-He}$ entre 0.001 et 15 000 cm^{-1} pour une température de 51.7 K, 143.8 K et 309.7 K	68
2.6	Absorption induite par collision des molécules $\text{H}_2\text{-CH}_4$ entre 0.02 et 1946 cm^{-1} pour une température de 51.7 K, 143.8 K et 309.7 K	69
2.7	Absorption induite par collision des molécules He-CH_4 entre 1 et 1 000 cm^{-1} pour une température de 50.9 K, 133.5 K et 275.0 K	70
2.8	Absorption induite par collision des molécules $\text{H}_2\text{-CH}_4$ entre 0.02 et 990 cm^{-1} pour une température de 51.7 K, 143.8 K et 309.7 K	71

2.9	Profils de température simulés sur Uranus sans flux d'énergie interne et avec la limite haute du flux d'énergie interne déduite par Pearl et al. (1990)	72
2.10	Profils de température simulés sur Neptune avec un flux d'énergie interne de 0.43 W.m^{-2} déduite par Pearl et al. (1991), avec la limite basse du flux d'énergie interne égale à 0.34 W.m^{-2} et avec la limite haute du flux d'énergie interne égale à 0.52 W.m^{-2}	73
2.11	Évolution de la différence de température à partir du jour 0 sur Uranus et Neptune sur 3 journées entières en prenant en compte le cycle diurne.	76
2.12	Profils de capacité thermique massique isobarique sur Uranus pour un ratio ortho:para "normal", "intermédiaire" et "à l'équilibre"	83
2.13	Profils de capacité thermique massique isobarique sur Neptune pour un ratio ortho:para "normal", "intermédiaire" et "à l'équilibre"	84
2.14	Profils de température simulés sur Uranus pour un ratio ortho:para "normal", "intermédiaire" et "à l'équilibre"	86
2.15	Profils de température simulés sur Neptune pour un ratio ortho:para "normal", "intermédiaire" et "à l'équilibre"	87
2.16	Profils de N^2 sur Uranus calculés à partir du profil de température mesuré par Lindal et al. (1987) pour un ratio ortho:para "normal", "intermédiaire" et "à l'équilibre"	88
2.17	Profils de N^2 sur Neptune calculés à partir du profil de température mesuré par Lindal (1992) pour un ratio ortho:para "normal", "intermédiaire" et "à l'équilibre"	89
2.18	Différence de température sur Uranus et Neptune entre un pas de temps radiatif d'un jour et un de 50 jours.	90
2.19	Profils de température simulés par le modèle nominal en bleu sur Uranus et Neptune	91
2.20	Taux de chauffage et taux de refroidissement dans nos simulations sur Uranus et sur Neptune	93
3.1	Partie imaginaire des indices de réfraction des couches d'aérosols d'après Irwin et al. (2022) sur Uranus	99
3.2	Partie imaginaire des indices de réfraction des couches d'aérosols d'après Irwin et al. (2022) sur Neptune	100
3.3	Partie réelle des indices de réfraction des couches d'aérosols d'après Irwin et al. (2022) sur Uranus	101

3.4	Partie réelle des indices de réfraction des couches d'aérosols d'après Irwin et al. (2022) sur Neptune	102
3.5	Profils de température simulés d'Uranus et de Neptune avec le scénario d'aérosols de Irwin et al. (2022) pour trois valeurs différentes du coefficient d'absorption dans l'infrarouge thermique	103
3.6	Profils de température simulés d'Uranus et de Neptune avec le scénario d'aérosols de Irwin et al. (2022) mais avec des indices optiques des tholins et des tholins de glace	105
3.7	Profils de température simulés d'Uranus et de Neptune avec le scénario sans aérosols, celui avec de la glace de C_2H_6 , de C_2H_2 et de C_4H_2	107
3.8	Profils de température simulés sur Uranus en fonction du profil de fraction molaire de CH_4	110
3.9	Profils de température simulés sur Neptune en fonction du profil de fraction molaire de CH_4	111
3.10	Profils de température simulés sur Uranus au augmentant l'altitude de l'homopause du CH_4	112
3.11	Profils de température simulés sur Uranus avec le scénario d'aérosols de Irwin et al. (2022) et différents profils de CH_4	113
3.12	Profils de température simulés sur Uranus avec le scénario d'aérosols de Irwin et al. (2022) en augmentant l'altitude de l'homopause du CH_4	114
3.13	Conductivité thermique de l'ortho-hydrogène et para-hydrogène à partir des données de Mehl et al. (2010), de l'hélium à partir des données de Hurly et al. (2007) et conductivité totale calculée à partir des conductivités présentés ci-dessus en utilisant la formule de Mason et al. (1959)	117
3.14	Profils de température simulés sur Uranus et Neptune pour différents scénarios de conduction thermosphérique	120
3.15	Profils de température simulés sur Uranus et Neptune avec le scénario Irwin et al. (2022) en ajoutant le scénario UC2 et NC1 de conduction thermosphérique	122
3.16	Profils de température simulés sur Uranus et Neptune avec un profil d'abondance de méthane plus élevé et en ajoutant le scénario UC2 et NC1 de conduction thermosphérique	123
4.1	Coupes verticales de la température simulée à l'équinoxe de printemps ($L_s = 0^\circ$) et au solstice d'été ($L_s = 90^\circ$) sur Uranus	127

4.2	Coupes verticales de la température simulée à l'équinoxe de printemps ($L_s = 0^\circ$), au solstice d'été ($L_s = 90^\circ$) et au contraste maximal de température dans la stratosphère ($L_s = 140^\circ$) sur Neptune	128
4.3	Évolution de la température simulée à 10 Pa sur Uranus pendant une année uranienne.	129
4.4	Évolution de la température simulée à 10 Pa sur Neptune pendant une année neptunienne.	130
4.5	Évolution de la température pendant une année planétaire sur Uranus à 10 Pa et 350 hPa et sur Neptune à 10 Pa et 500 hPa pour une latitude de 90°N , 60°N , 30°N et 0°	131
4.6	Comparaison de la température déduite par l'expérience Voyager/IRIS (Orton et al., 2015) et de la température simulée sur Uranus à 100 et 400 hPa	133
4.7	Comparaison de la température simulée et moyennée sur le disque en fonction de la latitude subsolaire observée depuis la Terre et des températures moyennes du disque obtenues par différentes observations	138
4.8	Comparaison de la température déduite par l'expérience Voyager/IRIS (Fletcher et al., 2014) et de la température simulée sur Neptune à 100 et 400 hPa	139
5.1	Grille C-icosaédrique triangulaire en fonction de la tessellation effectuée (figure extraite de Sadourny et al. (1968)).	149
5.2	Maillage hexagonal de centre i et maillage triangulaire de centre v de la grille duale Delaunay-Voronoi dans DYNAMICO	150
5.3	Coupe verticale de la moyenne zonale du vent zonal de la 2ème année de simulation pour un n_{dyn} de 200 et 400 par jour uranien.	158
5.4	Évolution de la moyenne zonale du vent zonal pour un n_{dyn} de 200 et de 400 à une pression de 10 Pa et 100 hPa	159
5.5	Coupe verticale de la moyenne zonale du vent zonal de la 4ème année de simulation pour un temps de relaxation de 2 500, 5 000, 10 000 et 15 000 s pour la dissipation horizontale	161
5.6	Évolution de la moyenne zonale du vent zonal pour un temps de relaxation de 5 000 et 10 000 s pour la dissipation horizontale à une pression de 10 Pa	162
5.7	Coupe verticale de la moyenne zonale du vent zonal pour un ordre du laplacien égal à 2 et 4 de la dissipation horizontale	164

6.1	Évolution de la moyenne globale de la température sur Uranus pendant toute la durée de notre simulation par le IG-PCM DYNAMICO à 10 Pa et 1 000 hPa	167
6.2	Évolution de la moyenne globale de la température sur Neptune pendant toute la durée de notre simulation par le IG-PCM DYNAMICO à 10 Pa et 1 000 hPa	168
6.3	Évolution de la moyenne globale du moment angulaire normalisée sur Uranus et Neptune	169
6.4	Évolution de la moyenne zonale du vent zonal sur Uranus pendant toute la durée de notre simulation par le IG-PCM DYNAMICO à 1 000 hPa, 10 hPa et 10 Pa	171
6.5	Évolution de la moyenne zonale du vent zonal sur Neptune pendant toute la durée de notre simulation par le IG-PCM DYNAMICO à 1 000 hPa, 10 hPa et 10 Pa	172
6.6	Coupe verticale de la moyenne zonale du vent zonal moyennée sur une année (la 10ème année de simulation) sur Uranus	174
6.7	Coupe verticale de la moyenne zonale du vent zonal moyennée sur une année (la 7ème année de simulation) sur Neptune	175
6.8	Profil du vent zonal simulé sur Uranus à 200 hPa et ceux observés dans les bandes K' et H	177
6.9	Profil du vent zonal simulé sur Neptune à 2 000 hPa et ceux observés dans la bande H	179
6.10	Profil du vent zonal simulé sur Neptune à 200 hPa et ceux observés dans la bande K'	180
6.11	Évolution du vent zonal sur Uranus au niveau des jets progrades aux moyennes latitudes dans l'hémisphère nord et l'hémisphère sud à une pression de 1 000 hPa	182
6.12	Évolution du vent zonal sur Uranus au niveau des jets progrades aux moyennes latitudes dans l'hémisphère nord et l'hémisphère sud à une pression de 10 hPa	183
6.13	Évolution du vent zonal sur Neptune au niveau des jets progrades aux moyennes latitudes dans l'hémisphère nord et l'hémisphère sud à une pression de 1 000 hPa	184
6.14	Évolution du vent zonal sur Neptune au niveau des jets progrades aux moyennes latitudes dans l'hémisphère nord et l'hémisphère sud à une pression de 10 hPa	185

6.15	Évolution de la moyenne zonale du vent zonal sur Uranus et Neptune à 1 bar pour une résolution de 2°	186
6.16	Coupe verticale de la moyenne zonale du vent zonal moyennée sur un an pour la 10ème année uranienne et la 7ème année neptunienne pour une résolution de 2°	187
6.17	Coupe verticale de la moyenne zonale du vent zonal de la 3ème année de simulation sur Uranus avec et sans un frottement de Rayleigh en bas du modèle	188
6.18	Coupe verticale de la moyenne zonale du vent zonal de la 6ème année de simulation sur Uranus avec un flux d'énergie interne de 1.04 W.m^{-2} et en conservant un flux d'énergie interne nul	189
6.19	Coupe verticale de la moyenne zonale du vent zonal de la 5ème année de simulation sur Uranus avec une obliquité de 0° et de 97.77°	191
6.20	Coupe verticale de la moyenne zonale du vent zonal de la 3ème année de simulation sur Uranus avec une obliquité de 28.32° et de 97.77°	192
6.21	Évolution de la moyenne zonale de l'énergie cinétique des tourbillons sur Uranus et Neptune à une pression de 200 hPa	196
6.22	Coupe verticale de la moyenne zonale de l'accélération horizontale induite par les tourbillons et celle par la circulation résiduelle sur Uranus au cours de la 10ème année de simulation	198
6.23	Évolution de la moyenne zonale de l'accélération horizontale induite par les tourbillons et celle par la circulation résiduelle à 200 hPa sur Uranus au cours de la 10ème année de simulation	199
6.24	Coupe verticale de la moyenne zonale de l'accélération horizontale induite par les tourbillons et celle par la circulation résiduelle sur Neptune durant la 7ème année de simulation	200
6.25	Évolution de la moyenne zonale de l'accélération horizontale induite par les tourbillons et celle par la circulation résiduelle à 200 hPa sur Neptune au cours de la 7ème année de simulation	201
6.26	Évolution de la moyenne zonale du vent zonal à une latitude de 45°S sur Uranus et Neptune aux alentours de deux pics de forte activité tourbillonnaire	202
6.27	Profil latitudinal de la moyenne zonale du vent zonal, de l'accélération horizontale par les ondes et par la circulation résiduelle sur Uranus à $L_s \simeq 60^\circ$ et Neptune à $L_s \simeq 95^\circ$	204

6.28	Coupe verticale de l'évolution du vent zonal à l'équateur sur notre simulation de référence d'Uranus et zoom sur la 10ème année de simulation . . .	206
6.29	Coupe verticale de l'évolution du vent zonal à l'équateur sur notre simulation de référence de Neptune.	207
6.30	Profil vertical de la moyenne zonale du vent zonal, de l'accélération horizontale par les ondes et par la circulation résiduelle sur Uranus entre $L_s \simeq 296$ et 305° à la 10ème année de simulation	208
6.31	Coupe verticale de l'évolution du vent zonal à l'équateur à la 9ème année de simulation sur Uranus.	209
6.32	Coupes verticales de la moyenne zonale des anomalies de température sur la 9ème année de simulation sur Uranus par pas de 72° de longitude solaire	210
6.33	Coupes verticales de l'évolution de la moyenne zonale de la température sur la 9ème année de simulation sur Uranus par pas de 72° de longitude solaire	212
6.34	Profils verticaux de la température sur Uranus et Neptune obtenus par le modèle radiatif-convectif et par le GCM	214
6.35	Zoom de la figure 6.34(a) pour mettre en évidence les anomalies de température simulées par notre modèle au niveau de la tropopause d'Uranus.	215
6.36	Coupes verticales de la moyenne zonale de la température sur Uranus obtenues par le modèle radiatif-convectif et le GCM pour une longitude solaire de 0° , 90° , 180° et 270°	216
6.37	Évolution de la moyenne zonale de la température sur Uranus avec le modèle radiatif-convectif et le GCM au cours de la 10ème année de simulation pour une pression de 0.1, 1 et 10 hPa	218
6.38	Coupes verticales de la moyenne zonale de la température sur Neptune obtenues par le modèle radiatif-convectif et le GCM pour une longitude solaire de 0° , 90° , 180° et 270°	219
6.39	Évolution de la moyenne zonale de la température sur Neptune avec le modèle purement radiatif et le GCM au cours de la 7ème année de simulation pour une pression de 0.1, 1 et 10 hPa	222
6.40	Comparaison de la température méridionale sur Uranus obtenue par le GCM, le modèle radiatif-convectif et la température observée par l'expérience IRIS pendant le survol de Voyager 2 à 100 et 200 hPa	223
6.41	Comparaison de la température méridionale sur Neptune obtenue par le GCM, le modèle radiatif-convectif et la température observée par l'expérience IRIS pendant le survol de Voyager 2 à 100 et 200 hPa	223

6.42	Même figure que 6.36 pour Uranus à $L_s = 271^\circ$ et que 6.38 pour Neptune à $L_s = 235^\circ$.	224
6.43	Coupe verticale de la fonction de courant massique sur Uranus en moyenne annuelle dans le formalisme TEM et CEM	226
6.44	Coupe verticale de la fonction de courant massique sur Neptune en moyenne annuelle dans le formalisme TEM et CEM	228
7.1	Différence de température moyennée sur tout le globe à 850 hPa entre le cas Held-Suarez classique et le cas prenant en compte les modifications sur la variabilité de la masse molaire.	237
7.2	Profil méridional de la fraction molaire de méthane sur Uranus et Neptune calculée analytiquement	239
7.3	Profil vertical de la fraction molaire de méthane sur Uranus et Neptune calculée analytiquement	240
7.4	Coupe verticale de la masse molaire sur Uranus et Neptune calculée analytiquement	240

Liste des tableaux

1.1	Principales caractéristiques des planètes de notre système solaire. La masse molaire est celle de l'atmosphère. Les données du flux d'énergie interne proviennent de Sanchez-Lavega (2011)	6
2.1	Intervalles spectraux dans la partie visible et la partie infrarouge utilisés pour la méthode de k-distribution.	64
2.2	Tables de l'espace $g(k)$, de la pression et de la température utilisées pour la construction du tableau des k-corrélés.	65
2.3	Capacité thermique massique isobarique calculée en fonction de la fraction ortho:para de l'hydrogène moléculaire "normal", "intermédiaire" et "à l'équilibre" et des profils de température observés sur Uranus et Neptune à $\sim 3\,000$ hPa.	85
3.1	Ajustement optimal du scénario d'aérosols/de nuages d'après Irwin et al. (2022)	98
3.2	Flux de conduction testés pour Uranus et Neptune en fonction du gradient de température dans la thermosphère et de l'épaisseur de cette gamme . .	118
5.1	Constantes physiques et paramètres numériques utilisés dans le GCM pour Uranus et Neptune.	155

Introduction

Situées à une distance moyenne de 19 UA¹ et 30 UA respectivement, Uranus et Neptune constituent à ce jour des mondes mystérieux et difficiles d'accès. En raison de leur éloignement, elles sont longtemps restées inconnues depuis que l'homme a commencé à étudier le ciel nocturne. Durant l'ère pré-télescopique, l'existence de ces planètes était insoupçonnée. Il a fallu attendre l'invention du télescope au XVIème siècle pour que de premières observations d'Uranus et de Neptune soient faites. Néanmoins, ces premières observations n'ont pas permis de classer ces objets en tant que planètes. Ce n'est qu'en 1781 que William Herschel redécouvre Uranus. Dans un premier temps, elle fut considérée comme étant une comète, et après une longue campagne d'observation, elle fut classée en tant que planète en 1783. C'est la première fois que l'homme moderne repousse les limites du système solaire. Quelques années après cette découverte, cette nouvelle planète a commencé à poser de nombreux problèmes sur la prédiction de sa trajectoire. Une erreur sur sa position s'amplifiait au fil du temps. Cette découverte a conduit les astronomes à supposer la présence d'une autre planète située sur une orbite trans-uraniennne. C'est en 1845 que Urbain Le Verrier crée un modèle précis de l'orbite de cette planète. À partir de son modèle et à sa demande, l'astronome Johann Gottfried Galle découvre Neptune en 1846. Il s'agit de la première fois qu'un astre est découvert et prédit à l'aide d'un modèle mathématique. Malgré ces observations, la nature de ces deux planètes va longtemps rester inconnue. Elles seront d'ailleurs longtemps considérées comme des planètes telluriques avant que l'amélioration des télescopes et des techniques de spectroscopie au milieu du XIXème siècle les fassent classer en tant que planètes géantes glacées (Humbert, 1937 ; Brown, 1950). Malgré ces améliorations instrumentales, les difficultés observationnelles posées par l'éloignement de ces planètes par rapport à la Terre vont empêcher d'avoir une image suffisamment résolue et claire des phénomènes qui se déroulent dans leur atmosphère (Newburn et al., 1973 ; Hammel et al., 1989 ; Zorzi et al., 2019).

Les interrogations que suscitent ces planètes auront poussé la NASA à envoyer la

1. Unité astronomique définie comme égale à 149 597 870 700 m

mission Voyager 2 en 1977. Cette mission consiste en un simple survol de ces deux astres. Le survol d'Uranus a eu lieu en 1986 et celui de Neptune en 1989. En longitude solaire² (Ls), cela correspond au solstice d'hiver ($Ls \simeq 271^\circ$) pour Uranus et à l'automne de l'hémisphère nord ($Ls \simeq 235^\circ$) pour Neptune. Grâce à ces missions, les premières photographies de ces mondes inconnus ont pu être prises et les instruments de la sonde ont pu collecter de nombreuses informations. Voyager 2 a ainsi pu révéler que ces planètes étaient des mondes froids particulièrement actifs. Mais cette mission a également soulevé de nombreuses et nouvelles questions, notamment sur leur atmosphère (Mousis et al., 2018). Sur Uranus, par exemple, des bandes brillantes dans l'hémisphère sud ont pu être observées (Smith et al., 1986; Tyler et al., 1986; Lindal et al., 1987) et les données relevées par Voyager 2 ont montré que cette planète était dépourvue de flux de chaleur interne (Pearl et al., 1990). Sur Neptune, une forte activité météorologique sous forme de tâches sombres a pu être observée ainsi que des vents zonaux particulièrement intenses (Smith et al., 1989; Tyler et al., 1989; Stone et al., 1989; Lindal, 1992).

Depuis ces survols, plus aucune mission spatiale n'a été envoyée sur ces planètes. Mais la communauté scientifique est restée mobilisée sur l'étude de ces dernières en effectuant des campagnes d'observations depuis la Terre à partir de l'observatoire Keck, du Very Large Telescope, de l'Atacama Large Millimeter Array, Subaru et de l'observatoire Gemini ou à l'aide de télescopes spatiaux comme Hubble, Herschel et Akari.

Néanmoins, la résolution de ces observations reste encore assez basse par rapport à celles obtenues pour Jupiter ou Saturne et leur atmosphère particulièrement froide rend les observations en infrarouge thermique difficiles à réaliser (Zorzi et al., 2019).

Un nouveau regain d'intérêt pour Uranus et Neptune a été constaté ces dernières années en raison de l'évolution des connaissances sur les exoplanètes et sur la formation planétaire. Depuis la première découverte d'une exoplanète autour d'un astre (Wolszczan et al., 1992) et autour d'une étoile (Mayor et al., 1995), plus de 4000 exoplanètes ont pu être recensées et classifiées. Ces observations et études ont pu permettre de découvrir l'existence de planètes similaires (telluriques, gazeuses...) mais aussi de mondes exotiques et inconnus de notre système solaire comme les Jupiter chauds. La classification de ces exoplanètes a révélé que la classe de planète la plus abondante sur notre galaxie est la mini-neptune, qui est une classe de planète similaire aux géantes glacées car elle posséderait une atmosphère d'hydrogène et d'hélium mais une taille inférieure à celles-ci (Fulton et al., 2018; Hsu et al., 2019; Kite et al., 2019; Kite et al., 2020).

2. On définit la longitude solaire comme étant l'angle entre le point vernal (position de la planète à l'équinoxe de printemps de l'hémisphère nord), le centre de l'orbite du système planète-soleil et la position de la planète sur ce plan.

En parallèle de ces découvertes, des modèles réalisés pour expliquer la formation des planètes de notre système solaire ont montré que la formation d’Uranus et de Neptune s’est produite à une distance beaucoup plus proche du soleil que de leur actuelle distance (Levison et al., 2001 ; Levison et al., 2008 ; Levison et al., 2011 ; Gomes et al., 2005 ; Morbidelli et al., 2005 ; Morbidelli et al., 2007 ; Nesvorný, 2011 ; Batygin et al., 2010 ; Batygin et al., 2012). Ce type de planète serait donc une norme dans notre galaxie et constitue un maillon manquant dans notre compréhension de ce type de planète et de la formation de notre système solaire (Mousis et al., 2018).

Les questions entourant les géantes glacées sont nombreuses, notamment concernant leur atmosphère. Le survol de Voyager 2 a apporté beaucoup plus de questions que de réponses. Les échanges thermiques, leur composition, leur circulation atmosphérique et les processus microphysiques qui gouvernent leur atmosphère sont très mal compris.

L’étude de ces questionnements est principalement réalisée à partir de modèles numériques qui permettent de reconstruire les atmosphères de cette planète et d’apporter des réponses aux différents processus découverts par les observations. Ces modèles vont du simple modèle 1-D qui simulent les échanges radiatifs (Wallace, 1983 ; Wallace, 1984) au modèle global du climat (GCM pour *Global Climate Model* en anglais) qui résolvent les équations primitives atmosphériques. Néanmoins, l’interprétation de ces simulations nécessite une importante quantité d’observations afin de valider les simulations produites par ces modèles.

Pour explorer ces mondes glacés et répondre aux nombreuses problématiques concernant ce type de planète, une mission à haut budget (programme flagship) sur Uranus a été annoncée dans le rapport décennal du Planetary Science Decadal Survey. Le lancement de l’orbiteur est prévu à l’horizon 2030 et la sonde devrait se mettre en orbite en 2044-2045 lorsque Uranus sera à son périhélie. En attendant, des observations plus précises de ces planètes sont en cours par le James Webb Space Telescope (JWST) et permettront d’obtenir de nouvelles informations sur ces atmosphères si particulières. On constate ainsi une forte mobilisation actuelle de la communauté scientifique pour l’étude de ces mondes encore mystérieux. Ces nouvelles observations pourront ainsi compléter nos connaissances actuelles et répondre aux nombreuses problématiques sur leur atmosphère explicitées dans le chapitre ci-dessous.

Chapitre 1

Description de l'atmosphère

Sommaire

1.1 Généralités sur Uranus et Neptune	6
1.2 Structure thermique	7
1.2.1 Structure verticale	7
1.2.2 Variations méridiennes et saisonnières	12
1.3 Composition atmosphérique	13
1.3.1 Hydrogène moléculaire	14
1.3.2 Hélium	18
1.3.3 Méthane	18
1.3.4 Hydrocarbures	22
1.4 Nuages et brumes d'aérosols	23
1.5 Circulation atmosphérique	26
1.5.1 Vent zonal	26
1.5.2 Instabilités et ondes	34
1.5.3 Oscillation équatoriale	36
1.5.4 Épaisseur des jets zonaux	42
1.5.5 Circulation méridienne	43
1.6 Modèles radiatifs-convectifs	45
1.7 Modélisation de la circulation atmosphérique	46
1.7.1 Modèle de convection profonde	46
1.7.2 Modèle en couche mince	48
1.8 Problématiques et défis de modélisation	50

1.1 Généralités sur Uranus et Neptune

Uranus et Neptune font partie du groupe des géantes de glaces qui est une catégorie différente des autres planètes de notre système solaire. Le terme "glaces" signifie ici que les principaux constituants de l'intérieur de ces planètes ne sont pas l'hélium et l'hydrogène (à l'instar de Jupiter et Saturne) mais des composés volatiles qui ont un point de fusion proche de 100 K que l'on appelle "glaces". Ces derniers sont majoritairement l'eau (H₂O), l'ammoniac (NH₃) et le méthane (CH₄). La structure interne de ces planètes peut être décomposée en 3 couches d'après les modèles actuels : un noyau composé de fer, silicate et nickel, un manteau de glaces dans des états exotiques et une atmosphère composée en majorité de dihydrogène (H₂), d'hélium (He) et de méthane (CH₄). Cependant, il reste à ce jour beaucoup d'incertitudes sur les couches les plus profondes et les états dans lesquels se trouvent les différents constituants (Bailey et al., 2015 ; Soubiran et al., 2015 ; Nettelmann et al., 2013 ; Cavazzoni et al., 1999 ; French et al., 2009 ; Wilson et al., 2013). En plus de cette classe, ces planètes partagent une taille et une masse relativement similaires. D'autres similarités peuvent être constatées si on les compare avec les autres planètes du système solaire (tableau 1.1).

Par exemple, leur atmosphère, composée d'hydrogène et d'hélium, est similaire à celle des géantes gazeuses comme Jupiter et Saturne. De plus, elles ne possèdent pas de surface solide et la masse molaire de l'atmosphère de ces dernières est semblable. On peut également noter qu'avec leur période de rotation de 17.4 heures et de 16.2 heures, ce sont des rotateurs rapides comme Jupiter et Saturne. Elles partagent également des similitudes avec les planètes telluriques telles que l'accélération de la pesanteur qui est de l'ordre de $\sim 10 \text{ m.s}^{-2}$ et certaines caractéristiques de la circulation atmosphérique zonale de la Terre (jets progrades à haute latitude et alizés à l'équateur).

	Mercure	Vénus	Terre	Mars	Jupiter	Saturne	Uranus	Neptune
Rayon moyen (km)	2 439.7	6 051.8	6 371.0	3 396.2	69 911.0	58 232.0	25 362.0	24 622.0
Demi-grand axe (UA)	0.39	0.72	1.00	1.52	5.20	9.58	19.22	30.07
Masse ($\times 10^{23}$ kg)	3.3011	48.675	59.724	6.4171	18 981.9	5 683.4	868.13	1 024.13
Masse molaire (g.mol ⁻¹)	-	43.45	28.97	43.34	2.22	2.07	2.64	2.69
Gravité de surface (m.s ⁻²)	3.7	8.87	9.798	3.71	24.79	10.44	8.87	11.15
Période de rotation (heure)	1 407.5	5 832.6	23.9345	24.6229	9.9250	10.656	17.24	16.11
Obliquité (°)	0.034	177.36	23.44	25.19	3.13	26.73	97.77	28.32
Irradiance (W.m ⁻²)	9 082.7	2 601.3	1 361.0	586.2	50.26	14.82	3.69	1.508
Albédo de Bond	0.088	0.76	0.306	0.25	0.503	0.342	0.30	0.29
Flux d'énergie interne (W.m ⁻²)	?	0	0.075	0.04	5.44	2.01	<0.042	0.433

Table 1.1 – Principales caractéristiques des planètes de notre système solaire. La masse molaire est celle de l'atmosphère. Les données du flux d'énergie interne proviennent de Sanchez-Lavega (2011)

Ces similarités, mises à part, ces planètes possèdent plusieurs différences majeures entre elles. Neptune a une obliquité de 28.32° alors que celle d'Uranus est de 97.77° . Cela signifie que l'axe de rotation d'Uranus est quasiment sur son plan orbital. Ainsi, en moyenne annuelle, Uranus reçoit un flux solaire plus important aux pôles qu'à l'équateur, contrairement aux autres planètes du système solaire. Leur éloignement au Soleil est de 19.19 UA pour Uranus, 30.07 UA pour Neptune. En conséquence, l'irradiance reçue au sommet de leur atmosphère est particulièrement faible : elle est de 3.69 W.m^{-2} pour Uranus (Pearl et al., 1990) alors qu'elle est estimée à 1.51 W.m^{-2} sur Neptune (Pearl et al., 1991). À titre de comparaison, sur Terre, l'irradiance reçue est de 1361 W.m^{-2} . La part d'énergie réfléchiée ou absorbée a aussi pu être déterminée. Les mesures font état d'un albédo de 0.30 pour Uranus (Pearl et al., 1990) et de 0.29 pour Neptune (Pearl et al., 1991). Le bilan radiatif implique un flux d'énergie absorbé de 0.26 W.m^{-2} pour Neptune. D'autre part, ces planètes diffèrent par leur flux d'énergie interne : il est inférieur à $0.042 \pm 0.047 \text{ W.m}^{-2}$ pour Uranus (Pearl et al., 1990) alors qu'il est estimé à $0.43 \pm 0.09 \text{ W.m}^{-2}$ sur Neptune (Pearl et al., 1991). Dans le cas de Neptune, le flux d'énergie interne est donc supérieur à l'énergie solaire absorbée et dans le cas d'Uranus, le flux d'énergie interne est quasiment inexistant.

Ainsi, ces deux planètes sont caractérisées par un faible ensoleillement et de longues périodes orbitales ; par des variations saisonnières très marquées (surtout pour Uranus), et dans le cas de Neptune, une compétition forte entre flux d'énergie interne et flux solaire absorbé. **Ces différences ont un impact direct sur le bilan radiatif de ces planètes et donc sur la température de leur atmosphère.**

1.2 Structure thermique

1.2.1 Structure verticale

Les profils verticaux de la température d'Uranus (figure 1.1) et de Neptune (figure 1.2) ont été mesurés pour la première fois par radio-occultation lors du survol de Voyager 2. Une zone convective correspondant à la troposphère a été découverte pour des pressions supérieures à 100 hPa lors du survol de Voyager 2 (figures 1.1 & 1.2). À ces pressions, le profil de température suit grossièrement le gradient thermique adiabatique sec. Sur Uranus, ce gradient est de 1.02 K.km^{-1} et sur Neptune, il est égal à 1.37 K.km^{-1} . À 1 000 hPa, la température atteint $\sim 76 \text{ K}$ aux latitudes $2\text{-}6^\circ\text{S}$ sur Uranus (Lindal et al., 1987) et $\sim 71 \text{ K}$ aux latitudes $59\text{-}62^\circ\text{N}$ sur Neptune (Lindal, 1992). Ces températures sont suffisamment froides pour que le méthane puisse se condenser.

Le profil de température dérivé du spectre moyenné sur le disque du continuum d'absorption par collision (CIA) H₂-H₂ (entre 9.5 and 20.2 μm) du spectromètre infrarouge Spitzer (Orton et al., 2014) ainsi que des raies du deutériure d'hydrogène (HD) ($\sim 37.7 \mu\text{m}$) dans l'infrarouge (IR) vu par l'Infrared Space Observatory/Short Wavelength Spectrometer (ISO/SWS) (Feuchtgruber et al., 1999; Feuchtgruber et al., 2013) confirme la température observée par Voyager 2 dans la troposphère d'Uranus. Un constat similaire est observé sur Neptune à partir des raies HD (Feuchtgruber et al., 1999; Feuchtgruber et al., 2013), des images infrarouges ISO/SWS entre 28 et 44 μm (Burgdorf et al., 2003) et des observations en sub-millimétrique des transition rotationnelle du monoxyde de carbone (CO) (Marten et al., 2005). Néanmoins, les données de Marten et al. (2005) et Feuchtgruber et al. (2013) voient une troposphère légèrement plus froide (de 2-3 K), mais avec un gradient de température identique.

Aux alentours de 100 hPa, une tropopause particulièrement froide a été observée par Voyager 2 et par des observations ultérieures (Feuchtgruber et al., 1999; Burgdorf et al., 2003; Feuchtgruber et al., 2013; Orton et al., 2014). À partir des observations en radio-occultation, le minimum observé est de 53 K sur Uranus et de 52 K sur Neptune. À titre de comparaison, sur Jupiter, la tropopause est de ~ 110 K et sur Saturne, elle est de ~ 80 K.

Au-dessus de la tropopause, la température augmente avec l'altitude sous l'effet des forçages radiatifs : on appelle cette zone stratosphère (figures 1.1 & 1.2). Les radio-occultations de Voyager 2 indiquent une température de l'ordre de ~ 80 K à 1 hPa¹ sur Uranus et ~ 125 K. La température stratosphérique sur Neptune est étonnamment plus élevée que sur Uranus alors que cette dernière reçoit un flux solaire ~ 2 fois plus important. D'autres méthodes ont permis de déterminer la température stratosphérique sur ces planètes.

Les courbes de lumière UVS (UltraViolet Spectrometer) obtenues à partir des occultations stellaires et solaires lors du survol de Voyager 2 ont permis d'obtenir de nouvelles mesures de la température sur Uranus. À partir d'une occultation solaire à 4°S, Bishop et al. (1990) ont dérivé un profil de température différent de celui provenant de la radio-occultation. Bien que l'allure du profil est similaire avec un maximum local situé à 40-50 Pa, une différence de température de ~ 20 K est présente au niveau du maximum avec le profil de Lindal et al. (1987), mais est cohérente avec celui de Lindal (1992). Cependant, de part et d'autre de ce maximum, la température est différente quel que soit le profil de radio-occultation. À 1 hPa, la différence de température est de ~ 35 K. D'autre part, le profil de température dérivé par Stevens et al. (1993) de cette occultation solaire est différent de celui obtenu par Bishop et al. (1990) où le maximum local n'est pas visible et la

1. Une différence de température est visible sur Uranus entre les profils de Lindal et al. (1987) et Lindal (1992) pour des pressions inférieures à 1 hPa, mais elle n'est pas expliquée. Elle ne provient pas d'une différente zone de sondage et aucune mention de réanalyse n'est mentionnée par Lindal (1992).

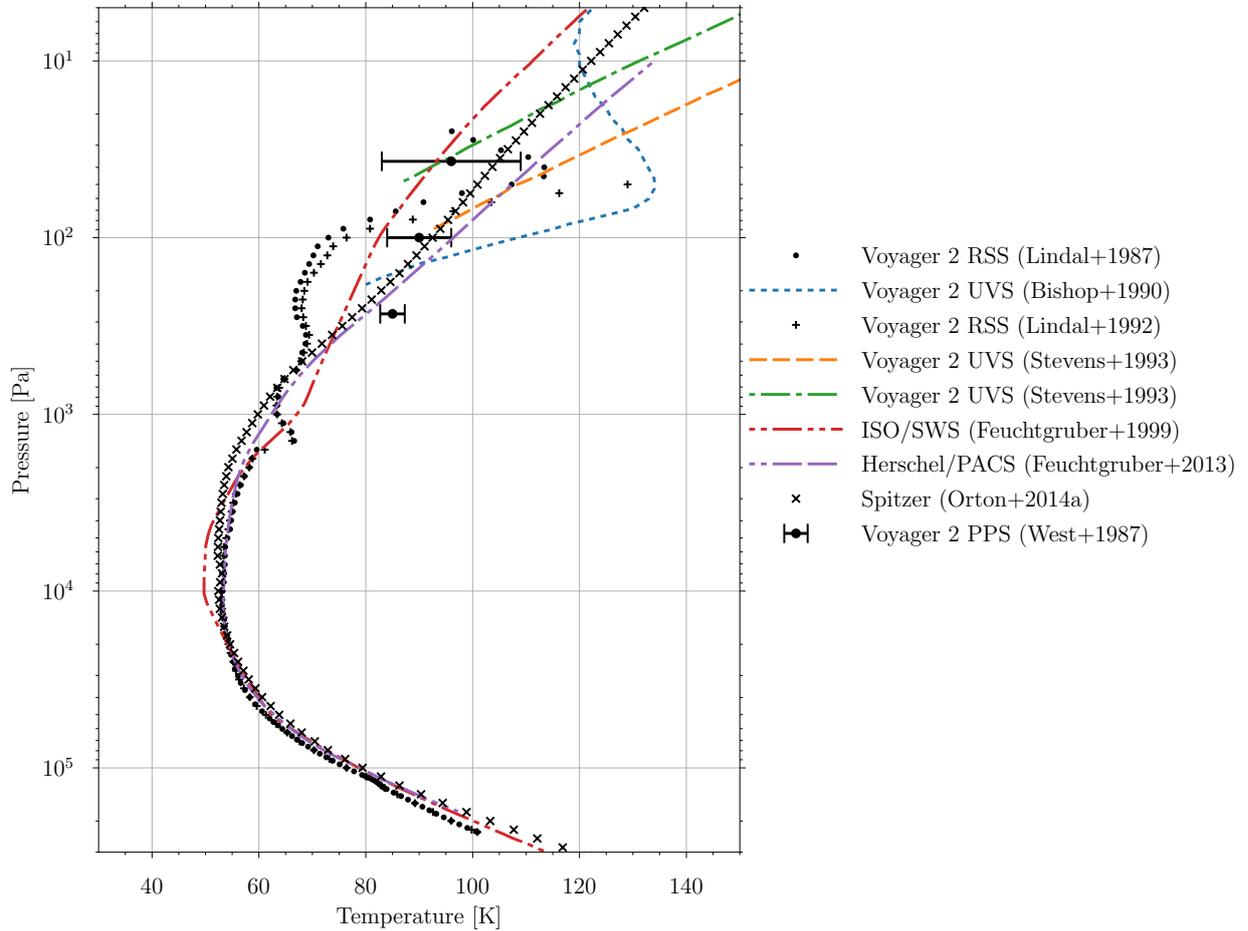


Figure 1.1 – Profils de température sur Uranus mesurés par radio-occultation (Lindal et al., 1987; Lindal, 1992), occultation stellaire et solaire en ultraviolet (West et al., 1987; Bishop et al., 1990; Stevens et al., 1993) et à partir de spectre moyenné sur le disque (Feuchtgruber et al., 1999; Feuchtgruber et al., 2013; Orton et al., 2014). Les incertitudes liées aux profils mesurés à partir de spectre ne sont pas indiquées sur cette figure pour conserver la lisibilité (le lecteur est invité à se référer aux sources de ces profils). Elles sont de l'ordre de 2-3 K dans la troposphère et 5 à 10 K dans la stratosphère. Celles pour Voyager 2 n'ont pas été communiquées (hormis l'expérience PPS).

température obtenue aux pressions sensibles de la radio-occultation (Lindal et al., 1987) est plus cohérente. Cependant, au-delà de 40 Pa, la température devient trop chaude par rapport à Lindal et al. (1987) et Bishop et al. (1990). À plus haute latitude (63.7°S), la température est 24 K plus froide. L'expérience Photopolarimeter Subsystem (PPS) de Voyager 2 a fourni des informations complémentaires sur les températures dans la basse stratosphère uranienne vers 100 Pa à 68.9°N (Lane et al., 1986 ; West et al., 1987) par le biais d'une occultation stellaire. Dans l'hypothèse d'une atmosphère exempte d'aérosols, l'inversion de température à partir des données PPS a montré une basse stratosphère plus chaude de 10 K que les mesures de température obtenues par radio-occultation à ~ 300 Pa.

En raison des températures froides et donc d'un mauvais rapport signal/bruit, très peu d'observations spatialement résolues ont été faites dans l'infrarouge thermique sur Uranus. Les profils obtenus par Feuchtgruber et al. (1999), Feuchtgruber et al. (2013) et Orton et al. (2014) sont cohérents avec ceux obtenus par radio-occultation, mais sont incompatibles avec ceux des occultations stellaires de Bishop et al. (1990) et Stevens et al. (1993).

Au contraire, davantage de mesures de la température stratosphérique ont été effectuées sur Neptune depuis l'époque de Voyager 2 à cause d'une stratosphère nettement plus chaude. À partir des spectres infrarouges moyennés sur le disque des raies du méthyle (CH_3) (Bézard et al., 1999), de la bande 7.8 μm du méthane (Greathouse et al., 2011), des bandes de méthane (7.7 μm) et de l'éthane (12.3 μm) (Fletcher et al., 2014), des raies rotationnelles du méthane (Lellouch et al., 2015) ainsi que ceux précédemment introduits (Feuchtgruber et al., 1999 ; Burgdorf et al., 2003 ; Marten et al., 2005 ; Feuchtgruber et al., 2013), les profils de températures dérivés montrent d'importantes variations pour des pressions inférieures à 300 Pa. À 100 Pa, les températures à ce niveau sont comprises entre 100 et 150 K, soient des températures similaires de celles présentes sur Saturne (Lindal et al., 1985). Au premier ordre, le gradient thermique de ces profils est assez similaire entre eux, les variations sont uniquement en amplitude. On note que les profils issus de ces spectres sont quasiment tous plus chauds que ceux obtenus par radio-occultation. Ce constat pose la question de la représentativité du profil obtenu par Voyager 2 puisqu'une seule bande de latitude a pu être sondé, mais aussi la question de l'évolution temporelle de la température à ces niveaux de pression.

À ~ 100 et 1 000 μPa respectivement, la conduction commence à dominer dans les échanges radiatifs sur Uranus et Neptune. Cette zone de transition marque la limite entre la stratosphère et la thermosphère. Différentes mesures ont montré que leur thermosphère est particulièrement chaude. Une température de 750 K² a été mesurée à la thermopause/exobase par occultation stellaire et solaire UV sur Uranus (Broadfoot et al., 1986)

2. Il s'agit en moyenne des thermosphères les plus chaudes du système solaire après la Terre et Jupiter.

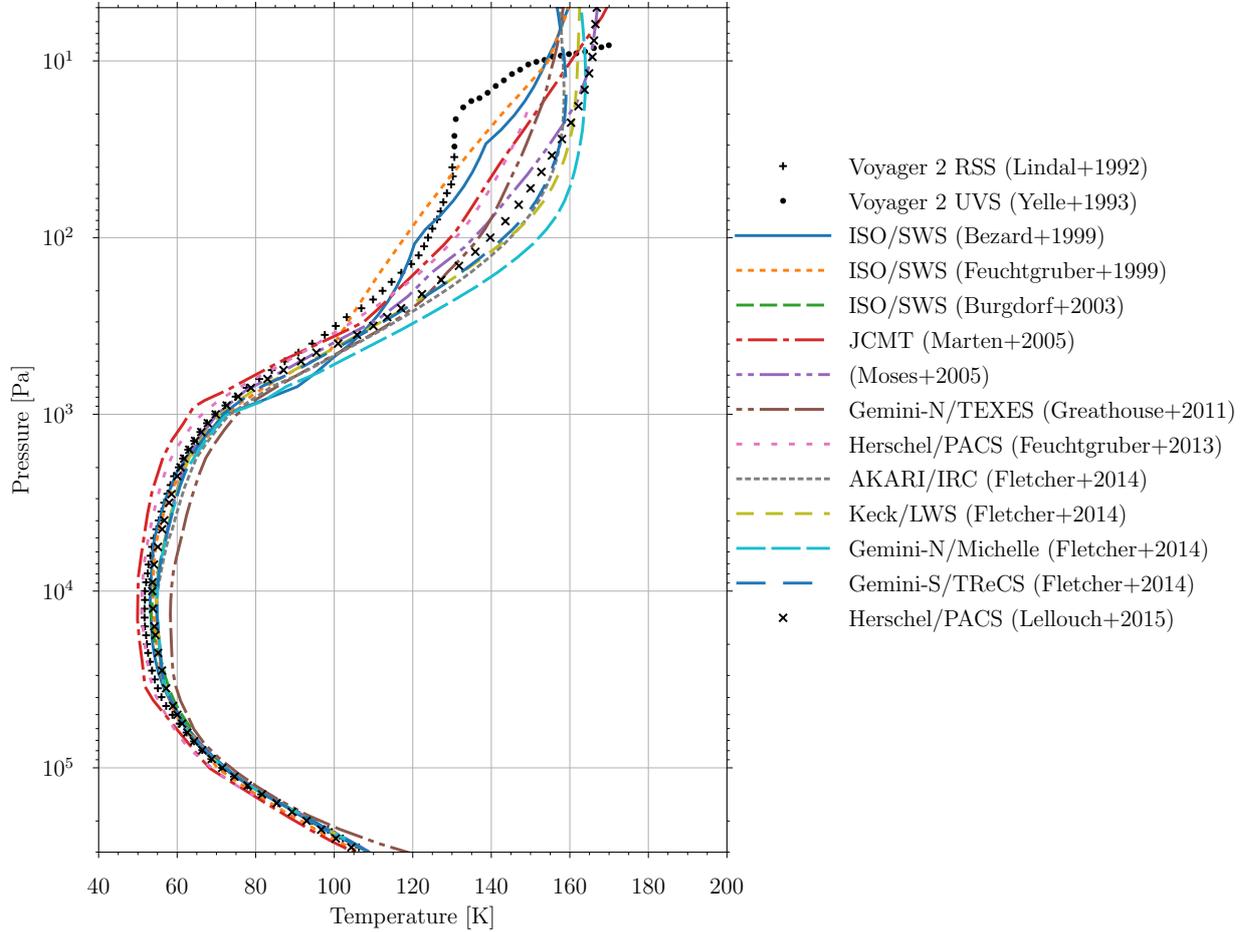


Figure 1.2 – Profils de température sur Neptune mesurés par radio-occultation (Lindal, 1992), occultation stellaire et solaire en ultraviolet (Yelle et al., 1993) et à partir de spectre moyenné sur le disque (Bézard et al., 1999; Feuchtgruber et al., 1999; Burgdorf et al., 2003; Marten et al., 2005; Greathouse et al., 2011; Feuchtgruber et al., 2013; Fletcher et al., 2014; Lellouch et al., 2015). Les incertitudes liées aux profils mesurés à partir de spectre ne sont pas indiquées sur cette figure pour conserver une lisibilité (le lecteur est invité à se référer aux sources de ces profils). Elles sont de l'ordre de 2-3 K dans la troposphère et 5 à 10 K dans la stratosphère. Celles pour Voyager 2 n'ont pas été communiquées.

et par occultation solaire UV sur Neptune (Broadfoot et al., 1989) lors du survol de Voyager 2. Depuis, plusieurs mesures d'occultations stellaires au sol ont été effectuées et une diminution significative et constante de la température a été observée sur Uranus (Melin et al., 2019). Depuis 1992, le taux de refroidissement était de 8 K par an, de sorte qu'en 2018, la température a atteint 486 K. Dans le cas de Neptune, aucune mesure de la température thermosphérique n'a été effectuée depuis le survol de Voyager 2. Cependant, Moore et al. (2020) suggèrent que la haute atmosphère pourrait s'être considérablement refroidie depuis l'époque de Voyager 2.

1.2.2 Variations méridiennes et saisonnières

La structure thermique de la tropopause est connue grâce à l'expérience Infrared Interferometer Spectrometer and Radiometer (IRIS) de Voyager 2 qui a fourni des informations sur les variations méridiennes de la température entre 70 et 400 hPa sur Uranus (Flasar et al., 1987; Conrath et al., 1998; Orton et al., 2015) et entre 70 et 800 hPa sur Neptune (Conrath et al., 1989; Conrath et al., 1991a; Conrath et al., 1998; Fletcher et al., 2014). Les deux planètes ont une structure thermique étonnamment similaire (figures 1.3 & 1.4). Les deux hémisphères présentent un minimum de température à moyenne latitude (51 à 52 K) et un maximum à leur pôle et à l'équateur (56 à 57 K) de même amplitude entre les deux planètes. Cette structure thermique semble être invariante dans le temps. Depuis le survol de Voyager 2, une très légère augmentation de la température dans l'hémisphère nord/été (<0.3 K) a tout de même été constatée sur Uranus (Roman et al., 2020) à partir de l'émission thermique du continuum de l'hydrogène moléculaire ($18.7 \mu\text{m}$). Les images infrarouges entre 17 et $25 \mu\text{m}$ (continuum de l'hydrogène moléculaire) sensibles à ces niveaux de pression montrent un constat similaire sur Neptune, hormis au pôle sud où un point chaud est apparu (Roman et al., 2022).

La structure méridienne de la stratosphère sur Uranus est différente de celle rencontrée dans la tropopause. À partir des images de l'émission thermique de l'acétylène à $13 \mu\text{m}$ (Roman et al., 2020), sensibles au niveau de pression de 0.1 hPa, un minimum de température de brillance a été détecté à l'équateur et un maximum aux moyennes latitudes dans chaque hémisphère. Cependant, comme la tropopause, aucune variation saisonnière n'a pu être observée entre 2009 ($L_s = 7^\circ$) et 2018 ($L_s = 43^\circ$), renforçant cette image d'atmosphère calme. A contrario, la réalité est bien différente sur Neptune. D'importantes variations temporelles de la structure méridienne ont été observées à partir de l'émission thermique de C_2H_6 ($12\text{-}13 \mu\text{m}$), CH_4 ($7\text{-}8 \mu\text{m}$), CH_3D ($8\text{-}9 \mu\text{m}$) et $\text{H}_2\text{S}(1)$ ($17 \mu\text{m}$) entre 2003 ($L_s = 266^\circ$) et 2020 ($L_s = 303^\circ$) entre 0.5 et 0.1 hPa. Des augmentations ou des diminutions de 5 à 10 K en moyenne sont observées en fonction de la latitude (figure 1.5). Ces variations sont trop courtes dans le temps pour être dues à un effet saisonnier et témoignent d'une dynamique atmosphérique particulièrement active.

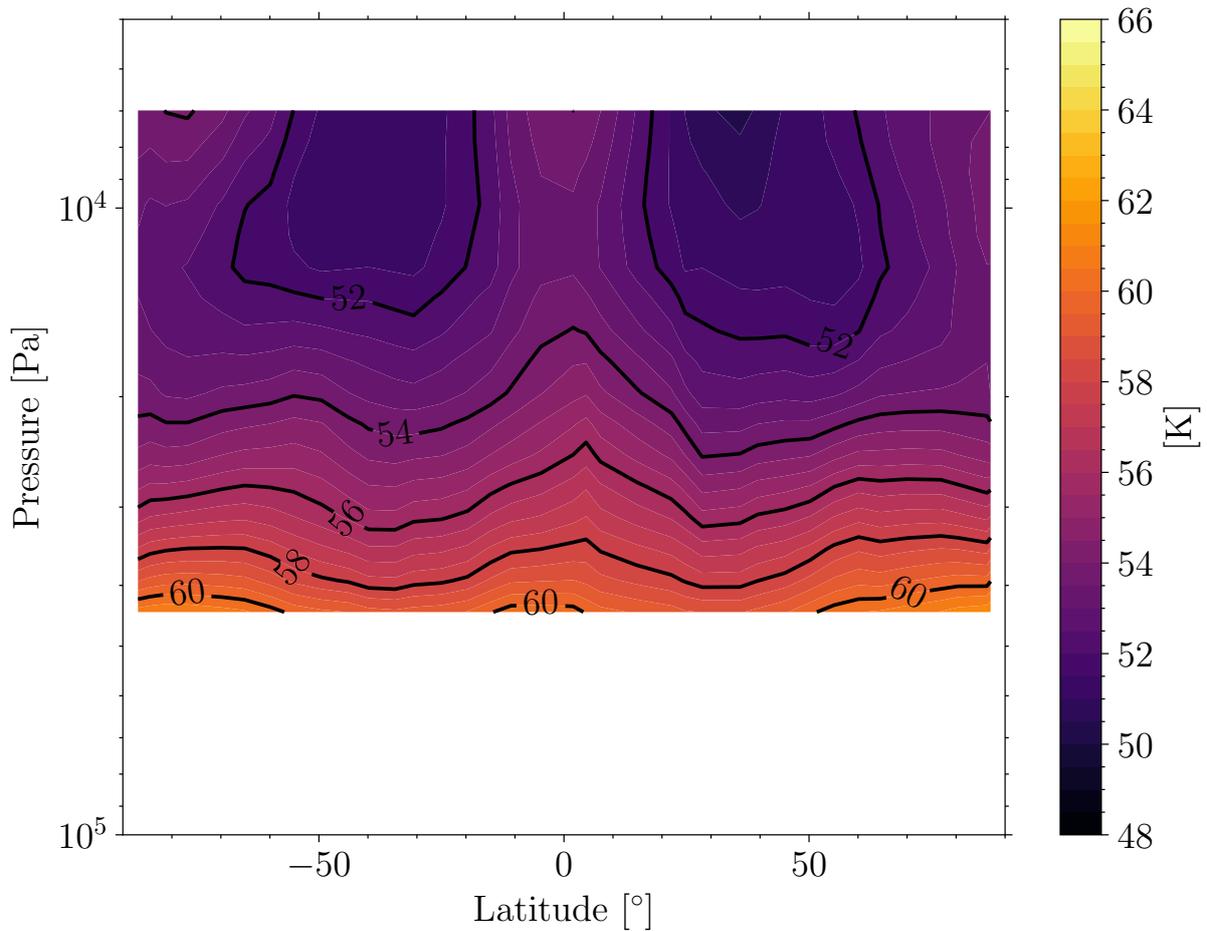


Figure 1.3 – Coupe transversale de la température sur Uranus dérivée de l'expérience IRIS lors du survol de Voyager 2 au moment où la planète était à une longitude solaire de $\sim 271^\circ$ (Orton et al., 2015).

Les occultations stellaires dans la haute stratosphère montrent également de nombreux écarts de température en fonction de la latitude (Uckert et al., 2014).

1.3 Composition atmosphérique

Les atmosphères d'Uranus et de Neptune sont principalement composées d'hydrogène moléculaire (H_2) et d'hélium (He). Le méthane (CH_4) est le troisième gaz majoritaire de ces atmosphères et possède une abondance suffisamment importante pour jouer un grand rôle dans les échanges radiatifs. En plus de ces gaz, des hydrocarbures créés par la photolyse du méthane évoluent dans la haute atmosphère. Les fractions molaires moyennes de ces gaz sont représentées sur la figure 1.6.

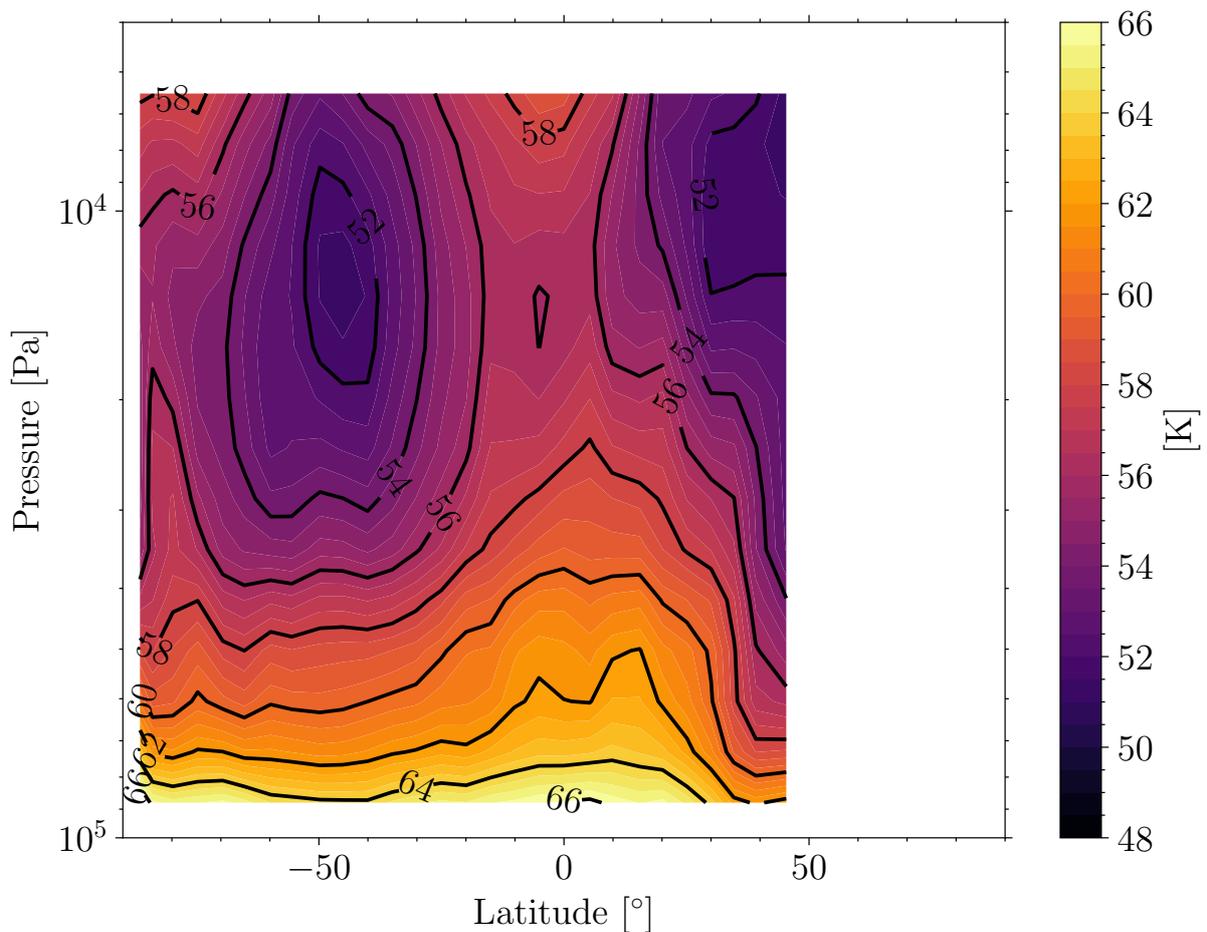


Figure 1.4 – Coupe transversale de la température sur Neptune dérivée de l'expérience IRIS lors du survol de Voyager 2 au moment où la planète était à une longitude solaire de $\sim 235^\circ$ (Fletcher et al., 2014).

1.3.1 Hydrogène moléculaire

L'hydrogène moléculaire (H_2) est le principal constituant de l'atmosphère d'Uranus et de Neptune. Il a été détecté pour la première fois sur ces planètes en 1952 (Herzberg, 1952) à partir de la raie à 8270 \AA qui correspond à la seconde bande harmonique du spectre d'absorption rotovibrationnelle induite par collision des paires H_2-H_2 . Néanmoins, son abondance est longtemps restée peu contrainte (Stevenson, 1982). Une estimation plus précise a pu être effectuée grâce au survol de Voyager 2. Au-dessus de la tropopause, l'abondance de H_2 en rapport de mélange volumique est estimée à $0.851^{+0.017}_{-0.022}$ pour Uranus (Conrath et al., 1987) et 0.848 ± 0.033 pour Neptune (Burgdorf et al., 2003). Les basses températures mesurées sur les 2 planètes impliquent que l'isomérisation de spin est

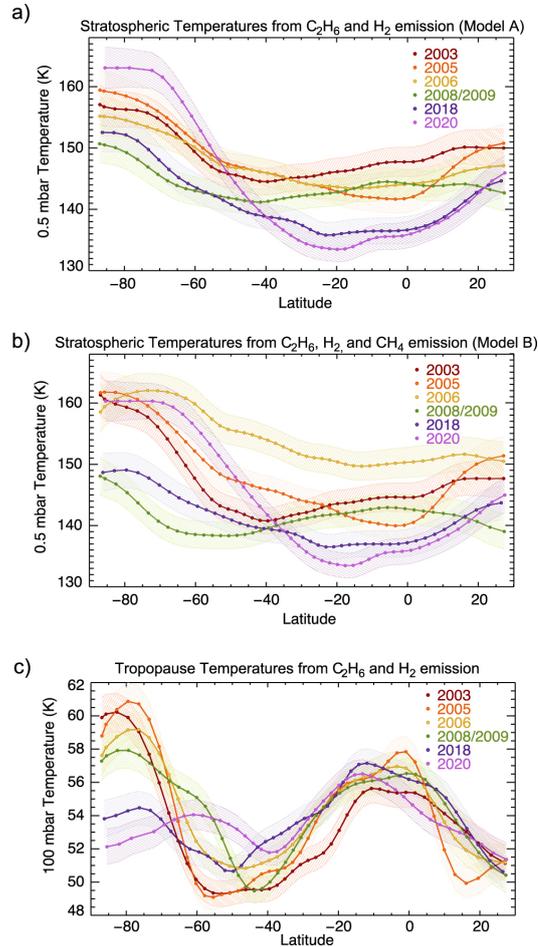


Figure 1.5 – Températures méridionales déduites sur Neptune entre 2003 et 2020 en fonction de la latitude. Les deux panneaux supérieurs montrent les températures à 0.5 hPa issues de la contribution de l'éthane ($\sim 12 \mu\text{m}$) et de l'hydrogène ($\sim 18\text{-}25 \mu\text{m}$) (a), ainsi que celles à 100 hPa incluant les radiances moins fiables du CH₄/CH₃D ($\sim 8 \mu\text{m}$) (b). Chaque époque est indiquée par une couleur, et les incertitudes liées à l'étalonnage sont représentées par les enveloppes hachurées correspondantes. Source : [Roman et al. \(2022\)](#).

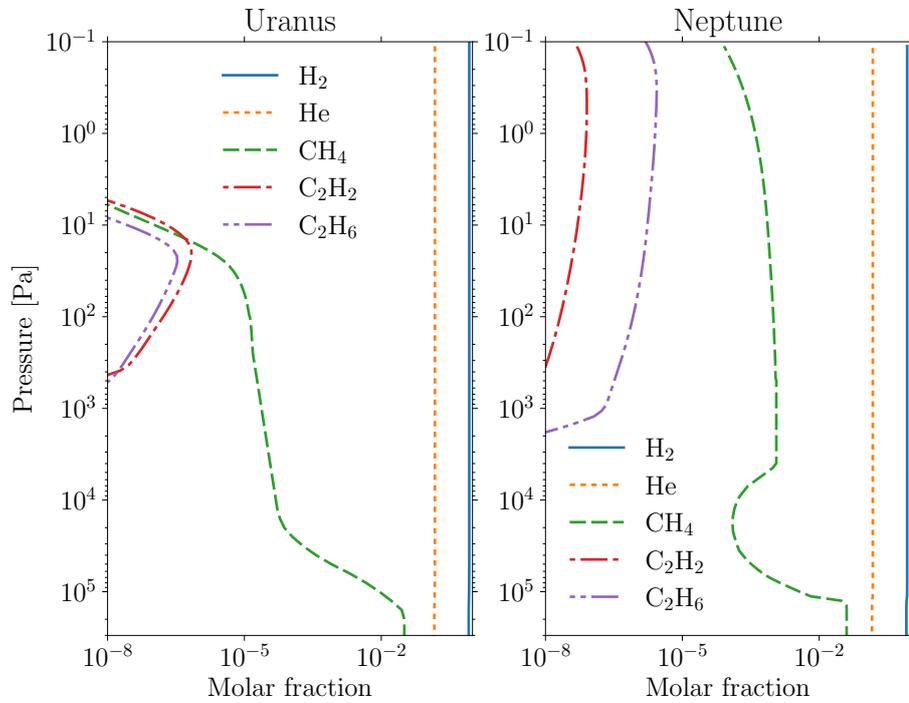


Figure 1.6 – Fraction molaire des gaz principaux dans l'atmosphère d'Uranus (gauche) et Neptune (droite). Les fractions molaires de ortho- H_2 (ligne bleue solide) et para- H_2 (ligne orange pointillée) ont été calculées à partir des profils de température de [Orton et al. \(2014\)](#) et [Lellouch et al. \(2015\)](#), la fraction molaire d'hélium (ligne verte tiretée) tient compte du rapport He/ H_2 égale à 0.15/85 sur les 2 planètes ([Conrath et al., 1987](#); [Burgdorf et al., 2003](#)). La fraction molaire de CH_4 (ligne rouge tiretée-pointillée) sur Uranus est combinée avec les profils obtenus par [Lellouch et al. \(2015\)](#) au-dessous du niveau 100 hPa et [Moses et al. \(2018\)](#) au-dessus du niveau 100 hPa. Pour Neptune, la fraction molaire troposphérique de CH_4 est fixée à 0.04 comme prévu par [Irwin et al. \(2021\)](#); au niveau de la condensation, le profil de [Lellouch et al. \(2015\)](#) est utilisé et au-dessus de ce niveau, le profil de [Moses et al. \(2018\)](#) est choisi. Les profils de C_2H_6 (ligne violette double pointillée - tiretée) et C_2H_2 (ligne marron double pointillée - double tiretée) sont ceux obtenus par [Moses et al. \(2018\)](#).

différente de celle rencontrée sur Jupiter ou Saturne. Dans une configuration dite "normale" (à haute température), le ratio orthohydrogène:parahydrogène est égal à 3:1. Pour des températures inférieures à 250 K, la distribution d'ortho- H_2 diminue en faveur du para- H_2 . On dit que la fraction ortho:para est à l'équilibre à la température locale. Il faut toutefois préciser que cet équilibre peut être perturbé par des mouvements dynamiques. La figure 1.7 met en évidence la fraction ortho:para estimée à partir du profil de température obtenue par radio-occultation pendant le survol de Voyager 2. Alors que la fraction ortho:para attendue sur Jupiter et Saturne est supérieure à 1, celle d'Uranus et de Neptune est inférieure sur la partie la plus froide de leur atmosphère.

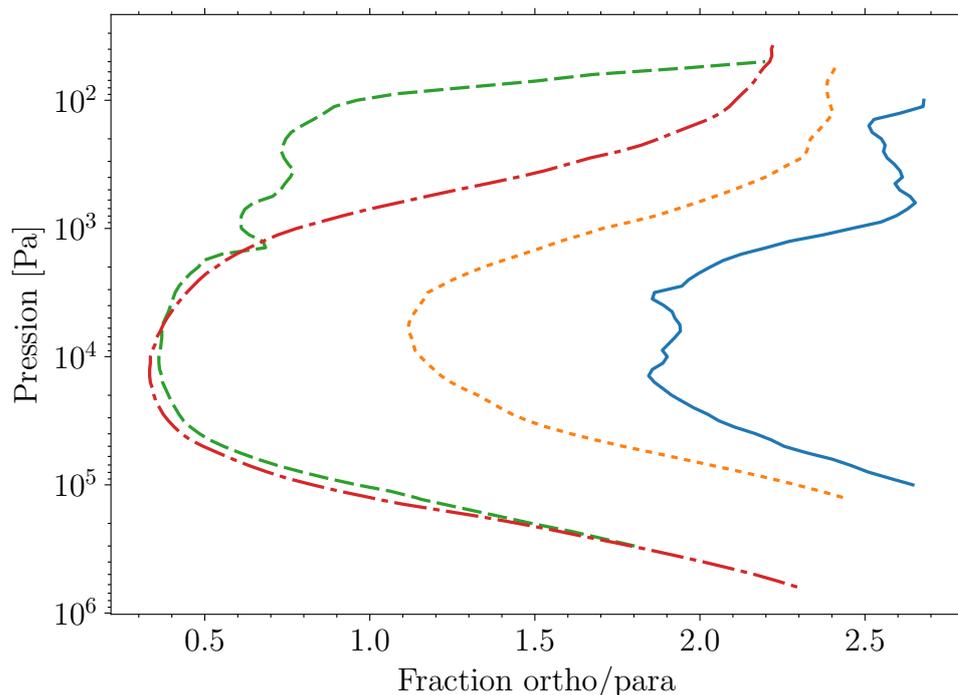


Figure 1.7 – Fraction ortho:para de l'hydrogène moléculaire en fonction de la pression sur Jupiter (ligne bleue), Saturne (pointillée en orange), Uranus (tiretée en vert), Neptune (tiretée-pointillée en rouge) calculée à partir des profils de températures obtenus lors du survol de Voyager 2 (Lindal, 1992).

Ces différences impliquent des propriétés spectrales différentes et donc radiatives entre les géantes glacées et les géantes gazeuses. Le spectre H_2-H_2 à basse température (<100 K) ne ressemble plus à un continuum comme dans le cas d'une fraction ortho:para normale (figure 2.4). Le spectre a une allure plus piquée où des pics spectraux espacés par des fenêtres spectrales sont présents.

Les mesures de réflectivité d'IRIS couvrent une gamme spectrale allant de 17 à 25 μm . Cette gamme est dominée par l'opacité provenant des collisions H_2-H_2 . Les mesures

peuvent donc distinguer les contributions des transitions ortho et parahydrogène aux pressions sensibles à cette gamme spectrale (50 à 300 hPa pour Uranus et 200 à 800 hPa pour Neptune). Ces mesures ont permis de mettre en évidence que malgré une fraction ortho:para en moyenne à l'équilibre à la température locale, des zones avec des valeurs plus élevées ou plus basses sont présentes, trahissant une possible circulation méridienne (Fletcher et al., 2014; Orton et al., 2015). Cet aspect sera détaillé en section 1.5.5.

1.3.2 Hélium

L'hélium est le deuxième constituant des atmosphères d'Uranus et de Neptune. Avant le survol de Voyager 2, sa présence a longtemps été supposée, mais son abondance n'a jamais pu être déterminée (Newburn et al., 1973; Courtin et al., 1978; Stevenson, 1982). En combinant les données d'IRIS et de radio-occultations, de premières estimations ont pu être effectuées. Conrath et al. (1987) déterminent une fraction molaire d'hélium de 0.152 ± 0.033 sur Uranus tandis que Conrath et al. (1991b) dérivent une valeur de 0.190 ± 0.032 pour Neptune. Cependant, suite à la découverte d'acide cyanhydrique (HCN) dans la stratosphère de Neptune (Rosenqvist et al., 1992; Marten et al., 1993), il a été suggéré que le diazote (N_2) soit présent dans la troposphère et que son abondance soit suffisamment importante pour que l'abondance d'hélium soit réévaluée. Avec une fraction molaire de 0.003 de N_2 (ou une valeur limite extrême de 0.006), une abondance d'hélium de 0.15 ± 0.03 a été déterminée (Conrath et al., 1993), similaire à la valeur dérivée pour Uranus (Conrath et al., 1987). Finalement, la réanalyse de Burgdorf et al. (2003) permet de retrouver une valeur de $0.149^{+0.017}_{-0.022}$ similaire à celle dérivée par Conrath et al. (1993) en supposant une abondance de N_2 nulle avec une limite supérieure de 0.007.

1.3.3 Méthane

Le méthane est également un gaz majoritaire dans ces atmosphères et le principal composé carboné de ces planètes. En raison de son fort pouvoir radiatif, il est l'espèce radiative principale dans les échanges radiatifs dans la stratosphère, comme sur Jupiter et Saturne. Cependant, les températures sur Uranus et Neptune sont si froides que la tropopause agit comme un piège froid et force le méthane à condensé dans la haute troposphère ($\sim 1\ 000$ - $1\ 500$ hPa) d'après les modèles thermochimiques (Pryor et al., 1992; Baines et al., 1994). Le méthane a été le premier gaz à être identifié en raison de ses fortes bandes d'absorption présentes dans le proche infrarouge (NIR) (Herzberg, 1952). Cependant, sa distribution verticale reste encore mal contrainte aujourd'hui, malgré le survol de Voyager 2 et les différentes campagnes d'observations au sol ou à partir de télescopes spatiaux. Dans la troposphère d'Uranus, les premières valeurs de fraction molaire obtenues étaient particulièrement dispersées allant de 3×10^{-3} (Teifel, 1983) à 0.10

(Wallace, 1980). Les premières observations spectroscopiques à haute résolution ont affiné la fraction molaire où une valeur de $0.030_{-0.010}^{+0.016}$ est obtenue (Baines et al., 1986). Cette valeur sera par la suite confirmée par le survol de Voyager 2 où une fraction molaire de $0.0226_{-0.0126}^{+0.0174}$ a été dérivée à partir des radio-occultations (Lindal et al., 1987) puis par de nouvelles observations spectroscopiques où une valeur égale à $0.016_{-0.005}^{+0.007}$ (Baines et al., 1995) a été déterminée. Sromovsky et al. (2011) préféreront utiliser la limite supérieure de Lindal et al. (1987) de 0.04 lors de leur réanalyse des radio-occultations en les combinant avec les données spectroscopiques de Hubble Space Telescope/Space Telescope Imaging Spectrograph (HST/STIS). Dans le cas de Neptune, Orton et al. (1986) ont pu déterminer une valeur moyenne de ~ 0.02 à partir d'observations en submillimétrique/millimétrique tandis que Baines et al. (1990) a dérivé une plage de fraction molaire comprise entre 0.023 et 0.037. Les radio-occultations lors du passage de Voyager 2 ont permis de dériver une fraction molaire de $0.02_{-0.01}^{+0.02}$. Cette plage de valeur est confirmée par Baines et al. (1995) où une fraction de $0.022_{-0.006}^{+0.005}$ est mesurée. Cependant, à partir de la spectroscopie HST-STIS, Karkoschka et al. (2009) et Karkoschka et al. (2011) ont découvert que le méthane varie latitudinalement. La fraction molaire varie de 0.032 à 0.014 de l'équateur au pôle sud sur Uranus alors que sur Neptune, elle varie de 0.04 à 0.02. Ces variations seront par la suite confirmées par de nouvelles campagnes d'observations. Sromovsky et al. (2019) déterminent une variation similaire où la fraction molaire atteint ~ 0.03 à 10°N et ~ 0.01 à $60\text{--}70^\circ\text{N}$. Sromovsky et al. (2014) retrouvent également un gradient similaire, mais des fractions molaires plus élevées à basses et hautes latitudes. Concernant Neptune, Irwin et al. (2021) trouvent une diminution de la fraction molaire de 0.05 ± 1 à 0.03 ± 1 de l'équateur aux pôles, cohérente avec les observations de Karkoschka et al. (2011). La gamme d'altitude de cet appauvrissement méridional est mal contrainte par les observations. La limite basse est estimée entre 3 000 et 10 000 hPa sur les 2 planètes (Sromovsky et al., 2019; Irwin et al., 2021).

Au-dessus de la limite de condensation du méthane, les abondances de méthane sont beaucoup moins contraintes. Diverses estimations de l'abondance du méthane obtenues dans l'atmosphère d'Uranus sont résumées dans la figure 1.8. La tendance générale observée est une forte diminution au-dessus du niveau de la tropopause, où le méthane passe de $\sim 10^{-4}$ à 100 hPa à moins de $\sim 10^{-6}$ à 1 hPa et une autre forte diminution au-dessus de 1 hPa correspondant à l'homopause du méthane. Cette tendance est qualitativement reproduite par le modèle photochimique saisonnier de Moses et al. (2018), bien que ce modèle dépasse considérablement l'abondance du méthane dérivée de Voyager 2/UVS (Yelle et al., 1987; Yelle et al., 1989) à 1–10 hPa. Faire l'hypothèse d'une valeur plus faible du coefficient de diffusion turbulente dans le modèle photochimique (entraînant donc un niveau d'homopause plus faible) permet de correspondre aux données UVS sur le méthane, mais cela entraîne une forte sous-estimation de l'abondance de l'acétylène dérivée des spectres en UV/visible et dans l'infrarouge thermique (Moses et al. (2005) et

les références qui y sont mentionnées). Cela suggère que le niveau de l'homopause peut varier en fonction de la latitude et/ou de la saison, ou que les abondances de méthane dérivées de l'UVS ont été fortement sous-estimées. Des écarts de mesure dans l'abondance du méthane sont également constatés dans la basse stratosphère, où [Lellouch et al. \(2015\)](#) ont dérivé une fraction molaire égale à 9.2×10^{-5} près de 100 hPa à partir des observations Herschel dans l'infrarouge lointain et dans le sub-millimétrique (compatible avec les analyses des mesures de l'Infrared Space Observatory (ISO) par [Encrenaz et al. \(1998\)](#)), tandis que l'analyse des observations de Spitzer/InfraRed Spectrograph (Spitzer/IRS) par [Orton et al. \(2014\)](#) est cohérente avec une abondance beaucoup plus faible, de 1.6×10^{-5} , à ce niveau de pression.

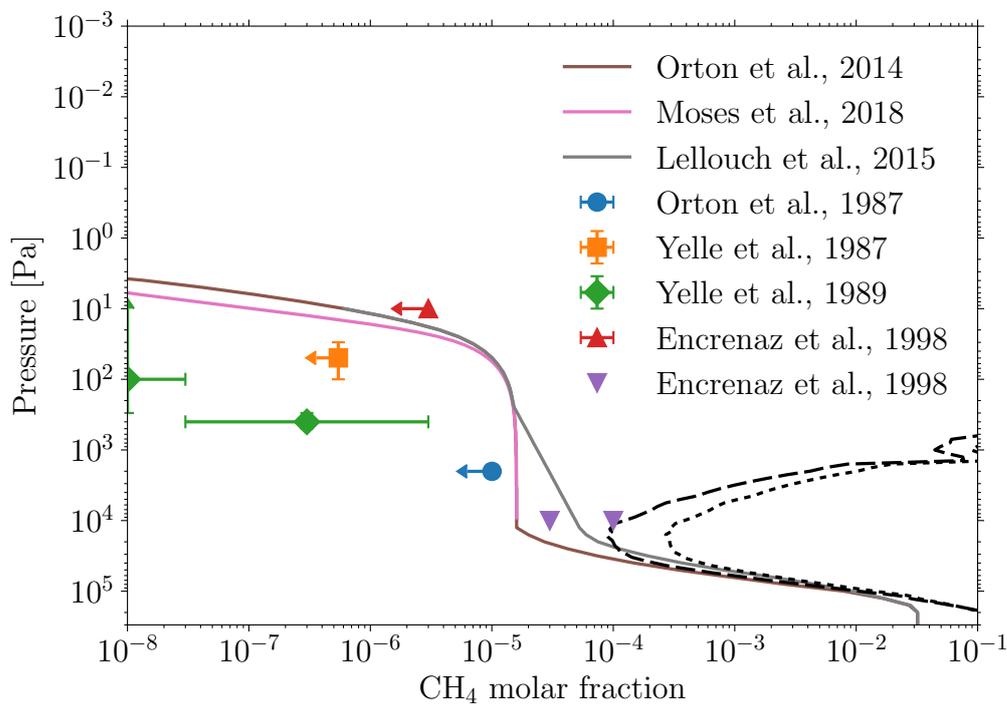


Figure 1.8 – Fraction molaire de méthane dans l'atmosphère d'Uranus estimée par différentes observations et différents modèles. La ligne en pointillée représente la fraction molaire de CH_4 saturée selon le liquide calculée à partir du profil de température de [Lindal et al. \(1987\)](#) alors que la ligne en tiret illustre la fraction molaire de CH_4 saturée selon la glace.

Pour Neptune, il existe plusieurs estimations du profil stratosphérique de la fraction molaire de CH_4 (figure 1.9). D'après les observations spectroscopiques infrarouges au sol, les estimations de la fraction molaire du CH_4 à des pressions supérieures à 1 Pa et au-dessus de la tropopause semblent être en accord avec une valeur variant autour de $\sim 1 \times 10^{-3}$. À plus basse pression, une divergence entre les observations apparaît. À par-

tir des courbes de lumière de l'occultation solaire de Voyager 2/UVS dans l'ultraviolet (UV), [Bishop et al. \(1992\)](#) ont contraint l'abondance du méthane à se situer dans une gamme de $0.2 - 1.5 \times 10^{-4}$ entre 0.006 et 0.025 Pa. Cependant, avec le même ensemble de données, [Yelle et al. \(1993\)](#) ont dérivé presque les mêmes valeurs, mais à une pression plus élevée (~ 0.1 Pa). En utilisant les spectres infrarouges moyennés sur le disque obtenus par AKARI, [Fletcher et al. \(2010\)](#) ont obtenu une valeur similaire pour ce niveau de pression. Le modèle photochimique de [Moses et al. \(2018\)](#) est également cohérent avec les estimations de l'abondance de méthane à ce niveau et reproduit également la fraction molaire de CH_4 estimée dans la basse stratosphère. Les mesures de l'abondance de méthane sur Neptune montrent que l'homopause du méthane débute entre 0.1 et 0.01 Pa (figure 1.9), ce qui est nettement plus élevé par rapport à Uranus où elle a lieu entre 100 et 10 Pa (figure 1.8).

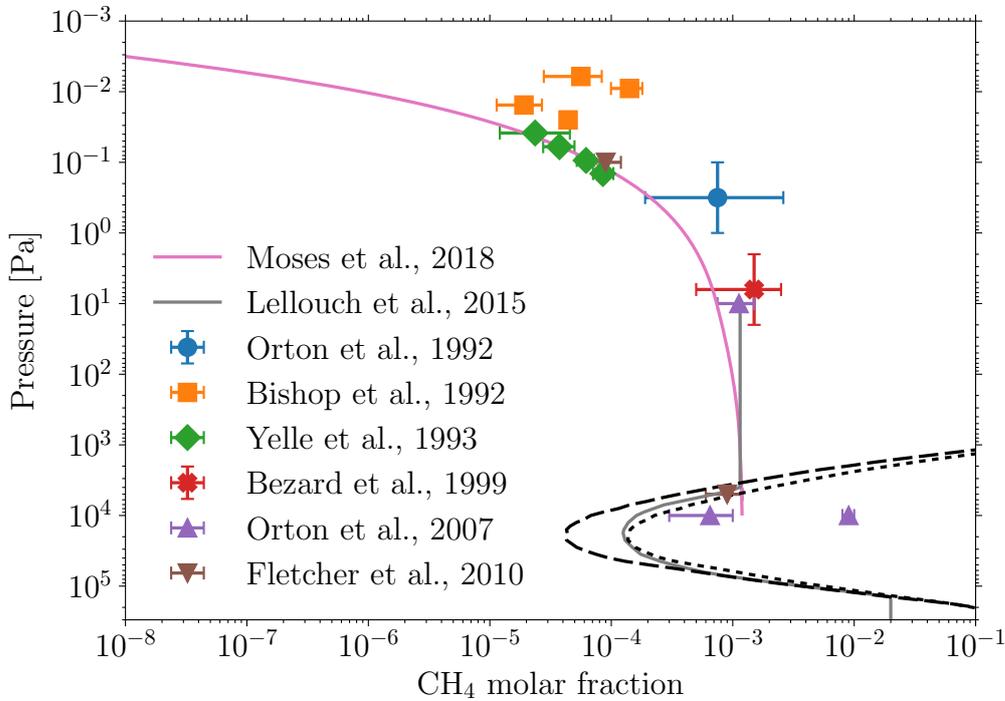


Figure 1.9 – Fraction molaire de méthane dans l’atmosphère de Neptune estimée par différentes observations et différents modèles. La ligne en pointillée représente la fraction molaire de CH_4 saturée selon le liquide calculée à partir du profil de température de [Lindal \(1992\)](#) alors que la ligne en tiret illustre la fraction molaire de CH_4 saturée selon la glace.

L’existence d’un profil méridien de méthane similaire à celui rencontré dans la troposphère reste une question ouverte. [Greathouse et al. \(2011\)](#) notent que si l’abondance de méthane dans la stratosphère (entre 2.1 et 0.007 hPa) est plus importante à l’équateur

qu'à haute latitude, la température simulée par son modèle saisonnier radiatif serait plus en accord avec les températures méridiennes observées aux mêmes pressions.

L'origine du méthane dans leur stratosphère, notamment sur Neptune, est aujourd'hui inconnue. Il est possible que le méthane soit injecté via de la convection profonde à moyenne latitude, soit par une branche ascendante d'une cellule de circulation à l'équateur ou soit à partir des vortex polaires chauds qui empêchent le piège froid de se produire.

Concernant les effets saisonniers sur l'abondance de CH_4 , le modèle photochimique de [Moses et al. \(2018\)](#) montre que la fraction molaire est à peu près invariable aux variations saisonnières quelle que soit la latitude. Cela est dû au fait que le profil vertical du méthane n'est pas dominé par la chimie, mais par la diffusion moléculaire et la diffusion turbulente.

1.3.4 Hydrocarbures

Dans la haute stratosphère, la photolyse du méthane à travers le rayonnement ultraviolet produit des hydrocarbures tels que l'acétylène (C_2H_2) ou l'éthane (C_2H_6). Ces deux derniers sont les plus abondants en raison de leur longue durée de vie ([Moses et al., 2018](#)). Leur abondance maximale est évaluée à quelques 10^{-7} à ~ 0.2 hPa sur Uranus ([Encrenaz et al., 1998](#); [Orton et al., 2014](#)) et quelques 10^{-6} entre 1 Pa et 0.1 Pa sur Neptune ([Yelle et al., 1993](#)) (figure 1.6).

Ces espèces, produites par photolyse, voient leur abondance varier saisonnièrement à haute altitude (de 0.1 Pa à 1 hPa), notamment sur Neptune ([Moses et al., 2018](#)) car les constantes de temps chimiques et de diffusion verticale sont très courtes (moins qu'une saison neptunienne). Sur cette planète, dans l'hémisphère d'été, on observe un fort taux de production de C_2H_2 et C_2H_6 alors que pendant la nuit polaire, une forte diminution est prédite par les modèles de photochimie. Le temps de diffusion vertical étant relativement court à ces pressions, les espèces récemment produites sont transportées à plus basse altitude. Un plus fort appauvrissement devrait être obtenu pendant la nuit polaire, mais le rayonnement interplanétaire (Lyman- α) contribue à réduire cet appauvrissement. À plus basse altitude, les effets saisonniers disparaissent, car les constantes de temps chimiques et de diffusion verticales sont plus longues qu'une année neptunienne.

Sur Uranus, les variations saisonnières sont beaucoup moins importantes, car le transport vertical est très faible ([Moses et al., 2018](#)). Une tendance similaire aux taux de production et de perte de $\text{C}_2\text{H}_2/\text{C}_2\text{H}_6$ observés sur Neptune selon la saison de l'hémisphère est visible sur Uranus, mais avec un temps de retard lié à des constantes de chimie et de diffusion verticale assez longues. Cependant, pour des niveaux de pression inférieurs à 0.2 hPa pendant l'hémisphère d'été, le taux de destruction lié à la photolyse du C_2H_6 est supérieur au taux de production de ce dernier. L'abondance de ces deux hydrocarbures décroît très rapidement dans la basse stratosphère de ces deux planètes, car les modèles

thermochimiques (Baines et al., 1994) prévoient que le C_2H_2 condense à quelques hPa et le C_2H_6 à quelques dizaines de hPa.

1.4 Nuages et brumes d'aérosols

Les modèles thermochimiques (Pryor et al., 1992; Baines et al., 1994) prédisent à partir du profil de température et des abondances d'hydrocarbures (CH_4 , C_2H_6 , C_2H_2) qu'un épais nuage de méthane devrait se situer à ~ 1 500 hPa et que les autres hydrocarbures devraient se condenser dans la basse stratosphère et être optiquement minces sur les deux planètes. Entre 5 et 10 bars, un nuage de H_2S devrait également exister. En utilisant des modèles de transfert radiatif, plusieurs scénarios de distribution verticale des nuages et des brumes ont été proposés afin de reproduire les observations dans différentes parties du spectre visible et du proche infrarouge. Pour Uranus, citons Baines et al. (1986) dans l'intervalle 0.35-1.05 μm , Pollack et al. (1987) (0.43-0.6 μm), Rages et al. (1991) (0.35-0.62 μm), Sromovsky et al. (2007) (1.0-2.1 μm), Karkoschka et al. (2009) (0.3-1.0 μm), Irwin et al. (2010) (1.0-1.75 μm), Sromovsky et al. (2011) (0.3-1.0 μm), Irwin et al. (2012) (1.49-1.8 μm), Tice et al. (2013) (0.8-1.8 μm), Sromovsky et al. (2014) (0.2-1.29 μm), Irwin et al. (2015) (0.8-1.8 μm), de Kleer et al. (2015) (1.47-2.38 μm), Irwin et al. (2016) (1.43-1.87 μm), Irwin et al. (2017) (0.47-1.8 μm), Roman et al. (2018) (1.49-2.36 μm) et Sromovsky et al. (2019) (0.2-1.8 μm).

En ce qui concerne Neptune, de nombreux scénarios ont également été proposés pour reproduire la structure verticale des nuages/aérosols, comprenant Irwin et al. (2010) dans l'intervalle 1.0-1.75 μm , Karkoschka et al. (2011) (0.3-1.0 μm), Irwin et al. (2011) (1.47-1.8 μm), Luszcz-Cook (2012) (1.47-2.38 μm), de Pater et al. (2014) (1.2-2.2 μm), Luszcz-Cook et al. (2016) (1.47-2.38 μm), Irwin et al. (2016) (1.09-1.87 μm), Molter et al. (2019) (0.5-2.2 μm), Irwin et al. (2019b) (1.45-1.8 μm) et Irwin et al. (2019a) (0.48-0.93 μm). Cependant, les incertitudes liées à la dépendance spectrale des propriétés optiques, à la variation latitudinale et verticale de l'abondance du méthane, aux changements saisonniers de la distribution des nuages, à la difficulté de voir la contribution des opacités de la brume/nuage en raison de la dominance spectrale du méthane dans le proche infrarouge (NIR) et les incertitudes liées à la courte fenêtre spectrale des observations rendent la caractérisation de la structure des aérosols/nuages très difficile.

Néanmoins, ces études ont permis d'établir un schéma au premier ordre de la structure verticale des aérosols. Sur Uranus, entre la haute troposphère et la basse stratosphère, on pense que l'atmosphère comprend au moins une couche d'aérosols optiquement fine avec un faible rayon moyen de ~ 0.1 μm située au-dessus du niveau de condensation de CH_4 et une couche de nuages optiquement épaisse située entre 1 000 et 3 000 hPa avec des particules de plus grande taille (~ 1 μm). Il existe des scénarios plus complexes

avec des couches supplémentaires d'aérosols (Sromovsky et al., 2007; Sromovsky et al., 2011; Sromovsky et al., 2014). Les propriétés optiques des aérosols situés dans la haute troposphère ou la basse stratosphère sont mal connues. Sromovsky et al. (2007), Karkoschka et al. (2009) et Sromovsky et al. (2011) trouvent que les particules d'aérosols sont plus absorbantes dans l'ultraviolet (UV) que dans la lumière visible, et Tice et al. (2013) trouvent que la lumière est totalement dispersée dans le NIR. Cependant, l'inverse est retrouvé par Irwin et al. (2015) et Irwin et al. (2017) qui ont découvert que la lumière est plus dispersée dans le visible que dans le proche infrarouge. Ce constat est également partagé par Sromovsky et al. (2019) où plus d'absorption par les aérosols est nécessaire pour correspondre au spectre dans le proche infrarouge. En ce qui concerne le nuage plus profond, les propriétés optiques sont également mal contraintes. Les modèles thermo-chimiques prédisent qu'une couche nuageuse de méthane est présente à ces niveaux de pression, mais l'existence de cette couche est remise en question, car certains scénarios ne voient pas ce nuage au niveau de son point de condensation (Sromovsky et al., 2007; Karkoschka et al., 2009; Irwin et al., 2012; Irwin et al., 2015; Roman et al., 2018; Sromovsky et al., 2019). Néanmoins, certaines études requièrent son existence pour s'adapter aux observations (Sromovsky et al., 2011; Sromovsky et al., 2014; Irwin et al., 2017) mais elle serait optiquement mince. Les propriétés optiques restituées ont montré que les particules sont plus absorbantes en dessous de 1-1.4 μm qu'à des longueurs d'onde plus élevées (Tice et al., 2013; Sromovsky et al., 2014). Cependant, une variation latitudinale de la profondeur optique, de l'indice de réfraction et du rayon a été trouvée récemment (Sromovsky et al., 2011; Roman et al., 2018; Sromovsky et al., 2019). Alors que l'épaisseur optique était plus élevée aux pôles qu'à l'équateur en 2001 ($L_s \simeq 335^\circ$), la tendance s'est inversée en 2007 ($L_s \simeq 359^\circ$) (Roman et al., 2018). Ces découvertes indiquent que les propriétés spectrales et physiques de cette couche subissent des changements saisonniers.

Concernant Neptune, la structure verticale de nuages/aérosols serait similaire mais optiquement plus fine par rapport à Uranus. Le rayon des particules des aérosols est également plus petit ($\sim 0.1 \mu\text{m}$) que celui des particules des nuages profonds ($\sim 1 \mu\text{m}$) (Karkoschka et al., 2011; Luszcz-Cook et al., 2016; Irwin et al., 2019a). Comme sur Uranus, les propriétés optiques sont également mal connues et l'existence du nuage de méthane troposphérique est incertaine (Karkoschka et al., 2011). En raison de l'intense activité nuageuse visible sur Neptune, les propriétés extraites des scénarios dépendent presque toutes de la latitude. Dans les régions sombres (aux hautes latitudes et les régions équatoriales sans activité nuageuse persistante), Irwin et al. (2011) et Irwin et al. (2016) trouvent des particules d'aérosols sombres et des particules nuageuses diffusées à des niveaux plus profonds dans le proche infrarouge. Luszcz-Cook et al. (2016) ont trouvé le contraire à partir de nouvelles images dans le proche infrarouge : les particules d'aérosols sont très diffusives et les particules de nuages profonds sont plus absorbantes à la

même longueur d'onde. En lumière visible, les aérosols sont plus sombres (Irwin et al., 2019a). Dans le scénario de Karkoschka et al. (2011), les particules d'aérosols sont plus absorbantes dans l'UV que dans le proche infrarouge et les nuages troposphériques sont plus diffusants à une longueur d'onde inférieure à $1.2 \mu\text{m}$. Aux latitudes moyennes, dans les régions lumineuses, les aérosols au sommet des régions de la ceinture nuageuse sont plus diffusantes que dans les régions plus sombres et les nuages profonds sont diffusifs dans le proche infrarouge selon Irwin et al. (2011) et Irwin et al. (2016).

Presque tous ces scénarios sont basés sur des observations exploitant une fenêtre spectrale étroite. Irwin et al. (2022) ont réanalysé un ensemble combiné d'observations (IRTF/Spex, HST/STIS, Gemini/NIFS) pour couvrir une gamme spectrale plus importante ($0.3\text{--}2.5 \mu\text{m}$) que les autres études afin de mieux caractériser la structure verticale des aérosols/nuages dans les géantes de glace et leurs propriétés optiques du visible au proche infrarouge. En utilisant ce spectre combiné et un module de transfert radiatif, la structure verticale suivante a été trouvée pour les deux planètes :

- Une brume photochimique couvrant une grande étendue verticale à des pressions inférieures à $1\,000 \text{ hPa}$, composée de particules de taille submicronique qui diffusent davantage les longueurs d'onde de la gamme du visible et absorbent davantage les UV et les grandes longueurs d'onde ;
- Une couche de brume compacte concentrée près du niveau de condensation du méthane entre $1\,000$ et $2\,000 \text{ hPa}$, composée de particules de la taille d'un micron, avec des propriétés d'absorption et de diffusion similaires à celles de la brume photochimique optiquement mince située au-dessus d'elle ;
- L'absence de nuage de méthane entre $1\,000$ et $2\,000 \text{ hPa}$ est expliquée par la présence de la couche d'aérosols : ces derniers agiraient comme des noyaux de condensation de nuages, et provoqueraient une condensation si rapide du méthane que la glace de méthane nouvellement formée précipiterait instantanément ;
- La glace de méthane précipitant à plus haute pression (vers $5\,000/7\,000 \text{ hPa}$) se réévapore et dépose les noyaux de condensation provenant de la couche d'aérosols située entre $1\,000$ et $2\,000 \text{ hPa}$. Cette couche d'aérosols est mélangée avec de la glace de sulfure d'hydrogène (H_2S) qui condense à ces pressions. Les propriétés optiques sont similaires à la couche d'aérosols située au-dessus, mais la taille de leurs particules est supposée inférieure au micron ;
- Sur Neptune, les auteurs ont ajouté une fine couche de nuages de méthane près de la tropopause pour ajuster le spectre de réflectance à des longueurs d'onde supérieures à $\sim 1 \mu\text{m}$.

La figure 1.10 schématise la structure verticale d'après Irwin et al. (2022) et correspond au modèle le plus réaliste à ce jour. Ce scénario ne s'étend pas au-delà de 10 bars mais à partir des modèles d'équilibre thermochimique, il est possible d'établir un schéma de la structure verticale en profondeur. Entre 20 et 40 bars, une couche d'hydrosulfure d'ammonium (NH_4SH) serait présente et une couche de nuage composée d'un mélange

d'eau liquide (H_2O) et d'ammoniac (NH_3) se situerait entre 70 et 1 000 bars (Moses et al., 2020).

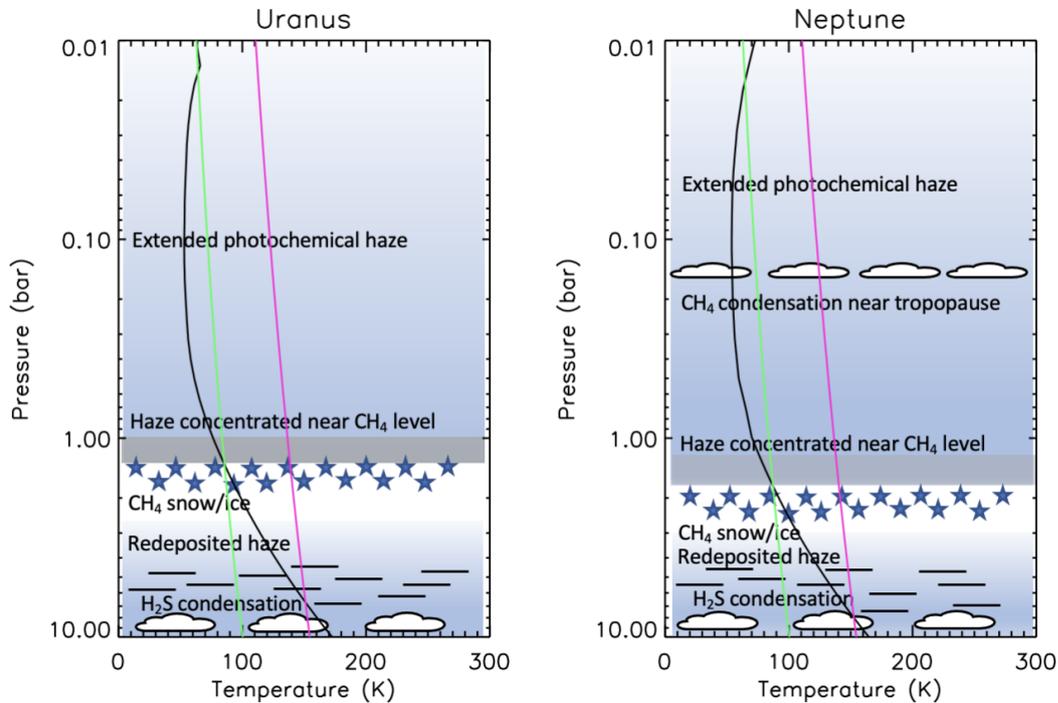


Figure 1.10 – Schéma du scénario de nuages/aérosols d'après Irwin et al. (2022). La courbe noire correspond à la température, la courbe verte est la température de condensation de CH_4 et celle de H_2S est en magenta.

1.5 Circulation atmosphérique

1.5.1 Vent zonal

Uranus

Grâce au survol de Voyager 2, les premières mesures du vent zonal ont été réalisées à l'aide de la méthode du *cloud tracking* (Smith et al., 1986; Allison et al., 1991; Karkoschka, 2015) et à partir d'une radio-occultation (Lindal et al., 1987). Cependant, uniquement l'hémisphère sud a pu faire l'objet d'une série de mesures. Ce n'est qu'à partir d'observations par le télescope spatiale HST, l'observatoire Keck et Gemini (Karkoschka, 1998; Hammel et al., 2001; Hammel et al., 2005; Sromovsky et al., 2005; Sromovsky et al., 2009; Sromovsky et al., 2012; Fry et al., 2012; Sromovsky et al., 2015) que la circulation zonale dans l'hémisphère nord a pu être dévoilée. L'écoulement zonal, montré

en figure 1.11, est ainsi caractérisé par deux jets progrades (dans le sens de rotation de la planète) aux latitudes $\pm 50\text{-}60^\circ$ ainsi qu'un jet rétrograde centré à l'équateur. Néanmoins, malgré les différentes campagnes d'observation, des incertitudes demeurent sur les vitesses dérivées du *cloud tracking*. Premièrement, la principale incertitude de mesure est relative à l'observation elle-même, car la durée d'observation des nuages et autres structures est très courte et de plus, le nuage a pu évoluer entre deux observations. La seconde incertitude est liée aux zones dépourvues de nuage. Bien qu'un ajustement permet d'estimer les vents entre 2 bandes zonales d'observation, la circulation est peut-être relativement différente sur ces zones claires. La troisième incertitude est liée à l'extrapolation des profils de vent zonal observés vers les pôles. Les pôles sont à ce jour très peu contraints par les observations, si bien que l'incertitude sur le vent zonal mesuré dépasse les 100 m.s^{-1} (Karkoschka, 2015). La dernière incertitude est associée à la méconnaissance du niveau sondé en fonction des filtres d'observations utilisés. En effet, en fonction de la longueur d'onde, les images obtenues sondent différents niveaux de l'atmosphère qui possèdent leur propre circulation. La détermination du niveau sondé est très modèle-dépendant. À partir de différents modèles radiatifs, les fonctions de contribution de chaque longueur d'onde utilisée ont pu être tracées afin de déterminer les pressions sensibles à ces longueurs d'ondes (Hammel et al., 2005). Les images obtenues dans les filtres du visible et du filtre H ($1.4\text{-}1.8 \mu\text{m}$) dans le proche infrarouge sonderaient à une pression comprise entre 1 000 et 2 000 hPa. Celles dans le filtre J ($1.1\text{-}1.3 \mu\text{m}$) seraient à une pression supérieure à 2 000 hPa et celles dans le filtre K' ($1.9\text{-}2.4 \mu\text{m}$) seraient comprises entre 100 hPa et 1 000 hPa (Hammel et al., 2005). Mais les modèles radiatifs étant eux-mêmes très peu contraints par les observations, le problème devient rapidement dégénéré. À ce jour, il semblerait que les vitesses obtenues dans les filtres du visible et du proche infrarouge soient similaires (Hammel et al., 2005) mais aucune étude poussée n'a été réalisée. À partir de l'équation du vent thermique, il est toutefois attendu que les vents décroissent avec l'altitude, comme observé sur Jupiter et Saturne (Conrath et al., 1991b).

Les premières mesures du vent zonal sur Uranus dans l'hémisphère nord ont montré que les nuages étaient plus lents par rapport à ceux de l'hémisphère sud (Karkoschka, 1998). En effet, le vent zonal est en moyenne $\sim 10\text{-}20 \text{ m.s}^{-1}$ plus faible aux latitudes nord par rapport aux latitudes sud. Cette asymétrie a été plusieurs fois observée depuis 1997 et est toujours d'actualité (Hammel et al., 2001; Hammel et al., 2005; Sromovsky et al., 2005; Sromovsky et al., 2009; Sromovsky et al., 2012; Fry et al., 2012; Sromovsky et al., 2015). Une variabilité saisonnière a été suspectée entre les deux hémisphères, mais les dernières observations datant de 2015 n'ont montré aucun changement ni au niveau de cette asymétrie, ni sur tout le profil de vent entre -60°S et $+60^\circ\text{N}$ (la question restant ouverte pour les pôles). Cependant, cette asymétrie ne se repose que sur l'extrapolation de points de mesures situées à basses latitudes. En supprimant ces extrapolations pure-

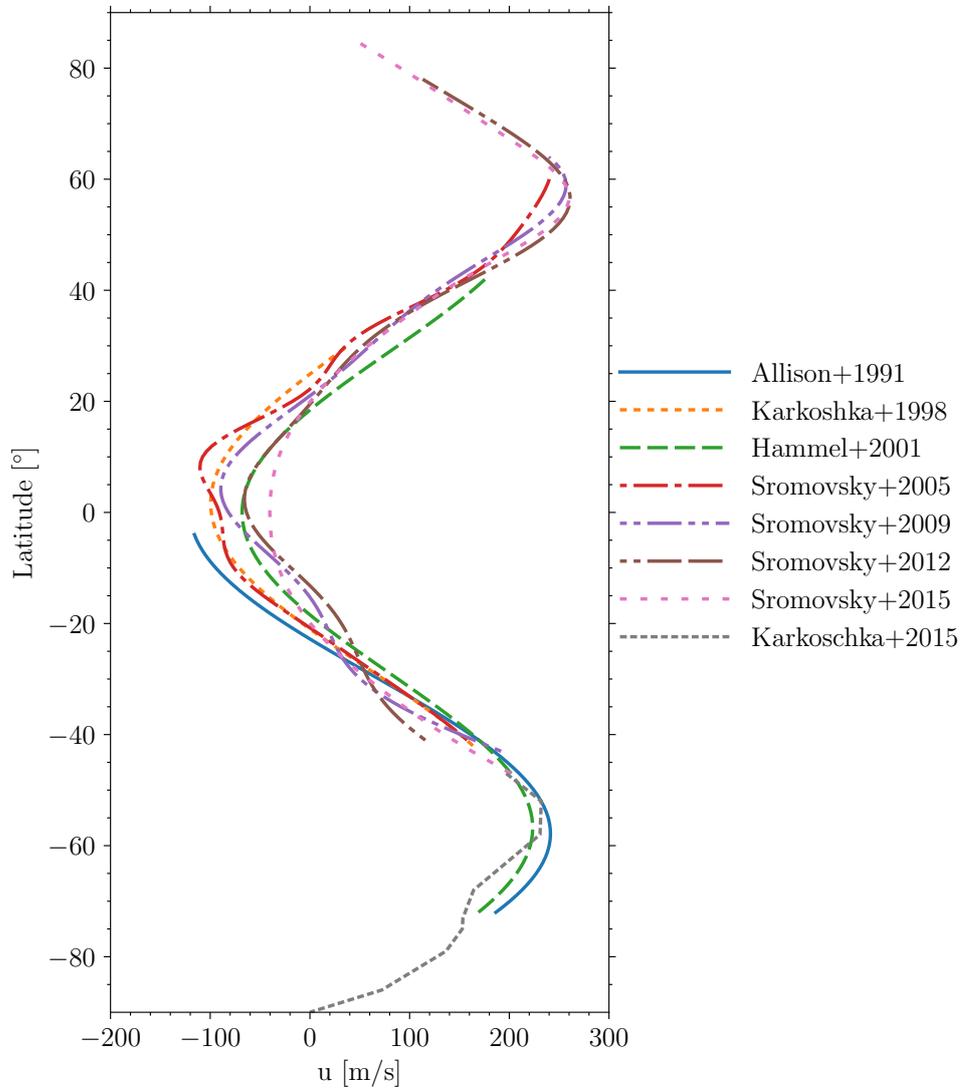


Figure 1.11 – Profils du vent zonal sur Uranus issus d’ajustement des mesures du déplacement de structures nuageuses via la méthode de *cloud tracking* . Les incertitudes ne sont pas indiquées sur cette figure pour conserver la lisibilité (le lecteur est invité à se référer aux sources de ces profils).

ment mathématiques, la figure 1.11 montre l'inverse : le vent zonal est plus intense dans l'hémisphère nord que dans l'hémisphère sud. Concernant les régions équatoriales, d'importantes variations du vent ont été constatées lors du suivi des différentes structures à ces latitudes (Hammel et al., 2005). Ces variations seraient liées à des ondes qui se propageraient dans une direction prograde, donnant lieu à un mouvement quasi-stationnaire des structures nuageuses pour un observateur. Ces fortes variations expliquent les différents profils de vent obtenus à l'équateur qui dépendent des structures visibles pendant les campagnes d'observations.

Neptune

Les premières mesures du vent zonal sur Neptune ont également été obtenues lors du survol du Voyager 2 (Smith et al., 1989; Hammel et al., 1989; Limaye et al., 1991; Lindal, 1992) à partir de *cloud tracking* et de radio-occultation. Des observations continues à partir de HST et des observatoires Keck, Lick et Gemini ont ensuite été menées (Sromovsky et al., 1995; Hammel et al., 1997; Sromovsky et al., 2001a; Sromovsky et al., 2001b; Karkoschka, 2011; Martin et al., 2012; Fitzpatrick et al., 2014; de Pater et al., 2014; Hueso et al., 2017; Tollefson et al., 2018; Chavez et al., 2023). Le profil de vent zonal est cohérent entre les différentes campagnes d'observations. La structure zonale est représentée par un fort jet rétrograde centré à l'équateur et d'un jet prograde sur chaque hémisphère centré vers $\pm 70^\circ$ (figure 1.12 & 1.13) bien que les observations sont incomplètes à ces latitudes. À ce jour, aucune asymétrie similaire à celle rencontrée sur Uranus n'a été observée entre les deux hémisphères et aucun effet saisonnier n'a été constaté sur les mesures du vent zonal. Cependant, les incertitudes liées à la méthode d'observation sont identiques à celles rencontrées sur Uranus et peuvent poser des problèmes sur la réelle intensité des jets observés, notamment celles liées à l'altitude sondée par les instruments. En effet, des amplitudes de vitesse différentes ont été constatées en fonction de la longueur d'onde utilisée. Globalement, l'estimation de la pression en fonction du filtre choisi est similaire à celle sur Uranus, bien qu'une altitude plus haute des nuages dans le filtre K' est envisagée (Tollefson et al., 2018). De manière succincte, les jets observés en bande K' sont plus intenses que ceux observés en bande H. Les mesures dans le visible par Voyager 2 semblent être en accord avec celles obtenues à partir de la bande K'.

La vitesse moyenne du vent vue par la bande K' à l'équateur est estimée à ~ 400 m.s⁻¹ (figure 1.13) tandis qu'en bande H, le jet rétrograde atteint en moyenne ~ 300 m.s⁻¹ (figure 1.12). Concernant les jets progrades, leur vitesse moyenne est très incertaine en raison du manque d'observations à ces latitudes. La vitesse maximale serait comprise entre 100 et 250 m.s⁻¹ sur ces deux filtres. D'autre part, une forte dispersion des mesures du vent a été constatée à toutes les latitudes sur les images de Voyager 2 (Smith et al., 1989) mais aussi sur les récentes images acquises par des télescopes spatiaux (Martin et

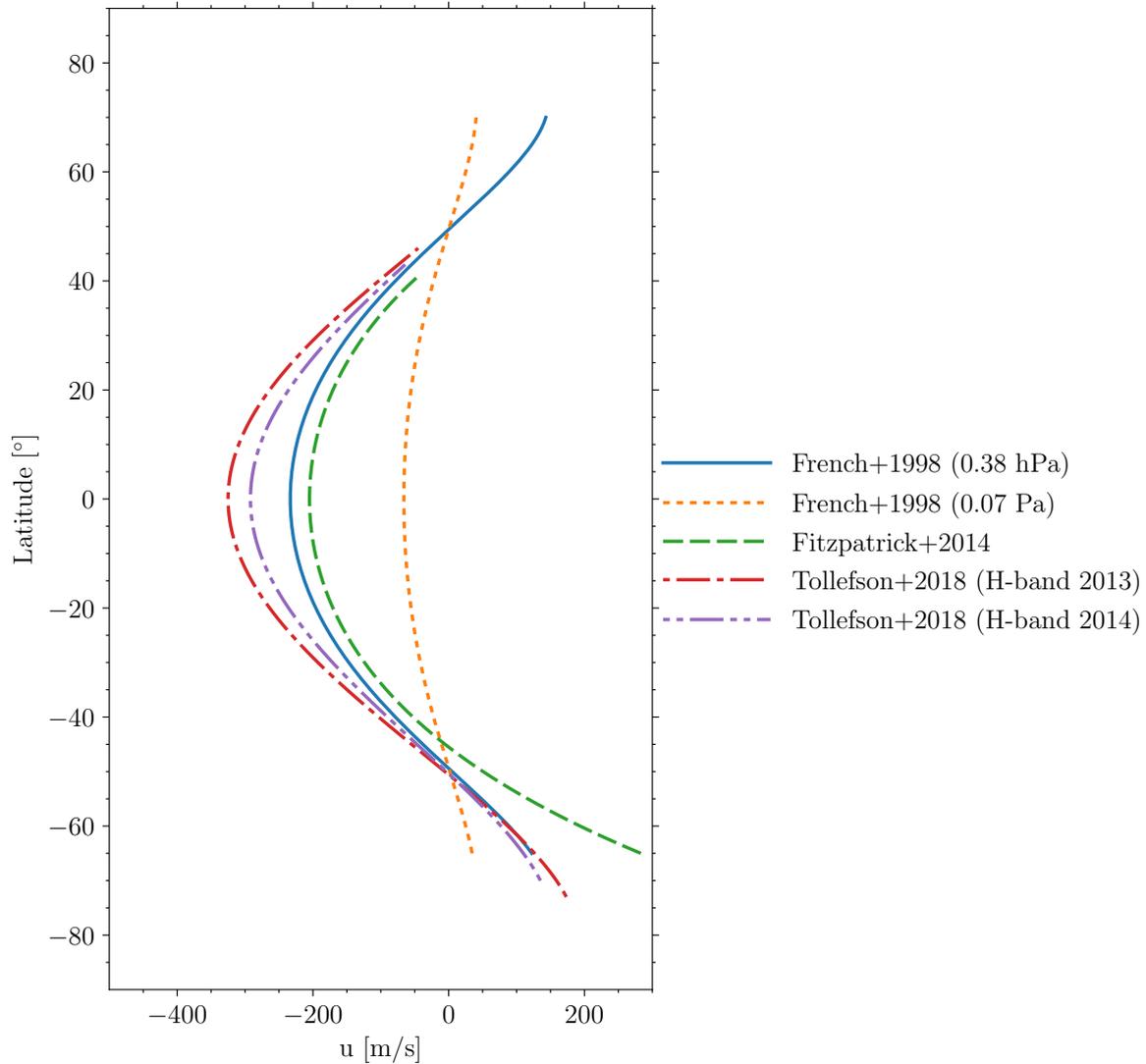


Figure 1.12 – Profils du vent zonal sur Neptune issus d’ajustement des mesures du déplacement de structures nuageuses via la méthode de *cloud tracking* dans la bande H (Fitzpatrick et al., 2014; Tollefson et al., 2018) dans la troposphère profonde et d’occultations stellaires (French et al., 1998) à haute altitude. Les incertitudes ne sont pas indiquées sur cette figure pour conserver la lisibilité (le lecteur est invité à se référer aux sources de ces profils).

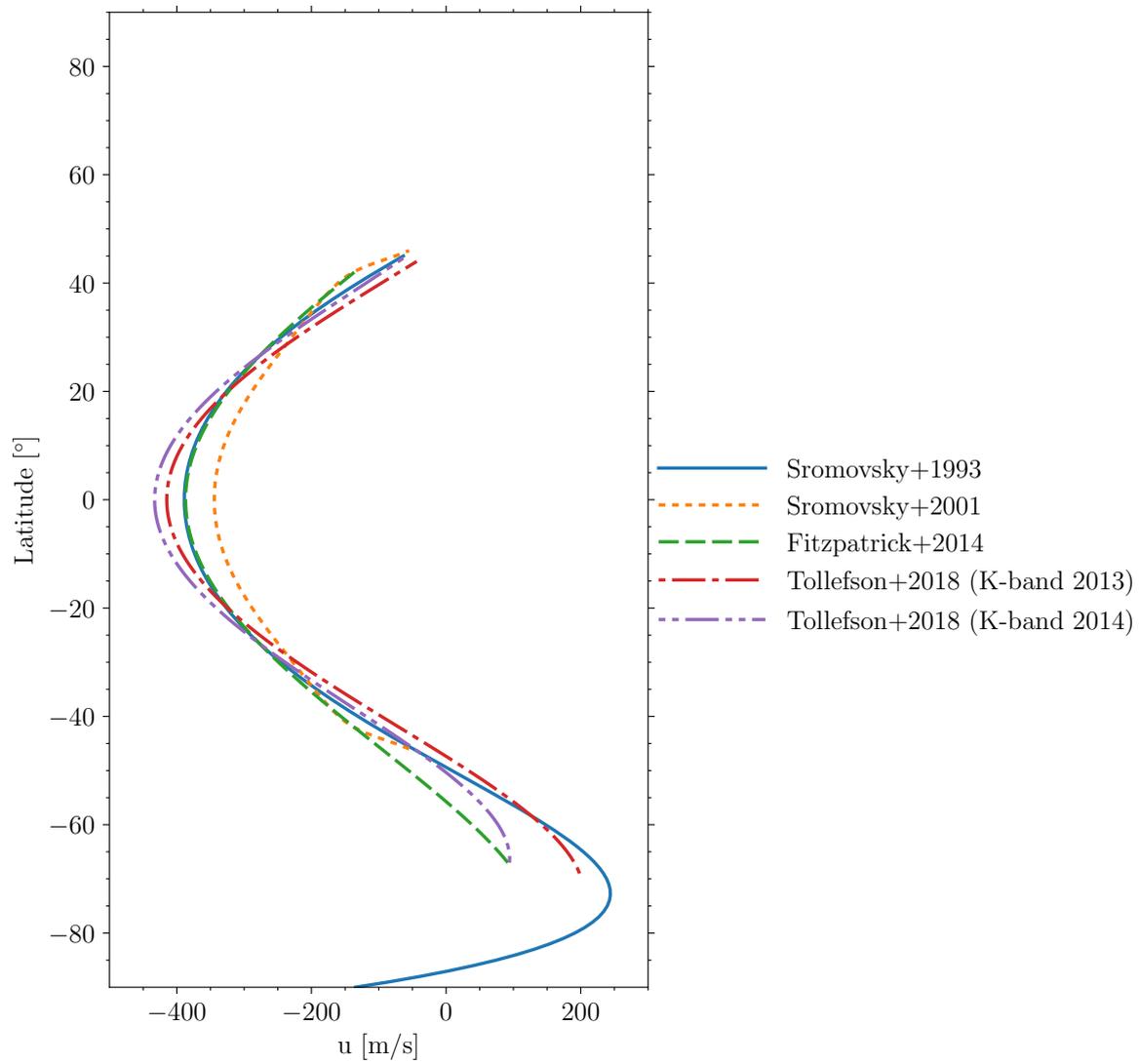


Figure 1.13 – Profils du vent zonal sur Neptune issus d’ajustement des mesures du déplacement de structures nuageuses via la méthode de *cloud tracking* dans la bande K’. Les incertitudes ne sont pas indiquées sur cette figure pour conserver la lisibilité (le lecteur est invité à se référer aux sources de ces profils).

al., 2012; Fitzpatrick et al., 2014). Au niveau de l'équateur, certaines structures observées à courte durée de vie ont atteint des vitesses comprises entre +300 et -600 m.s⁻¹. Un tel écart entre les mesures ne correspond pas à des incertitudes de mesure et implique très probablement une forte activité ondulatoire. Fitzpatrick et al. (2014) ont découvert que les vitesses des nuages/ondes mesurées en bande K' étaient raisonnablement contraintes, mais que celles en bande H étaient assez dispersées. Cette différence pourrait s'expliquer par le fait que la bande H sonde une plus grande gamme d'altitude par rapport à la bande K' (Gibbard et al., 2003; Luszcz-Cook, 2012; de Pater et al., 2014) où la détection est limitée par les fortes bandes d'absorption de CH₄ et du continuum H₂-H₂ (Luszcz-Cook et al., 2010). Cependant, les différences entre les profils de vent observés dans les bandes H et K' sont trop importantes en magnitude et dans la direction opposée à ce qui pourrait être expliqué par un cisaillement vertical du vent (Fitzpatrick et al., 2014). En tenant en compte uniquement les structures à longue durée de vie, la principale différence entre les deux bandes résultent d'une vitesse moyenne prograde plus importante dans la bande H par rapport avec la bande K' (Tollefson et al., 2018). Par conséquent, le jet rétrograde serait plus faible et les jets progrades seraient plus forts dans la bande H. De futures observations sont néanmoins nécessaires pour confirmer ces premières constatations.

Concernant les vitesses du vent zonal dans la stratosphère neptunienne, la méthode de *cloud-tracking* ne peut s'appliquer, faute de traceur adéquat. Une autre méthode consiste à mesurer le décalage Doppler induit par les vents sur les raies de CO et HCN (Carrión-González et al., 2023). La contribution maximale de ces raies correspond à une pression de 2_{-1.8}⁺¹² et 0.4_{-0.3}^{+0.5} hPa respectivement. Les vitesses obtenues sont globalement plus faibles que celles mesurées dans la haute troposphère : à l'équateur, elles sont estimées à -180₋₆₀⁺⁷⁰ et -190₋₇₀⁺⁹⁰ m.s⁻¹ pour les raies CO et HCN respectivement. À 70°S, les vents atteignent +180₋₁₁₀⁺¹³⁰ et +180₋₁₄₀⁺¹¹⁰ m.s⁻¹. Malgré les incertitudes, la tendance à un vent d'est est présente à haute latitude. Dans l'hémisphère nord, en raison de la géométrie d'observation, seuls les vents à basses latitudes ont pu être mesurés. À 20°N, les vents zonaux sont à -150₋₈₀⁺³⁰ m.s⁻¹ pour le CO et -170₋₅₀⁺⁸⁰ m.s⁻¹ pour le HCN. Des occultations stellaires réalisées en 1988 et 1989 ont pu dériver les vitesses de vent à 0.38 hPa et 0.07 Pa (French et al., 1998). Ces mesures de vent, obtenues à 0.38 hPa et 0.07 Pa, sont plus faibles et atteignent ~-60 m.s⁻¹ à l'équateur et ~-20 m.s⁻¹ à 60°S, renforçant l'image de jets faiblissant avec l'altitude dans la stratosphère (voir figure 1.14)

Ces deux planètes ayant une rotation rapide, les mouvements horizontaux sont contraints par l'équilibre géostrophique entre la force de Coriolis et les gradients méridionaux de pression. Ainsi, la vitesse du vent est satisfaite par l'équation du vent thermique. Le cisaillement vertical de vent zonal résultant s'écrit :

$$\frac{\partial u}{\partial P} = \frac{1}{2\Omega \sin\phi} \frac{R}{P} \frac{\partial T}{\partial y} \quad (1.1)$$

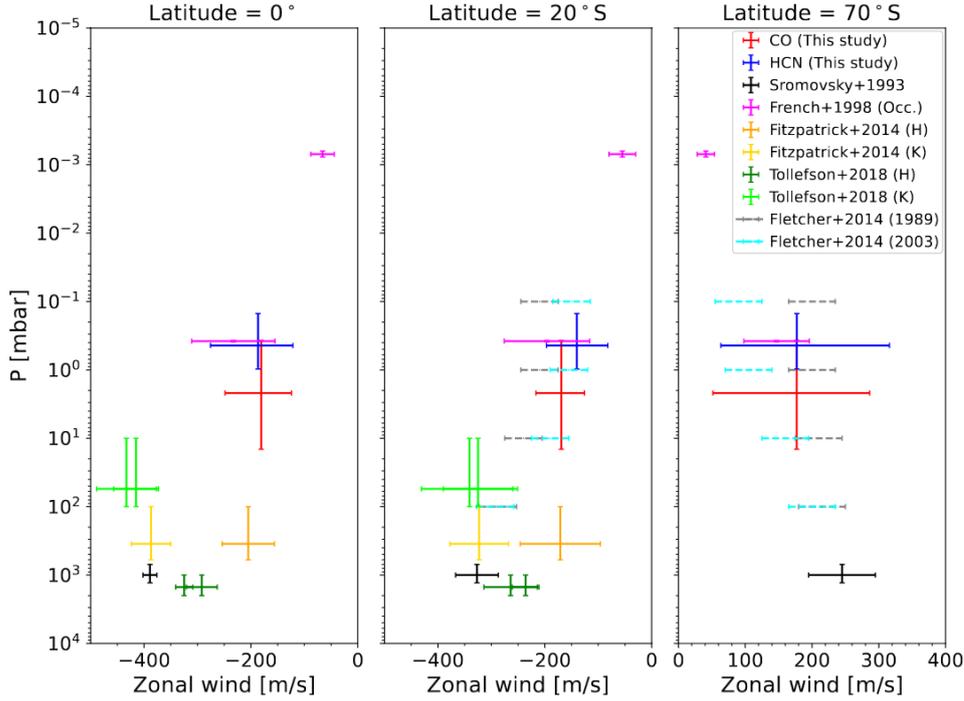


Figure 1.14 – Variations du vent avec l’altitude à partir de différentes sources de mesure (Carrión-González et al., 2023). Les vents zonaux obtenus par Fletcher et al. (2014) sont calculés à partir de l’équation du vent thermique (Équation 1.1) appliquée à la réanalyse des données de Voyager 2/IRIS lors du survol en 1989 et des données obtenues par l’observatoire Keck en 2003.

avec u le vent zonal, P la pression atmosphérique, Ω , la vitesse angulaire de la planète, ϕ la latitude, R la constante des gaz parfaits, T la température et y la coordonnée méridienne. À partir de la structure thermique dérivée de l’expérience IRIS (Fletcher et al., 2014), il est possible d’estimer la tendance du vent zonal en fonction de l’altitude à partir de cette équation (Flasar et al., 1987; Conrath et al., 1991a; Fletcher et al., 2014). Les pôles étant plus chauds que les moyennes latitudes, le gradient méridien de température est donc positif et implique un cisaillement vertical du vent négatif avec l’altitude (positif avec la pression). Les jets progrades s’atténuent avec l’altitude. Une tendance similaire est attendue pour Uranus. Concernant l’équateur, étant plus chaud que les moyennes latitudes, le gradient méridien de température est négatif et donc le cisaillement vertical de vent est également positif avec l’altitude. Cela a pour conséquence d’atténuer le jet rétrograde équatorial avec l’altitude. Ce profil de vent s’atténuant avec l’altitude est retrouvé sur les vitesses dérivées de *cloud tracking* en combinaison avec les mesures effectuées à plus haute altitude (figure 1.14) via le décalage doppler des raies (Carrión-González et al., 2023) et les occultations stellaires (French et al., 1998).

Cependant, à une pression supérieure à 1 000 hPa, une diminution de la vitesse du vent est constatée. Tollefson et al. (2018) réconcilient cette incohérence avec la présence du gradient de composition présent dans la haute troposphère de Neptune généré par la sur-abondance de méthane à l'équateur. Afin de prendre en compte ce gradient de composition, il est nécessaire de modifier l'équation du vent thermique (Sun et al., 1991 ; Fletcher et al., 2021) :

$$\frac{\partial u}{\partial p} = \frac{1}{2\Omega \sin\phi} \frac{R}{P} \frac{\partial T_v}{\partial y} \quad (1.2)$$

avec T_v la température virtuelle définie par:

$$T_v = \frac{T}{1 + \sum \alpha_i q_i} \quad (1.3)$$

où α_i est un coefficient pour chaque constituant égal à $(\mu_i/\mu_d) - 1$, le rapport entre le poids moléculaire du constituant (μ_i) et le poids moléculaire de l'air sec (μ_d) et q_i la fraction molaire du constituant i .

En utilisant cette équation, le cisaillement de vent vertical induit par ce gradient de composition implique une augmentation du vent zonal équatorial des couches les plus profondes jusqu'à la tropopause (~ 100 hPa) puis une diminution de ce vent en allant vers la stratosphère puisque l'équation ne dépend plus que des gradients méridionaux de température (l'abondance de CH_4 ayant fortement diminué à cause de la présence du piège froid).

Concernant les vitesses méridiennes observées, elles sont globalement nulles. Cependant, certaines structures sont animées par des vitesses méridiennes de l'ordre de 100 à 200 m.s^{-1} (Sromovsky et al., 2001a ; Sromovsky et al., 2001b ; Tollefson et al., 2018). Ces amplitudes de vitesse suggèrent que ces structures dépendent de mécanismes tels que des tourbillons ou des ondes.

1.5.2 Instabilités et ondes

Les images obtenues par Voyager 2 ont révélé que Neptune possède une importante activité tourbillonnaire et ondulatoire (Smith et al., 1986 ; Smith et al., 1989). La Grande Tâche Sombre (ou GDS-89) est l'une des manifestations les plus spectaculaires de cette activité (figure 1.15). Cette dernière est une tempête anticyclonique similaire à la Grande Tâche Rouge de Jupiter. La durée de vie de cette tempête est néanmoins plus courte que son analogue jupitérien puisqu'elle a disparu en 1994 (Hammel et al., 1995). D'autres tempêtes ont également été observées sur Neptune dans l'hémisphère nord et sud (Sromovsky et al., 2002 ; Wong et al., 2018). Certaines ont montré une stabilité latitudinale, mais d'autres ont dévié vers l'équateur comme GDS-89 ou vers les pôles.

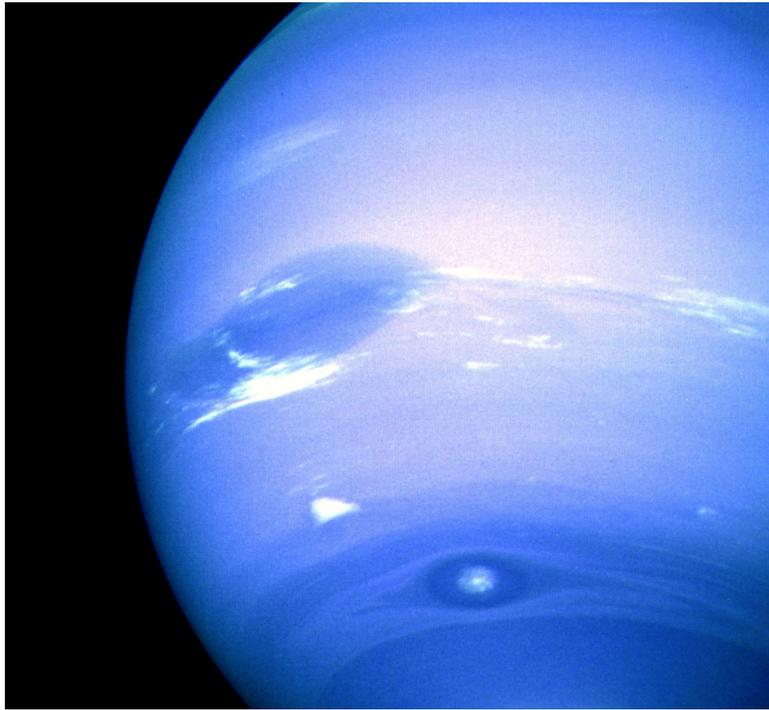


Figure 1.15 – Photographie de Neptune reconstruite à partir de 2 images prises pendant le survol de Voyager 2. GDS-89 est en haut de l'image. La tempête visible au sud de GDS-89 est nommée "Dark Spot 2". Crédit: NASA/JPL.

D'autres structures impressionnantes ont pu être observées sur Neptune. L'une d'elles est le "South Polar Wave" qui évolue à une latitude de 60°S (figure 1.16). Cette onde est extraordinairement stable dans le temps puisqu'on continue à l'observer depuis le survol de Voyager 2 (Karkoschka, 2011). D'autres ondes à hautes latitudes dans l'hémisphère sud ont été détectées à partir des images de HST (Karkoschka, 2011). L'origine et la nature de ces ondes sont aujourd'hui encore inconnues.

Sur Uranus, les images dans le visible de Voyager 2 ont montré une atmosphère très homogène, dépourvue de tempêtes ou d'ondes. Cependant, les observations obtenues à partir de HST et l'observatoire Keck ont montré un autre visage de l'atmosphère d'Uranus. En 2006, une tâche sombre similaire à celles observées sur Neptune est apparue dans l'hémisphère nord (Hammel et al., 2009) alors que depuis le passage de Voyager 2, aucune tempête n'a été observée. Des observations obtenues entre 2012 et 2014 à partir de l'observatoire Keck dans le proche infrarouge ont montré des bandes et des structures ondulatoires (figure 1.17), notamment à l'équateur (vers 4.5°S) (Sromovsky et al., 2015). Il faut toutefois noter qu'une activité ondulatoire a déjà été relevée à l'équateur pendant le survol de Voyager 2 (Hinson et al., 1991). L'analyse spectrale de ces ondes a permis de les caractériser comme étant des ondes d'inertie-gravité. Néanmoins, en raison de la

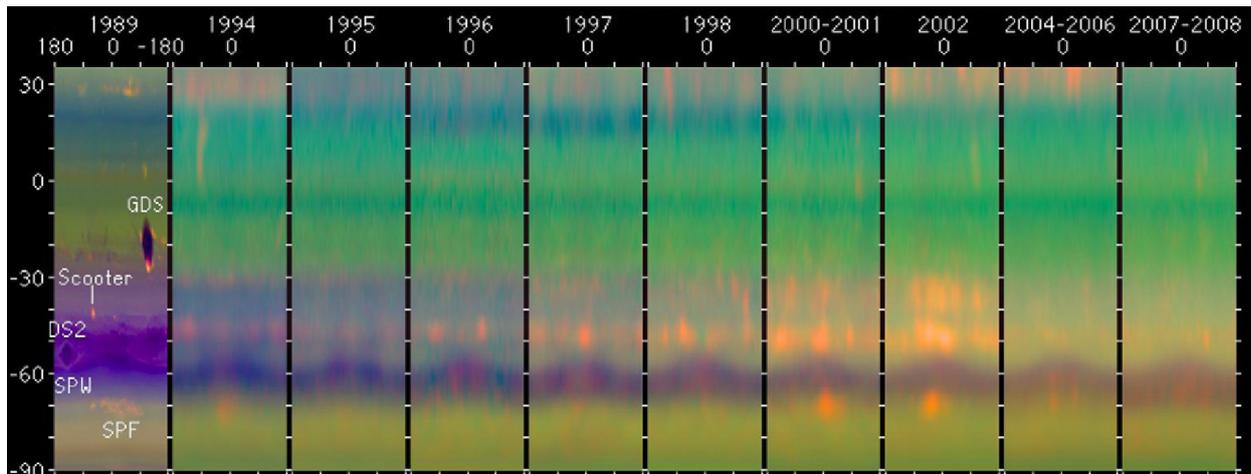


Figure 1.16 – Projection rectangulaire des images de Voyager 2 et de HST entre 1994 et 2008 (Karkoschka, 2011) montrant la stabilité temporelle du South Polar Wave (SPW).

courte période d'observation, leur sens de propagation n'a pas été formellement identifié.

Ces récentes découvertes d'une activité météorologique intense sont possiblement relatives à un effet saisonnier. L'apparition de la tâche sombre et des importantes ondulations correspondent à l'équinoxe de printemps alors que le survol de Voyager 2 a eu lieu pendant le solstice d'hiver.

La contribution des ondes équatoriales observées pendant le survol de Voyager 2 (Hinson et al., 1991) a été estimée à -13_{-13}^{+7} ou $+20_{-10}^{+20}$ cm.s^{-1} (selon le sens de la vitesse de phase) par rotation planétaire à des pressions inférieures à 20 Pa. Ainsi, si ces ondes persistent plusieurs dizaines de rotation planétaire, elles peuvent accélérer ou diminuer efficacement le vent à ces niveaux de pression. La découverte de structures à l'équateur se déplaçant à une vitesse inférieure à celle trouvée par Voyager 2 (Hammel et al., 2005) suggère que ces possibles ondes ont une propagation prograde. Cependant, aucune preuve ne permet de confirmer que ces formes soient la manifestation d'une onde et qu'il s'agit du même type d'onde observé par Voyager 2. La contribution des ondes et tourbillons observés à moyenne latitude n'a pas encore été étudiée.

Une dernière manifestation de l'activité météorologique importante rencontrée sur Uranus est la découverte d'un vortex polaire cyclonique à l'hémisphère sud à partir des observations du Very Large Array (VLA) (Akins et al., 2023).

1.5.3 Oscillation équatoriale

Les oscillations équatoriales sont des inversions de la direction des vents cycliques qui ont lieu dans la stratosphère des régions équatoriales. Showman et al. (2020) ont montré

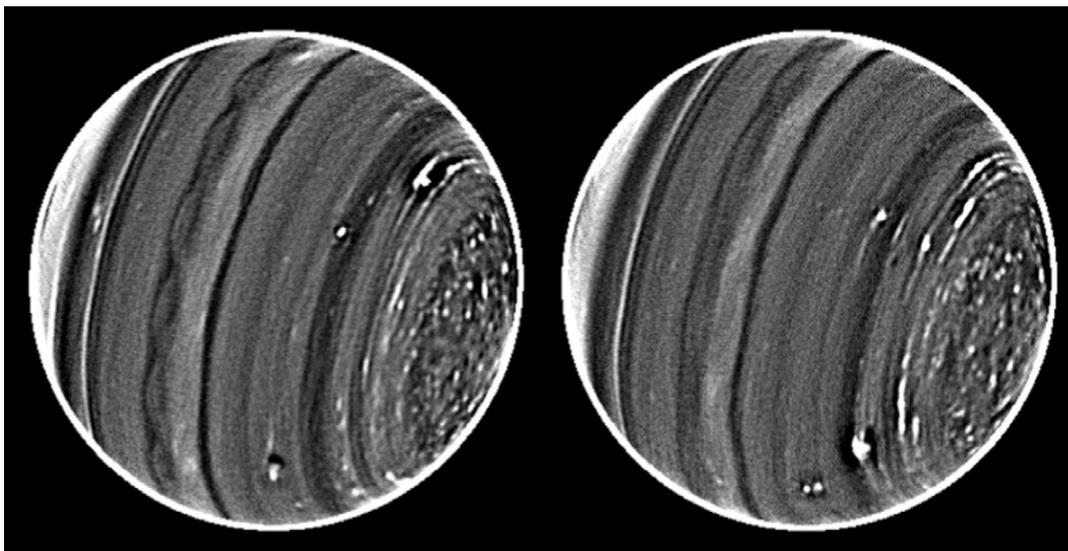


Figure 1.17 – Images d’Uranus dans le filtre H ($1.6 \mu\text{m}$) à partir de la caméra Keck/-NIRC2 (Sromovsky et al., 2015).

que ces oscillations seraient communes aux planètes géantes et naines brunes. Il est donc naturellement possible que ce genre d’oscillation existe dans les régions équatoriales des géantes glacées.

Ces oscillations sont notamment connues sur Terre. Deux oscillations ont pu être découvertes : l’oscillation quasi-biennale (QBO pour *Quasi-Biennial Oscillation* en anglais) (Reed et al., 1961 ; Lindzen et al., 1968 ; Andrews et al., 1983 ; Baldwin et al., 2001) et l’oscillation semi-annuelle (SAO pour *Semi-Annual Oscillation* en anglais) (Reed, 1965 ; Hopkins, 1975 ; Hirota, 1978 ; Hirota, 1980).

La QBO correspond à une inversion périodique des jets zonaux ayant lieu en moyenne tous les 28 mois dans la stratosphère (entre ~ 100 et ~ 3 hPa) sur une bande équatoriale de $\pm 12^\circ$ (figure 1.18). Cette inversion prend naissance initialement au sommet de la stratosphère et elle se propage vers le bas avec une vitesse de 1 km par mois. Elle présente également une succession d’anomalies froides et chaudes de température. Les anomalies de température correspondent à des chauffages et refroidissements adiabatiques issus de la circulation méridienne dans les régions stratosphériques (Plumb et al., 1982). Cette oscillation a pour origine la dissipation et propagation d’ondes équatoriales et extra-tropicales troposphériques jusque dans la stratosphère entraînant alternativement une convergence ou une divergence de flux de quantité de mouvement dans l’écoulement moyen générant des vents rétrogrades ou progrades. Les ondes responsables des phases d’accélération vers l’est sont les ondes de gravité issues de la convection (ECG) et les ondes de Kelvin. Pour les phases d’accélération vers l’ouest, il s’agit, classé en fonction de leur ordre d’impor-

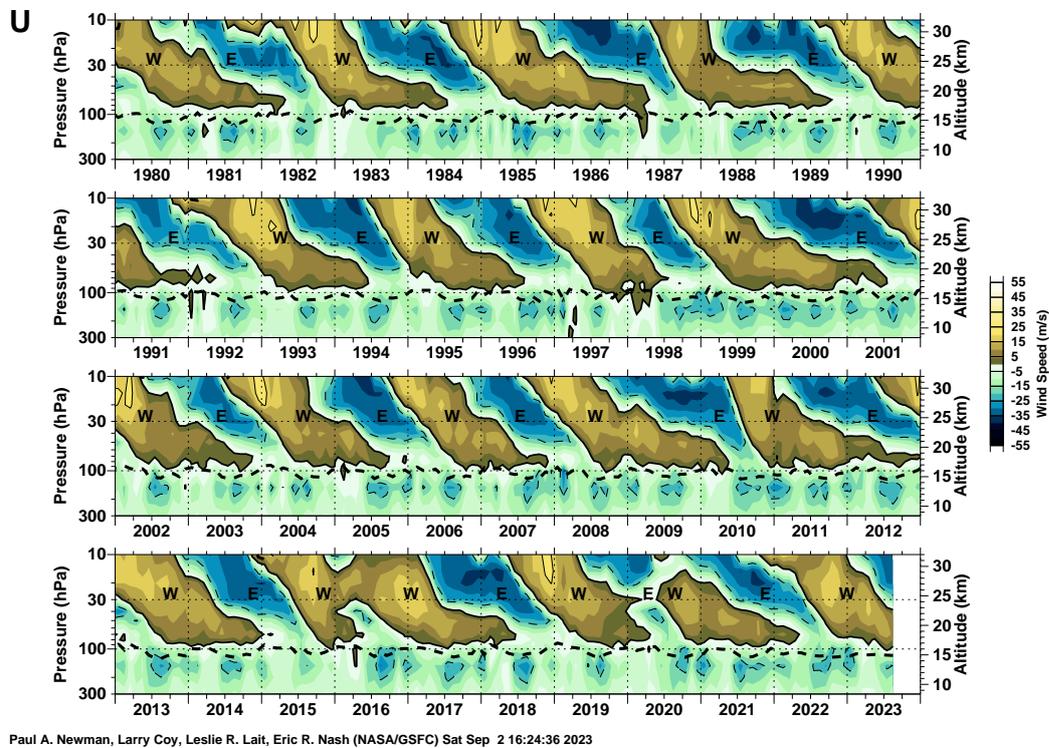


Figure 1.18 – Évolution du vent zonal dans la stratosphère terrestre moyennée mensuellement issue de radiosondages à Singapour. La ligne noire en tiret correspond à l'altitude de la tropopause thermique. Source : https://acd-ext.gsfc.nasa.gov/Data_services/met/qbo/qbo.html.

tance, des ondes de Rossby, de Rossby-Gravité (MRG), d'inertie-gravité (IG) et des ondes de gravité issues de la convection (WCG). Chaque onde se propage verticalement en fonction de sa vitesse de groupe c . Sa vitesse de groupe étant largement supérieure à la vitesse de l'écoulement moyen, elle continue de se propager jusqu'à ce que l'onde rencontre une zone de cisaillement où $|\bar{u} - c|$ devient faible. Grossièrement, lorsque $u' \approx |\bar{u} - c|$. À partir de ce niveau, l'onde se brise et dépose sa quantité de mouvement dans l'écoulement moyen. De manière succincte, le mécanisme à l'origine de cette oscillation s'explique de cette façon en plusieurs étapes (figure 1.19) :

- (a) Les ondes ayant une vitesse de groupe positive et négative se propagent dans l'atmosphère. Un jet rétrograde est présent sur une majeure partie de la colonne,

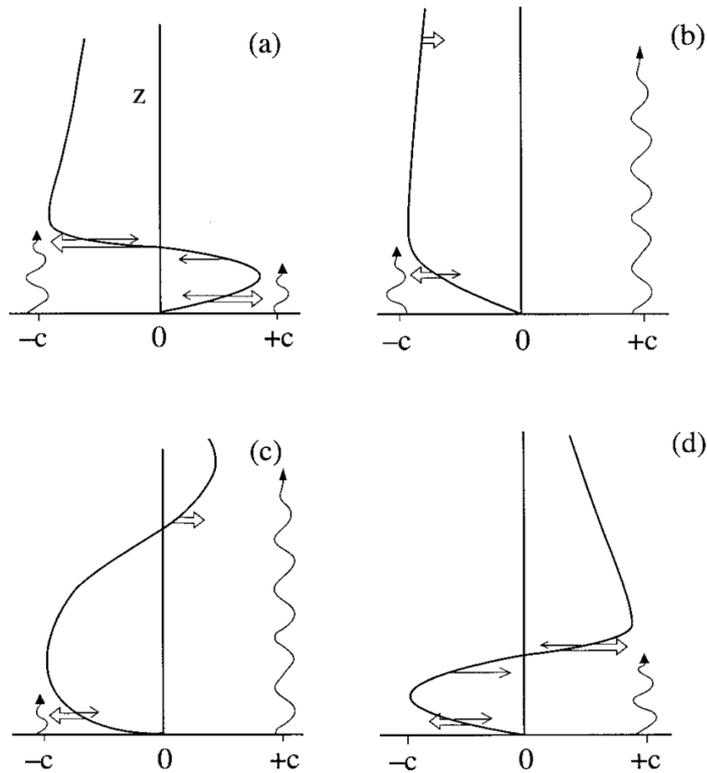


Figure 1.19 – Représentation schématique de l'évolution du vent zonal à l'équateur d'après [Plumb \(1984\)](#) à partir des forçages par les ondes. Les doubles flèches indiquent l'accélération par les ondes, et les flèches simples montrent les accélérations par la viscosité. Les lignes ondulées représentent la pénétration relative de l'onde vers l'est et vers l'ouest. Source de l'image : [Baldwin et al. \(2001\)](#).

excepté dans la basse stratosphère où un étroit jet prograde est présent. Ce dernier empêche les ondes de Kelvin et CGW de se propager à plus haute altitude à cause de la zone de cisaillement. Au fur et à mesure que les ondes contribuant à la phase d'ouest déposent leur quantité de mouvement au niveau de la zone de cisaillement, le jet rétrograde se propage vers le bas et le jet prograde devient de plus en plus fin.

- (b) À partir d'un certain niveau, le jet prograde devient trop étroit et la diffusion visqueuse intervient et permet un mélange de cette zone de l'atmosphère, laissant les vents d'ouest prédominer sur l'entièreté de la colonne. La disparition du jet prograde a cependant permis d'éliminer la zone de cisaillement, permettant ainsi aux ondes contribuant à la phase d'est de se propager à plus haute altitude.
- (c) Lorsque les ondes de Kelvin et WCG atteignent une zone de cisaillement à plus haute altitude, cela entraîne une convergence du flux de quantité de mouvement

permettant à des vents d'est d'apparaître.

- (d) Au fur et à mesure que la quantité de mouvement est déposée, le jet prograde s'étend de plus en plus à basse altitude et "remplace" le jet rétrograde. Lorsque le jet rétrograde devient trop étroit, il est dissipé par la diffusion visqueuse comme le jet prograde précédemment (b) et un nouveau cycle recommence avec cette fois-ci, la propagation à plus haute altitude des ondes de phase d'ouest.

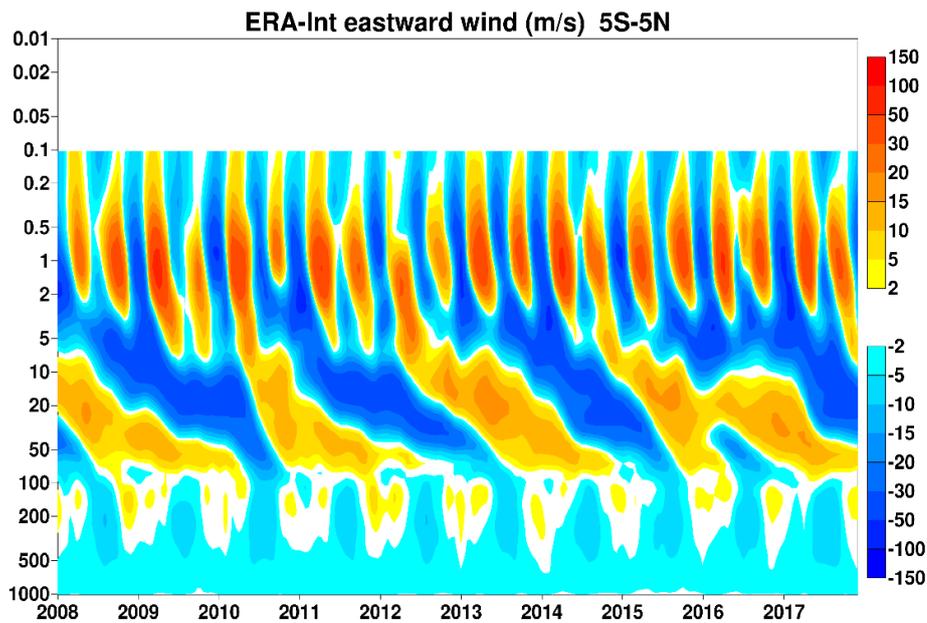


Figure 1.20 – Évolution du vent zonal dans l'atmosphère terrestre moyennée mensuellement et sur une bande latitudinale de 5°S-5°N issue de la réanalyse ERA-Interim. Source : <https://confluence.ecmwf.int/pages/viewpage.action?pageId=108124373>.

La QBO se résume donc à une alternance de jets entraînée par la dissipation d'onde de phase d'ouest et d'est. Concernant l'oscillation semi-annuelle terrestre, il s'agit également d'une alternance périodique du vent zonal équatorial entre une propagation vers l'est et vers l'ouest mais avec une période de 6 mois, à plus haute altitude, et contrôlé par un forçage saisonnier (figure 1.20). Elle s'opère au-dessus de la zone contrôlée par la QBO (haute stratosphère) jusqu'au-dessus de la mésosphère terrestre. Comme la QBO, une propagation verticale des jets a lieu et cette oscillation trouve son forçage à partir de la dissipation d'onde, mais particularité, elle fait intervenir une circulation méridienne, la circulation de Brewer-Dobson. Cette circulation méridienne prend la forme d'une branche ascendante aux moyennes latitudes dans l'hémisphère d'été et d'une branche subsidente dans l'hémisphère d'hiver. L'alternance des jets de la SAO peut être expliquée sous deux points (figure 1.21) :

- (a) Pendant les solstices, la circulation de Brewer-Dobson à partir de sa branche

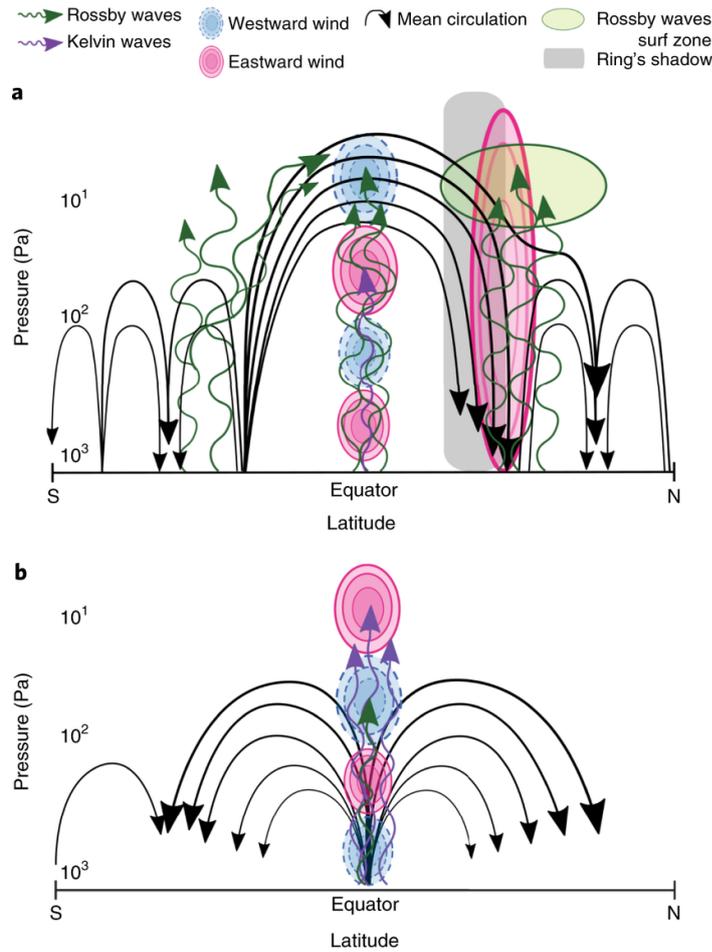


Figure 1.21 – Représentation schématique de l'interconnexion entre l'oscillation équatoriale de Saturne et sa circulation inter-hémisphérique saisonnière. Haut : dynamique stratosphérique de Saturne pendant l'hiver boréal. Aux solstices, le forçage de la phase ouest de l'oscillation équatoriale résulte à la fois des ondes de Rossby piégées à l'équateur et des ondes de Rossby générées aux latitudes moyennes (également impliquées dans la "pompe à ondes de Rossby") dont le forçage est véhiculé par la circulation inter-hémisphérique. Bas : dynamique stratosphérique de Saturne pendant les saisons équinoxiales (printemps et automne). À ces saisons, le forçage de la phase est de l'oscillation équatoriale se produit pendant le renversement de la circulation inter-hémisphérique qui permet le transport et le dépôt de quantité de mouvement vers l'est des ondes de Kelvin troposphériques. Source: [Bardet et al. \(2022\)](#) .

ascendante permet le déferlement d'ondes de Rossby à très haute altitude. Ce phénomène, nommé, "pompage d'ondes de Rossby" ([Haynes et al., 1991](#) ; [Plumb, 2002](#) ; [Holton, 2002](#) ; [Seviour et al., 2012](#) ; [Butchart, 2014](#) ; [Bardet et al., 2022](#)) permet le dépôt de quantité de mouvement des moyennes latitudes aux latitudes

équatoriales. L'accélération résultant de ce pompage permet la génération de vents rétrogrades.

- (b) Aux périodes d'équinoxe, la circulation méridienne unicellulaire de l'hémisphère d'été à l'hémisphère d'hiver s'arrête et laisse place à une unique branche ascendante équatoriale. Cette branche permet la propagation d'ondes de Kelvin à très haute altitude (Kimmersley et al., 1996 ; Dunkerton, 1979 ; Dunkerton, 1991 ; Dunkerton, 1997 ; Garcia, 2000 ; Bardet et al., 2022) et de déposer leur quantité de mouvement au niveau du zone de cisaillement. Comme la QBO, cela a pour conséquence d'accélérer les vents vers l'est.

La Terre figure donc de laboratoire de premier choix dans l'étude de ces oscillations, car ce type d'oscillation semble être monnaie courante dans notre système solaire. Sur Mars, une oscillation similaire à la SAO a pu être identifiée mais avec des ondes de nature différente (Kuroda et al., 2009). Sur Jupiter, une oscillation quasi-quadrennale (sur ~ 4.4 années terrestres) a été découverte (Leovy et al., 1991 ; Orton et al., 1991 ; Orton et al., 1994 ; Simon-Miller et al., 2006 ; Simon-Miller et al., 2007 ; Antuñano et al., 2021) dont les forçages intervenant dans la mise en place de cette oscillation sont encore mal compris (Leovy et al., 1991 ; Orton et al., 1991). Sur Saturne, une oscillation équatoriale saisonnière a également pu être déterminée à partir des observations (figure 1.22) effectuées lors de la mission Cassini (Fouchet et al., 2008 ; Guerlet et al., 2009 ; Guerlet et al., 2011 ; Guerlet et al., 2018). À partir du modèle DYNAMICO (utilisé pour nos simulations), Bardet et al. (2022) ont pu déterminer que cette oscillation observée était similaire à la SAO terrestre avec des forçages analogues à ceux rencontrés sur Terre. Sur Uranus et Neptune, la question reste ouverte...

1.5.4 Épaisseur des jets zonaux

La circulation générale obtenue à partir des observations dans le visible et le proche infrarouge ne permettent pas d'estimer l'épaisseur totale des jets observés. Une autre méthode consiste à analyser les perturbations du champ gravitationnel sur Uranus et Neptune, qui peuvent résulter de deux sources : la rotation rapide à l'origine de l'aplatissement aux pôles et les perturbations de densité résultant de la circulation atmosphérique. En décomposant les harmoniques sphériques du champ gravitationnel en une composante statique et une composante dynamique, en supposant l'équilibre du vent thermique et une décroissance exponentielle des vents avec la profondeur et à partir des modèles de densité de la structure interne, une limite de la profondeur des jets a pu être déterminée (Kaspi et al., 2013). Sur Uranus, l'épaisseur de circulation atmosphérique ne peut excéder 2 000 bars alors que sur Neptune, la limite maximale est à 4 000 bars, correspondant à $\sim 5\%$ du rayon total de ces planètes.

Une approche alternative consiste à estimer la dissipation ohmique induite par l'in-

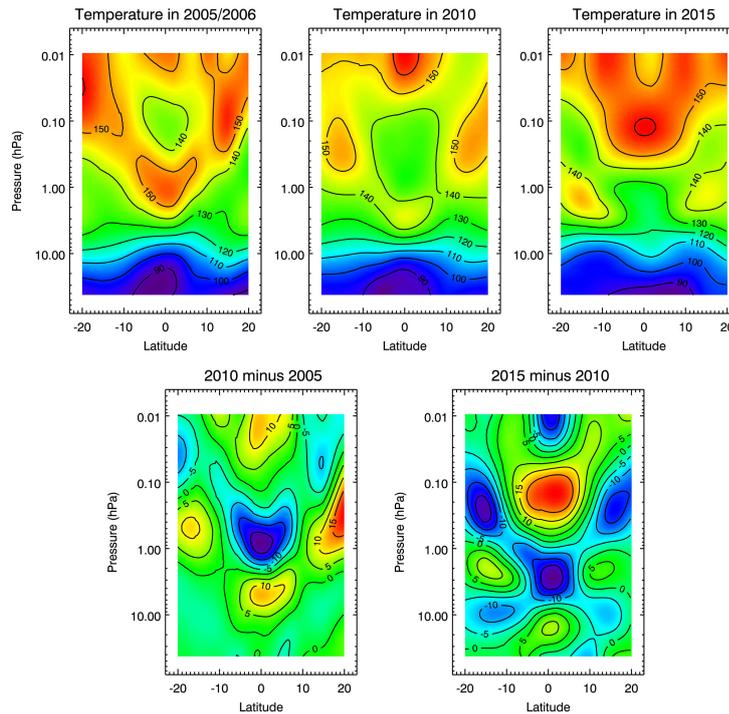


Figure 1.22 – (haut) Coupe verticale latitude-pression de la température (en kelvins) obtenue à partir des données au limbe de Cassini/CIRS acquises en 2005-2006 et en février 2010 (en haut à gauche et au milieu), juin-novembre 2015 (en haut à droite) et (bas) la différence de température entre ces dates. Source : [Guerlet et al. \(2018\)](#).

teraction entre le champ magnétique et la circulation zonale. En effet, en profondeur, l’augmentation de la conduction électrique des constituants et de l’intensité du champ magnétique impliquent un frottement magnétique lié à la force de Lorentz qui finit par annuler les vents à une certaine profondeur. Ce frottement magnétique peut ainsi être utilisé comme limite de l’épaisseur de la circulation atmosphérique. À partir des modèles de structure interne, de composition et de champ magnétique, une estimation similaire à ceux obtenus via la méthode des perturbations du champ gravitationnel ([Kaspi et al., 2013](#)) a pu être établie pour les géantes glacées ([Soyuer et al., 2020](#)). La circulation atmosphérique serait confinée entre 7 et 10% du rayon de la planète sur Uranus et 5 à 8% pour Neptune.

1.5.5 Circulation méridienne

La circulation méridienne sur Uranus et Neptune est, à ce jour, mal connue. Cependant, [Fletcher et al. \(2020a\)](#) ont esquissé un possible schéma de cette circulation en fonction de différents observables (figure 1.23). Dans la moyenne troposphère (à des pres-

sions supérieures à 1 000 hPa), les observations ont montré que l'équateur était beaucoup plus riche en méthane qu'aux hautes latitudes sur les deux planètes (Karkoschka et al., 2009; Karkoschka et al., 2011; Sromovsky et al., 2014; Sromovsky et al., 2019; Irwin et al., 2021). Aux régions polaires, les zones brillantes observées aux micro-ondes sur Neptune suggèrent un appauvrissement en H₂S aux latitudes polaires (de Pater et al., 1991; Hofstadter et al., 2003; de Pater et al., 2014). Ces premiers éléments indiquent des ascendances d'air humide à l'équateur et une forte subsidence d'air sec aux pôles (Hofstadter et al., 2003; de Pater et al., 2014; Sromovsky et al., 2014; Tollefson et al., 2019; Fletcher et al., 2020a).

Dans la haute troposphère (aux pressions inférieures à 1 000 hPa jusqu'à la tropopause à ~ 100 hPa), de nombreuses observations contraignent la circulation méridienne. L'expérience IRIS a montré que les maxima méridionaux de température sont localisés à l'équateur et aux pôles tandis qu'un minimum de température est présent à moyenne latitude ($\sim \pm 50^\circ$) sur chaque hémisphère (Fletcher et al., 2014; Orton et al., 2015). Des variations méridionales de la fraction para-H₂ sont également constatées et liées aux extrema de température observés. À moyenne latitude, l'abondance de para-H₂ est en sous-équilibre alors qu'elle est en super-équilibre aux pôles et à l'équateur (Fletcher et al., 2014; Orton et al., 2015). Une forte activité nuageuse est également constatée sur Neptune à moyenne latitude, corrélée au minimum de température, et qui serait de nature convective. La circulation méridienne déduite de ces observations (Fletcher et al., 2020a) est caractérisée par une branche subsidente aux pôles et à l'équateur associée à des maxima de température et des abondances de para-H₂ provenant de la tropopause et une branche ascendante à moyenne latitude révélée par une activité nuageuse, un minimum local de température issu d'un refroidissement par détente adiabatique et des abondances de para-H₂ en sous-équilibre, indiquant un air provenant des niveaux en profondeur. Ainsi, il y aurait un empilement de cellules de circulation, avec comme transition le niveau de condensation du méthane (figure 1.23).

Concernant la stratosphère, il est, à ce jour, impossible d'extraire avec certitude une circulation méridienne à partir d'observables. De nombreuses incertitudes existent sur les variations de températures, de composition atmosphérique et des aérosols. Roman et al. (2022) ont par exemple déduit des variations saisonnières importantes de la température stratosphérique sur Neptune qui ne sont pas liées à de cellules de circulation. Certaines observations semblent néanmoins être en accord sur une subsidence à 70°S (Hammel et al., 2006; Orton et al., 2007; Orton et al., 2012; de Pater et al., 2014; Fletcher et al., 2014; Fletcher et al., 2020a) et une possible ascendance à 45°S sur Neptune. Sur Uranus, une possible subsidence serait localisée à $\pm 25^\circ$ entourant une ascendance équatoriale (Roman et al., 2020; Fletcher et al., 2020a) mais là encore, le peu d'observations ne permet pas de conclure sur l'existence d'une telle circulation.

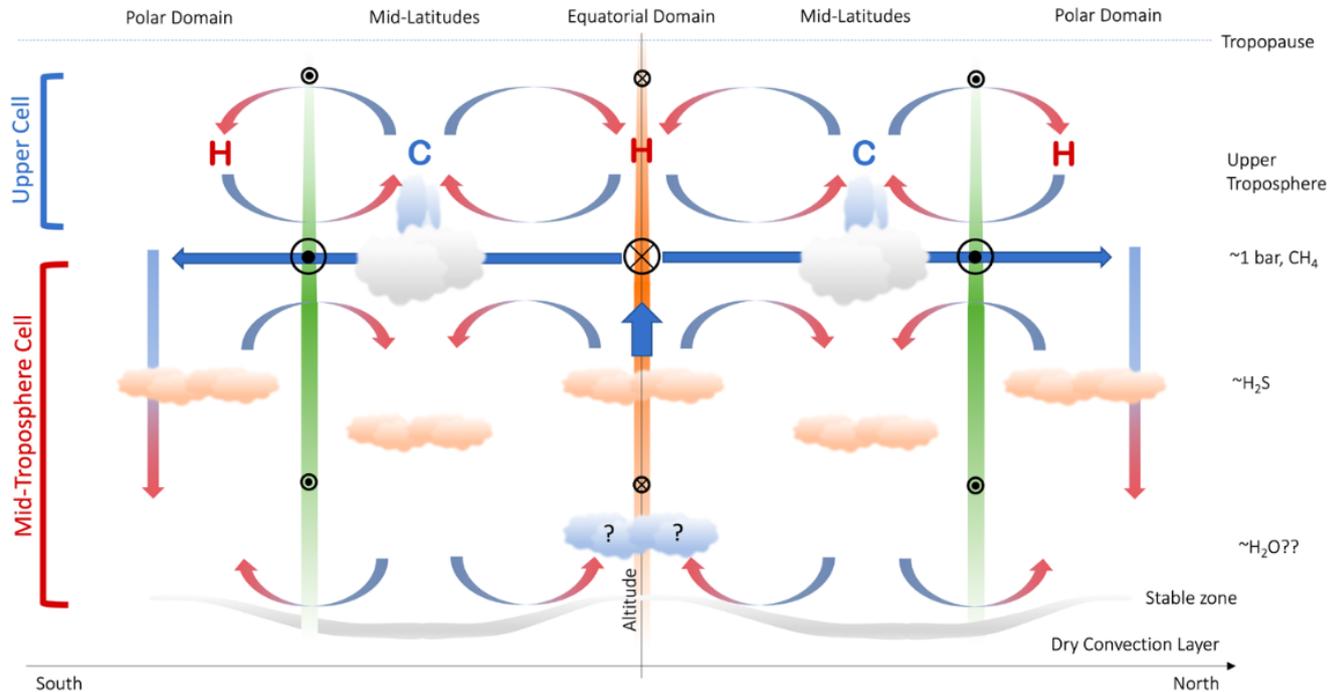


Figure 1.23 – Représentation des cellules de circulation possibles sur Uranus et Neptune dans la troposphère (Fletcher et al., 2020b).

1.6 Modèles radiatifs-convectifs

Afin d'étudier le bilan radiatif, les effets saisonniers et les sources de chauffage sur Uranus et Neptune et d'expliquer les observations, des modèles radiatifs-convectifs ont été conçus. Les premiers modèles radiatifs remontent à l'ère pré-Voyager 2 (Wallace, 1983; Wallace, 1984; Appleby, 1986; Friedson et al., 1987). À partir des observations disponibles à cette époque, ils ont pu reproduire une température troposphérique similaire à celle obtenue par radio-occultation quelques années plus tard lors du survol de Voyager 2 (Lindal et al., 1987; Lindal, 1992). Cependant, la température observée dans la stratosphère est beaucoup plus élevée que celle prédite par les simulations. En effet, la différence de température entre les simulations et les observations atteint ~ 30 à 50 K dans la basse stratosphère sur les deux planètes. Ce constat sera à nouveau vérifié sur les modèles suivants l'ère de Voyager 2 (Marley et al., 1999; Greathouse et al., 2011; Li et al., 2018). Les observations à plus haute altitude (Broadfoot et al., 1986; Broadfoot et al., 1989) montrent également que la thermosphère est nettement plus chaude que ce qui est envisagé où une différence de plusieurs centaines de kelvins est présente par rapport aux simulations (Melin et al., 2019). Cet écart entre les observations et les simulations est nommé "Crise énergétique" – *Energy crisis* en anglais – (Friedson et al., 1987).

De nombreuses hypothèses ont été explorées pour expliquer cette différence. [Appleby \(1986\)](#) a conclu que la présence d'un "absorbeur" dans la stratosphère similaire à des aérosols pourrait contribuer de manière significative au bilan énergétique sur Uranus, mais pas entièrement sur Neptune. Cependant, [Marley et al. \(1999\)](#) ont montré que l'ajout de brumes d'aérosols stratosphériques basés sur l'hypothèse de particules sphériques à diffusion de Mie ne réchauffe pas cette région de manière suffisante sur Uranus. Tous les aérosols postulés ou les retombées de poussières des anneaux capables de réchauffer suffisamment la stratosphère sont incompatibles avec l'imagerie/UVS de Voyager 2 et les contraintes observationnelles au sol. Sur Neptune, la même conclusion est établie ([Moses et al., 1995](#)). Un flux de chaleur provenant d'une source inconnue dans la thermosphère ([Stevens et al., 1993](#)) qui conduit la chaleur dans les niveaux inférieurs n'est pas suffisant pour réchauffer la stratosphère d'Uranus ([Marley et al., 1999](#)) et de Neptune ([Wang, 1993](#)). Sur Uranus, en ajoutant une petite quantité de méthane dans la thermosphère inférieure, [Marley et al. \(1999\)](#) ont réussi à réconcilier les températures observées et modélisées, car dans ce scénario, la stratosphère est réchauffée par le méthane qui rayonne vers le bas. Cependant, ce scénario implique des valeurs élevées d'abondance de méthane au niveau de l'homopause qui sont incompatibles avec les valeurs de méthane dérivées des observations.

Cette difficulté à reproduire le profil de température indique possiblement la nécessité de prendre en compte un chauffage par la dynamique atmosphérique.

1.7 Modélisation de la circulation atmosphérique

Afin de comprendre les processus régissant la circulation atmosphérique d'Uranus et de Neptune, il est nécessaire de développer des modèles numériques. Dans le cas des planètes géantes, deux approches distinctes ont été élaborées : le modèle de convection profonde et le modèle en couche mince. Cette thèse s'appuiera sur un modèle en couche mince, mais nous décrivons ci-dessous les deux types de modèle.

1.7.1 Modèle de convection profonde

Le principe du modèle de convection profonde repose sur la présence supposée sur les planètes géantes à rotation rapide de plusieurs cylindres convectifs en rotation différentielle et parallèles à l'axe de rotation ([Busse, 1976](#)). L'écoulement prend alors la forme de cylindres concentriques, centrés autour de l'axe de rotation, qui se déplacent uniquement dans la direction zonale. La limite basse de ces cellules de convection cylindriques se situerait à l'interface où les effets magnétohydrodynamiques dominent, en raison d'une transition avec une couche conductrice à haute pression ([Aurnou et al., 2004](#) ; [Heimpel et](#)

al., 2005 ; Heimpel et al., 2007 ; Schneider et al., 2009). L'étendue verticale de ce modèle (typiquement 5% du rayon planétaire) est donc importante et couvre une profondeur allant du millier de km à une dizaine de milliers de km. À l'extérieur du cylindre tangent du rayon équatorial, les cylindres convectifs ne coupent pas cette couche et ne subissent pas les frottements liés aux effets de la magnétohydrodynamique (MHD) (figure 1.24). Les jets visibles dans la couche nuageuse seraient la manifestation des cellules de convection en profondeur.

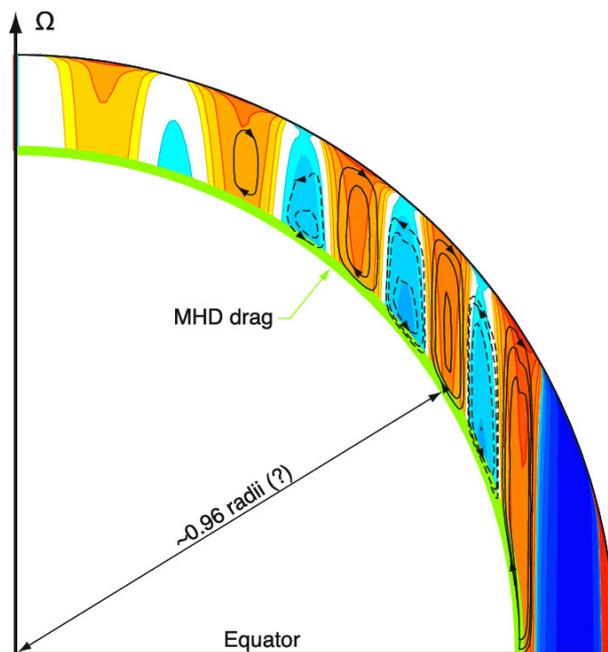


Figure 1.24 – Schneider et al. (2009) : Schéma d'un quadrant d'une coupe longitudinale illustrant les cellules de convection cylindriques du modèle de convection profonde appliqué sur une planète géante. Le schéma n'est pas à l'échelle. Les couleurs orangées indiquent un flux zonal prograde et les couleurs bleues indiquent un flux rétrograde. Les contours noirs représentent la fonction de courant de flux de masse.

Plusieurs modèles de convection profonde ont tenté d'expliquer la circulation atmosphérique visible sur les quatre planètes géantes. Les premiers modèles (Yano et al., 2005 ; Heimpel et al., 2005 ; Vasavada et al., 2005 ; Heimpel et al., 2007 ; Glatzmaier et al., 2009) ont bien réussi à reproduire la super-rotation à l'équateur observée dans le cas de Jupiter et Saturne, mais n'ont pas réussi à reproduire une sous-rotation dans le cas d'Uranus et Neptune. L'explication avancée par ces études pour rendre compte de cette différence est la faiblesse du flux d'énergie interne sur ces planètes, qui ne permet pas à la convection de pénétrer dans la haute troposphère. Aurnou et al. (2007) ont également reproduit la sous-rotation de Neptune en supposant que son flux d'énergie interne soit du même ordre de grandeur que ceux de Jupiter et Saturne, ce qui n'est donc pas réaliste. Soderlund

et al. (2013) ont réussi à reproduire les jets observés sur Uranus et Neptune en couplant le vent zonal, le flux de chaleur interne et la dynamo générant les champs magnétiques observés sur ces planètes. L'étude a montré que la génération d'un jet rétrograde est possible avec la présence de pics de flux de chaleur interne centrés à l'équateur et d'une circulation méridionale importante.

1.7.2 Modèle en couche mince

Le modèle en couche mince est nommé ainsi, car il se concentre sur une couche fine, ayant une épaisseur inférieure à 1% du rayon planétaire, où régissent les processus "météorologiques". Les forçages à l'origine de cette circulation résultent de la turbulence atmosphérique associée à de la convection, des ondes baroclines, des ondes barotropes et d'autres types de turbulence et instabilités (Vasavada et al., 2005; Showman et al., 2010). Dans ce cas de figure, les courants-jets sont le résultat d'une cascade d'énergie inverse qui traduit un transfert d'énergie des tourbillons des petites échelles vers les grandes échelles. Cette cascade d'énergie, et donc l'apparition des jets, est liée à l'échelle de Rhines (Rhines, 1975) :

$$L_R = \pi \left(\frac{U}{\beta} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.4)$$

où U est la vitesse caractéristique des ondes et β est la variation du paramètre de Coriolis avec la latitude ($df/d\phi$). Le paramètre de Coriolis f est défini par $f = 2\Omega \sin(\phi)$ où Ω est la vitesse angulaire de la planète et ϕ la latitude.

Cette relation implique que lorsque la turbulence est à une échelle inférieure à L_R , le flux est dominé par la turbulence qui transfère l'énergie des petites échelles aux plus grandes échelles et quand elle est supérieure, le flux est dominé par un régime d'onde de Rossby. Lorsque les tourbillons atteignent une longueur d'onde comparable à L_R (régime d'ondes de Rossby), le transfert d'énergie à de plus grandes échelles devient inefficace et les structures à cette longueur d'onde contiennent le maximum d'énergie par rapport à toute autre structure à une autre longueur d'onde. Plus généralement, la formation des jets est reliée au nombre d'onde de Rhines (Seager, 2010; Dougherty et al., 2009) :

$$k_R^2 = \left(\frac{\beta}{U} \right) |\cos(\alpha)| \quad (1.5)$$

Quand l'angle de propagation d'une onde par rapport à l'est α est égal à 0° ou $\pm 180^\circ$, on obtient $k_R^2 = \beta/U$. On retrouve ici la relation de l'échelle de Rhines où $L_R^2 \sim U/\beta \sim 1/k_R^2$. Quand $\alpha = \pm 90^\circ$, le nombre d'onde tend vers 0 et l'échelle de Rhines tend vers

l'infini. Ainsi, les structures ayant une direction zonale ne sont pas limitées et la cascade d'énergie inverse peut se propager à de plus larges échelles. Cependant, ces structures sont limitées dans la direction méridienne par $L_R^2 \sim U/\beta$. La réalité est néanmoins plus complexe et d'autres interactions peuvent influencer sur la formation des jets.

Pour résoudre cette interaction entre les tourbillons de petite échelle à la circulation de grande échelle, il est ainsi nécessaire que la résolution du modèle soit inférieure au rayon de déformation de Rossby, qui donne l'échelle caractéristique des tourbillons :

$$R_d = \frac{(gH)^{\frac{1}{2}}}{f} \quad (1.6)$$

où g est l'accélération de la pesanteur, H la hauteur d'échelle et f le paramètre de Coriolis. La hauteur d'échelle est définie par $H = RT/Mg$ où R est la constante des gaz parfaits, T la température de référence (en supposant une atmosphère isotherme) et M la masse molaire moyenne. En appliquant cette formule au cas d'Uranus et Neptune, nous obtenons un R_d de $\sim 7.7^\circ$ ($\sim 3\,400$ km) et $\sim 7.3^\circ$ ($\sim 3\,100$ km) respectivement.

Concernant la circulation méridienne, dans le cas d'un modèle en couche mince, elle se fait sous la forme de cellule thermique directe ou indirecte. Dans le premier cas, leur formation est liée à une déformation du champ de pression en réponse à un contraste de température induit par la variation latitudinale du forçage solaire et dans le second cas, leur formation est liée à la dynamique des ondes et des tourbillons. L'extension latitudinale des cellules directes est contrôlée par la vitesse de rotation de la planète et l'inertie thermique.

Le premier modèle en couche mince commun aux quatre planètes géantes du système solaire a été réalisé par [Cho et al. \(1996\)](#) en prenant en compte uniquement la vitesse de rotation de la planète, l'accélération de la pesanteur, la vitesse caractéristique de l'écoulement et la hauteur d'échelle. Ce modèle très simplifié a pu simuler des profils latitudinaux du vent zonal similaires à ceux observés sur Uranus et Neptune, avec néanmoins une différence sur l'amplitude des jets.

[Lian et al. \(2010\)](#) ont également réussi à reproduire les jets similaires à ceux des planètes géantes en utilisant un modèle idéalisé avec un cadre commun aux 4 planètes géantes. Ce modèle prend en compte le dégagement de chaleur latente lié à la condensation de la vapeur d'eau en profondeur, mais la paramétrisation du transfert radiatif est très simplifiée (un simple rappel vers une température d'équilibre), et ignore les effets saisonniers. L'étude a montré qu'une faible concentration en vapeur d'eau, un grand rayon planétaire et une vitesse de rotation élevée favorisent la superrotation équatoriale,

tandis qu'une forte concentration en eau indépendamment des autres paramètres favorise la sous-rotation équatoriale. Néanmoins, l'amplitude de la sous-rotation modélisée reste très inférieure à celle observée sur Neptune, et supérieure à celle observée sur Uranus. Cette sous-rotation a pu être générée sur Uranus et Neptune en prenant en compte le dégagement de chaleur latente par la couche de vapeur d'eau située vers 200-300 bars. La concentration en vapeur d'eau de cette couche est supposée être de 30 à 40 fois la concentration solaire (Fegley et al., 1991 ; Baines et al., 1994) mais à ce jour, aucune observation n'a pu réellement la quantifier.

Un troisième modèle en couche mince appliqué aux quatre planètes géantes est celui de Liu et al. (2010), dont le transfert radiatif est également idéalisé (et les effets saisonniers également ignorés). En revanche, leur modèle inclut une couche de friction en profondeur qui représente qualitativement la couche MHD. Il résulte de ce modèle que la formation du jet rétrograde équatorial sur Uranus s'explique par l'absence (ou par la faible présence) d'ondes de Rossby générées par la convection, en lien avec l'absence de flux d'énergie interne, et sur Neptune à une forte génération d'ondes baroclines provoquant une divergence du flux de moment à basse latitude. L'amplitude des jets modélisés reste néanmoins très faible par rapport à la réalité.

Les deux types de modèle dont le fonctionnement a été explicité ci-dessus ont ainsi leurs propres avantages et inconvénients. Ces modèles permettent d'expliquer la circulation atmosphérique selon deux points de vue différents. Mais dans les deux cas, aucune simulation n'a pu reproduire la même amplitude des jets observés sur Uranus et Neptune. Dans le cadre de cette thèse, le point de vue adopté sera celui du modèle en couche mince.

1.8 Problématiques et défis de modélisation

Les atmosphères d'Uranus et Neptune sont, à ce jour, mal comprises. De nombreux problèmes irrésolus concernant la température, la composition et la dynamique atmosphérique rendent la compréhension de ce type d'atmosphère incomplète, voire obscure. La température observée lors du survol de Voyager 2 a montré une stratosphère beaucoup plus chaude qu'attendue par les précédents modèles radiatifs-convectifs. **L'origine de cet important chauffage est une question majeure de la compréhension des atmosphères de ces géantes glacées et constitue un des volets de cette thèse.** Les observations réalisées depuis l'ère de Voyager 2 ont également montré une importante variabilité de la température stratosphérique sur Neptune qui ne serait pas saisonnière alors que sur Uranus, la température est restée inchangée depuis son survol. Concernant leur troposphère, aucune variation n'a été trouvée à ce jour. L'expérience IRIS a cepen-

dant montré que la structure thermique au niveau de la tropopause est particulièrement complexe et possiblement contrôlée par la dynamique.

La méthode du *cloud tracking* a permis de mettre en évidence une circulation atmosphérique particulièrement intense sur ces planètes. Les processus régissant la dynamique dans ces atmosphères sont inconnus. **Comprendre l'origine de ces jets est un des enjeux majeurs actuels dans le domaine de la physique des atmosphères planétaires et constitue le deuxième volet de cette thèse.** La source principale d'énergie des jets serait liée à une activité ondulatoire sous la forme d'instabilités baroclines, mais la part qu'a cette activité sur l'accélération des jets n'a pas encore été caractérisée. D'autre part, la similarité des profils latitudinaux des vents zonaux d'Uranus et de Neptune est inexplicée alors que les forçages saisonniers et leur flux d'énergie interne sont radicalement différents. L'existence d'une circulation méridienne est également sujette à de nombreux questionnements.

La multiplication des questions observationnelles a imposé la nécessité de développer des modèles plus réalistes. C'est dans ce contexte que ce sujet de thèse s'est développé où l'objectif principal est de reproduire la structure thermique et la circulation atmosphérique d'Uranus et de Neptune à l'aide d'un modèle en utilisant des paramétrisations réalistes, de confronter les simulations aux observations et d'apporter de premières réponses sur les différents questionnements que l'on se pose sur ces atmosphères.

Le chapitre 2 sera dédié à la description du modèle saisonnier radiatif-convectif utilisé et des paramètres propres aux géantes glacées. Le 3ème chapitre explicitera les investigations réalisées pour déterminer les sources de chauffage qui peuvent générer un réchauffement suffisant pour réconcilier les simulations et les observations. Elle aura également pour but d'obtenir les forçages les plus réalistes possibles pour le modèle global du climat (GCM) qui peut être très sensible à ces réglages. Au 4ème chapitre, une étude sur les effets saisonniers et les variations méridiennes de la température est menée avec des comparaisons avec les observations. Le 5ème chapitre est une description du GCM qui sera utilisé pour modéliser la circulation atmosphérique de ces planètes. Les simulations provenant de ce GCM sont ensuite décrites dans le chapitre 6. Ces simulations seront analysées à partir de diagnostics de la dynamique afin d'extraire des premiers éléments de réponse sur les différents questionnements au sujet de la circulation régnant sur les géantes glacées de notre système solaire. Enfin, le chapitre 7 ouvrira une piste d'amélioration du GCM qui concerne l'effet du gradient latitudinal de méthane présent sur ces planètes. La conclusion reviendra sur les principaux points étudiés dans ce manuscrit et les futures perspectives d'étude.

Chapitre 2

Description du modèle saisonnier radiatif-convectif

Sommaire

2.1	Notions de transfert radiatif	54
2.2	Albédo de Bond	57
2.3	Taux de chauffage et de refroidissement	57
2.4	Sources d'opacité	58
2.4.1	Absorption et émission par les hydrocarbures	59
2.4.2	Absorption et émission induite par collision	64
2.4.3	Diffusion Rayleigh	68
2.4.4	Diffusion Raman	70
2.5	Flux d'énergie interne	71
2.6	Paramètres orbitaux et planétaires	74
2.7	Convection sèche	75
2.7.1	Capacité thermique - Rappels	75
2.7.2	Ajustement convectif	84
2.8	Diffusion turbulente et diffusion moléculaire	85
2.9	Paramètres intrinsèques au modèle	87
2.10	Résultats préliminaires	90
2.10.1	Profil de température	90
2.10.2	Taux de chauffage et de refroidissement	92
2.10.3	Investigations	92

Le climat global d'une planète est contrôlé par l'interaction des gaz et des particules de son atmosphère avec le rayonnement solaire et le rayonnement thermique interne à la planète. Le défi de la modélisation de ces échanges radiatifs est de prendre en compte et

de quantifier toutes les sources d'absorption, d'émission et de diffusion sur des temps de calcul raisonnables. Nous décrivons ici le modèle d'équilibre radiatif-convectif saisonnier 1-D adapté aux géantes de glace développé au Laboratoire de Météorologie Dynamique (LMD), qui vise à comprendre et à étudier les différentes sources jouant sur le transfert radiatif, la variabilité saisonnière et la structure thermique des atmosphères d'Uranus et de Neptune. Ce modèle a été précédemment utilisé pour simuler le forçage radiatif sur les exoplanètes (Wordsworth et al., 2010; Turbet et al., 2016) et plus récemment, Jupiter et Saturne (Guerlet et al., 2020; Guerlet et al., 2014). Avant de décrire de manière succincte les paramètres de ce modèle, de brèves notions de transfert radiatif seront introduites afin de comprendre le fonctionnement du modèle utilisé ici.

2.1 Notions de transfert radiatif

Les échanges radiatifs dans une atmosphère sont régis par trois processus d'interaction rayonnement – matière :

- l'émission thermique de l'atmosphère ;
- l'absorption par les gaz et les particules ;
- la diffusion élastique par ces mêmes composés.

Ainsi dans une atmosphère, un rayonnement incident pénétrant dans l'atmosphère et traversant plusieurs couches subit une réflexion et une diffusion de son flux et les couches atmosphériques absorbent une partie de ce flux et émettent également un rayonnement. Les processus d'émission, d'absorption et de diffusion permettent une redistribution spectrale et spatiale de l'énergie sous la forme de chauffage et de refroidissement.

On introduit l'intensité spécifique monochromatique de rayonnement I_ν , s'exprimant en $\text{W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}.\text{Hz}^{-1}$, qui est la puissance émise à une fréquence ν (à $d\nu$ près) par unité de surface émettrice dA centrée sur un point P donné selon une direction donnée \vec{u} à un angle solide $d\Omega$ reçu près. Soit un rayonnement en propagation rectiligne, quantifié par I_ν , qui traverse une couche horizontale d'épaisseur dz . L'intensité s'atténue dans sa propagation proportionnellement au chemin ds parcouru et à k_ν^{ext} , le coefficient d'extinction par unité de longueur (m^{-1}) du milieu à la fréquence ν qui est égale à la somme du coefficient d'absorption et du coefficient de diffusion. Ainsi, dans le cas d'un milieu uniquement absorbant, on a :

$$\frac{dI_\nu(s)}{ds} = -k_\nu^{ext}(s)I_\nu(s) \quad (2.1)$$

Il s'agit de la loi de Beer-Lambert. En prenant en compte les considérations géométriques liées au chemin parcouru s , on introduit l'angle zénithal θ et l'angle azimutal φ .

On pose $\mu = \cos(\theta)$ où $\mu > 0$ correspond à un rayon montant et $\mu < 0$ à un rayon descendant. On introduit l'épaisseur optique verticale comme la probabilité qu'un photon à la fréquence ν soit absorbé et diffusé sur l'épaisseur $dz = ds \cos(\theta)$:

$$d\tau_\nu = -k_\nu^{ext}(z)dz \quad (2.2)$$

La loi de Beer-Lambert peut donc être réécrite comme :

$$\mu \frac{dI_\nu(\tau_\nu, \mu, \varphi)}{d\tau_\nu} = I_\nu(\tau_\nu, \mu, \varphi) \quad (2.3)$$

Cependant, il est nécessaire de prendre en compte les processus d'émission et de diffusion dans les échanges radiatifs. La somme de ces processus supplémentaires est exprimée sous la forme d'une fonction source S_ν de même unité que I_ν . La loi s'écrit alors :

$$\mu \frac{dI_\nu(\tau_\nu, \mu, \varphi)}{d\tau_\nu} = I_\nu(\tau_\nu, \mu, \varphi) - S_\nu(\tau_\nu, \mu, \varphi) \quad (2.4)$$

Le terme d'émission thermique se réduit à celui de l'émission du corps noir (loi de Planck), c'est-à-dire :

$$S_\nu^{emi}(\tau_\nu, \mu, \varphi) = B_\nu(T(\tau_\nu)) = \frac{2h\nu^3}{c^2 \left[\exp\left(\frac{h\nu}{kT(\tau_\nu)}\right) - 1 \right]} \quad (2.5)$$

où h est la constante de Planck, k la constante de Boltzmann et c la célérité de la lumière dans le vide. Quant au terme de diffusion, elle s'exprime par la redistribution angulaire de la puissance du rayonnement associée au champ incident dans le plan qui contient la direction du flux incident (θ, φ) et celle du flux diffusé (θ', φ') . En posant $\mu = \cos(\theta)$, on a :

$$S_\nu^{diff}(\tau_\nu, \mu, \varphi) = \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 p(\mu', \varphi'; \mu, \varphi) I_\nu(\tau_\nu, \mu', \varphi') d\mu' d\varphi' \quad (2.6)$$

où σ_{diff} est la section efficace totale de diffusion, et $p(\mu', \varphi'; \mu, \varphi)$ est la fonction de phase qui caractérise la répartition angulaire de la diffusion. En introduisant l'albédo de simple diffusion $\varpi_\nu = k_\nu^{diff}/k_\nu^{ext}$, la fonction source s'écrit alors :

$$S_\nu(\tau_\nu, \mu, \varphi) = (1 - \varpi_\nu)B_\nu(T(\tau_\nu)) + \varpi_\nu \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 p(\mu', \varphi'; \mu, \varphi) I_\nu(\mu', \varphi') d\mu' d\varphi' \quad (2.7)$$

L'approximation à 2 faisceaux (Toon et al., 1989) est une méthode simple et robuste permettant de décrire les échanges de flux au sein d'une atmosphère. On divise ainsi le flux en un flux montant et descendant pour le rayonnement thermique et un flux montant et descendant pour le rayonnement solaire incident et diffusé. On utilise un schéma de moyenne hémisphérique (Toon et al., 1989) permettant de caractériser ces flux montants F_ν^\uparrow et descendants F_ν^\downarrow :

$$F_\nu^\uparrow = \int_0^{2\pi} \int_0^1 I_\nu(\nu, \varphi) \nu d\nu d\varphi = 2\pi I_\nu^\uparrow \quad (2.8)$$

$$F_\nu^\downarrow = \int_0^{2\pi} \int_0^{-1} I_\nu(\nu, \varphi) \nu d\nu d\varphi = 2\pi I_\nu^\downarrow \quad (2.9)$$

où I_ν^\uparrow et I_ν^\downarrow sont les intensités spécifiques associées à ces flux montants et descendants. On introduit le facteur d'asymétrie g_ν donné par :

$$g_\nu = 2\pi \int_{-1}^1 \nu p(\nu) d\nu \quad (2.10)$$

Pour $g_\nu = 1$, la diffusion se fait exclusivement vers l'avant par rapport à la propagation du rayonnement (vers le bas pour un rayon descendant, vers le haut pour un rayon ascendant). Pour $g_\nu = 0$, on a une répartition égale du rayonnement entre ces deux hémisphères. La diffusion est dite isotrope. Pour $g_\nu = -1$, tout le rayonnement est exclusivement rétrodiffusé par rapport à la propagation du rayonnement.

L'approximation à 2 faisceaux consiste à approximer I_ν pour déterminer F_ν . Meador et al. (1980) ont montré que cette approximation peut être écrite sous la forme :

$$\frac{dF_\nu^\uparrow(\tau_\nu)}{d\tau_\nu} = \gamma_1 F_\nu^\uparrow(\tau_\nu) - \gamma_2 F_\nu^\downarrow(\tau_\nu) - 2\pi(1 - \varpi_\nu) B_\nu(T(\tau_\nu)) - \gamma_3 \pi F_\odot \varpi_\nu \exp(-\tau_\nu/\mu_0) \quad (2.11)$$

$$\frac{dF_\nu^\downarrow(\tau_\nu)}{d\tau_\nu} = \gamma_2 F_\nu^\uparrow(\tau_\nu) - \gamma_1 F_\nu^\downarrow(\tau_\nu) + 2\pi(1 - \varpi_\nu) B_\nu(T(\tau_\nu)) + (1 - \gamma_3) \pi F_\odot \varpi_\nu \exp(-\tau_\nu/\mu_0) \quad (2.12)$$

où dans le cas de la moyenne hémisphérique, $\gamma_1 = 2 - \varpi_\nu(1 + g_\nu)$ et $\gamma_2 = \varpi_\nu(1 - g_\nu)$. Cette équation correspond au rayonnement infrarouge émis et au rayonnement solaire diffusé par les gaz et particules. Dans le cas du flux solaire, la lumière solaire est collimatée (une seule direction $\mu = -\mu_0 < 0$). Le premier et le second terme correspondent à

l'absorption et à la diffusion du flux montant et descendant. Le troisième terme est celui de l'émission thermique qui est négligé dans le cas du rayonnement solaire. Le dernier terme correspond à la lumière incidente collimatée directe où $\gamma_3 = \beta_0$ et $\gamma_4 = 1 - \gamma_3$. β_0 correspond à l'intégrale de la fonction de phase $\frac{1}{2\omega\nu} \int_0^1 p(\mu_0, -\mu') d\mu'$ (Meador et al., 1980).

2.2 Albédo de Bond

L'albédo de Bond (ou bolométrique) est la fraction de l'énergie incidente reçue par la planète qui est réfléchiée par cette dernière dans l'espace intégrée sur tout le spectre (Seager, 2010).

$$A = \int_0^\infty \frac{E_{diff}(\nu)}{E_{inc}(\nu)} d\nu \quad (2.13)$$

où E_{diff} est l'énergie diffusée vers l'espace et E_{inc} et l'énergie incidente, qui sont définies par:

$$E_{diff} = 2\pi R_p^2 I_{inc}(\nu) \int_0^\pi \phi_\alpha(\nu) \sin(\alpha) d\alpha \quad (2.14)$$

$$E_{inc} = \pi^2 R_p^2 I_{inc}(\nu) \quad (2.15)$$

où α est l'angle de phase, $\phi_\alpha(\nu)$ la fraction de lumière diffusée selon l'angle α et R_p , le rayon de la planète.

Il ne doit pas être confondu avec l'albédo géométrique qui est le rapport entre l'irradiance d'un corps à un angle de phase nul (lorsque le corps est en opposition par rapport à l'observateur) et celle d'un disque parfaitement diffusant ayant la même position et la même taille apparente que le corps.

L'albédo de Bond est compris entre 0 et 1. Une valeur proche de 0 (resp. 1) indique que la planète réfléchit peu (resp. beaucoup) le rayonnement. Dans le cadre de la modélisation, l'albédo de Bond est une grandeur qui permet de vérifier le bilan radiatif d'un modèle. Les taux de chauffage et de refroidissement permettent de quantifier la contribution sur la température des différentes sources d'opacité jouant dans le bilan radiatif.

2.3 Taux de chauffage et de refroidissement

Pour calculer les taux de chauffage et de refroidissement issus des différents processus atmosphériques, il est tout d'abord nécessaire d'intégrer les différentes contributions sur la bande de fréquence $[\nu_1, \nu_2]$ étudiée.

$$\frac{dF}{ds} = \int_{\nu_1}^{\nu_2} \frac{dF_\nu}{ds} d\nu \quad (2.16)$$

La variation de température est liée à la divergence du flux net :

$$\rho c_p \frac{dT}{dt} + \frac{dF}{ds} = 0 \quad (2.17)$$

avec ρ la densité atmosphérique en kg.m^{-3} et c_p la capacité calorifique massique en $\text{J.K}^{-1}.\text{kg}^{-1}$. En fixant un angle zénithal moyen θ_0 et en sachant que $dz = ds \cos(\theta_0)$, l'équation ci-dessus peut être réécrite dans le cas de l'hypothèse hydrostatique ($dP = -\rho g dz$) comme :

$$\frac{dT}{dt} = \cos(\theta_0) \frac{g}{c_p} \left(\frac{dF_{VIS}(\tau)}{dP} + \frac{dF_{IR}(\tau)}{dP} \right) \quad (2.18)$$

où F_{VIS} correspond au flux net (montant – descendant) dans la gamme du visible et du proche infrarouge, représentant le taux de chauffage lié à l'absorption du rayonnement solaire par les gaz et les particules (et la diffusion) et F_{IR} au flux net dans la gamme de l'infrarouge thermique, représentant de le taux de refroidissement lié à l'émission thermique (et la diffusion).

Dans le modèle radiatif-convectif utilisé ici, l'équation 2.18 est celle qui permet de déterminer le taux de chauffage et de refroidissement sur une couche d'une colonne d'atmosphère sans dynamique.

2.4 Sources d'opacité

L'équation 2.18 nous indique que les tendances sur la température sont contrôlées par l'épaisseur optique et plus précisément, par les coefficients d'extinction des différentes sources d'opacité dans l'atmosphère, comme vu à l'équation 2.2. Il est donc nécessaire de déterminer ces sources et d'ajouter leur contribution dans le modèle. Les principales sources d'opacité dans les atmosphères d'Uranus et de Neptune sont les absorptions induites par collision des molécules de gaz, l'absorption par les hydrocarbures et les phénomènes diffusifs tels que la diffusion Rayleigh par les molécules de gaz et la diffusion de Mie par les particules. La nature et l'influence des opacités utilisées dans le modèle sur les taux de chauffage/refroidissement seront détaillées dans les sous-sections suivantes. La diffusion de Mie fera l'objet d'une section à part dans le chapitre 3.

2.4.1 Absorption et émission par les hydrocarbures

Dans le cadre de l'interaction matière-rayonnement, l'absorption ou l'émission d'un photon provoque des transitions d'état d'énergie. La variation d'énergie donne naissance à des raies spectrales. Dans le domaine proche UV-visible, les quanta $h\nu$ correspondent aux variations d'énergie électronique. Dans le proche et moyen infrarouge, les quanta correspondent aux variations d'énergie de vibration et l'infrarouge profond/micro-onde correspond aux transitions rotationnelles. Cependant, les transitions vibrationnelles et les transitions rotationnelles, demandant moins d'énergie que les transitions électroniques, peuvent être également mises en jeu dans les courtes longueurs d'onde (proche UV-visible). Ainsi, dans cette gamme de longueur d'onde, on peut retrouver une transition d'énergie passant d'un état électronique 1 ayant une énergie vibrationnelle/rotationnelle quelconque à un état électronique 2 avec une autre énergie vibrationnelle/rotationnelle. On ne parle plus de transition électronique, mais de transition ro-vibronique. Par affinité, une transition d'état d'énergie similaire est retrouvée dans le proche et moyen infrarouge entre les transitions vibrationnelles et rotationnelles. On parlera de transition ro-vibrationnelle.

L'hydrogène moléculaire est le constituant principal de l'atmosphère des géantes glacées. C'est une molécule homonucléaire qui possède donc un moment dipolaire nul. Par conséquent et de par sa géométrie, les transitions dipolaires entre les niveaux vibrationnels et rotationnels au sein d'un état électronique donné n'existent pas. Seules les transitions multipolaires (hors dipolaire) de l'état fondamental sont permises, mais ces dernières sont très faibles. Les transitions électroniques entre l'état fondamental et les états excités se situent dans l'UV. Ainsi, dans le visible et l'infrarouge, aucune importante absorption et émission est visible à partir des transitions permises par la mécanique quantique. Cependant, nous verrons plus tard (section 2.4.2) que des transitions dites interdites ont lieu à partir de collisions inélastiques.

Concernant l'hélium, la prise en compte de l'absorption et l'émission de rayonnement de cet atome n'est pas intéressante, car le spectre se présente sous la forme de raies et non de bandes. Ainsi, un tel spectre ne joue pas dans les taux de chauffage et de refroidissement.

Le méthane est une molécule non polaire dans son état fondamental, car sa symétrie tétraédrique conduit à une annulation du moment dipolaire net. Cependant, lors des transitions vibrationnelles, la symétrie moléculaire peut être momentanément perturbée, entraînant des variations du moment dipolaire. Ces variations sont responsables des transitions d'absorption observées du proche infrarouge à l'infrarouge lointain. Les transitions rotation-vibrationnelles sont également importantes dans cette gamme de fréquence. Les transitions rotationnelles, quant à elles, sont présentes, mais moins importantes et ont lieu dans le domaine des micro-ondes. Les transitions électroniques ont lieu entre 100 et

700 nm. Les bandes spectrales les plus importantes se situent à $1.5 \mu\text{m}$ et $7.7 \mu\text{m}$ (figure 2.1).

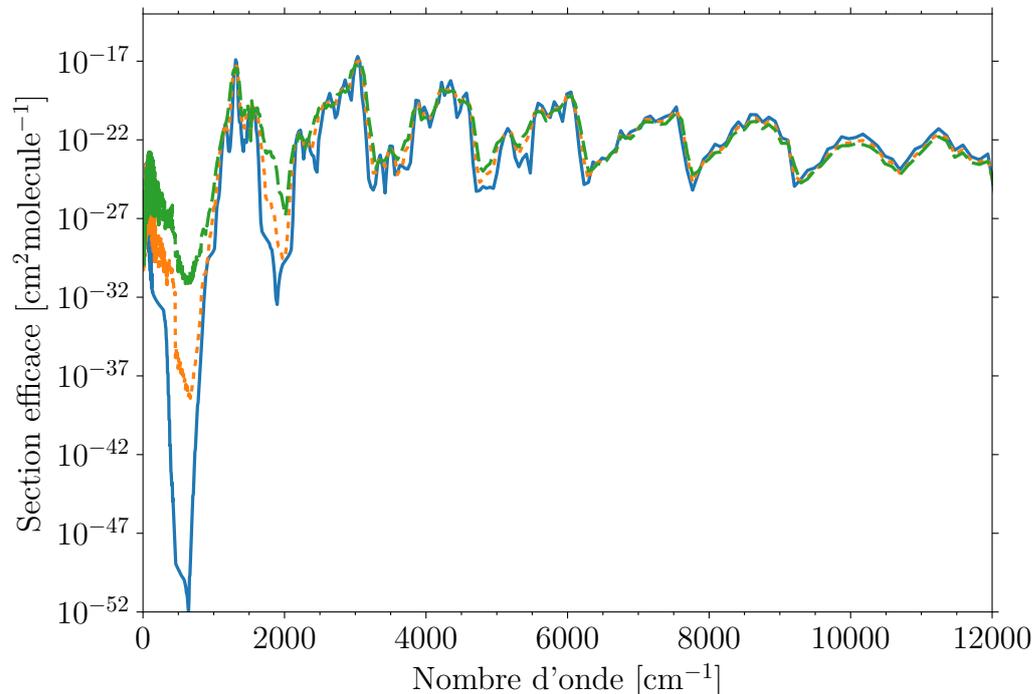


Figure 2.1 – Section efficace du méthane (CH_4) entre 10 et 12 000 cm^{-1} pour une température de 40 K (ligne bleue continue), 110 K (orange pointillée) et 190 K (verte tiretée). Les données proviennent d’HITRAN 2016 et de [Rey et al. \(2018\)](#).

L’acétylène (C_2H_2), en raison de sa structure linéaire, ne possède pas de moment dipolaire permanent. Les transitions vibrationnelles ont cependant lieu et provoquent des variations du moment dipolaire. L’absorption/émission issue de ces transitions vibrationnelles se produisent généralement dans la gamme spectrale de l’infrarouge moyen. En raison de sa structure linéaire, il n’y a pas de transitions rotationnelles pures pour cette molécule. Cependant, en raison de l’interaction entre les vibrations et les rotations, on observe des transitions rotation-vibrationnelles qui contribuent à certaines bandes spectrales. Les principales bandes sont présentes à $3 \mu\text{m}$, $7.4 \mu\text{m}$ et $14 \mu\text{m}$ dans l’infrarouge moyen (figure 2.2).

Quant à l’éthane (C_2H_6), il s’agit d’une molécule tétraédrique symétrique comme le méthane, ce qui signifie qu’elle n’a pas de moment dipolaire permanent. Les transitions d’énergie observées dans l’éthane sont principalement des transitions rotationnelles et vibrationnelles qui ont lieu dans l’infrarouge moyen et les micro-ondes. Les bandes vibrationnelles les plus importantes ont lieu à $3.3 \mu\text{m}$, $6.8 \mu\text{m}$ et $12 \mu\text{m}$ (figure 2.3).

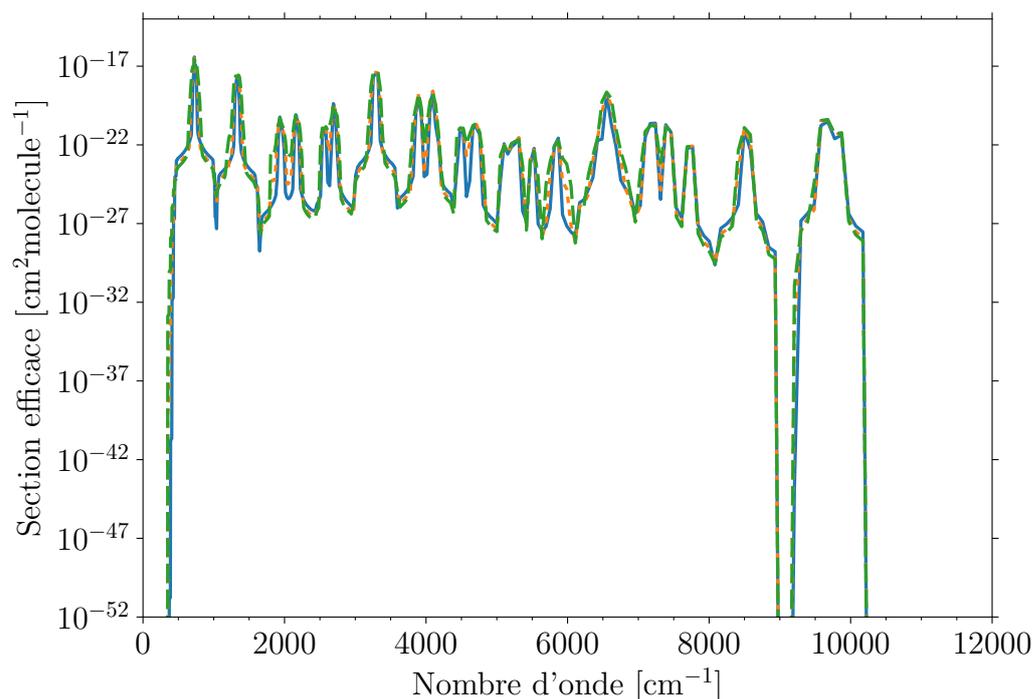


Figure 2.2 – Section efficace de l'acétylène (C_2H_2) entre 10 et 12 000 cm^{-1} pour une température de 40 K (ligne bleue continue), 110 K (orange pointillée) et 190 K (verte tiretée). Les données proviennent d'HITRAN 2016.

Les molécules de CH_4 , C_2H_6 et C_2H_2 présentent donc d'importantes bandes d'absorption/émission. Il est donc nécessaire de les prendre en compte dans notre modèle. Un défi s'impose concernant la structure spectrale de ces bandes, qui varie très rapidement avec la longueur d'onde. Une méthode de calcul dite "raie-par-raie", parcourant les coefficients d'absorption avec un pas typiquement de $10^{-3} cm^{-1}$ sur un intervalle de plusieurs milliers de cm^{-1} , est inenvisageable pour un modèle. D'autres approches beaucoup moins coûteuses en temps et tout aussi robuste en termes de répartition spectrale et de discrétisation existent. L'une de ces méthodes est la méthode dite de k-distribution en utilisant l'approximation des k-corrélés (Goody et al., 1989; West et al., 1990; Lacis et al., 1991) que l'on utilisera dans notre modèle.

La méthode de k-distribution (Lacis et al., 1974) repose sur la probabilité que possède une valeur du coefficient d'absorption au sein d'une bande spectrale, plutôt qu'à la variation très fine de ce coefficient au sein de l'intervalle spectral en fonction de la longueur d'onde. En partant des spectres raie par raie calculés à partir de la base de données HITRAN, on regroupe les coefficients d'absorption qui ont une valeur à peu près similaire sur N intervalles spectraux. On introduit ensuite la densité de probabilité $f(k)$ du coefficient d'absorption contenu dans chaque intervalle spectral.

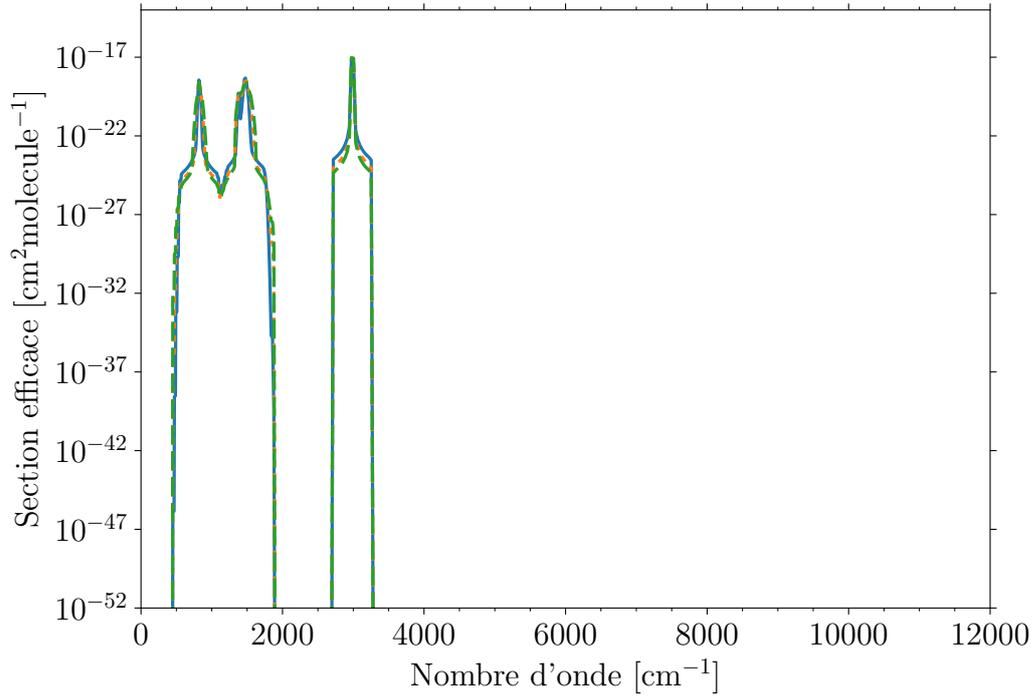


Figure 2.3 – Section efficace de l'éthane (C_2H_6) entre 10 et 12 000 cm^{-1} pour une température de 40 K (ligne bleue continue), 110 K (orange pointillée) et 190 K (verte tiretée). Les données proviennent d'HITRAN 2016.

$$f(k) = \frac{1}{\nu_2 - \nu_1} \sum_i^N \Delta\nu_i \quad (2.19)$$

où ν_1 et ν_2 sont les limites de l'intervalle spectral choisi et $\Delta\nu_i$ sont les intervalles spectraux où l'absorption vaut le coefficient d'absorption k . On définit la densité de probabilité cumulée $g(k)$:

$$g(k) = \int_0^k f(k') dk' \quad (2.20)$$

On introduit la k -distribution $k(g)$, réciproque de $g(k)$, qui est une fonction plus lisse que $k(\nu)$ permettant une intégration beaucoup plus simple ne nécessitant que quelques points. La méthode d'intégration pour notre k -distribution utilisée est la quadrature de Gauss.

Cette méthode robuste, qui permet de gagner fortement en temps de calcul, est néanmoins freinée par l'existence de phénomènes d'élargissement spectral en fonction de l'altitude et de la température qui sont à l'origine de décorrélation spectrale. C'est ici où

intervient l'approximation des k-corrélés qui suppose que les absorptions proviennent des mêmes intervalles spectraux à tous les niveaux de pression et pour chaque température considérée. Cette corrélation reste correcte dans le cas d'étude d'atmosphère peu profonde comme c'est le cas ici (Lacis et al., 1991). Un second problème rencontré avec cette méthode pour Uranus et Neptune est l'existence d'une espèce majoritaire condensable, à savoir le méthane. Un changement brusque de composition lié à de la condensation introduit des erreurs spectrales dans la méthode de k-distribution (Lacis et al., 1991 ; Vatant d'Ollone, 2020). Cette méthode reste néanmoins la meilleure pour modéliser les effets radiatifs des espèces absorbantes dans notre cas, mais il ne faut pas oublier que ces limitations existent.

Avant de bâtir les k-corrélés, il est également nécessaire de prendre en compte le phénomène d'élargissement spectral des raies. En effet, les raies ne se concentrent pas sur des longueurs d'onde uniques, mais s'étalent sur une bande de longueur d'onde. Dans le cas des atmosphères "froides", les collisions sont ceux qui fournissent la plus importante contribution dans l'élargissement spectral des raies. Dans un environnement gazeux, les collisions entre molécules et atomes peuvent perturber les transitions entre un état d'énergie excité et un état d'énergie inférieure en fournissant ou retirant de petites quantités d'énergie pendant ces transitions. En conséquence, la fréquence exacte à laquelle les photons sont émis ou absorbés devient plus variable, élargissant ainsi la raie spectrale. Cet élargissement est donc plus intense à plus haute température et à plus haute pression. Dans le cas des k-corrélés utilisées ici, l'élargissement spectral issu des collisions avec les molécules de H_2 sont pris en compte dans la mesure du possible. Pour le CH_4 , un coefficient d'élargissement en fonction de la pression de $0.065 \text{ cm}^{-1} \cdot \text{atm}^{-1}$ et en fonction de la température égal à T^{-n} avec $n = 0.44$ ont été utilisés (Margolis, 1993). Pour le cas du C_2H_6 , le même coefficient en fonction de la pression est utilisé tandis que pour la température, n est fixé à 0.94 (Halsey et al., 1988). Dans le cas de l'acétylène, les coefficients d'élargissement de H_2 n'étant pas disponibles, ils ont été remplacés par des coefficients calculés dans les conditions d'une atmosphère terrestre, c'est-à-dire, dans une atmosphère où le diazote (N_2) est majoritaire (Guerlet et al., 2014).

Les tables spectrales de k-distribution pour Uranus et Neptune sont construites en amont des simulations GCM en 4 dimensions sur 17 points d'espace $g(k)$ (voir tableau 2.2) compris sur chacun des 26 intervalles spectraux entre 2 020 et 33 000 cm^{-1} pour la partie visible et sur les 20 intervalles spectraux entre 10 et 3 200 cm^{-1} pour la partie infrarouge (voir tableau 2.1), sur 12 niveaux de pression entre 10^5 et 0.1 Pa et sur 9 points de température compris entre 40 et 190 K (voir tableau 2.2). Ces tables spectrales sont dépendantes de l'abondance des espèces considérées (CH_4 , C_2H_2 et C_2H_6) et prennent en compte leur variation en fonction de la pression. Dans le modèle, les profils d'abondance utilisés sont ceux illustrés dans la figure 1.6. La partie "visible" correspond aux bandes spectrales où les calculs d'absorption du flux solaire sont faits (donc, dans les gammes

du visible/proche infrarouge) et la partie "infrarouge" est la partie où sont effectués les calculs d'émission thermique (proche infrarouge à l'infrarouge lointain). Les calculs des autres contributions spectrales (absorption induite par collision et diffusion Rayleigh) seront effectués sur ces intervalles spectraux.

Partie visible	Partie infrarouge
[cm ⁻¹]	
2 020.0–2 300.0	10.0 70.0
2 300.0–2 750.0	70.0 130.0
2 750.0–3 170.0	130.0 190.0
3 170.0–3 400.0	190.0 250.0
3 400.0–3 700.0	250.0 310.0
3 700.0–4 150.0	310.0 370.0
4 150.0–4 650.0	370.0 450.0
4 650.0–5 000.0	450.0 530.0
5 000.0–5 300.0	530.0 610.0
5 300.0–5 700.0	610.0 650.0
5 700.0–6 150.0	650.0 690.0
6 150.0–6 600.0	690.0 780.0
6 600.0–7 080.0	780.0 870.0
7 080.0–7 600.0	870.0 950.0
7 600.0–8 170.0	950.0 1 080.0
8 170.0–8 700.0	1 080.0 1 210.0
8 700.0–9 170.0	1 210.0 1 400.0
9 170.0–9 700.0	1 400.0 1 890.0
9 700.0–10 400.0	1 890.0 2 370.0
10 400.0–11 000.0	2 370.0 3 200.0
11 000.0–11 450.0	
11 450.0–12 000.0	
12 000.0–13 100.0	
13 100.0–16 600.0	
16 600.0–25 000.0	
25 000.0–33 300.0	

Table 2.1 – Intervalles spectraux dans la partie visible et la partie infrarouge utilisés pour la méthode de k-distribution.

2.4.2 Absorption et émission induite par collision

Les absorptions induites par collisions (CIA) sont des signatures spectrales spécifiques générées par des collisions inélastiques entre les molécules d'un gaz. Respectivement, on parlera d'émission induite par collision (CIE). Au sein d'un gaz, les molécules interagissent entre elles à courte distance par le biais des forces intermoléculaires (de Van der

	Uranus	Neptune
Espace $g(k)$	0.04808355473792893 0.153714546103282 0.302725202895278 0.475 0.647274797104722 0.796285453896718 0.901916445262071 0.95 0.952530713407259 0.958090239268594 0.965932905415541 0.975 0.984067094584459 0.991909760731406 0.99746928659274 1.0	
Température [K]		40.0 55.0 70.0 90.0 110.0 130.0 150.0 170.0 190.0
$\log(\text{Pression})$ [Pa]	-3.0 -2.0 -1.5 -1.0 0.0 0.6 1.0 2.0 2.5 2.9 3.6 4.0	-3.0 -2.0 -1.0 0.0 0.7 1.5 2.0 2.2 2.45 2.7 3.3 4.0

Table 2.2 – Tables de l'espace $g(k)$, de la pression et de la température utilisées pour la construction du tableau des k-corrélés.

Waals). Ces interactions entraînent des déplacements infimes des distributions de densité électronique et créent temporairement des moments dipolaires électriques induits qui interagissent avec le rayonnement. Ainsi, il en résulte de nouvelles transitions permettant l'absorption et l'émission d'un rayonnement. On parlera de continuum, car ces transitions sont transitoires et très brèves (de l'ordre de 10^{-13} s), ce qui a pour conséquence d'obtenir un spectre d'absorption/émission particulièrement plat. D'autres mécanismes d'induction dipolaire existent dans les gaz moléculaires tels que les molécules diatomiques.

Une molécule possédant des centres de charge positive entourés d'un nuage d'électrons de charge négative peut posséder des moments multipolaires qui polarisent lors d'une collision générant des dipôles induits par les multipôles, c'est notamment le cas de l'hydrogène moléculaire H_2 . Dans le cas des systèmes collisionnels impliquant des molécules de trois atomes ou plus (tel que le CH_4), une interaction par collision peut déformer la symétrie moléculaire pour que des dipôles se produisent momentanément pendant la durée de l'interaction. Une autre source d'absorption induite par collisions émerge de la formation temporaire de dimères – c'est-à-dire, des molécules fortement rapprochées par des interactions intermoléculaires, sans former de liaison chimique – où leur durée d'interaction est plus importante que les interactions précédemment citées. En raison de leur origine collisionnelle, les absorptions induites par collision sont plus importantes à plus forte pression et à plus haute température. Une telle caractéristique a pour effet d'accroître la contribution de ces interactions dans l'atmosphère profonde.

Pour prendre en compte l'effet de ces absorptions induites par collision, les données des coefficients d'absorption pour les interactions collisionnelles principales sont utilisées et ajoutées dans notre modèle radiatif-convectif en fixant l'abondance des molécules. Les profils d'abondance utilisés sont ceux présentés dans la figure 1.6. Dans le cas d'Uranus et Neptune, les CIA/CIE considérées sont les paires H_2-H_2 (Borysow, 1991 ; Zheng et al., 1995 ; Borysow et al., 2000 ; Fletcher et al., 2018), H_2-He (Borysow et al., 1989b ; Borysow et al., 1989a), H_2-CH_4 (Borysow et al., 1986), $He-CH_4$ (Taylor et al., 1988) and CH_4-CH_4 (Borysow et al., 1987). Pour chacune de ces interactions, une brève description est faite ci-dessous.

– H_2-H_2

L'hydrogène moléculaire est le principal gaz des atmosphères d'Uranus et de Neptune. C'est une molécule diatomique homonucléaire qui ne possède pas de raies permises d'absorption en raison de sa structure symétrique. Cependant, l'interaction collisionnelle entre ces molécules fait émerger de l'absorption et de l'émission de rayonnement. De plus, l'isométrie de spin de cette molécule a pour conséquence de modifier le moment dipolaire induit par collision en fonction du moment magnétique de la molécule. Les coefficients d'absorption induite par collision de la paire H_2-H_2 pour différentes valeurs de la température sont illustrés à la figure 2.4. En raison des basses températures régnant sur Uranus et Neptune, on constate que les coefficients d'absorption des paires H_2-H_2 ne ressemblent pas à un continuum contrairement à ceux à haute température. De fortes variations du coefficient d'absorption peuvent être présentes entre deux bandes spectrales. Ainsi, un ajustement des intervalles spectraux des k-corrélés vers $\sim 12\,000\text{ cm}^{-1}$ a du être effectué en fonction des spectres de ces CIA (tableau 2.1).

– H_2-He

L'hydrogène moléculaire interagit également avec le deuxième constituant majoritaire

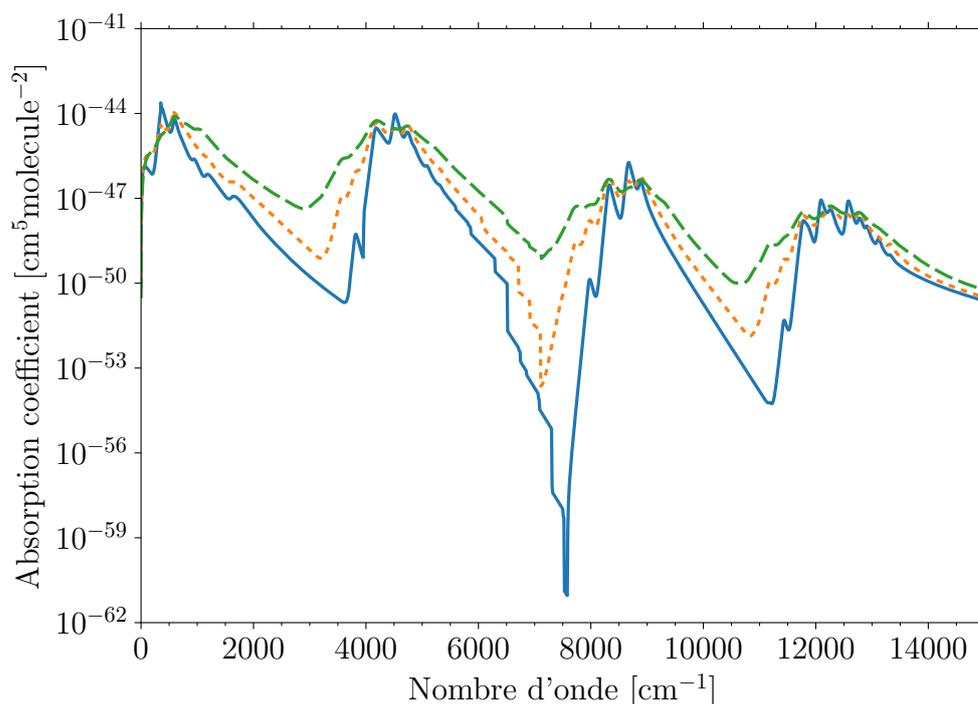


Figure 2.4 – Absorption induite par collision des molécules $\text{H}_2\text{-H}_2$ à l'équilibre à la température locale entre 0.25 et $15\,000\text{ cm}^{-1}$ pour une température de 51.7 K (ligne bleue continue), 143.8 K (orange pointillée) et 309.7 K (verte tiretée). Les données proviennent de [Fletcher et al. \(2018\)](#) pour la bande roto-translotionnelle ($300\text{-}600\text{ cm}^{-1}$), [Borysow \(1991\)](#) pour la bande fondamentale ($4\,000\text{-}5\,250\text{ cm}^{-1}$), [Zheng et al. \(1995\)](#) pour la première harmonique ($8\,000\text{-}9\,500\text{ cm}^{-1}$) et [Borysow et al. \(2000\)](#) pour la seconde harmonique ($11\,500\text{-}13\,500\text{ cm}^{-1}$).

de l'atmosphère : l'hélium. Comme dans le cas de la paire $\text{H}_2\text{-H}_2$, l'interaction $\text{H}_2\text{-He}$ dépend de l'isométrie de spin de l'hydrogène moléculaire. À basse température, le spectre d'absorption obtenu est également assez piqué comme celui de la paire $\text{H}_2\text{-H}_2$ (figure 2.5). Cette absorption induite par collision est la 2ème plus importante absorption par ce processus sur Uranus et Neptune.

– $\text{H}_2\text{-CH}_4$

Une très légère partie des absorptions induites par collision est due à la paire $\text{H}_2\text{-CH}_4$ en raison de l'abondance de méthane ($\sim 2\text{-}6\%$) dans la basse atmosphère des géantes glacées. L'absorption est néanmoins négligeable au-dessus du niveau de condensation du méthane. Les données des coefficients d'absorption sont uniquement disponibles dans l'infrarouge thermique (figure 2.6).

– He-CH_4

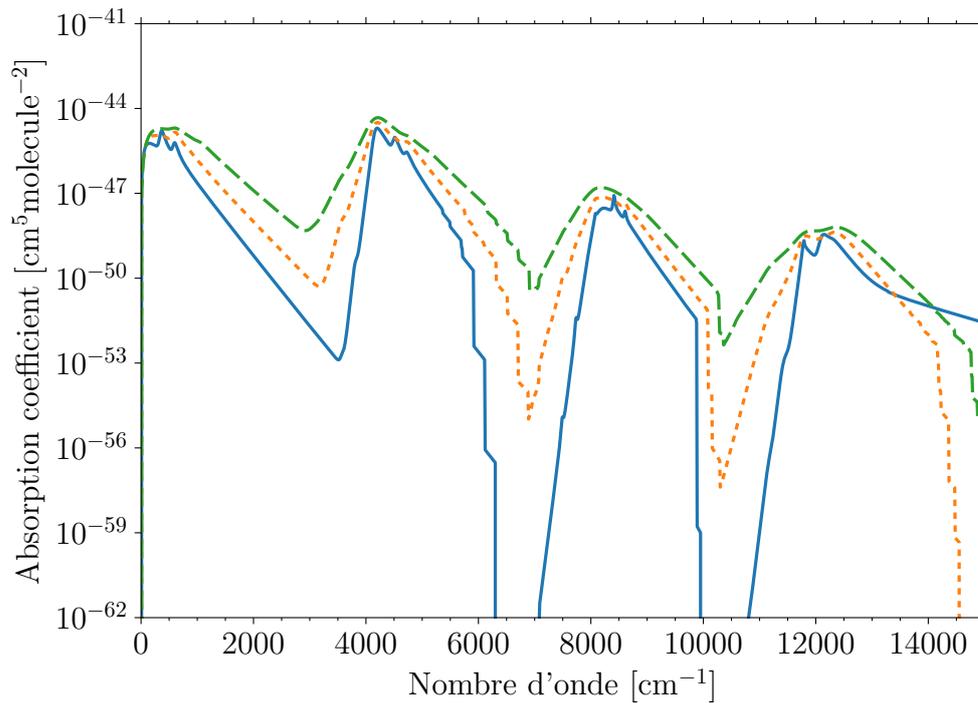


Figure 2.5 – Absorption induite par collision des molécules H₂–He entre 0.001 et 15 000 cm⁻¹ pour une température de 51.7 K (ligne bleue continue), 143.8 K (orange pointillée) et 309.7 K (verte tiretée). Les données proviennent de [Borysow et al. \(1989b\)](#) et [Borysow et al. \(1989a\)](#).

Le méthane interagit également avec l'hélium, mais la contribution de ce type de collisions reste très minoritaire et uniquement concentrée dans la troposphère comme pour la paire H₂-CH₄. Les données des coefficients d'absorption sont également incomplètes et disponibles uniquement dans l'infrarouge thermique (figure 2.7).

– CH₄-CH₄

Le méthane interagit également avec lui-même. En raison de l'abondance de méthane, l'absorption induite par collision est insignifiante dans les échanges radiatifs, mais comme celles de H₂-CH₄ et He-CH₄, elle peut engendrer un chauffage dans la troposphère. Là aussi, les données sont très lacunaires puisqu'elles sont uniquement disponibles entre 0 et 1 000 cm⁻¹ (figure 2.8).

2.4.3 Diffusion Rayleigh

La diffusion Rayleigh est un processus de diffusion élastique, c'est-à-dire, une diffusion où l'énergie est conservée après déviation par la molécule. L'interaction entre la molécule

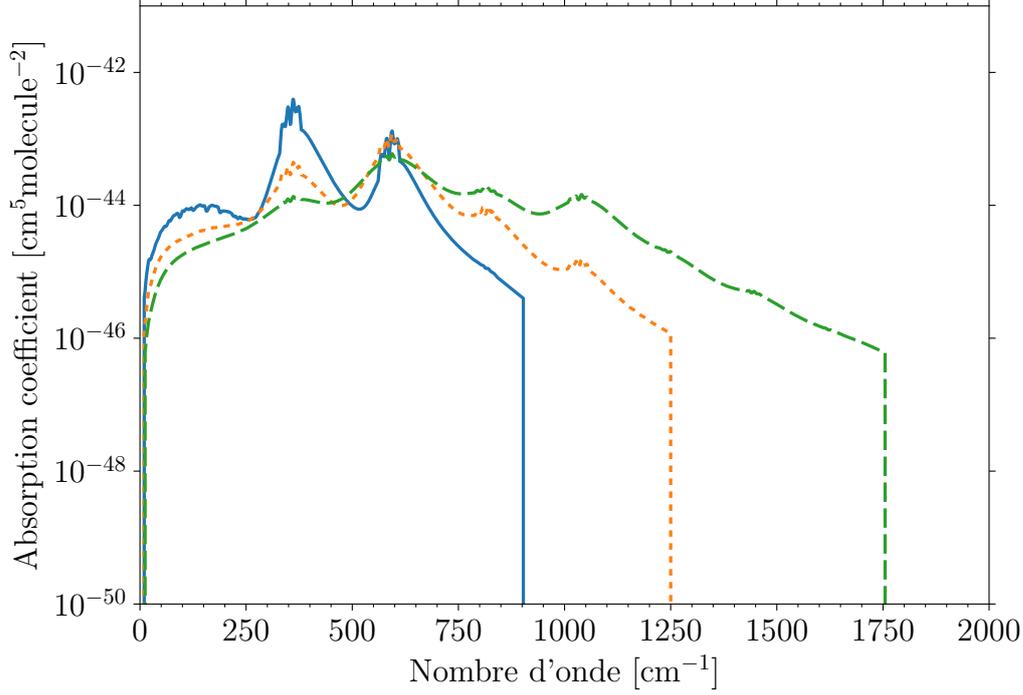


Figure 2.6 – Absorption induite par collision des molécules H₂-CH₄ entre 0.02 et 1946 cm⁻¹ pour une température de 51.7 K (ligne bleue continue), 143.8 K (orange pointillée) et 309.7 K (verte tiretée). Les données proviennent de [Borysow et al. \(1986\)](#).

et le rayonnement provoque la formation d'un dipôle induit au sein de cette molécule. La puissance associée à ce rayonnement induit par ce dipôle est redistribuée principalement vers l'avant et vers l'arrière, mais de façon symétrique (le facteur d'asymétrie est égal à 0). Ce type de diffusion a lieu pour le cas des petites particules : $r/\lambda \ll 1$ et son efficacité décroît très rapidement pour des longueurs d'onde supérieures à $0.6 \mu\text{m}$. La paramétrisation de cette diffusion suit la méthode décrite par [Hansen et al. \(1974\)](#) pour les trois gaz principaux de l'atmosphère d'Uranus et de Neptune (H₂, He, CH₄):

$$d\tau_{\text{ray}} = \frac{dP}{gm} \left[\frac{8\pi^3}{3\lambda^4 N^2} \sum_i f_i (n_{g,i}^2 - 1)^2 \frac{6 + 3\delta_i}{6 - 7\delta_i} \right] \quad (2.21)$$

où P est la pression, g l'accélération de la pesanteur, m la masse moléculaire en kg, λ la longueur d'onde, N le nombre de Loschmidt, f_i la fraction molaire de la molécule i , $n_{g,i}^2$ l'indice de réfraction réel de la molécule i et δ_i le facteur de dépolarisation. La diffusion multiple est prise en compte dans notre modèle basé sur les travaux de [Toon et al. \(1989\)](#).

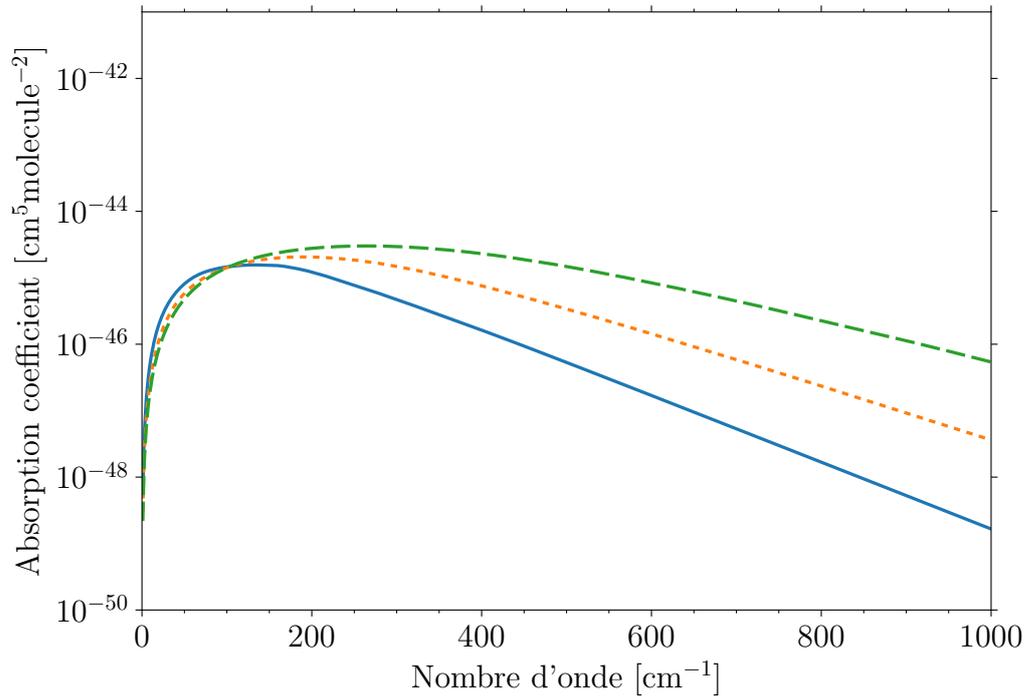


Figure 2.7 – Absorption induite par collision des molécules He-CH₄ entre 1 et 1 000 cm⁻¹ pour une température de 50.9 K (ligne bleue continue), 133.5 K (orange pointillée) et 275.0 K (verte tiretée). Les données proviennent de [Taylor et al. \(1988\)](#).

2.4.4 Diffusion Raman

Comme vu précédemment, l'interaction entre un photon et une molécule peut libérer de l'énergie à la même fréquence que le photon incident (Diffusion Rayleigh). Cependant, dans le cas d'une interaction inélastique, la molécule peut effectuer une transition électronique dans un état vibratoire différent de celui de son état initial. La désexcitation de la molécule provoque un retour de la molécule dans son état d'énergie électronique initial, mais à un niveau vibratoire différent. Si la fréquence du photon diffusé est inférieure (resp. supérieure) à celle du photon incident, on parlera de diffusion Raman avec décalage Stokes (resp. anti-Stokes). La différence de fréquence entre le photon incident et le photon diffusé correspond à la fréquence de la diffusion Raman de la molécule. Dans le cas d'Uranus et de Neptune, ce type de diffusion aurait une influence sur le spectre de réflectivité pour des longueurs d'onde inférieures à 0.5 μm . Néanmoins, leur contribution dans les taux de chauffage semble peu importante, car leur épaisseur optique à ces longueurs d'onde est nettement inférieure à celle de la diffusion Rayleigh qui est déjà assez faible ([Sromovsky, 2005](#)). Nous avons donc décidé de faire abstraction de cette diffusion dans notre modèle.

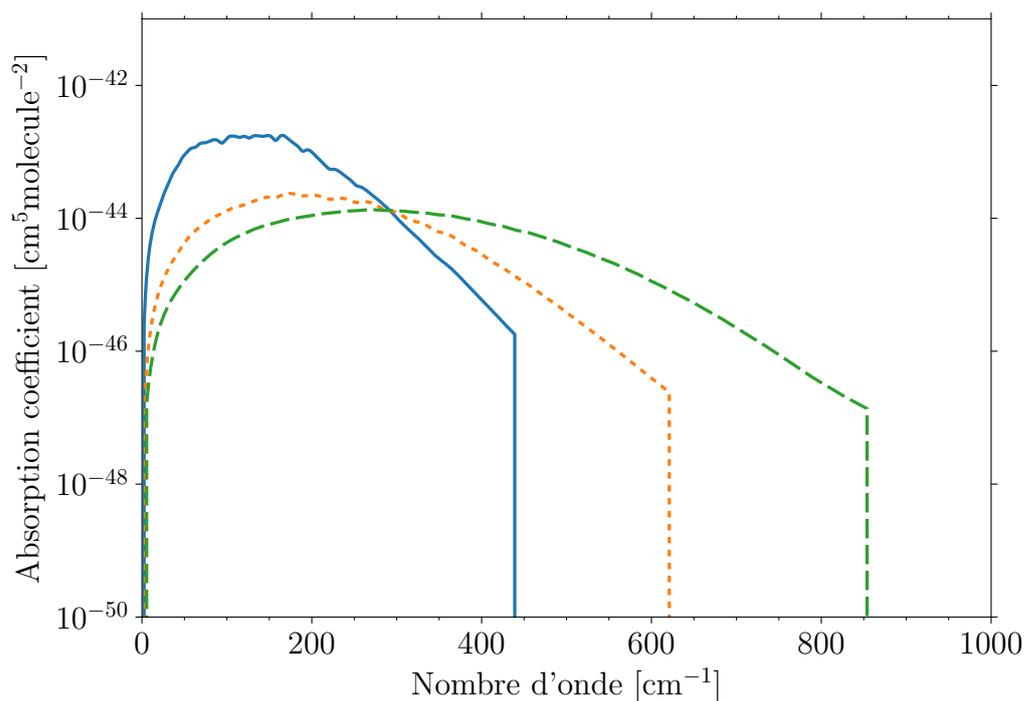


Figure 2.8 – Absorption induite par collision des molécules $\text{H}_2\text{-CH}_4$ entre 0.02 et 990 cm^{-1} pour une température de 51.7 K (ligne bleue continue), 143.8 K (orange pointillée) et 309.7 K (verte tiretée). Les données proviennent de [Borysow et al. \(1987\)](#).

2.5 Flux d'énergie interne

Le flux d'énergie interne des géantes glacées correspond à la chaleur résiduelle issue de la formation de la planète qui s'échappe lentement dans l'espace au fur et à mesure de la contraction gravitationnelle de la planète à partir du mécanisme de Kelvin-Helmholtz. L'absence du flux d'énergie interne sur Uranus est aujourd'hui encore inexplicée. Quatre hypothèses sont avancées pour expliquer ce problème. La première suggère que le gradient de composition sur les géantes glacées situé à l'interface entre les glaces en profondeur et l'enveloppe atmosphérique d'hydrogène et d'hélium inhibe le transport convectif de chaleur dans l'atmosphère ([Irwin, 2009](#)). Cependant, cela va en contradiction avec le flux d'énergie interne présent sur Neptune. La seconde fait intervenir l'impact cataclysmique décentré d'une planète qui aurait accéléré le dégagement de chaleur interne et qui expliquerait la forte obliquité constatée aujourd'hui ([Irwin, 2009](#)). L'excédent de flux d'énergie interne peut aussi être expliqué par le frottement issu de précipitations de diamants de méthane provoquant un chauffage ([Benedetti et al., 1999](#)). Mais cela va en contradiction avec l'absence de flux d'énergie interne sur Uranus, car ce type de précipitations serait également présent. Une dernière explication avancée est celle de collision avec des plané-

tésimaux centrés sur Neptune qui, contrairement à Uranus, aurait ajouté un excédent de chaleur interne (Irwin, 2009).

Pour Uranus, Pearl et al. (1990) fixent une limite haute de 0.042 W.m^{-2} pour le flux d'énergie interne. En utilisant cette limite haute dans notre modèle radiatif, on observe que le profil de température gagne seulement 2 K en bas du modèle (3 000 hPa) par rapport au cas sans flux d'énergie interne (figure 2.9). Dans le cas de Neptune, une différence de $\pm 5 \text{ K}$ est présente en bas du modèle (figure 2.10). Le cas avec la limite basse du flux d'énergie interne semble être plus cohérent avec les observations par rapport au cas initial. Néanmoins, on constate que cette solution s'éloigne des observations pour des pressions supérieures à 2 000 hPa.

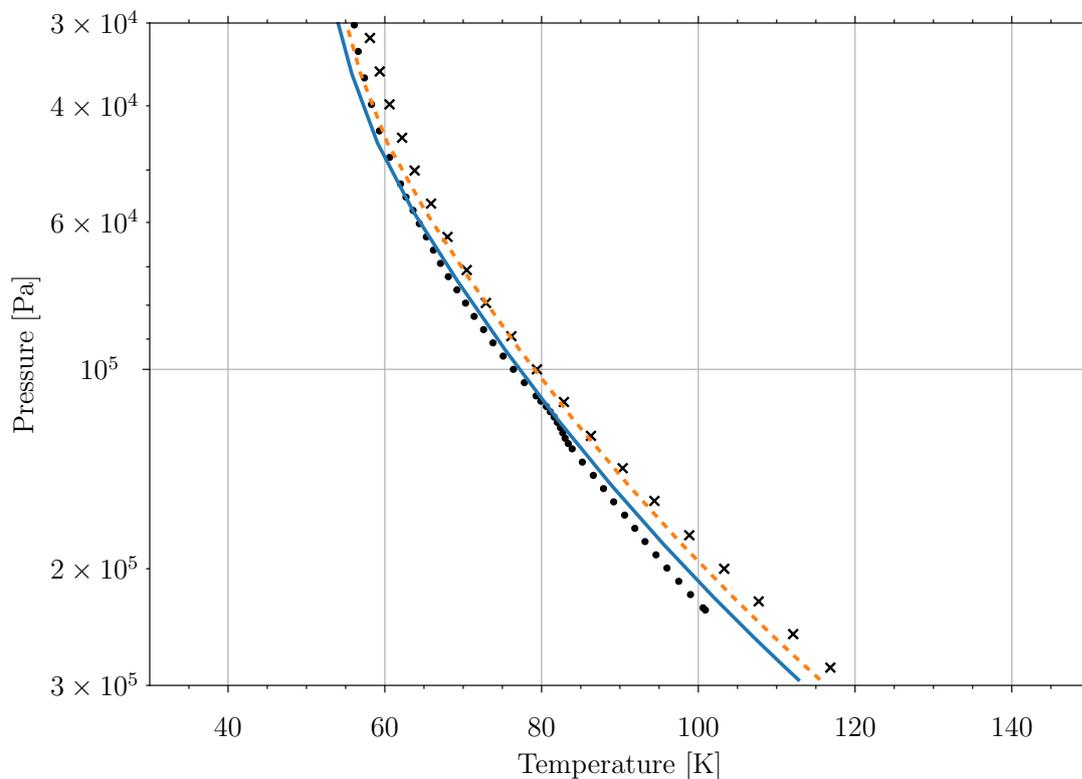


Figure 2.9 – Profils de température simulés sur Uranus sans flux d'énergie interne (ligne bleue continue) et avec la limite haute du flux d'énergie interne déduite par Pearl et al. (1990) (ligne orange pointillée). Les points noirs correspondent au profil de température de Lindal et al. (1987) et les croix noires à celui de Orton et al. (2014). Les simulations ont été effectuées à la même latitude d'observation et la même longitude solaire du survol de Voyager 2.

Le flux d'énergie interne est pris en compte dans notre modèle. Il permet de fermer le bilan radiatif en bas du modèle. Les valeurs utilisées sont celles obtenues par Pearl

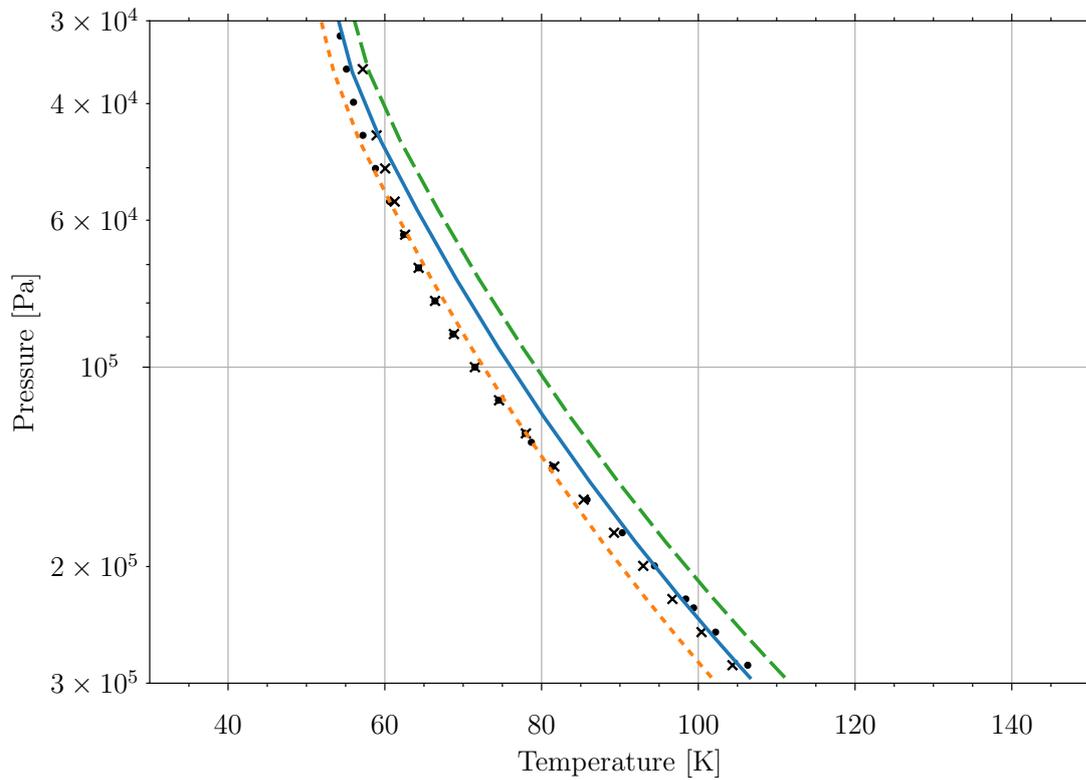


Figure 2.10 – Profils de température simulés sur Neptune avec un flux d'énergie interne de 0.43 W.m^{-2} déduit par [Pearl et al. \(1991\)](#) (ligne bleue continue), avec la limite basse du flux d'énergie interne égale à 0.34 W.m^{-2} (ligne orange pointillée) et avec la limite haute du flux d'énergie interne égale à 0.52 W.m^{-2} (ligne verte tiretée). Les points noirs correspondent au profil de température de [Lindal \(1992\)](#) et les croix noires à celui de [Lellouch et al. \(2015\)](#). Les simulations ont été effectuées à la même latitude d'observation et la même longitude solaire du survol de Voyager 2.

et al. (1990) et Pearl et al. (1991), à savoir un flux nul pour Uranus et 0.43 W.m^{-2} pour Neptune.

2.6 Paramètres orbitaux et planétaires

Les orbites d'Uranus et de Neptune sont paramétrées en fonction de l'anomalie moyenne M et l'excentricité orbitale e obtenue à partir de leur distance par rapport au soleil au périastre et l'apoastre.

$$e = \frac{d_{aphelie} - d_{perihelie}}{d_{aphelie} + d_{perihelie}} \quad (2.22)$$

L'anomalie moyenne est l'angle entre la direction du périhélie et la position de la planète si elle avait une orbite purement circulaire. Elle est définie par :

$$M = 2\pi(t - t_0) \quad (2.23)$$

où t est le temps à la position de la planète et t_0 l'instant au périhélie de la planète. À partir de ces équations, il est possible de résoudre l'anomalie excentrique qui correspond à l'angle entre la direction du périhélie et la position courante de la planète sur l'orbite projetée sur une orbite purement circulaire ($e = 1$).

$$M = E - e \sin(E) \quad (2.24)$$

En utilisant la méthode de Newton, on peut résoudre cette équation afin d'obtenir l'anomalie excentrique. Cet angle est relié à l'anomalie vraie, l'angle entre le soleil, la direction du périhélie et la planète par :

$$v = 2 \arctan \left(\sqrt{\frac{1+e}{1-e}} \tan \left(\frac{E}{2} \right) \right) \quad (2.25)$$

Ainsi, cette équation permet d'obtenir la position de la planète par rapport au soleil en fonction du temps. Le paramètre temporel utilisé pour nos simulations est la longitude solaire (Ls).

Ces calculs seront réutilisés en dehors du modèle pour déterminer la longitude solaire des différentes époques d'observations d'Uranus et de Neptune.

L'obliquité des planètes est également prise en compte dans le modèle afin de modéliser les effets saisonniers. Sur Uranus, elle est fixée à 97.77° et sur Neptune, elle est à 28.32° .

Uranus et Neptune possèdent une période de rotation rapide (voir tableau 1.1). Ces planètes sont donc soumises à un cycle journalier. Sur Terre, la température obéit à ce cycle journalier et des contrastes importants de température jour-nuit sont observés. Mais qu'en est-il d'Uranus et de Neptune? Pour déterminer l'influence du cycle diurne sur le profil de température, on introduit la constante de temps radiative. Elle permet de déterminer sur quelle échelle de temps se produisent les effets radiatifs. Elle est calculée sur le temps de réponse de l'atmosphère pour être chauffé de plusieurs kelvins à partir des taux de chauffage/refroidissement. Li et al. (2018) ont démontré que les constantes de temps radiatives étaient très longues sur Uranus et Neptune. Pour des pressions supérieures à 1 Pa, la constante de temps radiative est de 0.01 fois la période orbitale de Neptune et elle est de 100 fois la période orbitale sur Uranus. Ce sont donc des échelles de temps largement supérieures à celle d'une journée uranienne/neptunienne. On constate également que les échelles de temps radiatives sont différentes entre les planètes. Ainsi, Neptune serait plus sensible aux effets saisonniers qu'Uranus. On pourrait alors penser que prendre en compte les effets saisonniers ne serait pas utile sur Uranus, mais les constantes radiatives ont été déterminées dans le cas d'une simulation n'ayant pas résolu la crise énergétique de ces planètes. Il est donc possible que ces constantes soient moins élevées sur Uranus et Neptune, mais bien supérieure à l'échelle d'une journée planétaire. Nous avons donc décidé de ne pas considérer le cycle diurne dans notre modèle afin d'éviter des temps de calcul supplémentaires. Afin de vérifier ce constat, une simulation a été effectuée pour déterminer l'impact qu'à un cycle diurne sur la température.

Nous observons sur l'évolution journalière de la température en haut de notre modèle (~ 6 Pa) que la différence de température entre le minimum journalier et le maximum journalier est inférieure à 1×10^{-4} K sur Uranus et de $\sim 5 \times 10^{-4}$ K Neptune (figure 2.11). Ainsi, on peut conclure que le cycle diurne peut être négligé sur ces planètes.

2.7 Convection sèche

2.7.1 Capacité thermique - Rappels

Les effets radiatifs ne sont pas les seuls effets thermiques présents dans l'atmosphère. D'autres effets thermiques sont à prendre en compte. La convection joue par exemple un rôle important dans ces échanges. Dans l'atmosphère, le mouvement vertical d'une parcelle d'air en ascension est soumis au champ de pesanteur \vec{g} . Pour lutter contre cette pesanteur, une partie de son énergie thermique interne résidant sur sa capacité calorifique c_p est convertie en énergie potentielle. La température de la parcelle en ascension diminue, car c'est le système qui fournit du travail au milieu extérieur. On parle de détente adiabatique ou de refroidissement adiabatique puisque le processus se déroule sans

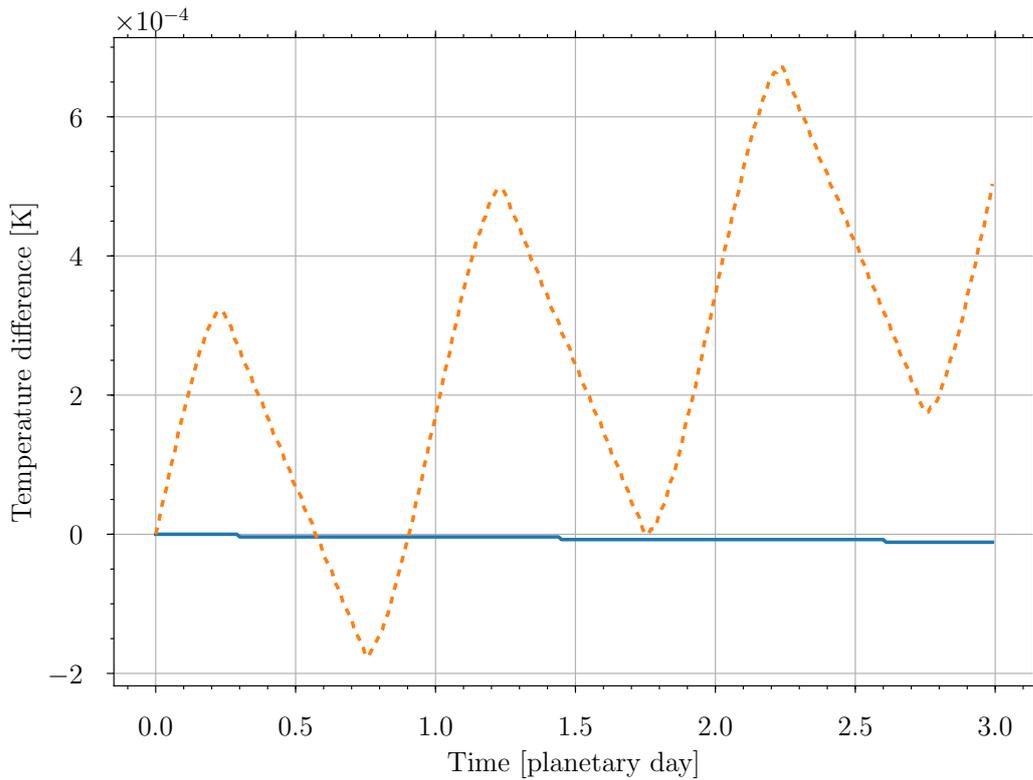


Figure 2.11 – Évolution de la différence de température à partir du jour 0 sur Uranus (ligne bleue continue) et Neptune (ligne orange pointillée) sur 3 journées entières en prenant en compte le cycle diurne. La latitude choisie est ici 45°N et la pression est à 6 Pa (toit du modèle). L'échelle verticale est en 10^{-4} . La divergence constatée par rapport au temps 0 est dû aux effets saisonniers qui ont été inclus dans cette simulation.

échange de chaleur avec l'environnement. En absence d'espèce condensable, le gradient thermique issu de ce processus est appelé gradient adiabatique sec :

$$\left(\frac{dT}{dz}\right)_{adiabatique} = -\frac{g}{c_p} \quad (2.26)$$

Le gradient thermique purement radiatif suit une loi exponentielle alors que le gradient adiabatique sec est une relation linéaire en fonction de l'altitude. Cela implique qu'il existe une altitude où le gradient radiatif devient plus important que le gradient adiabatique sec. Le profil thermique devient donc instable (il est dit superadiabatique) vis-à-vis du gradient adiabatique sec. Le profil de température ne suit donc plus le profil thermique radiatif, mais l'adiabatique sèche. On retrouve cette condition dans le cas où l'atmosphère commence à devenir optiquement épaisse. La région où la convection prédomine par rapport à l'équilibre radiatif est la troposphère et la stratosphère est celle

où l'équilibre radiatif est valable. C'est pour cela que notre modèle est dit d'équilibre radiatif-convectif.

La troposphère étant contrôlée par le gradient adiabatique sec, il est nécessaire de connaître les paramètres inhérents à ce gradient. L'accélération de la pesanteur g est un paramètre connu des deux planètes. Mais pour la capacité thermique massique isobare c_p ($\text{J.K}^{-1}.\text{kg}^{-1}$), sa valeur est beaucoup moins contrainte. En raison de l'isométrie de spin de l'hydrogène moléculaire, du gradient vertical et méridional d'abondance du méthane, la valeur de c_p est dépendante de la composition et de la température à chaque niveau de pression.

La capacité thermique massique est définie par :

$$c_p = \frac{1}{m} \left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)_P \quad (2.27)$$

La transformation étant isobare, l'enthalpie H peut s'écrire en fonction l'entropie S et la température T :

$$dH = TdS \quad (2.28)$$

À partir des identités thermodynamiques, des relations de Maxwell et en définissant la différentielle de l'énergie libre comme étant

$$dF = -SdT - PdV \quad (2.29)$$

on trouve que la capacité thermique s'écrit :

$$c_p = R^* - \frac{1}{m} \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{\partial F}{\partial T} \right)_V \quad (2.30)$$

avec R^* la constante spécifique des gaz parfaits. L'énergie libre F est directement reliée à la fonction de partition Z par :

$$F = -k_B T \ln(Z) \quad (2.31)$$

Une fonction de partition Z décrit le peuplement des niveaux d'énergie d'une molécule. Elle est définie par :

$$Z = \sum_i \exp(\beta E_i) \quad (2.32)$$

où β est le facteur de Boltzmann $\frac{1}{k_B T}$ et E_i , l'énergie du niveau i . Pour les températures considérées, l'énergie totale d'une molécule est la somme des énergies de translation, de rotation, électriques et nucléaires (correspondant aux états de spin nucléaire d'une molécule). À très haute température – ce qui n'est pas le cas d'Uranus et de Neptune – les énergies vibrationnelles seraient à prendre en compte. La fonction de partition totale s'écrit alors comme étant le produit des contribution des particules dans les états d'énergie électroniques, ceux de translation (Z_{trans}), ceux de rotation (Z_{rot}) et la dégénérescence du spin nucléaire (Z_{nucl}). L'énergie d'une molécule étant généralement à son état électronique initial, on peut écrire $Z_{elec} = 1$.

$$Z = Z_{trans} Z_{nucl} Z_{rot} \quad (2.33)$$

La capacité thermique peut être découpée en fonction de ces degrés de liberté. On peut alors écrire que la capacité thermique d'une molécule est la somme des contributions des énergies de translation et de rotation (en négligeant pour l'instant la contribution nucléaire) :

$$c_p = c_{p,trans} + c_{p,rot} \quad (2.34)$$

La capacité thermique translationnelle d'une molécule n'est pas reliée à sa température. Il s'agit d'une constante qui est égale à :

$$c_{p,trans} = \frac{5}{2} R^* \quad (2.35)$$

Quant à la contribution rotationnelle, elle dépend de la composition (homonucléaire/-hétéronucléaire), de la symétrie, du spin nucléaire et du nombre d'atomes de la molécule. Il n'existe des solutions analytiques que pour des molécules dites "simples" (monoatomique, diatomique, polyatomique symétrique). Pour des molécules complexes, seules des approches empiriques permettent de connaître la capacité thermique d'une molécule en fonction de sa température. Nous n'allons pas détailler ici tous les cas de figure, mais uniquement ceux rencontrés par les principales molécules d'Uranus et Neptune, à savoir H_2 , He et CH_4 .

– H_2

L'hydrogène moléculaire est une molécule diatomique homonucléaire caractérisée par un spin demi-entier. Dans ce type de molécule, il n'est pas possible de découpler la fonction de partition nucléaire caractérisée par le nombre quantique de spin I de la fonction de partition de rotation caractérisée par le nombre quantique J . Ici, I est égal à $1/2$. À partir de [Massie et al. \(1982\)](#), on exprime la capacité thermique massique de l'hydrogène moléculaire à l'équilibre à la température locale :

$$c_{p,equi} = \frac{5}{2}R^* + R^* \frac{\sum_J d(I, J)x(J)^2 \exp(-x(J))}{Z_{para} + Z_{ortho}} - R^* \left(\frac{\sum_J d(I, J)x(J) \exp(-x(J))}{Z_{para} + Z_{ortho}} \right)^2 \quad (2.36)$$

avec $d(I, J)$ la dégénérescence des états de spin :

$$d(I, J) = \begin{cases} I(2I + 1)(2J + 1) & \text{si } J \text{ pair (para)} \\ I(I + 1)(2I + 1)(2J + 1) & \text{si } J \text{ impair (ortho)} \end{cases} \quad (2.37)$$

La fonction $x(J)$ relatif au niveau d'énergie de la molécule s'écrit :

$$x(J) = \frac{hc}{k_B T} E(J) \quad (2.38)$$

avec h , la constante de Planck, c la célérité de la lumière dans le vide et $E(J)$ l'énergie des niveaux de rotations définit par :

$$E(J) = B_0 J(J + 1) - D_0 J^2(J + 1)^2 \quad (2.39)$$

où B_0 est la constante de rotation et D_0 la constante de distorsion centrifuge de la molécule. Les constantes sont disponibles dans l'ouvrage [Huber et al. \(1979\)](#). La fonction de partition pour chaque état de spin (para et ortho) est donnée par :

$$Z_{para} = \sum_{J, \text{pair}} d(I, J) \exp(-x(J)) \quad (2.40)$$

$$Z_{ortho} = \sum_{J, \text{impair}} d(I, J) \exp(-x(J)) \quad (2.41)$$

À haute température (>250 K), la fraction ortho:para de l'hydrogène se stabilise à un ratio 3:1. La capacité thermique de l'hydrogène dans cette situation est dite "normale" et elle est égale à :

$$c_{p,norm}^{H_2} = \frac{5}{2}R^* + \frac{R^*}{4}c_{p,para} + \frac{3R^*}{4}c_{p,ortho} \quad (2.42)$$

avec :

$$c_{p,para}^{H_2} = \left(\sum_{J, \text{pair}} d(I, J)x(J)^2 \exp(-x(J)) - R^* \left(\sum_{J, \text{pair}} d(I, J)x(J) \exp(-x(J)) \right)^2 \right) \quad (2.43)$$

$$c_{p,ortho}^{H_2} = \left(\sum_{J, \text{impair}} d(I, J)x(J)^2 \exp(-x(J)) - R^* \left(\sum_{J, \text{impair}} d(I, J)x(J) \exp(-x(J)) \right)^2 \right) \quad (2.44)$$

Une situation intermédiaire existe entre le cas à l'équilibre à la température locale et le cas "normal". À basse température, la conversion de l'orthohydrogène en parahydrogène est possible grâce au fait que l'orthohydrogène soit instable à ces températures. Cependant, ce processus est lent et peut être accéléré par la présence d'un catalyseur tel que des aérosols permettant au passage une redistribution des niveaux d'énergie entre orthohydrogène et parahydrogène consistant à un cas à l'équilibre à la température locale. La capacité thermique est ici à l'équilibre. Cependant, si ce processus est également lent, les collisions entre molécules d'hydrogène peuvent devenir plus efficaces par rapport aux collisions avec des aérosols. Ce type de collision ne permet néanmoins pas une conversion de l'orthohydrogène en parahydrogène mais uniquement une redistribution des niveaux d'énergie de rotation entre orthohydrogène uniquement et parahydrogène uniquement, modifiant sa capacité thermique. Ainsi, dans le cas où les mouvements collisionnels sont faibles et rapides, une atmosphère à basse température peut présenter une fraction ortho:para hydrogène à l'équilibre, mais avec une capacité thermique où les niveaux rotationnels sont redistribués dans un cas "normal" proche d'un ratio ortho:para égal à 3:1. La capacité thermique dite "intermédiaire" résultant de cette situation s'écrit (Massie et al., 1982) :

$$c_{p,int}^{H_2} = \frac{5}{2}R^* + R^* \frac{Z_{para}}{Z_{para} + Z_{ortho}} c_{p,para} + R^* \frac{Z_{ortho}}{Z_{para} + Z_{ortho}} c_{p,ortho} \quad (2.45)$$

– He

Étant une molécule monoatomique, l'hélium ne possède pas de transition rotationnelles et vibrationnelles. Ainsi, la capacité thermique de cet atome se résume à sa contribution translationnelle (équation 2.35).

$$c_p^{He} = \frac{5}{2}R^* \quad (2.46)$$

– CH₄

Le méthane est une molécule polyatomique hétéronucléaire symétrique avec spin demi-entier. La fonction de partition rotationnelle pour ce type de molécule s'écrit (McDowell, 1987) :

$$\begin{aligned}
Z_{rot} = & \frac{(2I+1)^4}{12} \sum_{J=0} (2J+1)^2 \exp(-\beta J(J+1)) \\
& + \frac{(2I+1)^2}{4} \sum_{J=0} (-1)^J (2J+1) \exp(-\beta J(J+1)) \\
& + \frac{4(2I+1)^2}{3\sqrt{3}} \sum_{J=0} (2J+1) \sin\left(\frac{(2J+1)\pi}{3}\right) \exp(-\beta J(J+1))
\end{aligned} \tag{2.47}$$

Il est également nécessaire de prendre en compte la fonction de partition vibrationnelle. Elle est définie par :

$$Z_{vib} = \prod_i^f \left(\frac{\exp(-\Theta_{vib,i}/2T)}{1 - \exp(-\Theta_{vib,i}/T)} \right) \tag{2.48}$$

où $\Theta_{vib,i}$ est la température de vibration pour chaque fréquence de vibration, même si elles coïncident.

En reprenant l'équation 2.30 et en dérivant le terme de droite à partir de la fonction de partition ci-dessus, on trouve la capacité thermique massique pour le méthane :

$$\begin{aligned}
 c_p^{CH_4} = & \frac{5}{2}R^* + R^* \frac{(2I+1)^4}{12} \sum_{J=0} \sum_{J'=J+1} (2J+1)^2 (2J'+1)^2 (\beta J(J+1) - \beta J'(J'+1))^2 \\
 & \exp(-\beta J(J+1) - \beta J'(J'+1)) \left[T^2 \sum_{J=0} (2J+1)^2 \exp(-\beta J(J+1)) \right]^{-2} \\
 & + R^* \frac{(2I+1)^2}{4} \sum_{J=0} \sum_{J'=J+1} (-1)^J (2J+1) (-1)^{J'} (2J'+1) (\beta J(J+1) - \beta J'(J'+1))^2 \\
 & \exp(-\beta J(J+1) - \beta J'(J'+1)) \left[T^2 \sum_{J=0} (-1)^J (2J+1) \exp(-\beta J(J+1)) \right]^{-2} \\
 & + R^* \frac{4(2I+1)^2}{3\sqrt{3}} \sum_{J=0} \sum_{J'=J+1} (2J+1)(2J'+1) (\beta J(J+1) - \beta J'(J'+1))^2 \\
 & \exp(-\beta J(J+1) - \beta J'(J'+1)) \left[T^2 \sum_{J=0} (2J+1) \exp(-\beta J(J+1)) \right]^{-2} \\
 & + R^* \sum_i^f \left(\frac{\Theta_{vib,i}}{T} \right)^2 \left(\frac{\exp(-\Theta_{vib,i}/T)}{(1 - \exp(-\Theta_{vib,i}/T))^2} \right)
 \end{aligned} \tag{2.49}$$

La capacité thermique massique isobare totale des atmosphères d'Uranus et de Neptune est donc égale à :

$$c_{p,tot} = f^{H_2} c_p^{H_2} + f^{He} c_p^{He} + f^{CH_4} c_p^{CH_4} \tag{2.50}$$

avec f^{H_2} , f^{He} et f^{CH_4} les fractions molaires de H_2 , He et CH_4 . En fonction de l'hypothèse sur la fraction ortho:para de l'hydrogène moléculaire, plusieurs profils de $c_{p,tot}$ peuvent être une solution pour le gradient adiabatique sec de l'atmosphère (figures 2.12 & 2.13).

Dans le cas de notre modèle, la capacité thermique massique isobare est fixée à une seule valeur. Nous avons décidé de prendre arbitrairement la valeur située à 3 000 hPa (qui correspondra plus tard à la limite basse de notre modèle) pour évaluer la sensibilité et choisir la valeur de c_p pour nos simulations. Afin de déterminer la valeur la plus adéquate, nous avons simulé un profil de température pour chaque fraction ortho:parahydrogène possible, à savoir "normal", "à l'équilibre" et "intermédiaire" (Tableau 2.3). Les résultats obtenus avec notre modèle sont visibles sur les figures 2.14 et 2.15.

Les profils obtenus sur Uranus en fonction du rapport ortho:para de l'hydrogène moléculaire sont assez similaires. Nous avons décidé de prendre en compte le c_p "intermédiaire" qui est un bon compromis entre le profil de température obtenu durant le

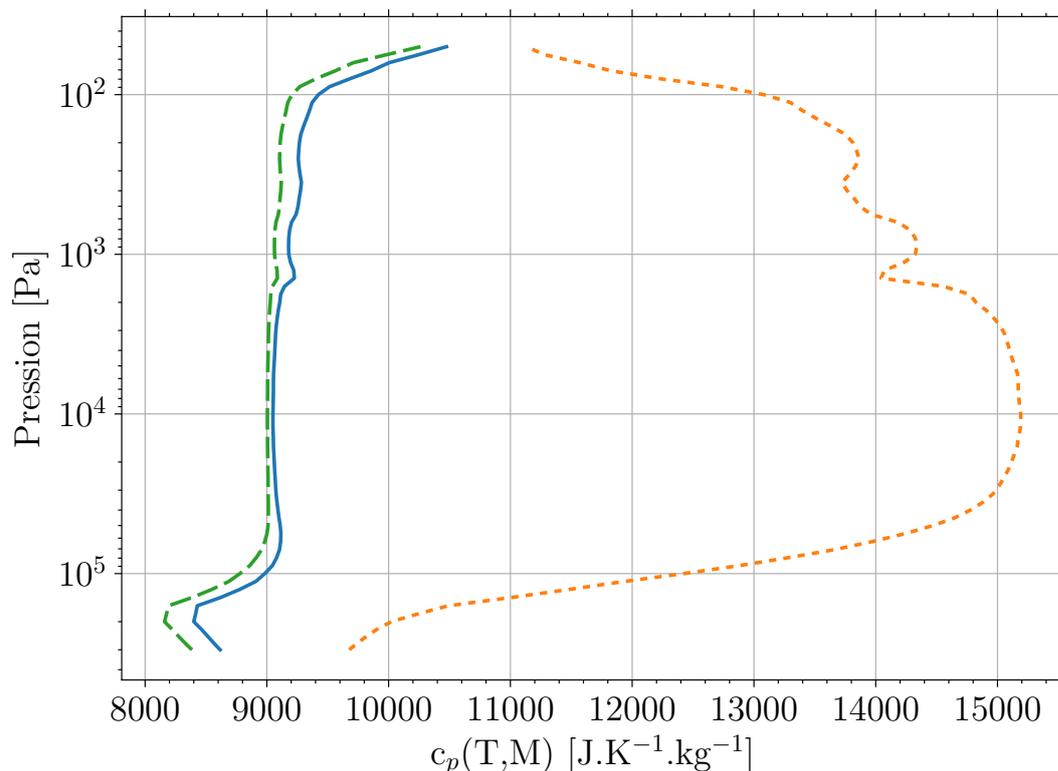


Figure 2.12 – Profils de capacité thermique massique isobarique sur Uranus calculé à partir du profil de température mesuré par Lindal et al. (1987) et du profil de méthane obtenu par Lellouch et al. (2015) et Moses et al. (2018) pour un ratio ortho:para "normal" (ligne verte tiretée), "intermédiaire" (ligne bleue continue) et "à l'équilibre" (ligne orange pointillée).

survol de Voyager 2 et celui dérivé par Spitzer. La valeur de c_p pour toutes nos prochaines simulations est donc égale à $8\,600 \text{ J.K}^{-1}.\text{kg}^{-1}$.

Concernant Neptune, le profil de température obtenu correspond à celui où le rapport ortho:para est à l'équilibre à la température locale. On note cependant que la pente obtenue par notre modèle qui suit le gradient adiabatique sec est différente de celle dérivée des observations. Le gradient de température observé est supérieur à celui du gradient adiabatique sec, témoignant d'une atmosphère instable (comme montré sur la figure 2.17 de N²). Nous avons décidé de choisir le profil qui s'approche le plus du profil de température. La valeur de c_p choisie pour nos prochaines simulations sur Neptune est donc de $9\,300 \text{ J.K}^{-1}.\text{kg}^{-1}$.

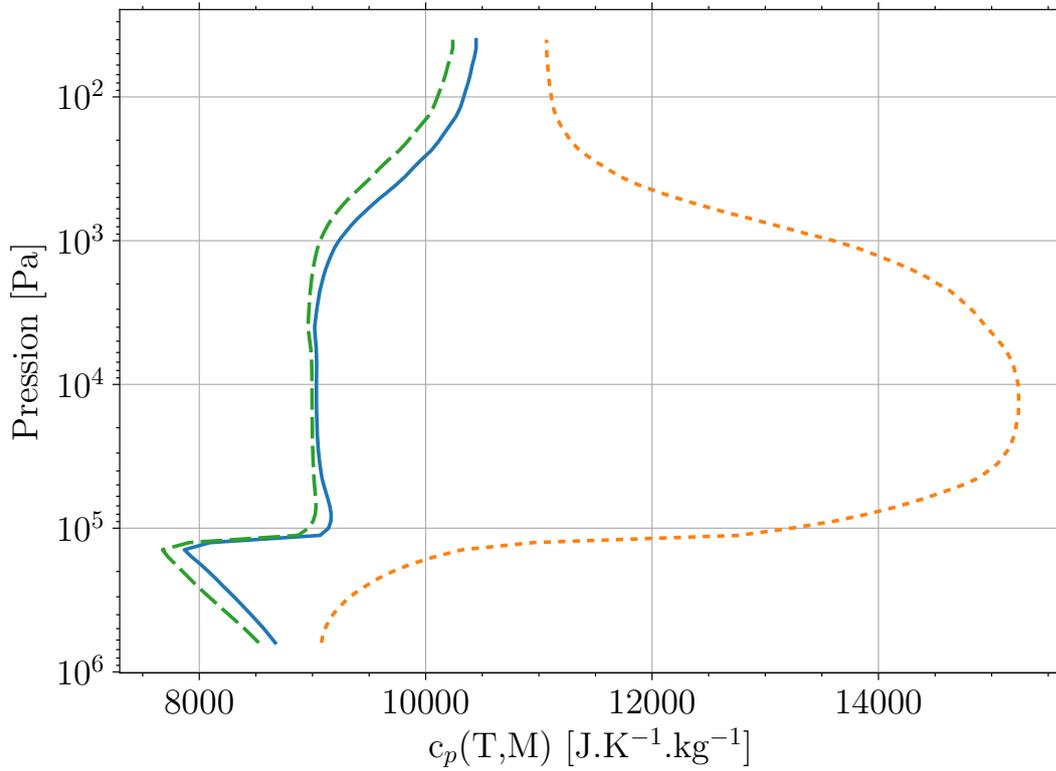


Figure 2.13 – Profils de capacité thermique massique isobarique sur Neptune calculé à partir du profil de température mesuré par Lindal (1992) et du profil de méthane obtenu par Lellouch et al. (2015) et Moses et al. (2018) pour un ratio ortho:para "normal" (ligne verte tiretée), "intermédiaire" (ligne bleue continue) et "à l'équilibre" (ligne orange pointillée).

2.7.2 Ajustement convectif

La convection sèche issue de l'instabilité par rapport au gradient adiabatique sec est prise en compte au premier ordre dans notre modèle. Il s'agit d'un processus sous-maille qui émule la convection sèche sur les niveaux instables de la simulation. Pour détecter ces niveaux, on pose la condition qu'un niveau z est instable si $\theta(z) < \theta(z - 1)$. Il existe des paramétrisations plus ou moins complexes pour représenter ces effets à grande échelle, mais ici, lorsque cette condition est rencontrée pendant une simulation, un rappel sur le gradient adiabatique sec est seulement effectué (Hourdin et al., 1993).

On définit la température potentielle θ comme :

$$\theta = T \left(\frac{P_0}{P} \right)^{R^*/c_p} \quad (2.51)$$

$c_p [J.K^{-1}.kg^{-1}]$	Uranus	Neptune
$c_{p,int}$	8 600	8 300
$c_{p,equi}$	9 700	9 300
$c_{p,norm}$	8 400	8 100

Table 2.3 – Capacité thermique massique isobarique calculée en fonction de la fraction ortho:para de l’hydrogène moléculaire "normal", "intermédiaire" et "à l’équilibre" et des profils de température observés sur Uranus et Neptune à $\sim 3\,000$ hPa.

où P est la pression et P_0 est la pression de référence. À partir de la température potentielle, on définit la fréquence de Brunt-Väisälä :

$$N^2 = \frac{g}{\theta(z)} \frac{d\theta(z)}{dz} \quad (2.52)$$

qui permet de déterminer la stabilité d’une atmosphère en fonction de l’altitude. Si N^2 est positif, une parcelle d’air soulevée reviendra à sa position initiale. L’air est donc stable dans cette situation. Quand la fréquence est neutre, une parcelle d’air soulevée ne reviendra pas à sa position initiale, mais conservera sa position. Pour un N^2 négatif, une parcelle soulevée continuera sa montée. L’air est ici instable. Les figures 2.16 et 2.17 représentent N^2 en fonction de l’altitude calculée à partir des profils de température de Voyager 2 sur Uranus et Neptune respectivement. Pour les pressions supérieures à 500 hPa, on constate que l’atmosphère est grossièrement neutre. Pour des pressions plus basses, la fréquence de Brunt-Väisälä devient très positive. La limite entre les deux matérialise la transition radiative-convective des atmosphères d’Uranus et de Neptune. En fonction des valeurs de c_p correspondant au ratio ortho:para "normal", "intermédiaire" et "à l’équilibre", nous trouvons que cette transition se situe entre $\sim 1\,000$ et ~ 500 hPa sur les deux planètes. Cela signifie que pour des pressions supérieures à ce niveau, le profil de température simulé est sensible à la valeur de c_p choisie.

La convection humide du méthane ou d’autres espèces condensables en profondeur n’est pas prise en compte dans notre modèle. Mais la diffusion turbulente liée aux mouvements turbulents de la convection sèche par exemple est implémentée dans notre modèle.

2.8 Diffusion turbulente et diffusion moléculaire

Pour prendre en compte les mouvements chaotiques et irréguliers de l’atmosphère, la diffusion turbulente (sous-maille) est paramétrée dans notre modèle. Bien que le vent soit absent dans un modèle radiatif-convectif, les variations locales de températures issues de la convection sèche et celles associées aux échanges radiatifs peuvent provoquer des

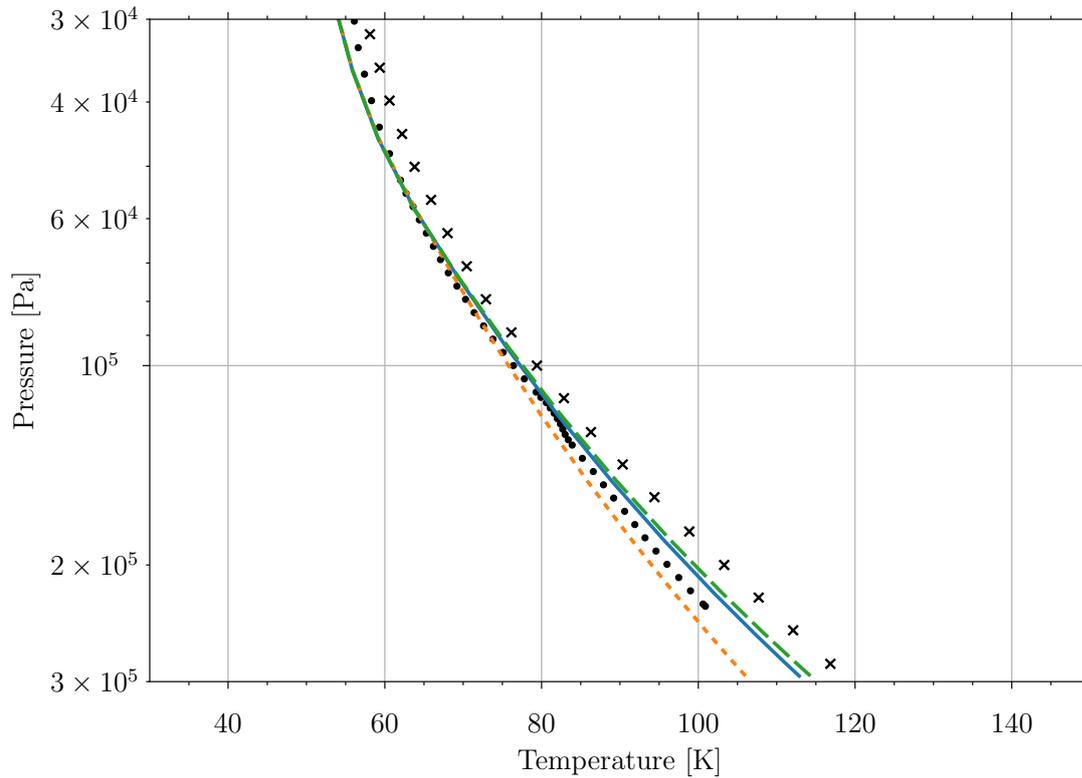


Figure 2.14 – Profils de température simulés sur Uranus pour un ratio ortho:para "normal" (ligne verte tiretée), "intermédiaire" (ligne bleue continue) et "à l'équilibre" (ligne orange pointillée). Les points noirs correspondent au profil de température de Lindal et al. (1987) et les croix noires à celui de Orton et al. (2014). Les simulations ont été effectuées à la même latitude d'observation et la même longitude solaire du survol de Voyager 2.

mouvements turbulents verticaux et de la diffusion turbulente. Dans le cas de la diffusion turbulente de la chaleur, ce processus est paramétré par la tendance sur l'enthalpie potentielle $c_p\theta$ (Forget et al., 1999) :

$$c_p \frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{c_p}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} K_\theta \rho \frac{\partial \theta}{\partial z} \quad (2.53)$$

où ρ est la densité atmosphérique et K_θ est le coefficient de diffusion turbulente pour la température potentielle. Les coefficients K_θ sont calculés à chaque couche du modèle.

La diffusion moléculaire s'oppose à la diffusion turbulente. Elle est liée à l'agitation thermique des molécules. Ce type de diffusion est beaucoup moins efficace que la diffusion turbulente dans les pressions considérées dans notre modèle. Cependant, à basse pression, ce processus de diffusion devient important et les mouvements ne sont plus régis par la

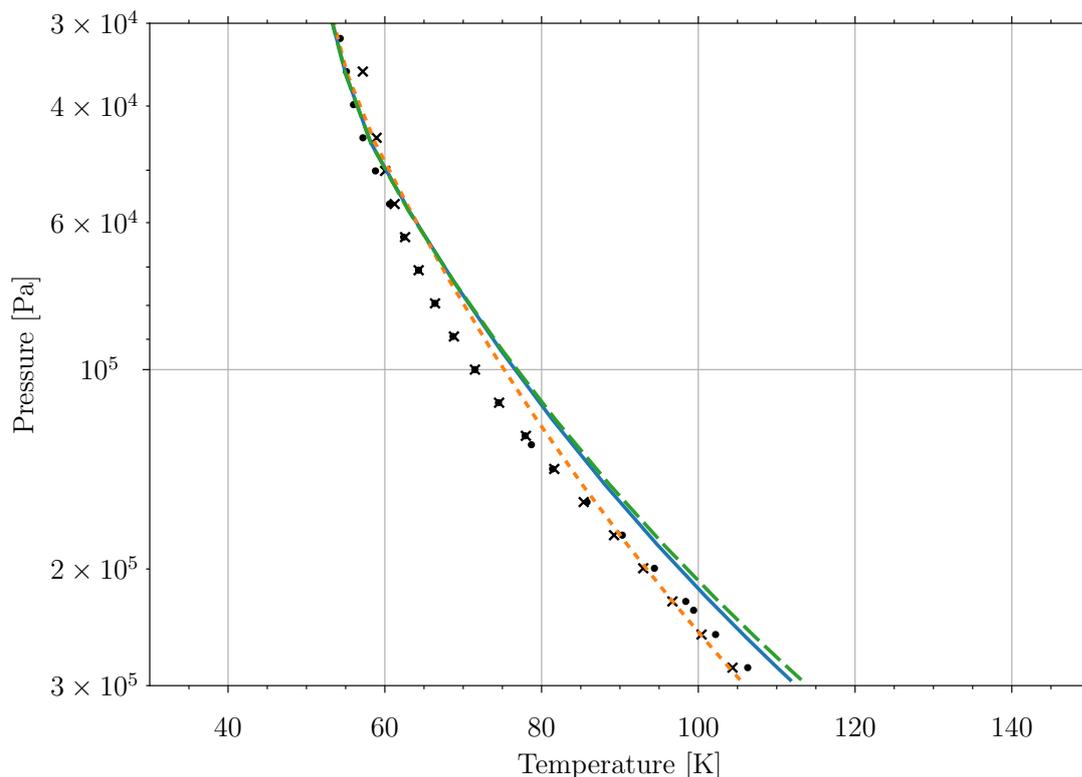


Figure 2.15 – Profils de température simulés sur Neptune pour un ratio ortho:para "normal" (ligne verte tiretée), "intermédiaire" (ligne bleue continue) et "à l'équilibre" (ligne orange pointillée). Les points noirs correspondent au profil de température de Lindal (1992) et les croix noires à celui de Lellouch et al. (2015). Les simulations ont été effectuées à la même latitude d'observation et la même longitude solaire du survol de Voyager 2.

diffusion turbulente. Sur Uranus et Neptune, la diffusion moléculaire du méthane devient dominante pour des pressions inférieures à 10^4 Pa et 100 Pa respectivement (figure 4 dans Moses et al. (2018)). Cependant, la fraction molaire de méthane étant très faible à ces niveaux de pressions par rapport à l'hydrogène moléculaire et l'hélium, l'influence de cette diffusion reste très minoritaire. La diffusion moléculaire n'est donc pas prise en compte dans notre modèle.

2.9 Paramètres intrinsèques au modèle

Après avoir exploré les différents paramètres physiques explicités dans les sections ci-dessus de ce chapitre, il est nécessaire de prendre en compte les limitations numériques propres au modèle. Pour modéliser une colonne d'atmosphère et ses processus physiques

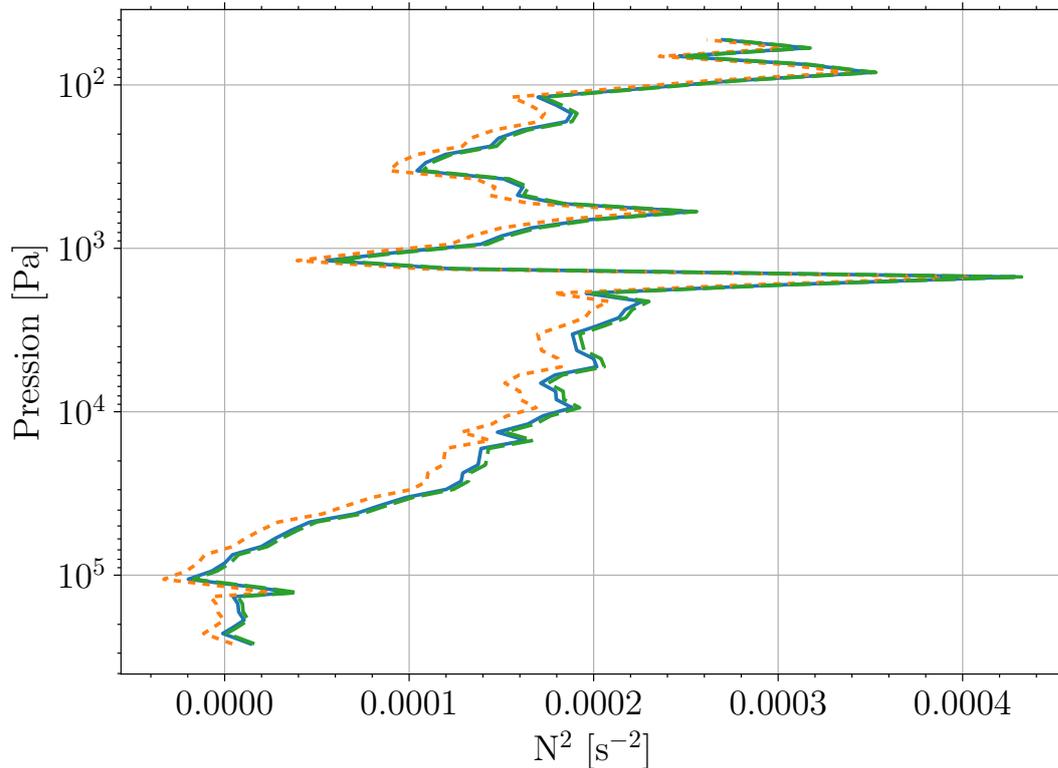


Figure 2.16 – Profils de N^2 sur Uranus calculé à partir du profil de température mesuré par Lindal et al. (1987) pour un ratio ortho:para "normal" (ligne verte tiretée), "intermédiaire" (ligne bleue continue) et "à l'équilibre" (ligne orange pointillée).

qui y régissent, il n'est pas nécessaire de modéliser chaque centimètre d'altitude. Nous avons décidé de discrétiser la colonne d'atmosphère étudiée en 48 niveaux compris entre 3 000 hPa et 6 Pa. Pour les simulations radiatives-convectives en 2 dimensions, la résolution spatiale horizontale est de 32 latitudes.

Afin de limiter les temps de calcul, il est également nécessaire de définir un pas de temps de calcul, un autre pas de temps où on fait appel au radiatif (pour prendre en compte la modification du flux solaire liée au déplacement de la planète et les modifications sur l'émission thermique) et un pas de temps d'écriture. Étant donné que le cycle diurne est négligé, nous avons décidé de choisir un pas de temps égal à une journée uranienne/neptunienne. Uranus et Neptune sont des planètes froides et à longues périodes orbitales. Il n'est donc pas nécessaire de faire appel au radiatif à chaque journée uranienne/neptunienne. Il a été décidé de choisir un sous-pas de temps radiatif égal à 50 jours uraniens/neptuniens. Un test avec le radiatif appelé à chaque pas de temps de calcul a été réalisé sur Uranus (figure 2.18). On constate que la différence de température obtenue sur les deux planètes n'est que de l'ordre du millième de degré près. De plus, le temps de

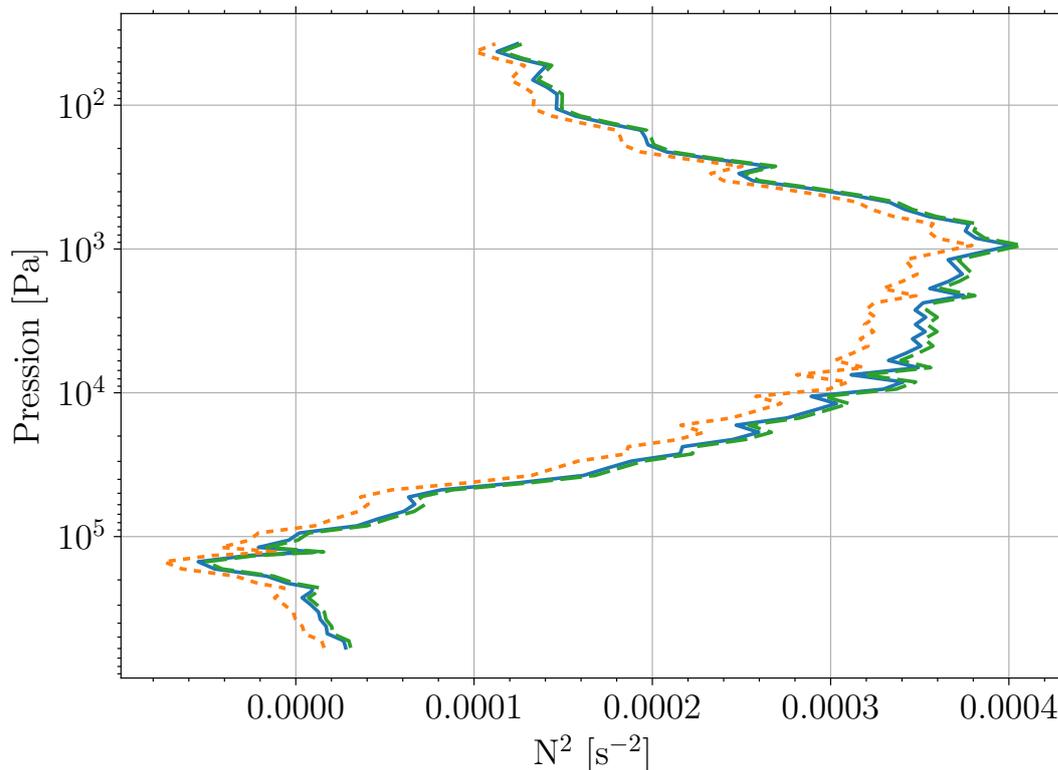


Figure 2.17 – Profils de N^2 sur Neptune calculé à partir du profil de température mesuré par Lindal (1992) pour un ratio ortho:para "normal" (ligne verte tiretée), "intermédiaire" (ligne bleue continue) et "à l'équilibre" (ligne orange pointillée).

calcul est 10 fois plus grand que celui avec le pas de temps radiatif à 50 ($\sim 12\text{h}30$ contre ~ 40 min). Un pas de temps radiatif de 50 jours est donc un bon compromis entre la durée des temps de calcul et la physique du modèle.

En absence de dynamique, le modèle ne nécessite pas de conditions aux limites (pour fermer le bilan du moment cinétique par exemple) et aucun rappel newtonien (ou *nudging*) sur une température observée n'est réalisé.

Le modèle nécessite en entrée un profil de température quelconque pour initialiser la simulation. Nous avons décidé de prendre celui de Saturne. Il est donc nécessaire de faire converger ce profil vers un état d'équilibre que l'on appelle "spin-up" radiatif.

L'initialisation des paramètres physiques d'Uranus et de Neptune ainsi que ceux du modèle étant effectuée, de premières simulations ont été réalisées afin de vérifier et de valider notre modèle radiatif-convectif.

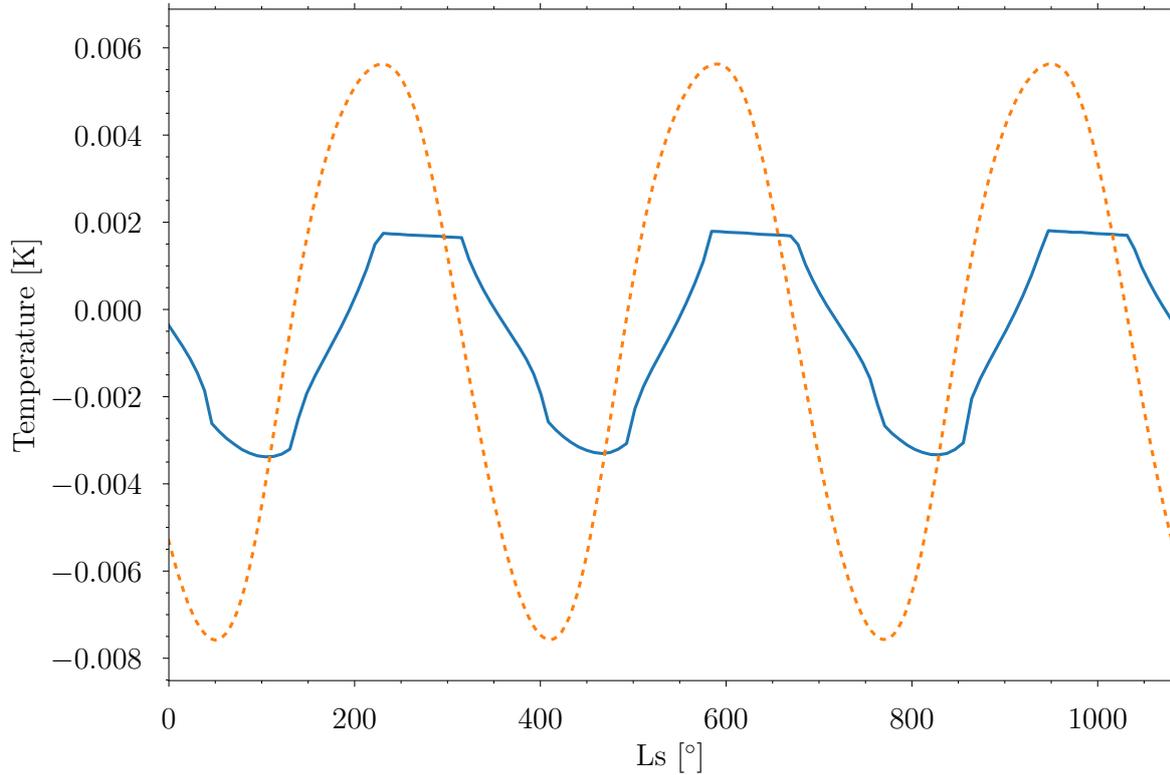


Figure 2.18 – Différence de température sur Uranus (ligne bleue continue) et Neptune (ligne orange pointillée) entre un pas de temps radiatif d'un jour et un de 50 jours.

2.10 Résultats préliminaires

2.10.1 Profil de température

En utilisant notre modèle radiatif-convectif 1-D avec les paramètres décrits précédemment, les premiers profils de température pour les deux planètes ont été simulés. L'état d'équilibre a été obtenu au bout de 36 années planétaires pour Uranus et 13 années planétaires pour Neptune. Nous comparons nos profils verticaux de température avec ceux obtenus par Voyager 2 à 2–6°S et $L_s = 271^\circ$ pour Uranus (Lindal et al., 1987; Lindal, 1992) et à 59–62°N et $L_s = 235^\circ$ pour Neptune (Lindal, 1992). En outre, les températures moyennes globales obtenues par Orton et al. (2014) à $L_s = \sim 0^\circ$ pour Uranus et Lellouch et al. (2015) à $L_s = \sim 279^\circ$ pour Neptune sont incluses pour compléter les données dans la stratosphère. Les profils de température simulés obtenus ici sont présentés sur la figure 2.19.

Comme dans les études précédentes, il existe un écart important, appelé "crise énergétique", entre les températures obtenues par les observations et les températures simulées.

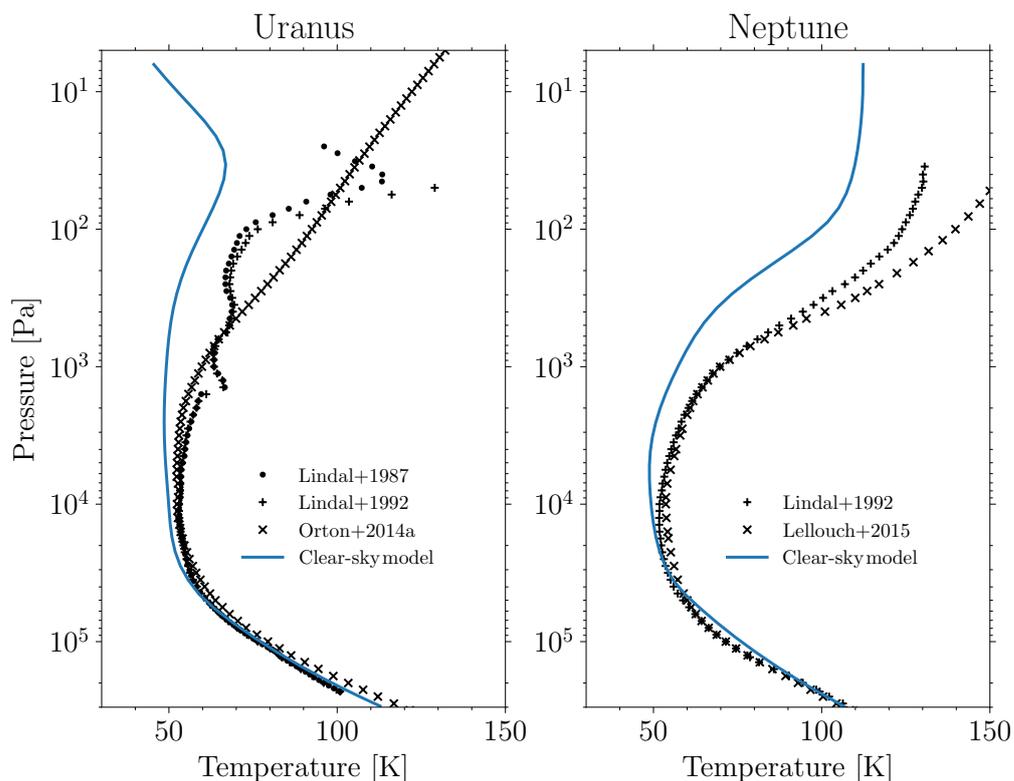


Figure 2.19 – Profils de température simulés par le modèle nominal en bleu sur Uranus (à gauche) et Neptune (à droite) à la même latitude et longitude solaire que les observations de Voyager 2 (voir texte). Les profils de température observés proviennent de Lindal et al. (1987) (points noirs), Lindal (1992) (plus noirs), Orton et al. (2014) (croix noires) pour Uranus et Lellouch et al. (2015) (croix noires) pour Neptune.

La différence commence aux derniers niveaux de la troposphère sur Uranus (~ 500 hPa) et à la tropopause sur Neptune (~ 100 hPa). À 10 Pa, le décalage de température atteint 70 K sur Uranus et 25 K sur Neptune à 100 Pa. Une différence importante existe également entre le profil de température simulé sur Uranus et Neptune. Alors que la température dans la troposphère et à la tropopause est similaire sur les deux planètes, il y a un écart dans la stratosphère entre les deux planètes, la stratosphère de Neptune étant systématiquement plus chaude que celle d’Uranus malgré sa plus grande distance par rapport au Soleil. Par exemple, à 1 hPa, nous constatons une différence de température de 35 K entre ces deux planètes.

Pour mieux évaluer nos résultats, nous avons calculé l’albédo de Bond, sur la base de simulations effectuées à toutes les latitudes. Pearl et al. (1990) et Pearl et al. (1991) ont obtenu un albédo de Bond de 0.30 ± 0.05 et 0.29 ± 0.05 pour Uranus et Neptune. Nos valeurs de 0.27 et 0.25 obtenues respectivement sont compatibles avec celles dérivées des

observations, à quelques incertitudes près. Nous notons cependant que la réanalyse des données de réflectivité du disque complet du survol de Voyager 2 suggère un albédo de Bond qui pourrait être plus élevé sur Uranus et plus bas sur Neptune (Wenkert et al., 2022).

2.10.2 Taux de chauffage et de refroidissement

Concernant la différence de température dans la stratosphère entre Uranus et Neptune, une forte différence dans les taux de chauffage entre les deux planètes doit exister. Les taux de chauffage et de refroidissement résultant des simulations (figure 2.20) montrent une forte compétition entre les opacités du continuum et les opacités des hydrocarbures gazeux. Sur les deux planètes, les hydrocarbures participent principalement au chauffage alors que le continuum émet fortement dans l'infrarouge et refroidit l'atmosphère. On note cependant que le continuum participe également au chauffage pour des pressions supérieures à 100 hPa sur les deux planètes. Cependant, sur Neptune, en raison d'une plus grande abondance de méthane (1.3×10^{-5} sur Uranus et 1×10^{-4} sur Neptune à 1 hPa) et donc plus d'hydrocarbures créés par photochimie, le refroidissement est contrôlé à la fois par les CIA et les hydrocarbures (dans la stratosphère uniquement). Une autre différence entre les deux planètes est le taux de chauffage/refroidissement total qui est 10 fois plus élevé dans la stratosphère de Neptune que dans celle d'Uranus. La fraction molaire de H_2 et He étant pratiquement la même sur les deux planètes, la concentration plus élevée de méthane dans la stratosphère de Neptune est à l'origine de cette différence. Cette différence explique pourquoi la température est plus élevée sur Neptune que sur Uranus dans notre simulation. Li et al. (2018) montrent des taux de chauffage/refroidissement similaires pour Uranus et Neptune. Comme sur nos simulations, l'opacité des hydrocarbures gazeux commence à dominer les taux de refroidissement sur Neptune à 100 Pa et un déficit de chauffage similaire est présent dans la stratosphère.

2.10.3 Investigations

Comme nous l'avons vu précédemment, le modèle avec les paramètres actuels ne reproduit pas le profil de température sur ces planètes. Une ou plusieurs sources de chauffage sont nécessaires pour réconcilier les profils simulés et observés. À partir des contraintes observationnelles, trois potentielles sources de chauffage ont été choisies pour tenter d'expliquer la crise énergétique visible sur ces planètes. La première source de chauffage étudiée est l'absorption induite par les couches d'aérosols et des nuages. Les observations ont montré que des couches d'aérosols ou de nuage étaient présentes dans la troposphère et la stratosphère. Ainsi, ces aérosols pourraient jouer un rôle sur le bilan radiatif de ces planètes. La seconde source est l'abondance stratosphérique de méthane.

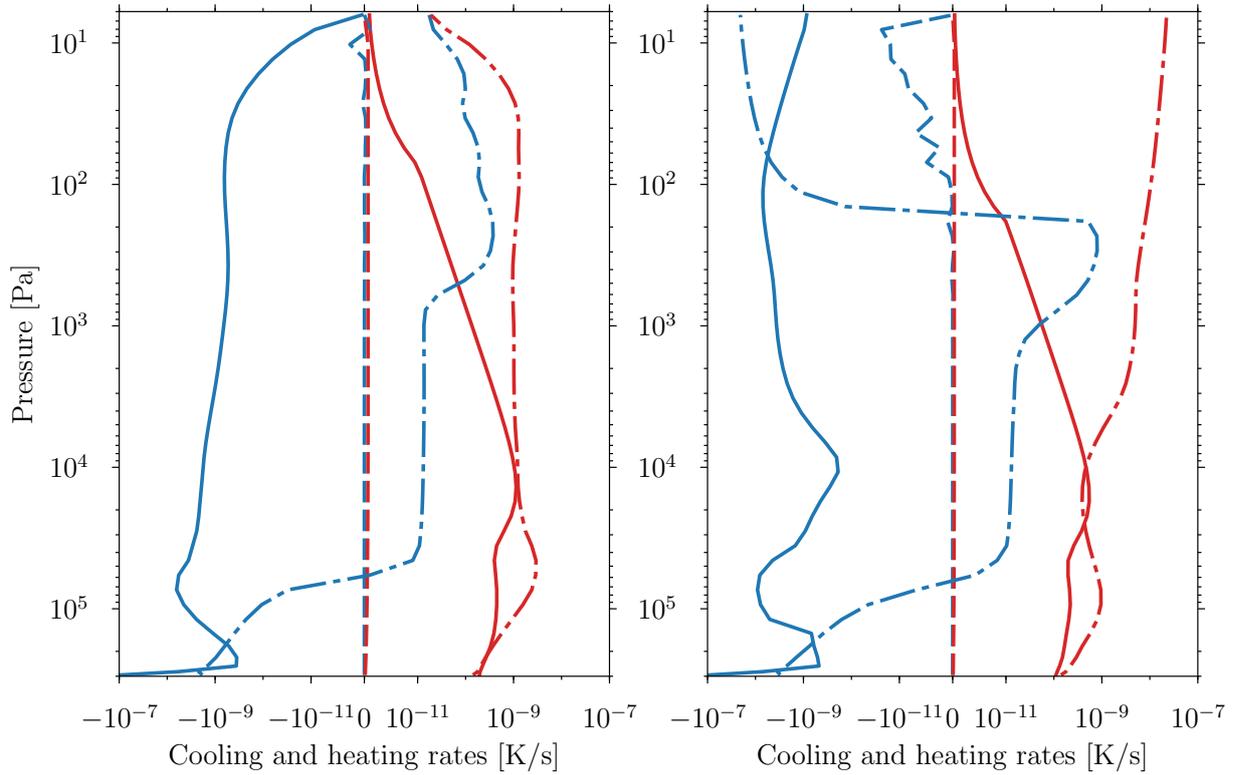


Figure 2.20 – Taux de chauffage (en rouge) et taux de refroidissement (en bleu) dans nos simulations sur Uranus (à gauche) et sur Neptune (à droite). La ligne continue correspond à l’opacité provenant des CIA, la ligne tiretée-pointillée à celle des hydrocarbures et la ligne tiretée à celle de la diffusion Rayleigh.

Les observations ont montré une importante dispersion des valeurs d’abondance de cette espèce qui est très active radiativement grâce à ces fortes bandes d’absorption dans le proche infra-rouge. La dernière source étudiée est la conduction thermosphérique. Les occultations stellaires de Voyager 2 ont montré une thermosphère très chaude. Un flux conductif provenant de cette thermosphère pourrait chauffer la stratosphère, située en-dessous. La combinaison de ces sources de chauffage sera également examinée. L’ensemble des investigations à propos de ces sources de chauffage est détaillé dans le chapitre suivant.

Chapitre 3

Sources de chauffage supplémentaires

Sommaire

3.1 Opacité des nuages et des brumes d'aérosols	95
3.1.1 Paramétrisation des particules de Mie	95
3.1.2 Résultats	100
3.1.3 Discussion	106
3.2 Abondance stratosphérique de méthane	109
3.2.1 Résultats	109
3.2.2 Discussion	113
3.3 Conduction thermosphérique	115
3.3.1 Paramétrisation de la conduction	115
3.3.2 Résultats	119
3.3.3 Discussion	119
3.4 Conclusions	120

3.1 Opacité des nuages et des brumes d'aérosols

3.1.1 Paramétrisation des particules de Mie

Les gouttelettes de nuages ou les aérosols sont des particules de taille microscopique. En raison de leur taille, la diffusion Rayleigh n'est pas applicable. Un autre type de diffusion intervient : la diffusion de Mie. Elle est issue de la résolution des équations de Maxwell au voisinage d'une sphère. Cette diffusion est, comme celle de Rayleigh, un processus de diffusion élastique. Elle décrit l'interaction – absorption, diffusion et réfraction

interne – d’une onde électromagnétique par une sphère homogène dans le cas où $r/\lambda \gtrsim 1$. Pour des paramètres de taille $x = 2\pi r/\lambda$, on rentre dans l’approximation de l’optique géométrique, c’est-à-dire, le problème peut être représenté par un tracé de rayon (lois de Snell-Descartes). L’interaction entre la particule de Mie et le rayonnement implique la polarisation de cette particule induisant un moment multipolaire dû à l’oscillation intramoléculaire de la charge. La puissance redistribuée par ce rayonnement se décompose en un pic plus ou moins marqué vers l’avant (quand le paramètre de taille x s’accroît) et une série d’interférences multiples directionnelles. La direction privilégiée de cette diffusion est donc vers l’avant.

La paramétrisation de cette diffusion se fait en amont du modèle à partir d’un code de mie (Bohren et al., 1983). Ce code nous permet de déterminer le coefficient d’extinction, l’albédo de simple de diffusion et le facteur d’asymétrie des particules d’une couche de nuage. Ces propriétés optiques sont déterminées à partir de la géométrie de la sphère et de son interaction avec le rayonnement. La section efficace d’extinction permet de caractériser la surface efficace d’interaction entre le rayonnement et la sphère d’une particule. Elle est définie comme le rapport entre la puissance d’extinction P_{ext} – diffusion et absorption – (en Watt) et l’irradiance de l’onde incidente I_i (en W.m^{-2}).

$$\sigma_{ext} = \frac{P_{ext}}{I_i} = \frac{P_{abs} + P_{diff}}{I_i} \quad (3.1)$$

Le caractère unidirectionnel de l’extinction peut paraître incohérent par rapport au fait que l’onde soit diffusée dans toutes les directions. Cela est dû à l’interaction entre l’onde incidente et l’onde diffusée qui génèrent des interférences dans les flux d’énergie émis dans toutes les directions. L’intégration de ces flux sur toute la sphère est nulle dans toutes les directions en raison de ces interférences sauf dans la direction vers l’avant (Berg et al., 2008). Quant à la section efficace de diffusion, elle est formulée par :

$$\sigma_{diff} = \frac{P_{diff}}{I_i} \quad (3.2)$$

On définit l’efficacité d’extinction (resp. diffusion) Q_{diff} comme le rapport entre la section efficace d’extinction (resp. diffusion) Q_{ext} et la section géométrique de la particule.

$$Q_{ext} = \frac{\sigma_{ext}}{\pi r^2} \quad (3.3)$$

$$Q_{diff} = \frac{\sigma_{diff}}{\pi r^2} \quad (3.4)$$

Le facteur d’asymétrie est défini comme étant la valeur moyenne du cosinus de l’angle de diffusion θ . Il s’agit de la moyenne de la fonction de phase p , représentant la quantité de

lumière diffusée par une particule en fonction de l'angle de phase (de diffusion), pondérée par le cosinus de l'angle de diffusion θ .

$$\langle \cos(\theta) \rangle = \int_{4\pi} p(\theta) \cos(\theta) d\Omega \quad (3.5)$$

À partir de ces efficacités, on peut déterminer l'intégralité des propriétés optiques des nuages/aérosols (le coefficient d'extinction, l'albédo de simple diffusion et le facteur d'asymétrie pour un rayon de particule et une longueur d'onde donnée), nécessaires à la résolution du transfert radiatif dans une atmosphère chargée en particules.

$$k_{ext}(r, \lambda) = Q_{ext}(r, \lambda) \quad (3.6)$$

$$\varpi(r, \lambda) = \frac{Q_{diff}(r, \lambda)}{Q_{ext}(r, \lambda)} \quad (3.7)$$

$$g(r, \lambda) = \langle \cos(\theta) \rangle \quad (3.8)$$

Ces propriétés ont été déterminées à partir du code de Mie publié dans [Bohren et al. \(1983\)](#). Une fois les propriétés optiques calculées à partir du code de Mie, elles sont implémentées dans notre modèle radiatif-convectif afin de simuler leur effet sur les taux de chauffage/refroidissement. Cependant, ces paramètres ne sont pas suffisants. Il est nécessaire de spécifier les propriétés physiques propres aux nuages/couches d'aérosols, à savoir les opacités dans les diverses couches de la colonne d'atmosphère représentée. L'épaisseur optique totale est fixée à une longueur d'onde donnée en entrée de notre modèle. Elle est ensuite reconstruite à toutes les longueurs d'onde par le modèle en fonction des valeurs du coefficient d'extinction k_{ext} obtenues par le code de Mie. L'épaisseur des nuages/couches d'aérosols est également fixée en fonction de la pression en bas du nuage et de l'échelle de hauteur fractionnelle définie par le ratio entre l'échelle de hauteur du nuage/couche d'aérosol et l'échelle de hauteur atmosphérique. Les particules au sein d'un nuage ou d'une couche d'aérosols ne possèdent pas tous le même rayon. Pour décrire le domaine de taille couvert par ces particules dans notre modèle, on utilise une distribution log-normale ([Hansen et al., 1974](#)). Le logarithme du rayon suit donc une répartition gaussienne caractérisée par un rayon effectif moyen r_{eff} et une variance effective v_{eff} qui sont en entrée de notre modèle.

$$n(r) = \frac{1}{r\sqrt{2\pi}\sigma_g} e^{-\frac{(\ln(r)-\ln(r_g))^2}{2\sigma_g^2}} \quad (3.9)$$

avec :

$$r_g = \frac{r_{eff}}{(1 + v_{eff})^{5/2}} \quad (3.10)$$

$$\sigma_g^2 = \ln(1 + v_{eff}) \quad (3.11)$$

Les propriétés optiques calculées pour ces paramètres suffisent à représenter le comportement optique de l'intégralité de la distribution et son impact sur le champ électromagnétique.

Couche de nuages/d'aérosols	Paramètres	Uranus	Neptune
Couche n°2 d'aérosols concentrés près du niveau de condensation de CH ₄	Base de la couche (hPa) P_2	1 500	2 000
	Échelle de hauteur fractionnelle f_2	0.1	0.1
	Épaisseur optique (à 0.8 μm) τ_2	2.0	1.0
	Rayon de particule (μm) r_2	0.8	0.8
Couche n°3 d'aérosols photochimiques étendue verticalement	Base de la couche (hPa) P_3	1 600	1 600
	Échelle de hauteur fractionnelle f_3	2.0	2.0
	Épaisseur optique (à 0.8 μm) τ_3	0.04	0.05
	Rayon de particule (μm) r_3	0.05	0.05
Nuage de méthane à la tropopause	Base de la couche (hPa) P_{CH_4}	-	200
	Échelle de hauteur fractionnelle f_{CH_4}	-	0.1
	Épaisseur optique (à 0.8 μm) τ_{CH_4}	-	0.03
	Rayon de particule (μm) r_{CH_4}	-	2.5

Table 3.1 – Ajustement optimal du scénario d'aérosols/de nuages d'après [Irwin et al. \(2022\)](#) qui est cohérent avec l'albédo de Bond récupéré lors du survol de Voyager 2 ([Pearl et al., 1990](#) ; [Pearl et al., 1991](#)).

Le scénario de nuage/d'aérosols utilisé est celui de [Irwin et al. \(2022\)](#) dont les paramètres physiques de chaque couche figurent dans le tableau 3.1. Concernant les indices de réfraction nécessaires aux calculs des propriétés optiques dans le code de Mie, nous utilisons ceux correspondant à la moyenne pondérée des meilleurs ajustements de [Irwin et al. \(2022\)](#) (figure 3.1 pour Uranus et figure 3.2 pour Neptune). Les indices de réfraction réels ne sont pas fournis dans cette étude. Pour les déterminer, nous utilisons les relations de Kramers-Kronig. Ces intégrales décrivent la relation entre la partie réelle et la partie d'une fonction complexe s'appliquant à tout système physique vérifiant le principe de causalité. On décompose l'indice de réfraction comme $n(\nu) = n_r(\nu) + in_i(\nu)$ avec n_r l'indice de réfraction réel, n_i l'indice de réfraction imaginaire et ν la fréquence. Les relations de Kramers-Kronig s'écrivent alors :

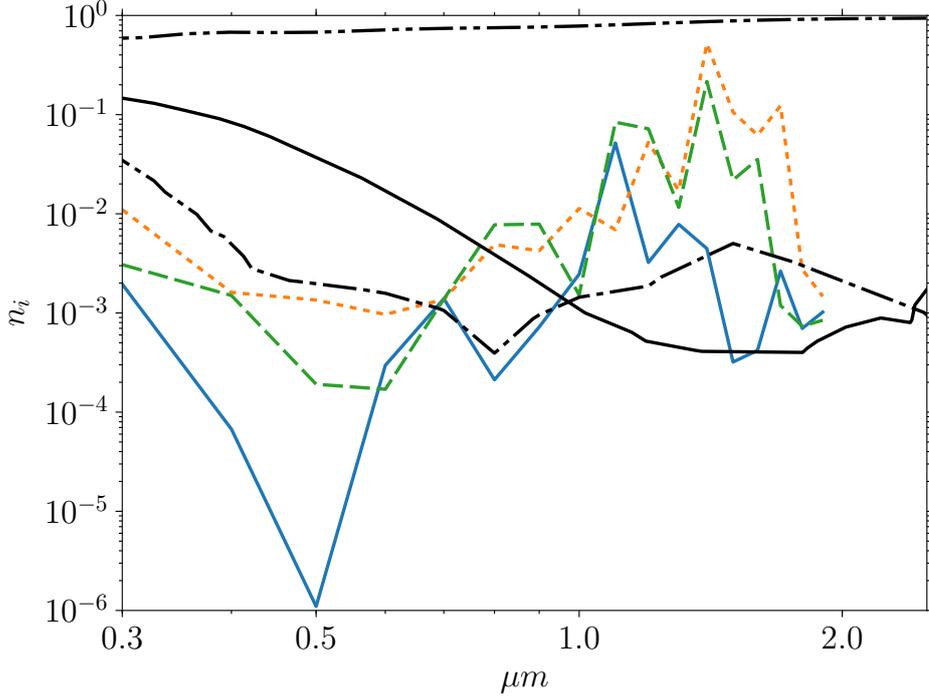


Figure 3.1 – Uranus : Partie imaginaire de l’indice de réfraction d’après [Irwin et al. \(2022\)](#) pour la couche d’aérosols n°1 (ligne bleue continue), n°2 (ligne orange pointillée) et n°3 (ligne verte tiretée). Les indices des tholins ([Khare et al., 1984](#)) (ligne noire continue), des tholins de glace ([Khare et al., 1993](#)) (ligne noire tiretée-pointillée) et du carbone-noir ([Jäger et al., 1998](#)) (ligne noire tiretée-double pointillée) sont également représentés.

$$n_r(\nu) = +\frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\nu' n_i(\nu')}{\nu'^2 - \nu^2} d\nu' \quad (3.12)$$

$$n_i(\nu) = -\frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\nu n_r(\nu')}{\nu'^2 - \nu^2} d\nu' \quad (3.13)$$

Pour l’intégration de ces relations, nous utilisons la valeur de l’indice réel fournie par [Irwin et al. \(2022\)](#) à $0.8 \mu\text{m}$ ainsi que la valeur de l’indice imaginaire retrouvée par [Irwin et al. \(2022\)](#) à la même longueur d’onde. Les indices réels et imaginaires obtenus (figures 3.1 & 3.3 pour Uranus et figure 3.2 & 3.4 pour Neptune) couvrent une gamme spectrale allant du visible au proche infrarouge. Néanmoins, ce n’est pas suffisant car il est nécessaire de connaître l’indice de réfraction dans l’infrarouge thermique pour prendre en compte l’émission thermique des nuages et des couches d’aérosols. Ainsi, trois valeurs réalistes ad hoc différentes de l’indice de réfraction imaginaire (1×10^{-1} , 1×10^{-2} , 1×10^{-3}) dans cette gamme spectrale (entre 2 et $100 \mu\text{m}$) ont été testées afin d’estimer l’importance

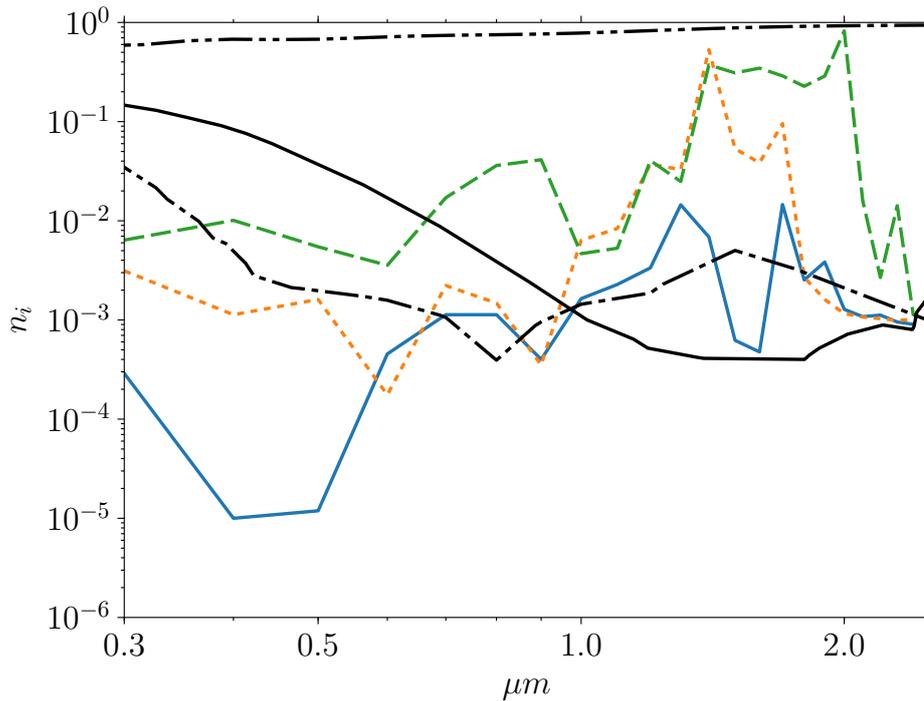


Figure 3.2 – Identique à la figure 3.1 mais adaptée pour Neptune.

du refroidissement radiatif par ces brumes. Pour l'indice de réfraction réel à ces longueurs d'onde, nous fixons la valeur à celle reconstruite par les indices optiques à la longueur d'onde la plus élevée fournie par Irwin et al. (2022). Dans le cas de Neptune, les indices de réfraction de Martonchik et al. (1994) sont utilisés pour le nuage de méthane situé à la tropopause.

3.1.2 Résultats

Avant d'évaluer l'impact radiatif des aérosols sur le profil de température, des tests préliminaires ont été effectués en fonction des plages des différents paramètres de ces couches de nuages et de brume (Tableau 2 dans Irwin et al. (2022)). Nous vérifions si l'albédo de Bond obtenu par notre modèle est cohérent avec celui récupéré lors du survol de Voyager 2. Le scénario le mieux ajusté pour les deux planètes est donné dans le tableau 3.1 et l'albédo bolométrique obtenu à partir de ces paramètres est de 0.35 pour Uranus et de 0.34 pour Neptune, ce qui correspond pour les deux planètes à la limite supérieure de l'albédo de Bond obtenu lors du survol de Voyager 2. Sachant que l'albédo de Bond observé est peut-être surestimé sur Neptune (Wenkert et al., 2022), l'albédo obtenu par notre modèle n'est peut-être pas réaliste. Cependant, sans la couche nuageuse de méthane à la tropopause, l'albédo de Bond obtenu est égal à 0.29.

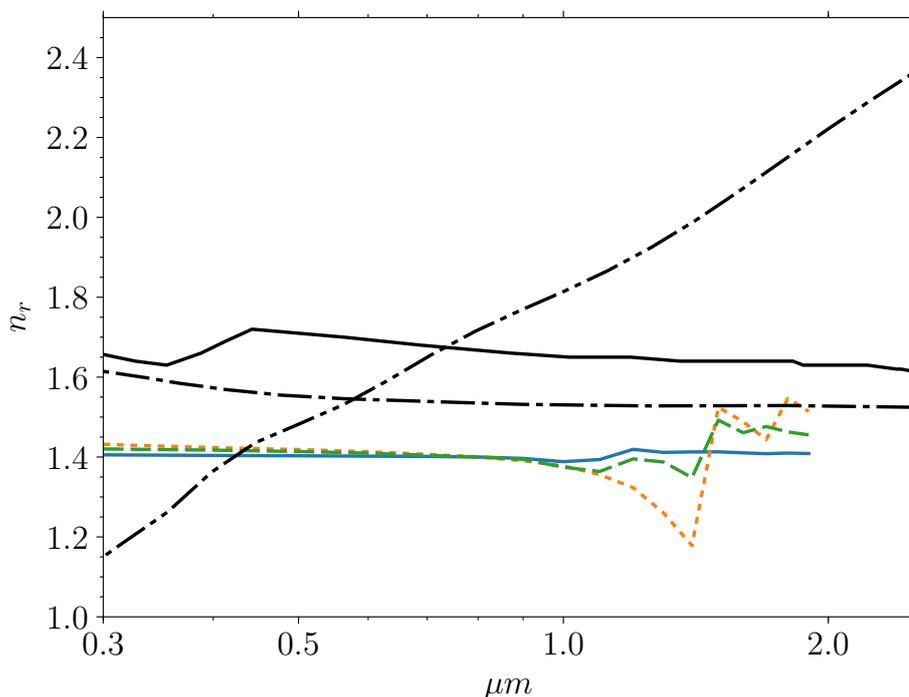


Figure 3.3 – Uranus : Partie réelle de l’indice de réfraction d’après Irwin et al. (2022) pour la couche d’aérosols n°1 (ligne bleue continue), n°2 (ligne orange pointillée) et n°3 (ligne verte tiretée). Les indices des tholins (Khare et al., 1984) (ligne noire continue), des tholins de glace (Khare et al., 1993) (ligne noire tiretée-pointillée) et du carbone-noir (Jäger et al., 1998) (ligne noire tiretée-double pointillée) sont également représentés.

Notre profil de température simulé avec le scénario d’aérosols sur Uranus pour les trois différentes valeurs de l’indice de réfraction (n_i) se rapproche étroitement des observations de Voyager 2 (figure 3.5). Précédemment, nous avons vu que la différence entre la température simulée sans les couches d’aérosols et la température observée est de 70 K dans la basse stratosphère (~ 10 Pa). En ajoutant ces couches d’aérosols, elle n’est plus que de ~ 5 -10 K à ce niveau de pression en fonction de la valeur de n_i dans l’infrarouge thermique. Au niveau de la tropopause et de la basse stratosphère, la structure thermique est maintenant plus cohérente avec le niveau observé de la tropopause que dans le cas sans couche d’aérosols. Cette différence s’explique par l’absence d’espèces radiatives suffisamment absorbantes pour réchauffer l’atmosphère à ces niveaux. L’indice de réfraction de cette couche d’aérosol est assez élevé dans le proche ultraviolet et dans le proche infrarouge, et l’opacité est suffisante pour que l’absorption soit assez importante pour permettre un chauffage. Les résultats de nos simulations sont différents de ceux des publications précédentes, dans lesquelles on supposait que les aérosols n’avaient que peu ou pas d’effet sur le réchauffement de la stratosphère (Marley et al., 1999; Moses et al.,

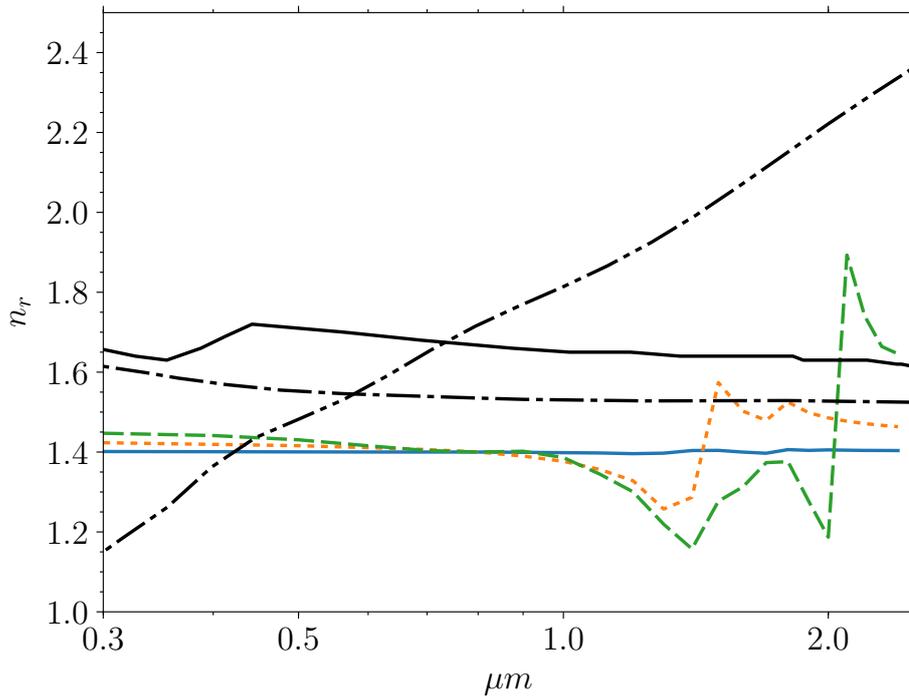


Figure 3.4 – Identique à la figure 3.3 mais adaptée pour Neptune.

1995). Ce point sera abordé dans la sous-section suivante. Pour des pressions inférieures à 30 Pa, ce chauffage n'est plus suffisant pour maintenir un profil similaire à celui des observations, en raison d'une opacité plus faible de la couche d'aérosols. Le profil devient presque isotherme puis s'éloigne du profil de température observé sur Uranus. Un chauffage supplémentaire est nécessaire au sommet de notre modèle pour ramener le profil simulé au profil observé.

La nature de ces aérosols est inconnue, mais semble similaire aux tholins ou aux tholins de glace¹ (Irwin et al., 2022) car ils ont des indices de réfraction grossièrement similaires (figure 3.1 & 3.2). Des tests complémentaires en changeant les indices optiques des couches d'aérosols par ceux des tholins et des tholins de glace ont donc été réalisés. Notre modèle simule un réchauffement similaire en remplaçant les indices optiques de Irwin et al. (2022) par ceux des tholins (figure 3.6). En utilisant les indices optiques des tholins de glace, un réchauffement est également observé, mais il est moins important. L'albédo de Bond de 0.29 obtenu avec les tholins est presque identique à la valeur mesurée sur Uranus. Mais dans le cas des tholins de glace, ces derniers réfléchissent trop de lumière.

1. Les tholins sont des substances produites en laboratoire pour décrire des composants organiques azotés qu'on trouve sur les surfaces planétaires des corps glacés du Système solaire externe comme Titan ou Triton. Les tholins de glace sont similaires sauf qu'ils sont produits à partir de glace d'eau et d'une faible quantité d'hydrocarbures (CH_4 , C_2H_6). Ces substances seraient communes aux comètes.

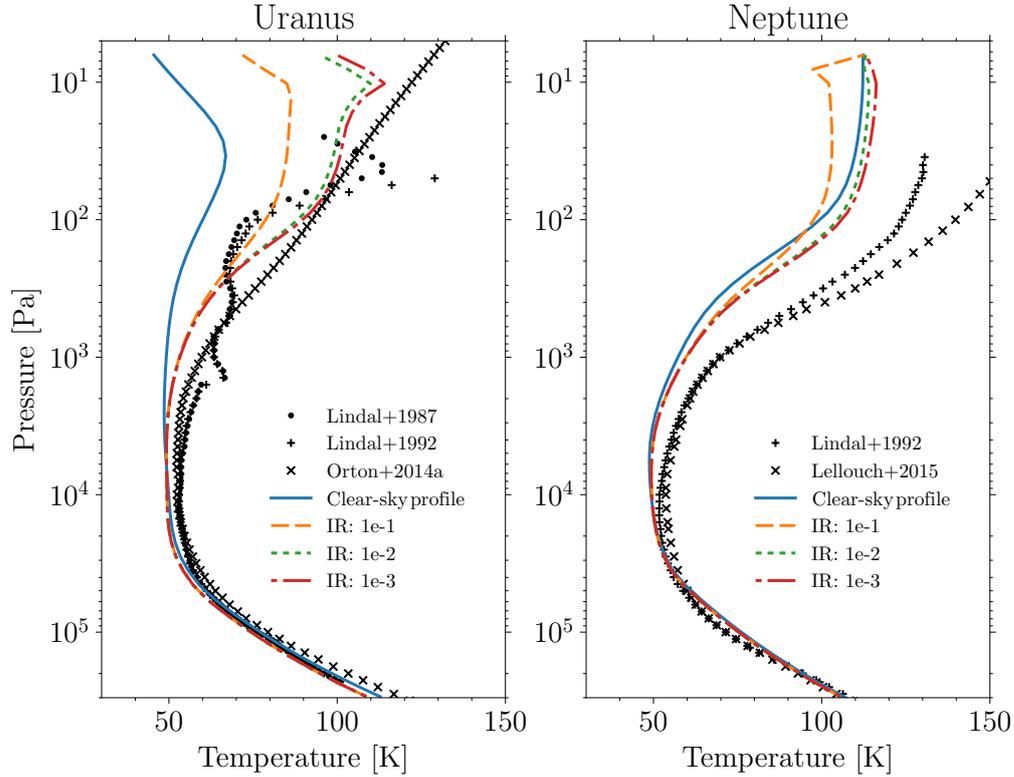


Figure 3.5 – Profils de température simulés d’Uranus (à gauche) et de Neptune (à droite) avec le scénario d’aérosols de [Irwin et al. \(2022\)](#) pour trois valeurs différentes du coefficient d’absorption dans l’infrarouge thermique. La ligne orange tiretée correspond au cas où l’indice imaginaire serait de 10^{-1} dans l’infrarouge thermique, la ligne verte pointillée correspond au cas 10^{-2} et la ligne rouge tiretée-pointillée correspond au cas 10^{-3} . Pour un n_i inférieur à 10^{-3} dans l’infrarouge thermique, le profil de température obtenu est quasiment identique au cas à 10^{-3} à 0.1 K près. À titre de comparaison, la température atteinte sans aérosols (figure 2.19) est ajoutée (ligne bleue continue) ainsi que les différentes observations en noir, comme décrit dans la figure 2.19.

L'albédo de Bond atteint 0.38.

Dans le cas de Neptune, le réchauffement produit par les couches d'aérosols est moins important que celui obtenu sur Uranus (figure 3.5) car l'absorption dans le proche infrarouge est déjà dominée par la forte abondance de méthane dans la stratosphère (contrairement à Uranus). L'ajout du scénario d'aérosols ne fait gagner que 5 K par rapport à la simulation sans aérosols à ~ 1 hPa. À des pressions inférieures à 100 Pa, la température devient également presque isotherme. En remplaçant les indices optiques par des tholins ou des tholins de glace, aucun changement significatif n'est observé (figure 3.6). L'albédo de Bond obtenu avec les tholins est proche des valeurs observées. L'albédo de Bond calculé avec les tholins de glace reste également cohérent avec les observations pour Neptune (0.33). Néanmoins, un chauffage supplémentaire semble nécessaire : dans la suite, l'effet de la conduction thermosphérique et l'ajout d'un profil de méthane différent seront évalués. Dans la troposphère, on observe que la température simulée est plus élevée que celle obtenue par radio-occultation. Cette différence de température avec les observations peut être expliquée par les hypothèses de la composition des gaz faites pour le calcul de la température des radio-occultations. Ces dernières ont été basées sur l'hypothèse d'un rapport He/H₂ de 0.15/0.85 pour Uranus (Conrath et al., 1987) et de 0.19/0.81 pour Neptune (Conrath et al., 1991b) ainsi qu'une fraction molaire de CH₄ de 2% dans la troposphère des deux planètes. Cependant, les incertitudes sur le rapport He/H₂ peuvent conduire à des changements de température significatifs. Sromovsky et al. (2011) ont réanalysé les profils de radio-occultation d'Uranus et a exploré différentes valeurs de fraction molaire de He en diminuant sa valeur nominale de 0.15 de 1 à 1.3 fois son incertitude. Aucune différence n'est visible au-dessus du niveau de 1 300 hPa, mais en dessous, la gamme de température en fonction du rapport He/H₂ est comprise entre 99 K et 109 K à 2 300 hPa. Conrath et al. (1993) et Burgdorf et al. (2003) ont révisé la fraction molaire de He dans l'atmosphère de Neptune à 0.15 mais aucune réanalyse du profil de température par radio-occultation de Voyager 2 avec cette valeur n'a été faite. De plus, les récentes évaluations de la fraction molaire de CH₄ dans la troposphère ont montré qu'un fort gradient latitudinal existe entre l'équateur et les pôles (voir section 1.3.3) sur les 2 planètes (Karkoschka et al., 2009; Karkoschka et al., 2011).

La poussière des anneaux d'Uranus est une autre source d'opacité potentielle. Les observations UVS ont montré que l'exosphère d'hydrogène d'Uranus enveloppe les anneaux et peut donc transporter des poussières dans l'atmosphère (Rizk et al., 1990). La nature et les propriétés physiques de cette poussière sont inconnues, mais on sait que les particules des anneaux d'Uranus sont très sombres, semblables à du carbone noir (Ockert et al., 1987; Karkoschka, 1997). Le chauffage induit par ces particules a donc été testé afin de vérifier cette hypothèse. Nous avons effectué des tests en utilisant des constantes optiques de carbone noir récupérées en laboratoire à partir d'une expérience de pyrolyse (Jäger et al., 1998). Une couche de ce type de particules de petit rayon (0.1

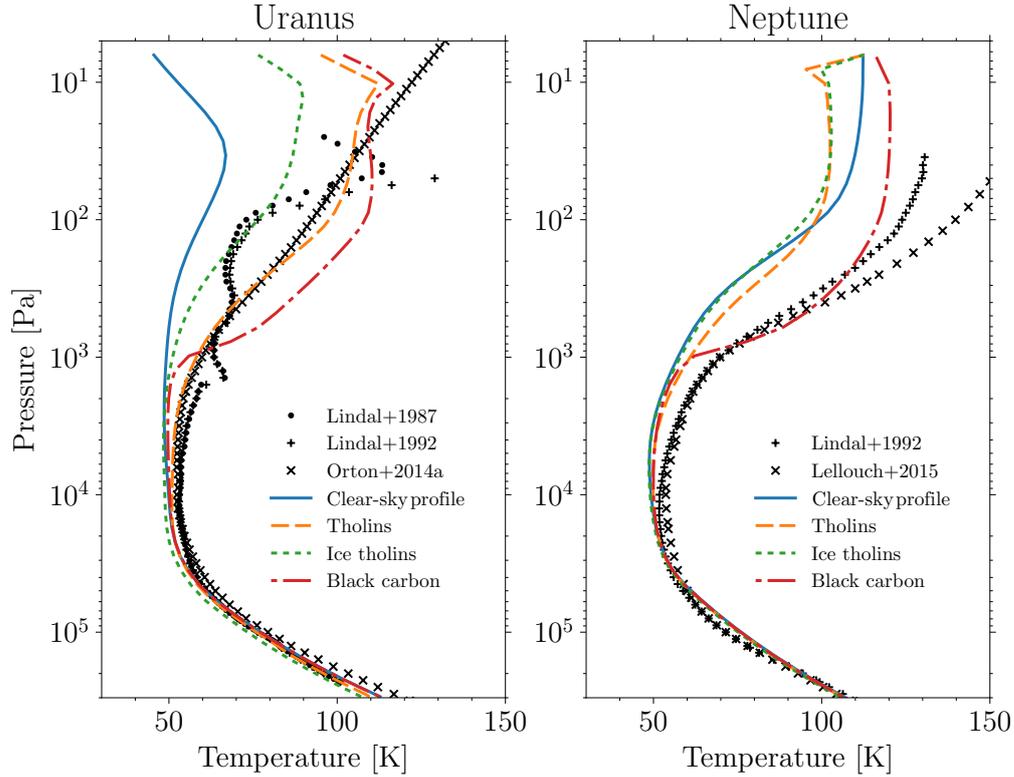


Figure 3.6 – Profils de température simulés d’Uranus (à gauche) et de Neptune (à droite) avec le scénario d’aérosols de [Irwin et al. \(2022\)](#) mais avec des indices optiques différents. La ligne orange tiretée correspond au cas où les indices optiques de [Irwin et al. \(2022\)](#) sont remplacés par ceux des tholins ([Khare et al., 1984](#)) et la ligne verte pointillée correspond aux tholins de glace ([Khare et al., 1993](#)). La ligne rouge tiretée-pointillée correspond à la température simulée avec une couche de poussière de carbone noir ad hoc située entre 5 et 1 000 Pa. La ligne bleue et les symboles noirs sont décrits dans la [figure 2.19](#).

μm) et optiquement mince ($\tau = 0.01$ à 160 nm) confinée arbitrairement entre $1\,000$ et 5 Pa peut réchauffer toute cette couche verticale. L'albédo de Bond de 0.27 obtenu est de plus cohérent avec la valeur calculée à l'époque de Voyager 2 (0.30 ± 5). L'ajout de cette couche sur Neptune donne un résultat similaire (figure 3.6) mais l'épaisseur optique doit être plus grande que sur Uranus ($\tau = 0.05$ à 160 nm). Cette plus grande opacité signifie que l'atmosphère est plus sombre, avec un albédo de Bond égal à 0.22 , incompatible avec la valeur observée (0.29 ± 5).

Sur les deux planètes, comme West et al. (1991) et Marley et al. (1999), nous constatons que les glaces d'éthane (C_2H_6), d'acétylène (C_2H_2) et de diacétylène (C_4H_2) ne sont pas suffisamment sombres dans l'UV et le visible et trop fines optiquement pour absorber des quantités significatives de flux solaire en utilisant le scénario d'aérosols de Pollack et al. (1987) et Baines et al. (1995) pour Uranus et Baines et al. (1994) pour Neptune (figure 3.7). De plus, sur Uranus, la couche d'acétylène possède un anti-effet de serre et entraîne une diminution de la température de 5 à 10 K . Cette couche d'aérosols pourrait être responsable de la basse température observée entre 70 et 300 Pa sur Uranus. Mais l'absence de cette diminution sur Neptune pourrait indiquer qu'une autre source radiative ou processus dynamique soit à l'origine des maxima et minima visibles dans la basse stratosphère d'Uranus.

3.1.3 Discussion

L'hypothèse d'aérosols absorbant le flux solaire, localement ou globalement, a déjà été proposée pour expliquer la source de chauffage manquante à ces niveaux de pression (Appleby, 1986 ; Lindal et al., 1987 ; Pollack et al., 1987 ; Bezar, 1990 ; Rizk et al., 1990). Appleby (1986) a analysé le spectre d'albédo géométrique de l'International Ultraviolet Explorer (IUE) et a produit un réchauffement suffisant en ajoutant une couche d'aérosols distribuée uniformément entre 500 et 0.03 hPa qui a absorbé 15% de l'irradiation solaire totale sur Uranus. Sur Neptune, l'ajout d'une source de chauffage par aérosol dans la zone radiative ne résout pas totalement l'écart entre le profil de température observé et simulé. Cependant, à partir de la réanalyse de Karkoschka (1994) du spectre IUE, Marley et al. (1999) ont trouvé que le spectre réanalysé était incompatible avec le chauffage par aérosol de Appleby (1986) sur Uranus et Neptune.

Après Voyager 2, de nouveaux scénarios de profils verticaux d'aérosols ont été développés, comme celui de Rages et al. (1991) pour Uranus. Ce scénario consiste en une brume d'aérosols dont le rayon varie de $0.01 \mu\text{m}$ à 0.5 hPa à $0.2 \mu\text{m}$ à $1\,000 \text{ hPa}$, la partie imaginaire de l'indice de réfraction varie de 0.02 à $0.3 \mu\text{m}$ de longueur d'onde à 0.002 à $0.65 \mu\text{m}$, ce qui correspond à une valeur élevée de l'albédo de simple diffusion. L'absence de chauffage par la brume dans le modèle de Marley et al. (1999) peut s'expliquer par l'hypothèse de petites particules de brume stratosphérique dans le scénario de Rages et

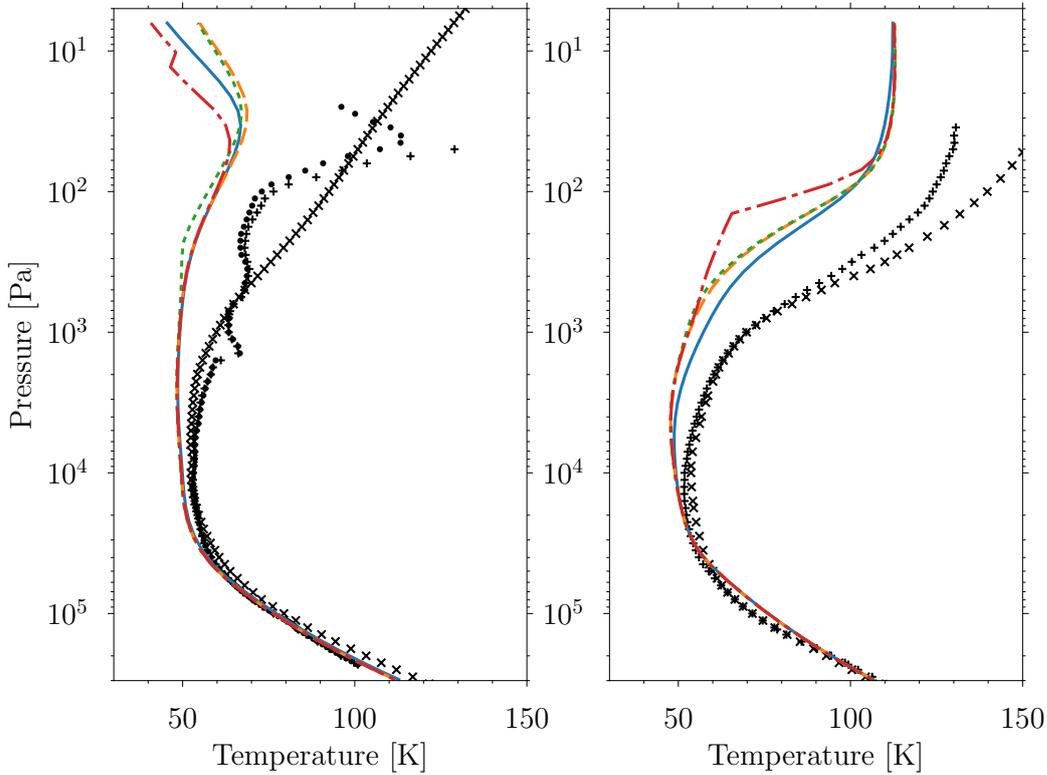


Figure 3.7 – Profils de température simulés d’Uranus (à gauche) et de Neptune (à droite) avec le scénario sans aérosols (ligne bleue continue), celui avec de la glace de C_2H_6 (ligne orange tiretée), de C_2H_2 (ligne verte pointillée) et celui de C_4H_2 (ligne rouge tiretée-pointillée). Pour les couches d’hydrocarbures, le modèle de [Pollack et al. \(1987\)](#) et [Baines et al. \(1995\)](#) a été utilisé pour Uranus et celui de [Baines et al. \(1994\)](#) pour Neptune. Ces modèles donnent uniquement l’épaisseur optique totale de ces trois couches d’hydrocarbures ensemble. Nous avons donc testé chacune de ces couches séparément en fixant leur épaisseur optique à l’épaisseur optique totale afin d’estimer l’effet maximal que pourrait avoir chacune de ces couches si elles étaient à l’origine à elle seule de l’épaisseur optique totale à ces niveaux de pression. La couche de CH_4 à $\sim 1\,000$ hPa de ces modèles a été prise en compte. Les symboles noirs sont décrits dans la figure [2.19](#) .

al. (1991) (passant d'un rayon de $0.05 \mu\text{m}$ à 500 Pa à $0.01 \mu\text{m}$ à 40 Pa). Cette diminution de la taille des particules a pour effet de favoriser la diffusion plutôt que l'absorption à des pressions plus faibles. En augmentant l'indice imaginaire de réfraction du scénario de brume Rages et al. (1991), les aérosols deviennent suffisamment sombres dans l'ultraviolet pour réchauffer la stratosphère (Marley et al., 1999). Cependant, l'albédo géométrique observé dans l'UV n'est pas reproduit (Marley et al., 1999) et l'analyse de l'émission Lyman- α par diffusion de Raman dans l'ultraviolet (Yelle et al., 1987) montre que l'atmosphère au-dessus du niveau 0.5 hPa semble être claire sur Uranus. Marley et al. (1999) a donc rejeté les brumes comme solution possible à la "crise énergétique" sur Uranus. Le scénario de brume de Irwin et al. (2022), qui est dérivé des analyses des spectres réfléchis entre 0.4 et $2.3 \mu\text{m}$, peut réchauffer la stratosphère d'Uranus et être proche du profil de Voyager 2 (fig.3.5) avec un rayon de particule suffisamment grand pour favoriser l'absorption et n'a pas besoin d'être sombre dans l'UV. La faible quantité de méthane dans la stratosphère d'Uranus permet à toute couche d'aérosols légèrement opaque dans le visible et le proche infrarouge d'être une source de chaleur suffisante. Au contraire, sur Neptune, le scénario d'aérosols testé ici n'est pas en mesure de chauffer significativement la stratosphère (figure 3.5) parce que la plus grande abondance de méthane sur cette planète entraîne une plus grande absorption par ses bandes dans le visibles et proche-infrarouge et limite tout chauffage par des couches d'aérosols.

Il faut toutefois noter que le scénario de Irwin et al. (2022) est un scénario idéalisé. La distribution verticale réelle des brumes d'aérosols stratosphériques est inconnue. Une structure verticale plus complexe est attendue avec des minima et des maxima locaux de profondeur optique et des rayons de particules différents (Toledo et al., 2019; Toledo et al., 2020). L'efficacité du chauffage par les aérosols peut donc être différente d'une couche à l'autre par rapport à nos simulations. Les aérosols peuvent également être organisés en bandes, comme c'est le cas pour Jupiter et Saturne. Sur Uranus, plusieurs bandes ont d'ailleurs été révélées sur des images dans le proche infrarouge (Sromovsky et al., 2015).

Concernant les poussières provenant des anneaux d'Uranus (Rizk et al., 1990), à partir de l'UVS, une limite supérieure de 0.1 à 160 nm en profondeur optique et une limite inférieure de $0.003 \mu\text{m}$ en rayon ont été trouvées avec l'hypothèse que la profondeur optique à 400 km est entièrement due à l'extinction par les aérosols. Avec ces paramètres, Rizk et al. (1990) ont pu réchauffer la couche de 0.1 - 1 Pa en utilisant les indices optiques d'un mélange de glace de carbone et d'eau. Dans notre modèle, en étendant arbitrairement cette couche depuis le sommet jusqu'à $1\,000 \text{ Pa}$ et en utilisant les indices optiques du carbone noir (Jäger et al., 1998), le chauffage des poussières est suffisant pour se rapprocher de la température observée dans la stratosphère non seulement sur Uranus, mais aussi sur Neptune. Cette solution souffre cependant d'un support observationnel. La concentration, la distribution verticale et méridienne, la taille des particules et l'ensemble de leurs propriétés optiques restent mal connus. Les observations radio de Voyager 2 ont

sondé la région équatoriale d'Uranus, mais les températures moyennes globales (Orton et al., 2014) et les images dans l'infrarouge moyen (Roman et al., 2022) indiquent que la stratosphère est également trop chaude aux hautes latitudes par rapport aux modèles radiatifs. Les particules de poussière devraient être transportées de l'équateur vers les hautes latitudes pour réchauffer toute la stratosphère. Par ailleurs, si l'existence de particules tombant des anneaux peut être suggérée sur Uranus (Broadfoot et al., 1986; Herbert et al., 1987), la question reste ouverte sur Neptune. Ainsi, il est, à ce jour, difficile d'émettre avec certitude que ces aérosols sont la solution de la "crise énergétique" sachant que le scénario d'aérosols de Irwin et al. (2022), plus contraint, permet déjà de chauffer la stratosphère et a des propriétés optiques bien différentes de celles du carbone noir (voir figure 3.1 & 3.2).

3.2 Abondance stratosphérique de méthane

3.2.1 Résultats

L'abondance du méthane est assez mal connue sur les deux planètes. Nous explorons l'impact de l'abondance du méthane sur notre profil simulé afin d'évaluer si le décalage entre la modélisation et les observations pourrait être résolu en fixant une abondance de méthane spécifique dans les limites des erreurs d'observation. Le profil nominal du méthane utilisé par notre modèle regroupe le profil de Lellouch et al. (2015) au-dessous du niveau 100 hPa sur Uranus (1000 Pa pour Neptune) et celui de Moses et al. (2018) au-dessus de ce niveau. Cependant, les divergences susmentionnées (figures 1.8 & 1.9) dans les différentes valeurs de méthane observées dans la basse stratosphère et/ou dans le niveau d'altitude de l'homopause laisse de la place pour tester d'autres profils de méthane. Nous avons testé également des profils de méthane à abondance irréaliste afin d'évaluer la quantité de méthane nécessaire pour obtenir la température observée. Pour Uranus, les tests ont été effectués en multipliant par 2, 4, 6, 8 et 10 notre cas nominal de fraction molaire de CH_4 au-dessus du niveau de condensation du méthane, avec la contrainte de ne jamais dépasser la saturation en CH_4 . Le dernier test est similaire à la fraction molaire moyenne de CH_4 obtenu sur Neptune. Dans le cas de Neptune, le niveau de l'homopause du méthane est déjà au-dessus du sommet du modèle. Ainsi, seuls des tests en multipliant les fractions molaires de CH_4 au-dessus du niveau de condensation à priori du méthane ont été effectués sans dépasser la saturation en CH_4 .

Les tests présentés ci-dessous ont été réalisés sans aucune couche d'aérosols/nuages (sauf mention contraire). Les résultats obtenus avec différentes valeurs de l'abondance du méthane montrent que la stratosphère d'Uranus est très sensible à la quantité de méthane (figure 3.8). Une valeur de 10^{-4} pour la fraction molaire de CH_4 dans toute la basse stratosphère, qui correspond à un cas saturé à la tropopause, peut réchauffer

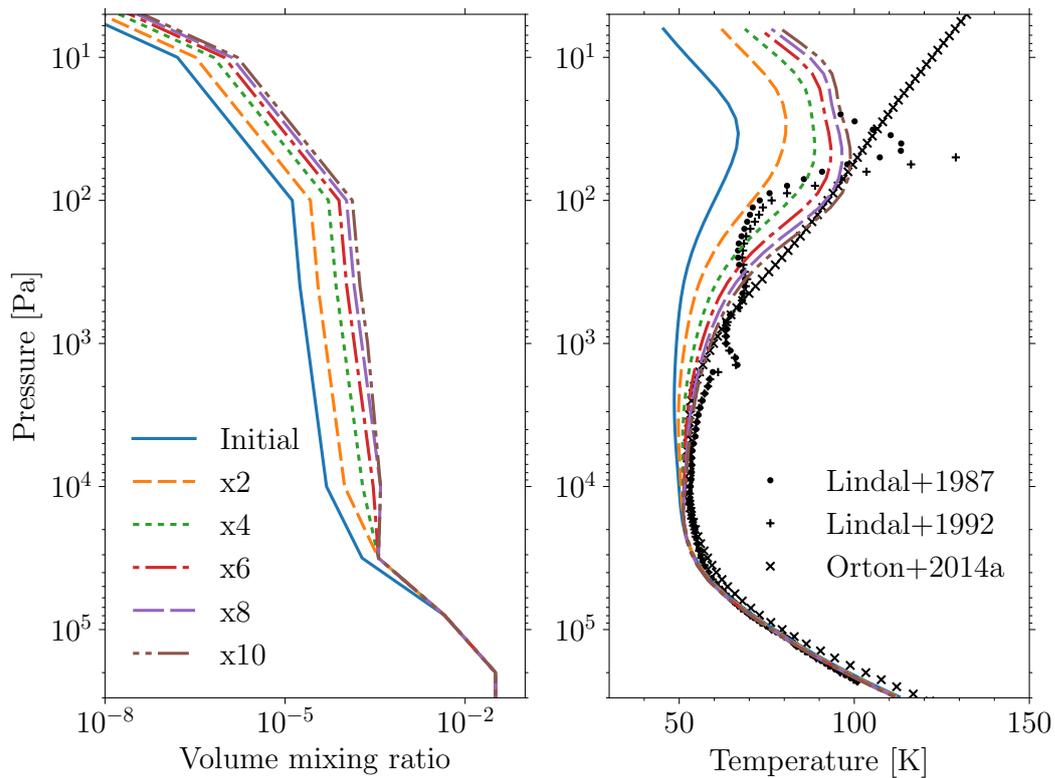


Figure 3.8 – À gauche : profils de température simulés avec le profil nominal de fraction molaire de CH_4 (ligne bleue continue), avec 2 (courbe orange en tiret court), 4 (courbe verte pointillée), 6 (courbe rouge tiretée-pointillée), 8 (courbe violette en tiret long) et 10 (courbe marron tiretée-pointillée) fois le profil nominal sur Uranus. À droite : le profil de fraction molaire de CH_4 correspondant. Les symboles noirs sont les températures observées décrites dans la figure 2.19 .

suffisamment ces niveaux pour correspondre aux observations. Cette quantité est trop importante par rapport aux observations moyennes globales (3 à 10 fois plus élevées selon le niveau de pression). On pourrait avancer la possibilité d’une plus grande abondance locale de méthane à l’endroit du profil de radio-occultation de Voyager 2, cependant, la température moyenne globale étant similaire à celle de Voyager 2, cette affirmation est peu probable. Mais des gradients de méthane forts et temporels comme pour le C_2H_2 (Roman et al., 2022) peuvent exister. Des tests complémentaires ont été effectués en augmentant uniquement l’homopause du profil nominal de 100 à 10 Pa en maintenant le gradient vertical entre 100 et 200 Pa (figure 3.10). Un réchauffement a été observé, mais il est resté confiné aux derniers niveaux de notre modèle (pour des pressions inférieures à ~ 50 Pa). L’albédo de Bond obtenu pour toutes les abondances testées est similaire à l’albédo de Bond en ciel clair (voir section 2.10).

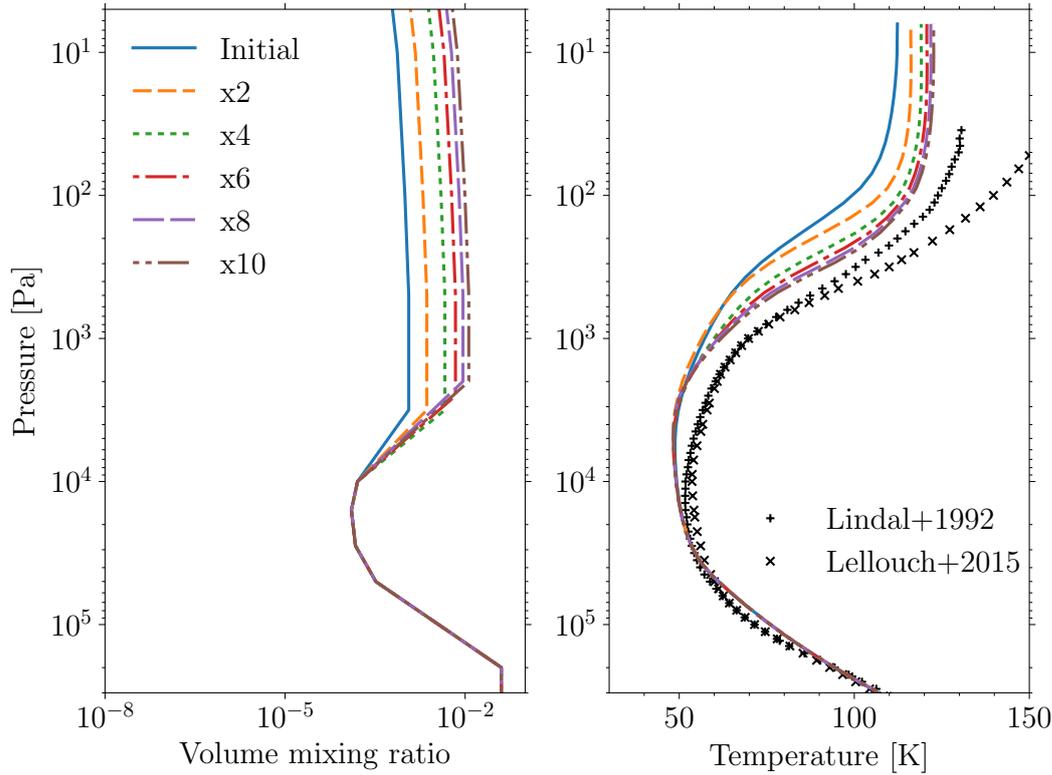


Figure 3.9 – À gauche : profils de température simulés avec le profil nominal de fraction molaire de CH₄ (ligne bleue continue), avec 2 (courbe orange en tiret court), 4 (courbe verte pointillée), 6 (courbe rouge tiretée-pointillée), 8 (courbe violette en tiret long) et 10 (courbe marron double tiretée-pointillée) fois le profil nominal sur Neptune. À droite : le profil de fraction molaire de CH₄ correspondant. Les symboles noirs sont les températures observées décrites dans la figure 2.19 .

En ajoutant le scénario nuage/aérosol le mieux ajusté, la quantité de méthane supplémentaire nécessaire pour réchauffer la stratosphère est beaucoup moins importante, voire inutile étant donné que la température simulée uniquement avec le modèle nuageux est déjà proche des observations de Voyager 2. Une quantité 2 à 4 fois supérieure à notre profil de référence, toujours cohérente avec la gamme d’observations (figure 3.11), est suffisante pour correspondre au profil de température de Voyager 2. Ainsi, une plus grande abondance de méthane peut expliquer en partie les températures chaudes observées, au deuxième ordre. Dans tous les scénarios testés décrits ci-dessus, la combinaison des scénarios de nuages et de brume et des différents profils d’abondance du méthane reste insuffisante pour reproduire la température observée sur Uranus à des pressions inférieures à 30 Pa. Un chauffage supplémentaire est nécessaire au sommet du modèle pour réduire l’écart entre la température simulée et la température observée. En augmentant

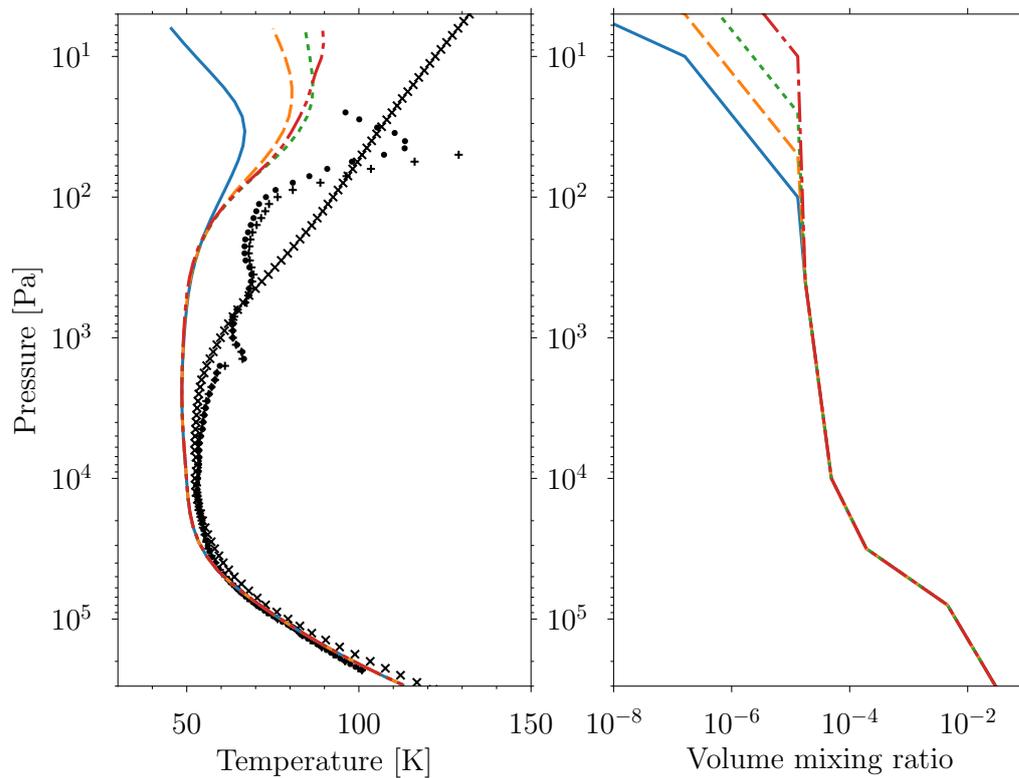


Figure 3.10 – À gauche : profils de température simulés sur Uranus sans scénario d'aérosol et un profil de fraction molaire de CH_4 nominal, sauf à des pressions inférieures à 100 Pa où la pression correspondant à la fraction molaire de CH_4 est augmentée de 2 (ligne orange tiretée), 4 (ligne verte pointillée), 10 (ligne rouge tiretée-pointillée) fois la valeur de la pression nominale (ligne bleue continue). Les symboles noirs sont les températures observées décrites dans la figure 2.19. À droite : le profil de fraction molaire de CH_4 correspondant.

l'homopause du méthane au-dessus de 10 Pa, la température devient plus froide parce que la quantité plus élevée de méthane émet plus de lumière infrarouge thermique à ces niveaux et l'effet net est de refroidir l'atmosphère (figure 3.12).

Sur Neptune, l'atmosphère est beaucoup moins sensible à l'ajout d'une plus grande quantité de méthane (figure 3.9) à n'importe quelle pression de notre modèle. Les bandes d'absorption du méthane étant déjà nettement saturées, un ajout supplémentaire de méthane n'a que peu ou pas d'effet. Pour être proche de la température observée, l'abondance de méthane devrait être 100 fois supérieure à celle mesurée. Malgré un chauffage supplémentaire par aérosol, une abondance irréaliste de CH_4 serait nécessaire pour s'approcher des observations. Ainsi, une plus grande abondance de méthane ne peut pas être la solution à la "crise énergétique" sur Neptune, même avec un chauffage supplémentaire

par aérosol.

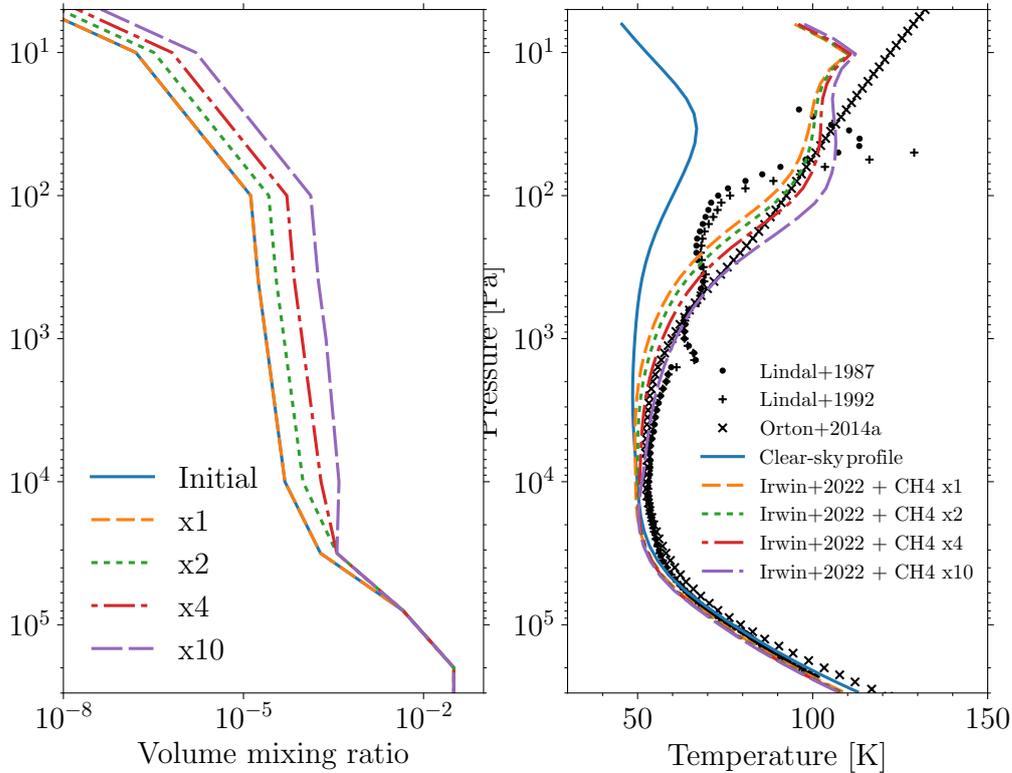


Figure 3.11 – À gauche : profils de température simulés sur Uranus avec le scénario d’aérosols de Irwin et al. (2022) pour un profil de fraction molaire de CH₄ nominal (ligne orange en tiret court), 2 (ligne verte pointillée), 4 (ligne rouge tiretée-pointillée) et 10 (ligne violette en tiret long) fois le profil de fraction molaire de CH₄ nominal (à gauche). La ligne bleue continue est le scénario sans aérosol et avec le profil nominal de CH₄. À droite : le profil de fraction molaire de CH₄ correspondant. Les symboles noirs sont les températures observées décrites dans la figure 2.19.

3.2.2 Discussion

L’ajout de méthane dans la stratosphère a été l’une des premières hypothèses envisagées comme source de chaleur manquante pour ces deux planètes, en particulier pour Neptune.

Marley et al. (1999) ont étudié cette question sur Uranus en fixant des valeurs réalistes pour le méthane. En raison des faibles contraintes sur l’abondance du méthane sur Uranus, une large gamme de valeurs a été testée. En supposant une faible abondance de 10⁻⁷ à 10⁻¹⁰ (cohérente avec les résultats UVS de Voyager 2 par Herbert et al. (1987)

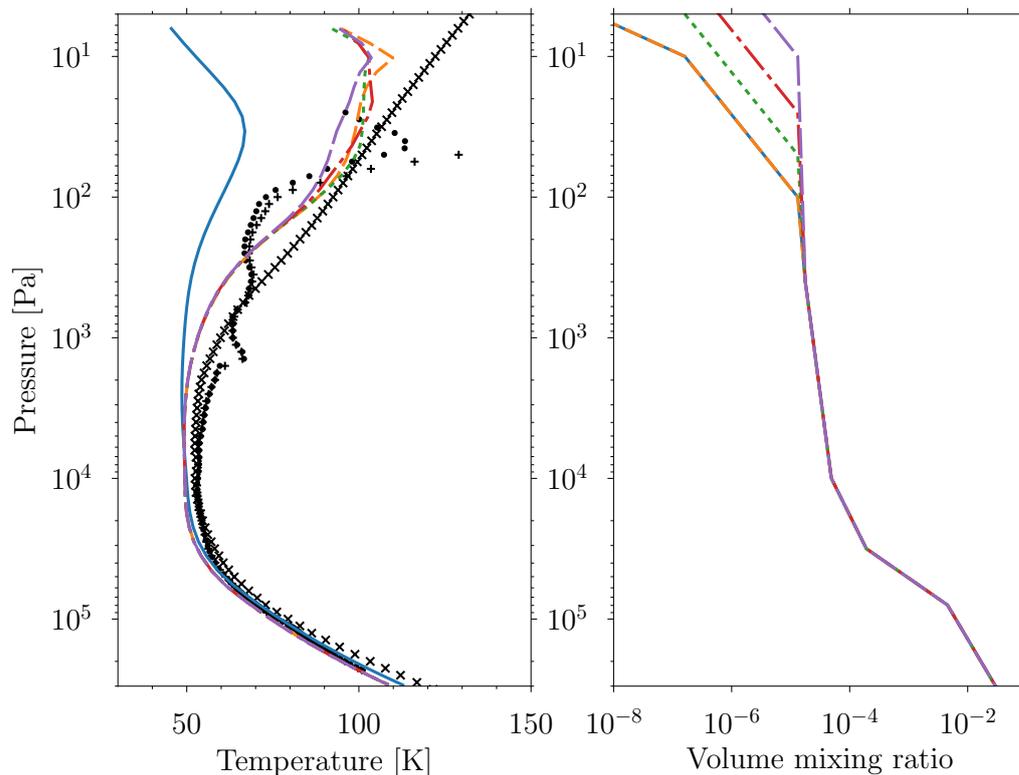


Figure 3.12 – À gauche : profils de température simulés sur Uranus avec le scénario d’aérosol [Irwin et al. \(2022\)](#) et un profil de fraction molaire de CH_4 nominal, sauf à des pressions inférieures à 100 Pa où la pression correspondant à la fraction molaire de CH_4 est augmentée de 2 (ligne verte pointillée), 4 (ligne rouge tiretée-pointillée), 10 (ligne violette en tiret long) fois la valeur de la pression nominale (ligne orange en tiret court). La ligne bleue continue représente la température initiale et les symboles noirs sont les températures observées décrites dans la figure [2.19](#). À droite : le profil de fraction molaire de CH_4 correspondant.

et [Stevens et al. \(1993\)](#)) dans la haute stratosphère (entre 3 et 0.3 Pa), ils ont trouvé que le méthane chauffe par conduction vers le bas et réchauffe l’atmosphère au-dessus de 50 Pa jusqu’à 15 K. En rehaussant l’homopause du méthane jusqu’au toit de notre modèle (5 Pa) pour concorder à la situation décrite par [Marley et al. \(1999\)](#), nous reproduisons presque un résultat similaire sur Uranus (mais sans l’aide de conduction) où une augmentation de 10 K à 10 Pa est observée (figure [3.10](#)). Pour la basse stratosphère et la tropopause, une fraction molaire de CH_4 au moins 10 fois plus élevée que prévu est nécessaire pour réchauffer ces niveaux à la fois dans [Marley et al. \(1999\)](#) et dans nos simulations. Ces valeurs sont cependant trop élevées par rapport aux observations.

Dans le cas de Neptune, [Greathouse et al. \(2011\)](#) ont constaté qu’une augmentation

de l'abondance de CH_4 d'un facteur 8 était nécessaire pour faire concorder la température obtenue et les températures simulées, mais dans nos simulations, une abondance encore plus élevée serait nécessaire (figure 3.9). Cependant, comme expliqué ici et par les auteurs, une telle abondance est totalement incohérente par rapport aux observations précédentes (Lellouch et al., 2010).

3.3 Conduction thermosphérique

3.3.1 Paramétrisation de la conduction

La thermosphère d'Uranus et de Neptune est bien connue pour son problème de "crise énergétique". Une température de 750 K a été mesurée au niveau attendu de la thermopause par des occultations stellaires et solaires UV sur Uranus (Broadfoot et al., 1986; Herbert et al., 1987) et par une occultation solaire UV sur Neptune (Broadfoot et al., 1989) pendant le survol de Voyager 2 (voir section 1.2.1). L'hydrogène atomique et moléculaire étant des radiateurs inefficaces, l'énergie thermique de la thermosphère est perdue par le refroidissement radiatif de H_3^+ et est transportée par conduction vers les niveaux inférieurs. Notre modèle ne couvre pas la thermosphère, mais la stratosphère des deux planètes est en continuité avec la thermosphère chaude. Leur partie supérieure peut donc être légèrement réchauffée par conduction. Le flux de chaleur Q_c résultant de la conduction thermosphérique est déduit comme suit :

$$Q_c = -\lambda \frac{\Delta T}{\Delta z} \quad (3.14)$$

où λ est la conductivité thermique de l'atmosphère dépendant de la composition et de la température du milieu, ΔT est l'intervalle de température sur une épaisseur Δz située entre le bas de la thermosphère et la thermopause. Pour déterminer ce flux, il est nécessaire de déterminer la conductivité λ propre à chaque gaz et à chaque interaction entre gaz sans oublier l'isométrie de spin de l'hydrogène moléculaire (on note pH_2 le parahydrogène et oH_2 l'orthohydrogène). Ainsi, dans le cas d'Uranus et de Neptune, il est nécessaire de connaître les conductivités entre gaz pur oH_2 - oH_2 , pH_2 - pH_2 , He-He mais aussi entre chaque interaction oH_2 - pH_2 , oH_2 -He et pH_2 -He. De plus, la conductivité totale n'est pas égale à la somme des conductivités de chaque interaction moléculaire, mais à une équation bien plus complexe (équation 8.2-42 dans Hirschfelder et al. (1964)). Dans la littérature scientifique, les conductivités entre chaque espèce pure ont déjà été calculées (Mehl et al., 2010; Hurly et al., 2007). Cependant, pour les autres interactions citées plus haut, il est nécessaire de les déterminer en reprenant tout le formalisme quantique propre à ces interactions. La conductivité thermique pour chaque interaction s'écrit ainsi :

$$\lambda = \frac{75k_B}{64m} \frac{\sqrt{\pi m k_B T}}{\pi \sigma^2 \Omega^{(2,2)*}} \left(1 + \frac{4}{5} \frac{\Omega^{(2,2)*}}{\Omega^{(1,1)*}} \right) \quad (3.15)$$

avec k_B la constante de Boltzmann, m la masse des molécules, T la température, σ une longueur arbitraire, $\Omega^{(1,1)*}$ et $\Omega^{(2,2)*}$ les intégrales de collision. Cette formule dépend des intégrales de collision qui sont des intégrales qui quantifient les collisions élastiques entre molécules. De manière succincte, pour calculer ces intégrales, il est nécessaire de connaître le potentiel d'interaction entre deux espèces pour déterminer les déphasages des potentiels d'interaction et les sections efficaces quantiques des collisions. Un tel travail nécessite des mois de calcul pour chaque type d'interaction et dépasse le cadre du travail de la thèse. Une autre astuce consiste à utiliser des formules approximées beaucoup plus simples à manipuler et ne nécessitant pas de redéterminer tous les paramètres définis plus haut. En connaissant la conductivité thermique de chaque espèce pure, la formule semi-empirique de [Mason et al. \(1959\)](#) offre une très bonne estimation de la conductivité totale.

$$\lambda = \sum_i \frac{\lambda_i}{1 + \sum_{k \neq i} \frac{1.065}{2\sqrt{2}} \left(1 + \frac{M_i}{M_k}\right)^{-1/2} \left[1 + \left(\frac{\eta_i M_k}{\eta_k M_i}\right)^{1/2} \left(\frac{M_i}{M_k}\right)^{1/4}\right]^2 \frac{X_k}{X_i}} \quad (3.16)$$

avec λ_i , la conductivité de l'espèce pure i , M , la masse molaire, η_i la viscosité et X_i la fraction massique de l'espèce i . Pour la déterminer, nous utilisons la conductivité de l'orthohydrogène et parahydrogène calculées par [Mehl et al. \(2010\)](#) ainsi que celle de l'hélium déterminée par [Hurly et al. \(2007\)](#). La conductivité des interactions pures ainsi que la conduction totale prenant en compte les interactions entre différentes espèces sont visibles sur la figure 3.13.

En utilisant la formule de [Mason et al. \(1959\)](#) et les conductivités pour chaque interaction pure, nous obtenons une courbe en fonction de la température qui peut être approximée par une formule d'interpolation exprimée par $\lambda = AT^s$. Entre 20 et 200 K, le coefficient A est égal à $1.064 \times 10^{-3} \text{ J.m}^{-1}.\text{s}^{-1}.\text{K}^{-(s+1)}$ et s à 0.906. Cette interpolation sera utilisée pour le calcul du flux de conduction en haut du modèle (équation 3.14) et du taux de chauffage résultant de cette conduction (équation 3.17).

L'équation 3.14 nous indique que le flux dépend du gradient de température au sein de la thermosphère. Pour déterminer le flux Q_c , il est donc nécessaire de connaître le gradient de température au-dessus de notre modèle. Dans le cas d'Uranus, deux gradients de température ont été testés en fonction des observations disponibles (tableau 3.2). Le premier gradient de température correspond aux valeurs déduites par occultations stellaires et solaires par [Broadfoot et al. \(1986\)](#) (retravaillé par [Melin et al. \(2019\)](#)).

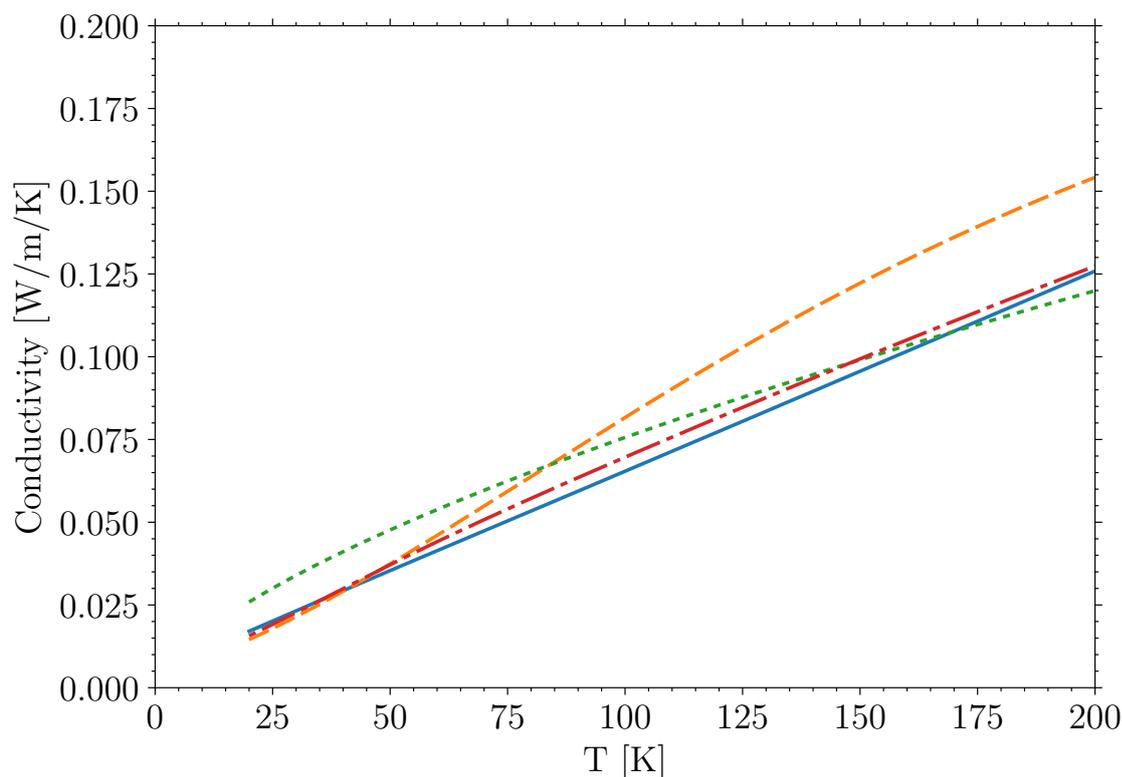


Figure 3.13 – Conductivité thermique de l’ortho-hydrogène (ligne bleue continue) et para-hydrogène (ligne orange tiretée) à partir des données de Mehl et al. (2010), de l’hélium (ligne verte pointillée) à partir des données de Hurly et al. (2007). La conductivité totale calculée à partir des conductivités présentées ci-dessus en utilisant la formule de Mason et al. (1959) est représentée par la ligne rouge tiretée-pointillée.

Le second gradient est celui obtenu par Herbert et al. (1987), obtenu également par occultations stellaires et solaires pendant le survol de Voyager 2. Dans le premier cas, le flux conductif obtenu est égal à $5.90 \times 10^{-8} \text{ W.m}^{-2}.\text{km}^{-1}$ (cas UC1, voir tableau 3.2) alors que dans le second cas, le flux conductif est beaucoup plus important en raison d’un gradient de température plus important ($1.00 \times 10^{-6} \text{ W.m}^{-2}.\text{km}^{-1}$) (cas UC2).

Pour Neptune, l’influence d’une conduction thermosphérique est nettement moins probable d’après les observations. En effet, pour les pressions considérées au-dessus de notre modèle ($< 5 \text{ Pa}$), entre 1 et 0.04 Pa (Yelle et al., 1993), il y a une zone de température isotherme (stratopause). Ce n’est que pour des pressions inférieures à 0.4 Pa que nous rentrons dans la thermosphère avec un gradient de température positif. Si on fait abstraction de cette zone isotherme, le flux de conduction résultant de ce gradient est égal à $7.38 \times 10^{-8} \text{ W.m}^{-2}.\text{km}^{-1}$ (cas NC1, voir tableau 3.2).

Des cas irréalistes ont été testés afin d’évaluer le flux conductif nécessaire pour chauffer

la stratosphère et faire concorder les températures observées et les températures simulées. Sur Uranus, un flux conductif de $1.36 \times 10^{-3} \text{ W.m}^{-2}$, correspondant à un gradient thermosphérique de $+7 \text{ K.km}^{-1}$ (cas UC3), est nécessaire, et dans le cas de Neptune, le flux doit atteindre $1.56 \times 10^{-2} \text{ W.m}^{-2}$, correspondant à un gradient de température de $+60 \text{ K.km}^{-1}$ (cas NC2).

Name	ΔT (K)	Δz (km)	$\Delta Q_{c,bottom}$ (W.m^{-2})
UC1	170-500	1100	6.5×10^{-5}
UC2	150-500	260	2.62×10^{-4}
UC3	150-500	50	1.36×10^{-3}
NC1	150-750	1450	1.07×10^{-4}
NC2	150-750	10	1.56×10^{-2}

Table 3.2 – Flux de conduction testés pour Uranus et Neptune en fonction du gradient de température dans la thermosphère et de l'épaisseur en km de cette zone. Pour Uranus, deux flux de conduction sont testés. Le cas UC1 suppose un gradient de température similaire à celui retrouvé par [Broadfoot et al. \(1986\)](#). Le cas UC2 est basé sur les observations de [Herbert et al. \(1987\)](#). Pour Neptune, le cas NC1 utilise le gradient de température observé par [Broadfoot et al. \(1989\)](#). Les cas UC3 et NC2 sont les flux de conduction irréalistes nécessaires pour réchauffer la stratosphère de ces planètes. $Q_{c,top}$ correspond à la valeur du flux de conduction au sommet de la thermosphère et est égal à 0.

À partir de ces flux de conduction, le taux de chauffage par conduction thermosphérique est paramétré comme suit :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{\rho c_p} \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) \quad (3.17)$$

avec c_p la capacité thermique spécifique à pression constante et ρ la densité atmosphérique. Le flux de conduction thermosphérique est fixé sur le dernier niveau de notre modèle où la formule peut-être réécrite comme :

$$\frac{\Delta T}{\Delta t} = \frac{1}{\rho c_p} \frac{Q_{c,bottom}}{\Delta z} \quad (3.18)$$

Comme pour les simulations précédentes, chaque scénario de flux de chaleur a été testé jusqu'à ce que l'équilibre thermique soit atteint. Deux cas ont été étudiés séparément, avec ou sans aérosols, en supposant un profil vertical nominal du méthane dans les deux cas.

3.3.2 Résultats

Sur Uranus, dans le cas sans aérosols (figure 3.14), les derniers niveaux de notre modèle (à des pressions inférieures à 50 Pa) sur les deux planètes sont sensibles au flux de chaleur par conduction. Tous les cas montrent que la conduction thermosphérique ne peut pas réchauffer les niveaux inférieurs à 50 Pa sur cette planète. Cela est normal, car le gradient vertical de température devient très faible et les effets radiatifs commencent à dominer les échanges de chaleur à ces niveaux. Dans le cas UC2, le gain de température obtenu par cette conduction sur le dernier niveau de pression (5 pa) de notre modèle est de 70 K tandis qu'il est de l'ordre de 10 K pour le cas UC1. Avec les aérosols de [Irwin et al. \(2022\)](#) (figure 3.15), le scénario UC2 permet d'augmenter la température de 15 K au sommet du modèle et permet de conserver un gradient de température plus réaliste dans la haute stratosphère. En utilisant une abondance de méthane 10 fois supérieure, un constat similaire peut-être fait (figure 3.16). En tout état de cause, la conduction thermique ne peut être une solution à la crise énergétique de la stratosphère au premier ordre, car le chauffage induit n'est pas suffisant (hormis pour les cas irréalistes UC3 et NC2).

Concernant Neptune, l'atmosphère reste insensible à un tel flux comme ce qui était attendu (hormis un très léger refroidissement). Le flux conductif est beaucoup trop faible pour réchauffer l'atmosphère, car le méthane domine déjà les échanges radiatifs à ces niveaux de pression (contrairement à Uranus). Le constat est similaire en ajoutant les aérosols ou une abondance de méthane plus importante.

3.3.3 Discussion

L'effet de la conduction thermosphérique sur le chauffage de la stratosphère a été peu étudié à ce jour. Pour Uranus, [Marley et al. \(1999\)](#) parviennent à chauffer de 9 K la haute stratosphère en ajoutant une conduction thermosphérique (profil B1) par rapport à son profil de base (profil B). En divisant par 10 l'abondance de méthane pour des pressions inférieures à 10^{-5} Pa, l'efficacité de la conduction est plus importante et permet de gagner 20 K (profil C1) sur le profil avec 10 fois moins de méthane dans la thermosphère uniquement (profil C). Cependant, ce profil étant plus froid (profil C) que le profil de base (profil B), le profil de température obtenue avec la conduction est similaire au profil de base et le gain net est nulle. On note cependant que la conduction a un effet sur le profil de température pour des pressions inférieures à 50 Pa et que son efficacité est sensible à l'abondance de méthane dans la thermosphère. Malheureusement, l'étude ne se concentre pas sur les valeurs de flux conductif dans le haut du modèle, mais sur ce qu'il pourrait l'influencer (la valeur du flux n'est pas donnée). On peut uniquement constater que l'ajout de conduction permet de chauffer la haute stratosphère, mais de

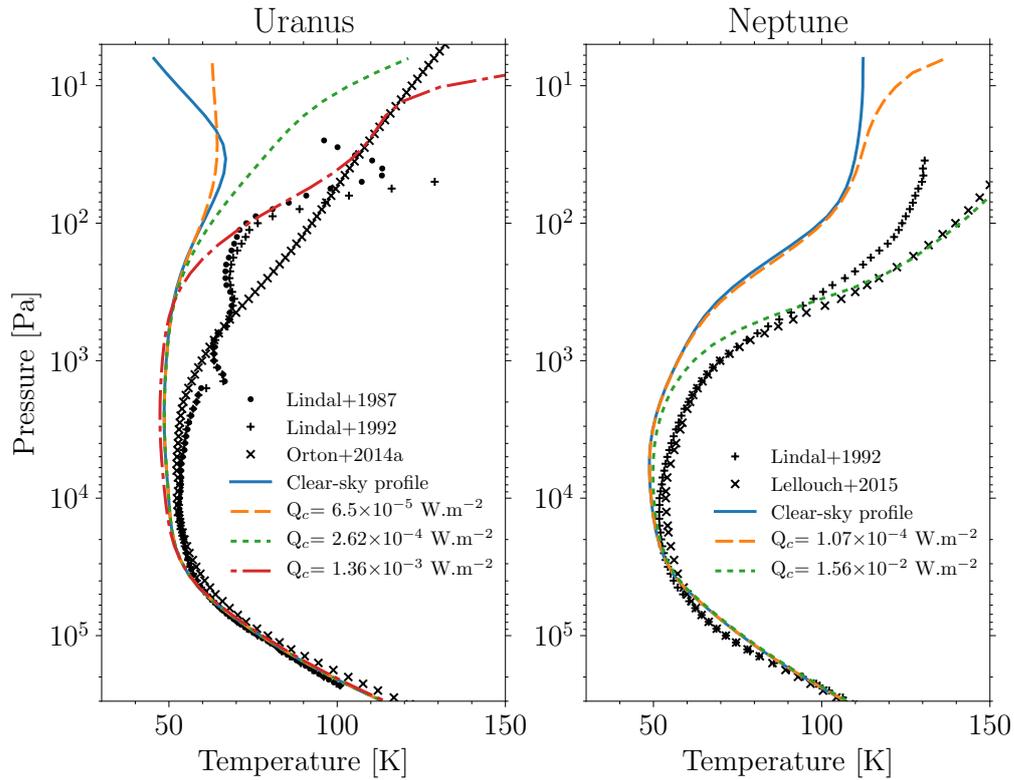


Figure 3.14 – Conduction thermique sans scénario d’aérosols. À gauche : profils de température simulés sur Uranus pour le scénario de conduction thermosphérique UC1 (courbe verte tiretée), UC2 (courbe verte pointillée) et UC3 (courbe rouge tiretée-pointillée). À droite : profils de température simulés sur Neptune pour le scénario de conduction thermosphérique NC1 (courbe orange tiretée) et NC2 (courbe verte pointillée). La ligne bleue continue est le cas initial sans conduction (section 2.10.1). Les symboles noirs sont les températures observées décrites dans la figure 2.19.

manière faible à modérée comme ce qui est constaté sur nos simulations. Dans le cas de Neptune, Wang (1993) a pu trouver que la conduction n’avait pas d’influence pour les niveaux situés en dessous de 10^{-5} Pa. Nous partageons également ce constat en raison des fenêtres d’absorption occupées par le méthane.

3.4 Conclusions

L’ajout d’une conduction thermosphérique ne résout pas la crise énergétique dans la stratosphère uranienne, sauf si elle est couplée à une source d’opacité supplémentaire telle que des couches d’aérosols que nous avons testé précédemment. La conduction fournit cependant un gradient de température plus cohérent avec les observations dans la haute

stratosphère. Sur Neptune, la conclusion est différente. La conduction n'a pas d'effet dans la haute stratosphère en raison de la forte abondance de méthane à ces niveaux de pressions.

En résumé, alors que le profil de température d'Uranus peut être reproduit avec notre modèle d'équilibre radiatif-convectif 1-D (avec un scénario d'aérosols réaliste), aucune des sources de chaleur étudiées ici ne peut réchauffer correctement la stratosphère de Neptune. La difficulté constatée sur le chauffage de la stratosphère de Neptune résulte des fenêtres atmosphériques dans l'infrarouge proche qui sont déjà dominées par l'abondance (relativement) élevée de méthane dans la stratosphère (contrairement à Uranus). On note cependant que [Li et al. \(2018\)](#) ont soulevé un problème concernant la présence d'espèces oxygénées comme le CO, qui peut refroidir l'atmosphère et compenser d'autres sources de chauffage comme les aérosols. Cette hypothèse n'a pas été testée ici. Par ailleurs, les investigations réalisées ici sur les couches d'aérosols ont supposé que les aérosols étaient des sphères de Mie. Dans la stratosphère de Jupiter, [Zhang et al. \(2015\)](#) montrent que les particules agrégées fractales produites par des processus de coagulation dominent le chauffage aux latitudes moyennes et élevées, contrairement à une simple couche d'aérosols de Mie. La même configuration d'aérosols sur les géantes de glace n'a pas encore été explorée et devrait faire l'objet d'études futures.

Concernant Neptune, la réponse à la crise énergétique pourrait se trouver dans son activité dynamique. D'importantes fluctuations de température ont été observées lors d'occultations stellaires au sol dans la haute stratosphère et la basse thermosphère de Neptune. [Roques et al. \(1994\)](#) ont identifié ces fluctuations comme la manifestation d'ondes d'inertie-gravité émanant de la basse atmosphère. Ils montrent que la dissipation des ondes d'inertie-gravité peut entrer en compétition avec les taux de chauffage et de refroidissement radiatifs du méthane entre 3 Pa et 0.03 Pa. Sur Uranus, ces ondes pourraient également jouer un rôle. Pour la suite de cette étude, nous avons décidé d'étudier et de simuler les fluctuations de températures méridiennes et saisonnières à partir de notre modèle.

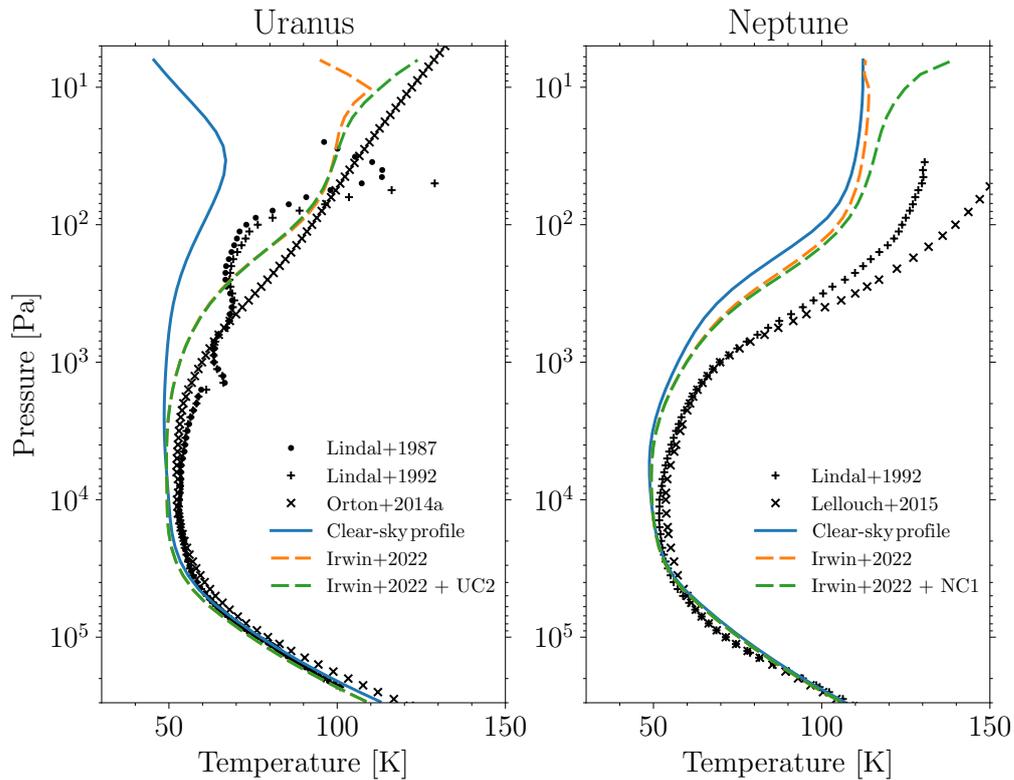


Figure 3.15 – À gauche : profils de température simulés sur Uranus avec le scénario [Irwin et al. \(2022\)](#) uniquement (courbe orange tiretée) et en ajoutant le scénario UC2 de conduction thermosphérique (courbe verte pointillée). À droite : profils de température simulés sur Neptune avec le scénario [Irwin et al. \(2022\)](#) uniquement (courbe orange tiretée) et en ajoutant le scénario NC1 de conduction thermosphérique (courbe verte pointillée). Pour les deux planètes, la ligne bleue continue représente le cas sans conduction et sans aérosols. Les symboles noirs correspondent aux températures observées décrites dans la [figure 2.19](#).

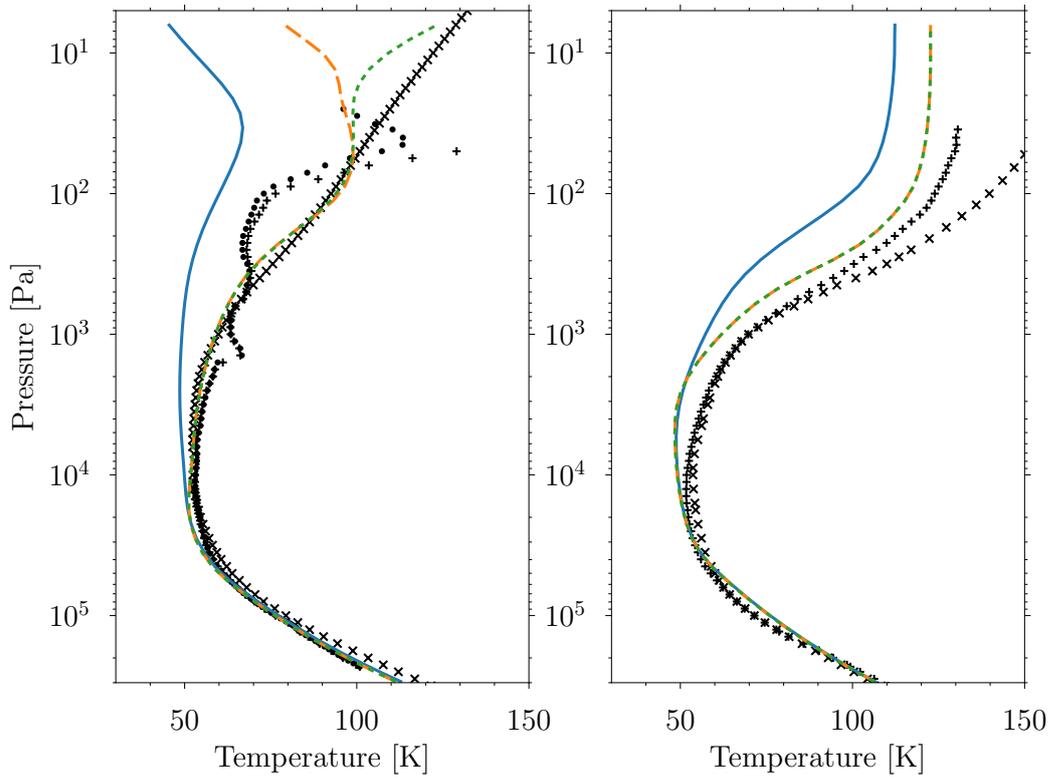


Figure 3.16 – À gauche : profils de température simulés sur Uranus avec une abondance de méthane 10 fois supérieure uniquement (courbe orange tiretée) et en ajoutant le scénario UC2 de conduction thermosphérique (courbe verte pointillée). À droite : profils de température simulés sur Neptune avec une abondance de méthane 10 fois supérieure uniquement (courbe orange tiretée) et en ajoutant le scénario NC1 de conduction thermosphérique (courbe verte pointillée). Pour les deux planètes, la ligne bleue continue représente le cas sans conduction avec un profil de CH_4 nominal. Les symboles noirs correspondent aux températures observées décrites dans la figure 2.19 .

Chapitre 4

Effets saisonniers sur la température

Sommaire

4.1	Vue d'ensemble de la structure thermique simulée	126
4.2	Comparaison avec les précédents modèles radiatifs-convectifs	129
4.3	Comparaison avec les contrastes de température observés sur Uranus	131
4.3.1	Détails des observations	131
4.3.2	Différences et similarités avec nos simulations	132
4.4	Comparaison avec les contrastes de température observés sur Neptune	134
4.4.1	Détails des observations	134
4.4.2	Différences et similarités avec nos simulations	137
4.5	Conclusion	137

Uranus et Neptune sont caractérisées par de forts forçages saisonniers, mais leur bilan énergétique est différent. Uranus reçoit un flux solaire plus important aux pôles qu'à l'équateur contrairement aux autres planètes du système solaire en raison de son obliquité de 97.77° . De plus, la constante de temps radiative est relativement élevée par rapport aux autres planètes (Li et al., 2018), ce qui indique que les échanges thermiques sont particulièrement longs sur cette planète et tend à lisser les effets saisonniers. Cela s'explique par l'absence de flux d'énergie interne et une faible abondance de méthane et d'hydrocarbures dans la haute atmosphère. Avec une obliquité de 28.32° , les contrastes saisonniers devraient être importants sur Neptune en raison de la (relativement) grande quantité de méthane et d'hydrocarbures à haute altitude qui permet des temps radiatifs

relativement courts et donc des échanges de chaleur plus efficaces (Li et al., 2018). Nous décrivons ci-dessous les champs de température saisonniers en 2-D en latitude-altitude obtenus à l'équilibre radiatif à partir de simulations incluant les couches d'aérosols de Irwin et al. (2022) et la conduction thermosphérique (scénario UC2 pour Uranus) (figure 3.15). Notre modèle suppose que le méthane et les autres hydrocarbures sont horizontalement uniformes et inchangés dans le temps.

4.1 Vue d'ensemble de la structure thermique simulée

Dans la stratosphère d'Uranus, les contrastes latitudinaux maximaux se produisent à 10–50 Pa près de $L_s \simeq 180^\circ$ et 0° , pendant les équinoxes, avec un gradient de température de 10 K entre les hémisphères nord et sud (voir les figures 4.1(a) et 4.3). Ce décalage est de 90° par rapport aux solstices (figure 4.3). La température maximale annuelle atteinte à 10 Pa est de 119 K et la température minimale de 108 K. Une petite asymétrie est visible entre l'automne (resp. le printemps) nord et sud où la température est ~ 1.2 K plus élevée (resp. plus basse) pendant l'automne nord (resp. le printemps sud). Cette différence s'explique par l'excentricité d'Uranus qui est suffisamment élevée (égale à 0.047) pour induire un petit changement de température. En effet, le périhélie se produit pendant l'équinoxe d'automne au nord, où le contraste saisonnier est maximal. Le contraste saisonnier minimum à 10 Pa se produit à $L_s \simeq 55^\circ$ et 250° . Au-dessous du niveau de 1 hPa, les contrastes saisonniers de température s'atténuent avec l'augmentation de la densité atmosphérique. Au niveau de la tropopause et en dessous, les températures sont plus froides à l'équateur qu'aux pôles tout au long de l'année, ce qui est cohérent avec les longues échelles de temps radiatives et avec une insolation plus importante aux pôles qu'à l'équateur en moyenne annuelle en raison de l'obliquité extrême d'Uranus. On observe néanmoins de faibles variations saisonnières (de l'ordre de quelques kelvins) où la température minimale oscille à moins de 10° de l'équateur entre les équinoxes. En moyenne, à 3 000 hPa, le gradient pôle-équateur atteint ~ 15 K avec un maximum de 123 K aux pôles et un minimum de 108 K à l'équateur.

Sur Neptune, le contraste saisonnier maximal à 10 Pa est plus important que sur Uranus en raison de la plus grande quantité de méthane à ce niveau et d'échelles de temps radiatives plus courtes. Le gradient maximal inter-hémisphère de température à 10 Pa atteint 23 K et se produit à $L_s = 140^\circ$ et 320° , soit 50° après les solstices (voir les figures 4.2(a) et 4.4). Ce décalage saisonnier entre le solstice et le maximum de contraste saisonnier est similaire à celui observé sur Saturne (Fletcher et al., 2010; Guerlet et al., 2014). Contrairement à Uranus (et Saturne), la faible excentricité de Neptune (égale à 0.009) n'influence pas son forçage saisonnier (~ 0.2 K). Le contraste saisonnier minimum à 10 Pa se produit près de $L_s \simeq 30^\circ/210^\circ$. Le contraste saisonnier de température commence

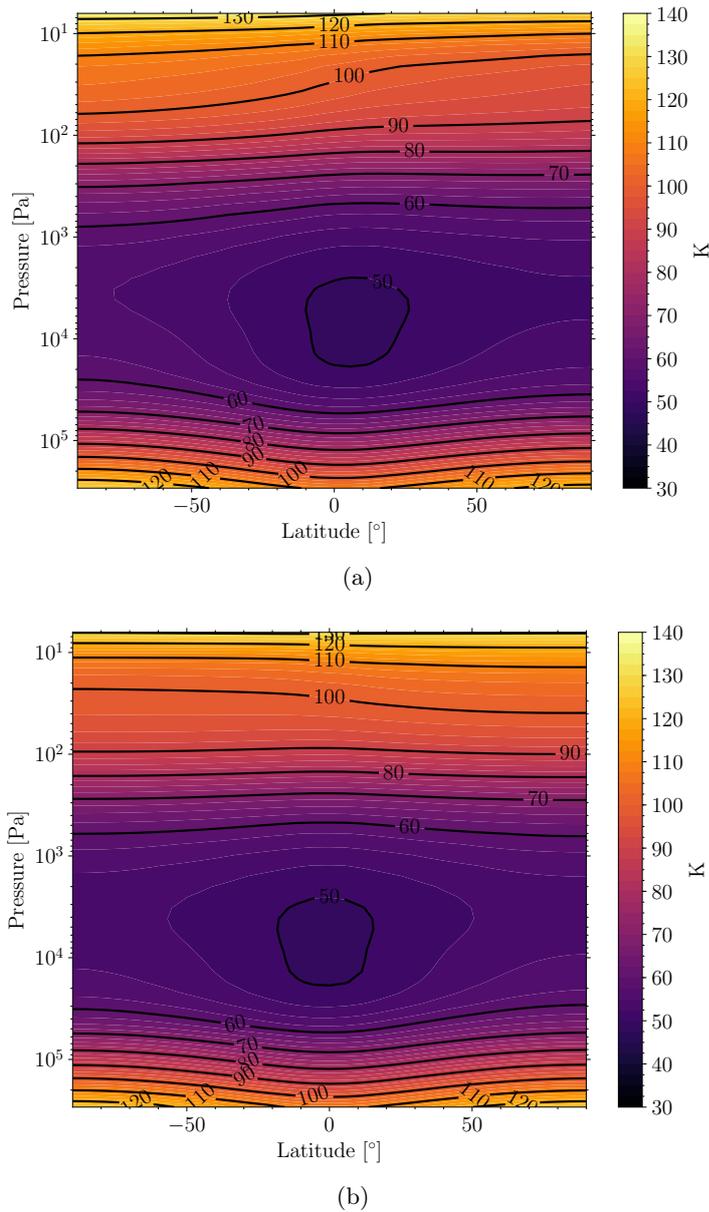


Figure 4.1 – Coupes verticales de la température simulée à l'équinoxe de printemps ($L_s = 0^\circ$) (a) et au solstice d'été ($L_s = 90^\circ$) (b) sur Uranus. La température observée à l'équinoxe d'automne et au solstice d'hiver est la même qu'à l'équinoxe de printemps et au solstice d'été, mais la température maximale/minimale est inversée en latitude (figure 4.3).

à être peu significatif (moins de 5 K) à des pressions supérieures à 10 hPa. À la tropopause (~ 100 hPa), la température minimale est observée aux hautes latitudes à la fin de

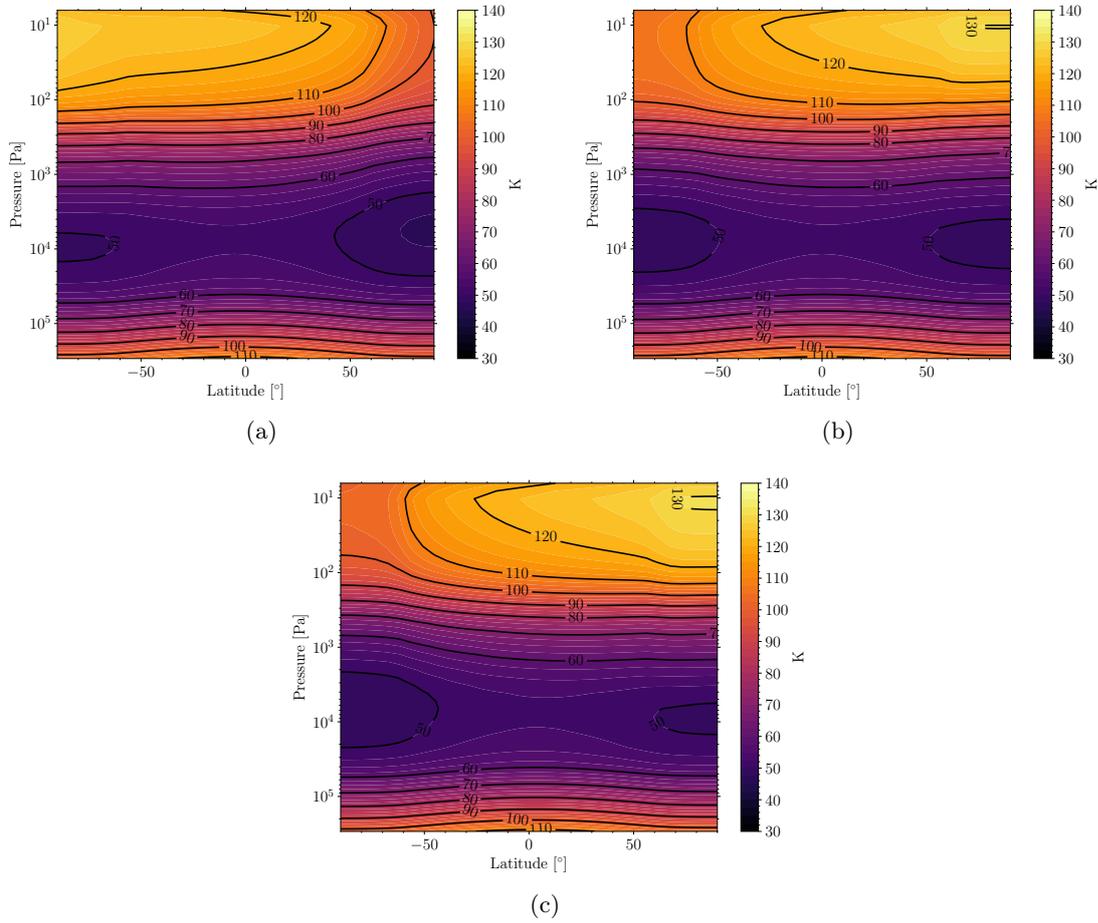


Figure 4.2 – Coupes verticales de la température à l'équinoxe de printemps $L_s = 0^\circ$ (a), au solstice d'été nord $L_s = 90^\circ$ (b) et au contraste maximal de température dans la stratosphère ($L_s = 140^\circ$) (c) sur Neptune. La température observée à l'équinoxe d'automne, au solstice d'hiver et au contraste saisonnier maximal dans l'autre hémisphère est la même, mais la température maximale/minimale est inversée en latitude.

l'hiver et au début du printemps et atteint 52 K. Dans la troposphère, aucune variation saisonnière significative n'est observée et le gradient de température entre l'équateur et le pôle s'élève à ~ 9 K tout au long de l'année. La température maximale à 3 000 hPa est de 112 K à l'équateur et la température minimale aux pôles est égale à 103 K.

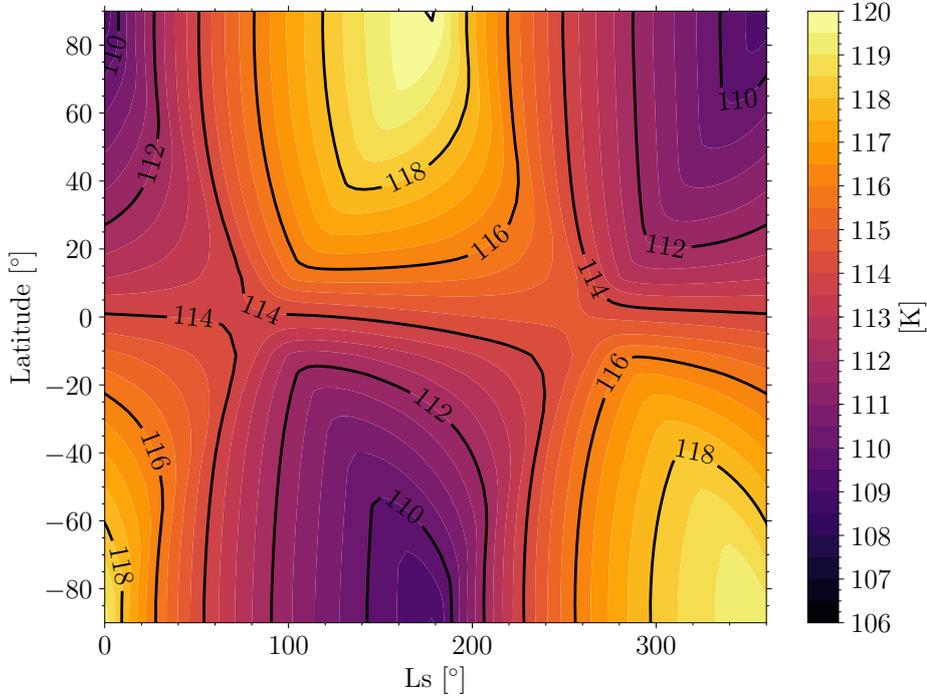


Figure 4.3 – Évolution de la température simulée à 10 Pa sur Uranus pendant une année uranienne.

4.2 Comparaison avec les précédents modèles radiatifs-convectifs

Plusieurs modèles radiatifs-convectifs ont été développés à l'époque de Voyager 2 afin de prédire la structure méridienne de la température sur Uranus et Neptune. Tous les modèles précédents ont prédit des variations saisonnières de température sur Uranus. [Wallace \(1983\)](#) prédit une amplitude thermique annuelle de la température effective (correspondant au niveau ~ 300 Pa) sur Uranus de 4.9 K aux pôles et de 0.4 K à l'équateur (mais avec un flux de chaleur interne de $0.32 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$). Ce contraste annuel aux pôles est similaire sur la simulation de [Bezard \(1990\)](#), où il s'élève à 3.5 K et atteint au plus 0.1 K à l'équateur. Dans notre modèle, ces différences d'amplitude entre l'équateur et les pôles sont également observées (figure 4.5(c)). Un contraste annuel de 4.1 K aux pôles et de 0.6 K à l'équateur est observé et les températures maximales/minimales se produisent près des équinoxes (au même niveau de pression), comme dans le modèle de [Wallace \(1983\)](#)

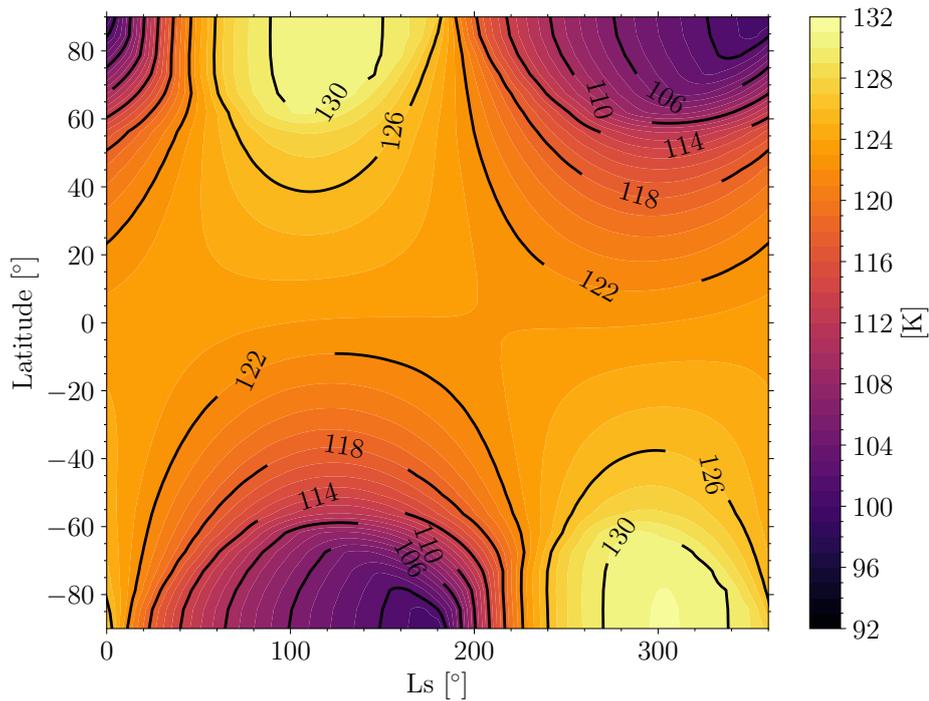


Figure 4.4 – Évolution de la température simulée à 10 Pa sur Neptune pendant une année neptunienne.

et [Bezard \(1990\)](#). Il est intéressant de noter qu'en raison de l'obliquité et du décalage du forçage radiatif, deux maxima/minima à l'équateur sont visibles (figure 4.5(c)) à des pressions supérieures à 10 hPa.

Sur Neptune, l'amplitude thermique annuelle est plus importante aux hautes latitudes qu'à l'équateur, comme sur Uranus. Les modèles de [Wallace \(1984\)](#) et [Bezard \(1990\)](#) donnent des résultats similaires, mais les amplitudes sont très faibles (1 à 2 K pour les pôles et <0.5 K à l'équateur à ~ 500 Pa). Ceci est cohérent avec le contraste annuel observé sur notre modèle (1.1 K aux pôles et <0.1 K à l'équateur) (figure 4.5(d)). L'asymétrie nord-sud maximale se produit après chaque solstice dans notre modèle comme dans les modèles précédents présentés ci-dessus. [Greathouse et al. \(2011\)](#) prédisent que la température au moment du solstice d'hiver (275° Ls) est 10 K plus chaude au pôle sud qu'à l'équateur dans la haute stratosphère (0.12 hPa) et le gradient méridien de température devient plus faible à des niveaux plus profonds (2.1 hPa). Ces prévisions sont en accord avec nos simulations (figure 4.2), mais aucune ne reproduit les observations comme dans les modèles précédents.

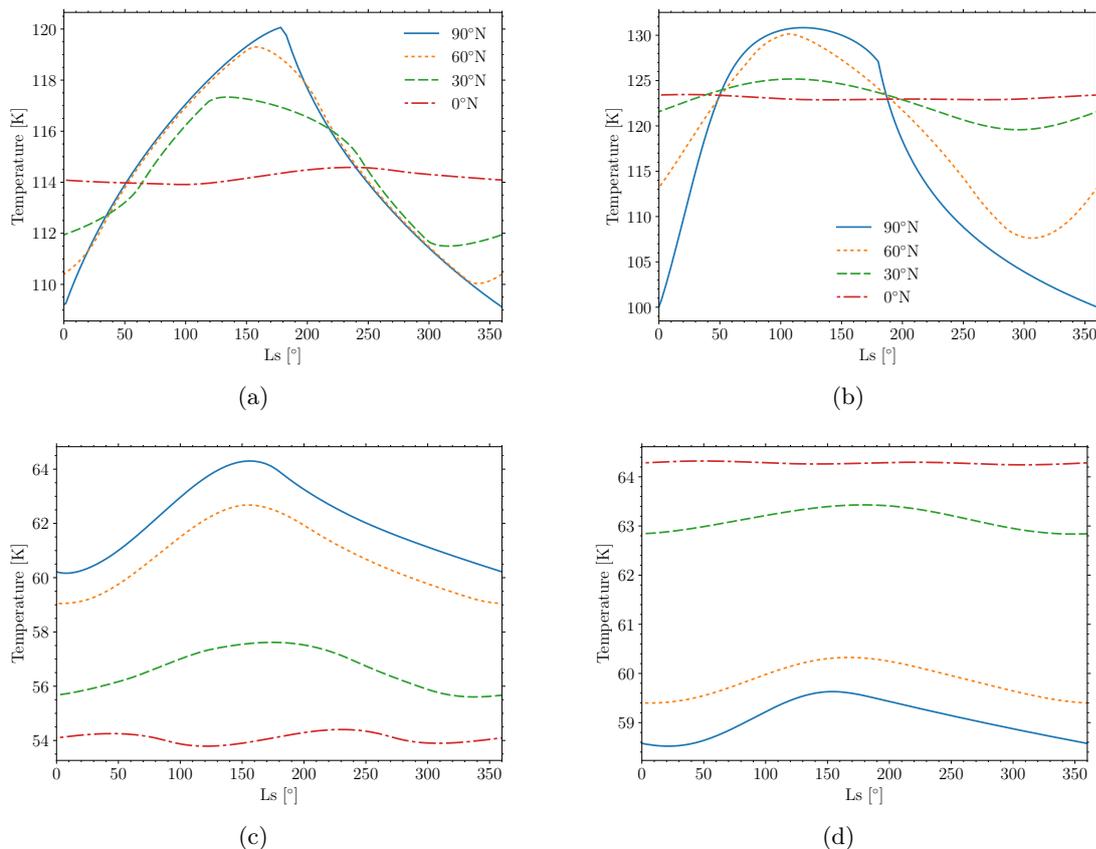


Figure 4.5 – Évolution de la température pendant une année planétaire sur Uranus à 10 Pa (a) et 350 hPa (c) et sur Neptune à 10 Pa (b) et 500 hPa (d) pour une latitude de 90°N (ligne bleue continue), 60°N (ligne orange en pointillée), 30°N (ligne verte tiretée) et 0° (ligne rouge tiretée-pointillée).

4.3 Comparaison avec les contrastes de température observés sur Uranus

4.3.1 Détails des observations

Sur Uranus, très peu d’observations spatialement résolues ont été faites dans l’infrarouge thermique (sondant la basse stratosphère), contrairement à Neptune, en raison des températures froides et donc d’un mauvais rapport signal/bruit. Les images du VLT Imager and Spectrometer for mid-Infrared (VLT/VISIR) dans l’infrarouge moyen à 13 μm (Roman et al., 2020), sensibles au niveau de pression de 0.25 hPa, ont révélé que la tendance de la température méridienne entre 20°S et 70°N est restée inchangée entre 2009 (Ls = 7°) et 2018 (Ls = 43°). On observe un minimum de température centré sur

l'équateur et un maximum aux latitudes moyennes ($>40^{\circ}\text{S}$ et $40\text{-}60^{\circ}\text{N}$). Les mesures photométriques à long terme montrent une variation de la réflectivité visible intégrée au disque y (551 nm) et b (472 nm) (Hammel et al., 2007) mais qui n'est peut-être pas liée à un changement de température. Une tendance saisonnière dominante est déduite des courbes de lumière, mais des variations non-saisonnières supplémentaires sont nécessaires pour correspondre aux observations. Les occultations stellaires sondent des altitudes plus élevées. Une forte variation de la température en fonction de la latitude (entre 95 et 177 K à 0.1 Pa) est observée (Young et al., 2001). Une tendance saisonnière semble présente (Hammel et al., 2006) mais la représentativité des régions échantillonnées implique que cette tendance pourrait ne pas être robuste. En outre, des variations longitudinales localisées de la température qui peuvent être la manifestation d'une activité météorologique sont signalées (Rowe-Gurney et al., 2021). En raison de la rareté des observations, la variabilité spatio-temporelle de la température stratosphérique reste une question ouverte.

L'expérience Voyager 2/IRIS ($L_s = 271^{\circ}$) fournit des informations sur la structure thermique à plus haute pression, entre 70 et 400 hPa (Orton et al., 2015). Dans cette gamme de pression, les températures dérivées présentent des minima (51-52 K) aux moyennes latitudes ($30\text{-}40^{\circ}\text{N}$ et $20\text{-}50^{\circ}\text{S}$) et des maxima (56 K) à l'équateur et aux pôles. La structure thermique méridienne observée à la tropopause est similaire à la structure thermique retrouvée dans la basse stratosphère (Roman et al., 2020). Au-dessus de 200 hPa, une très légère asymétrie est présente. Au niveau de la tropopause (environ 70 hPa), il y a une différence de température de 1 K entre les deux minima aux latitudes moyennes. C'est dans l'hémisphère nord (l'hémisphère d'hiver) que la température est la plus basse. Cette asymétrie pourrait s'expliquer par l'excentricité d'Uranus dont le périhélie se produit lors de l'équinoxe de printemps. Cependant, la variation de 1 K est probablement comprise dans les incertitudes des données IRIS. L'imagerie thermique réalisée une saison après l'expérience IRIS (lors de l'équinoxe de printemps) ne montre pas de changement significatif de température entre les deux hémisphères. Mais les observations effectuées après l'équinoxe (Roman et al., 2020) montrent une très légère augmentation de la température dans l'hémisphère nord/été (<0.3 K).

4.3.2 Différences et similarités avec nos simulations

Les variations méridiennes de température simulées par notre modèle ne sont pas cohérentes avec celles observées dans la basse stratosphère. Notre modèle d'équilibre radiatif prédit un maximum de température au pôle sud et un minimum au pôle nord entre 7° et 43° de longitude solaire. En ce qui concerne la variation saisonnière dans la stratosphère, une augmentation (resp. une diminution) de la température de 3 K à 25 Pa devrait être observée au pôle nord (resp. sud) selon notre simulation entre 2009 et 2018. Mais aucune tendance saisonnière n'est observée entre ces deux dates (Roman et al.,

2020).

Aux environs de la tropopause, la structure thermique prédite par notre modèle est différente (figure 4.6) de celle observée lors de l'expérience IRIS. Le maximum se situe aux pôles et le minimum à l'équateur alors qu'on observe un minimum à moyenne latitude dans chaque hémisphère et un maximum à l'équateur et aux pôles.

L'asymétrie de température visible entre l'hémisphère nord et l'hémisphère sud aux latitudes moyennes se retrouve également dans nos simulations (figure 4.3) mais à des latitudes plus élevées. L'imagerie thermique réalisée une saison après l'expérience IRIS (pendant l'équinoxe de printemps) ne montre pas de changement significatif de température entre les deux hémisphères. Mais les observations après l'équinoxe (Roman et al., 2020) montrent une très légère augmentation de la température dans l'hémisphère nord/été (<0.3 K). Une tendance similaire est observée dans nos simulations à la même période.

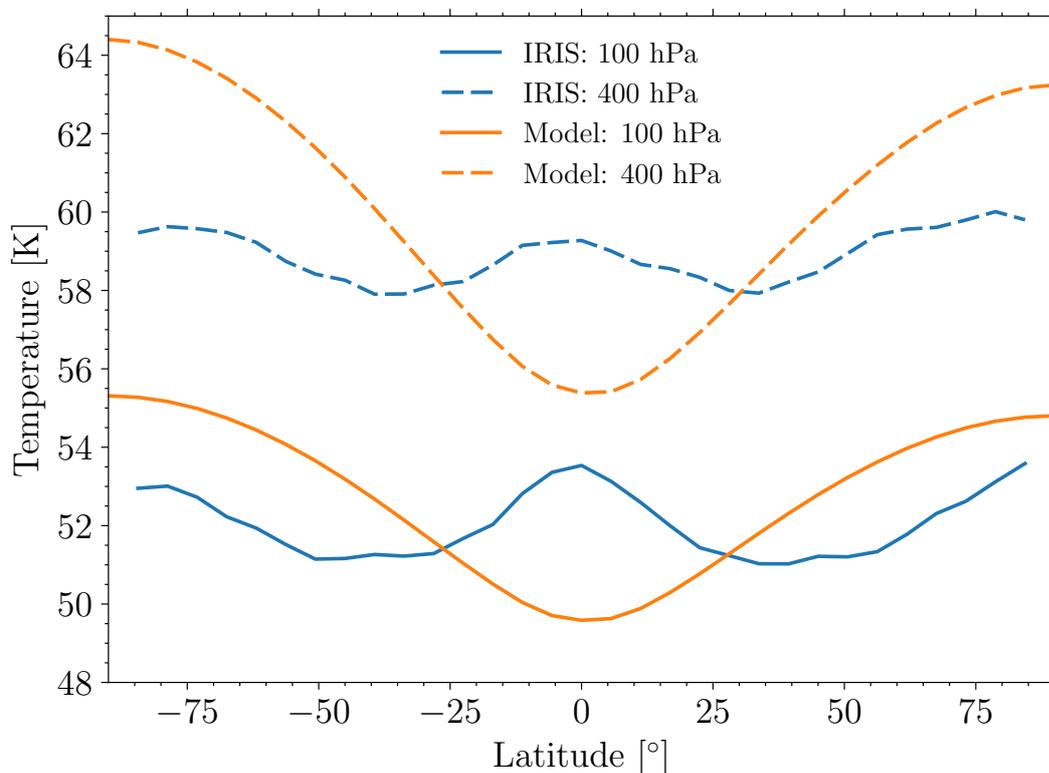


Figure 4.6 – Comparaison de la température déduite (ligne bleue) par l'expérience Voyager/IRIS (Orton et al., 2015) et de la température simulée (ligne orange) sur Uranus à 100 hPa (ligne continue) et 400 hPa (ligne tiretée). Les incertitudes liées à l'inversion spectrale des données IRIS sont inférieures à 1 K.

4.4 Comparaison avec les contrastes de température observés sur Neptune

4.4.1 Détails des observations

L'invariabilité de la stratosphère d'Uranus aux variations de température est à l'opposé de ce qui est observé sur Neptune. Les températures stratosphériques moyennes sur le disque à 0.1 hPa et 0.5 hPa déduites de l'émission thermique de C_2H_6 (12-13 μm), CH_4 (7-8 μm), CH_3D (8-9 μm) et $H_2 S(1)$ (17 μm) montrent une variation significative dans le temps et en latitude entre 2003 (Ls = 266°) et 2020 (Ls = 303°), incompatible avec une variation saisonnière (Roman et al., 2022).

Par rapport à Uranus, des mesures supplémentaires de la température stratosphérique sur Neptune ont été effectuées depuis l'époque de Voyager 2. En supposant une distribution latitudinalement uniforme du méthane comme dans Greathouse et al. (2011), Fletcher et al. (2014) comparent les images thermiques-infrarouges de Keck/Long Wavelength Spectrometer (Keck/LWS) (2003), Gemini-N/MICHELLE (2005), VLT/VISIR (2006), Gemini-S/Thermal-Region Camera Spectrograph (Gemini-S/TReCS) (2007), Gemini-N/Texas Echelon Cross Echelle Spectrograph71 (Gemini-N/TEXES) (2007) et les images synthétiques construites de Voyager 2 (1989). Une température uniforme en latitude entre 1989 (Ls = 235°) et 2007 (Ls = 275°) est retrouvée, sauf au pôle sud, où une augmentation de la température est observée depuis le survol de Voyager 2. La température moyenne effective de la stratosphère (Hammel et al., 2006; Hammel et al., 2007) indique une variation à long terme depuis l'époque de Voyager-2 jusqu'en 2004 (Ls = 268°) qui semble être corrélée avec l'apparition du vortex polaire chaud de l'hémisphère sud. Une variation de l'émission d'éthane à 12 μm est également observée, distribuée presque uniformément autour du limbe de la planète, indiquant une possible variation saisonnière. Les observations photométriques b et y (Lockwood et al., 2006) suivent une tendance similaire et sont compatibles avec une variation saisonnière (Lockwood, 2019). Sromovsky et al. (2003) ont attribué cette variation à une réponse saisonnière décalée en modélisant l'évolution de la photométrie. Cependant, Lockwood et al. (2006) et Hammel et al. (2007) invalident partiellement cette explication, car les observations photométriques antérieures à Voyager 2 ne sont pas compatibles avec un effet saisonnier. En effet, certaines tendances secondaires sont apparues dans les observations photométriques (Hammel et al., 2007), ce qui pourrait indiquer une variation non-saisonnière de la température. Aucune tendance similaire sur la température stratosphérique n'a été observée en raison du manque d'observations entre le survol de Voyager 2 et 2002.

Temporellement, entre 2003 et 2020, la température maximale moyenne a lieu en 2003 (Ls = 266°) tandis qu'un minimum est atteint en 2018 (Ls = 299°) avant que la température n'augmente à nouveau en 2020 (Ls = 303°). La tendance observée dans les

différentes bandes de longueur d'onde indique que l'émission stratosphérique est principalement due à une variation de température et non à une variation d'abondance d'éthane. Ces variations sont compatibles avec les observations photométriques datant d'avant l'ère Voyager 2 où des tendances secondaires apparaissent (Lockwood et al., 2006; Hammel et al., 2007). Ces variations méridiennes s'opposent à la température uniforme en latitude obtenue par Fletcher et al. (2014) à ces niveaux. À une pression inférieure de 0.1 hPa, une structure isotherme verticalement sans variation temporelle (moins de 3 K) est observée à partir de l'émission de CH₄ (Fletcher et al., 2014) mais pour être cohérente avec la température retrouvée par Greathouse et al. (2011) à 0.007 hPa, cette couche quasi-isotherme doit être contenue entre 0.1 et 0.01 hPa. Une température quasi-isotherme similaire est révélée par Roman et al. (2022), mais une variation temporelle de la température analogue à celle observée à des niveaux plus profonds (0.1 hPa) est observée entre 2003 et 2020.

Roman et al. (2022) mettent également en évidence une variation méridienne de la température entre 2003 et 2020 à 0.5 hPa (voir figure 1.5). La température équatoriale diminue de 6 ± 3.5 K entre 2003 (Ls = 266°) et 2005 (Ls = 270°). Un refroidissement global dans l'hémisphère sud s'est produit entre 2006 (Ls = 272°) et 2009 (Ls = 279°), avec une baisse de température de $9-10 \pm 4$ K au pôle sud qui a réduit le gradient de température entre l'équateur et le pôle sud. En 2008, la température des latitudes moyennes sud devient légèrement plus froide que celle de l'équateur, mais entre 2018 (Ls = 299°) et 2020 (Ls = 303°), un réchauffement significatif du pôle sud a augmenté la température de 11 K si l'on suppose que le changement de radiance n'est dû qu'à une augmentation de la température. Dans le même temps, la température a de nouveau diminué à l'équateur. Ces variations méridionales sont opposées à la température uniforme en latitude obtenue par Fletcher et al. (2014) à ces niveaux.

Les occultations stellaires fournissent des mesures supplémentaires de la température dans la stratosphère, mais elles ne sont pas cohérentes entre elles. Uckert et al. (2014) et ses références montrent que les températures obtenues par occultation stellaire sur Neptune entre 1983 et 1990 (entre 222° et 237° de longitude solaire) à 1-3 Pa varient beaucoup avec la latitude (153 à 209 K). Cette forte variabilité méridienne est peut-être liée aux variations sous-saisonniers de température relevées par Roman et al. (2022) mais comme expliqué plus haut pour Uranus, il est impossible de donner une tendance du fait que l'atmosphère est sondée à différents moments et en un seul point de l'atmosphère.

Plusieurs explications ont été proposées par Roman et al. (2022) pour expliquer le changement de radiance dans plusieurs bandes de longueur d'onde et les variations de température depuis 2003. En plus d'un effet saisonnier direct sur la température, la variation saisonnière prévue de l'abondance de C₂H₆ (Moses et al., 2018) devrait également avoir un impact sur la température. Une augmentation de l'abondance du C₂H₆ devrait augmenter la radiance mais le C₂H₆ étant un émetteur efficace dans l'infrarouge

thermique, une diminution devrait se produire dans le spectre de radiance et sur la température aux niveaux sensibles à l'émission du C_2H_6 (Roman et al., 2022). Une tendance similaire est observée entre 2003 et 2010 (Roman et al., 2022). Une corrélation a également été découverte entre les radiances dans l'infrarouge moyen, les structures nuageuses discrètes et les observations photométriques (Roman et al., 2022). Entre 2003 et 2010, une diminution des radiances dans l'infrarouge moyen après un maximum en 2003 a coïncidé avec un déclin des nuages discrets et des albédos b et y non-saisonniers. Ces variations peuvent être liées à une remontée de méthane de la troposphère en 2003 et à un déclin de cette remontée par la suite. Un mécanisme chimique ou radiatif lié au cycle solaire est également une possibilité sérieuse (Roman et al., 2022). L'irradiance solaire Lyman- α suit presque la même diminution au cours de cette période. En outre, les structures nuageuses discrètes semblent être fortement corrélées avec le cycle solaire (Roman et al., 2022) alors qu'il a été suggéré que l'augmentation de la couverture nuageuse est induite par les rayons cosmiques (Moses et al., 1989) (où le taux de rayons cosmiques est anticorrélé avec le cycle solaire). Une corrélation entre la variation de la température dans la basse stratosphère et l'irradiance solaire Lyman- α a déjà été trouvée (Roques et al., 1994) auparavant. Un flux UV accru conduirait à la formation d'aérosols qui, à leur tour, absorberaient le rayonnement solaire et réchaufferaient l'atmosphère (Baines et al., 1990). Une origine dynamique de la variation de température peut également expliquer la forte variation visible dans le temps et en latitude. La dissipation des ondes d'inertie-gravité peut être une source de chauffage dans la stratosphère (Roques et al., 1994). Les observations futures permettront de mieux comprendre le mécanisme impliqué dans ces variations dans la stratosphère et de confirmer la périodicité des observables.

En ce qui concerne la haute troposphère, Fletcher et al. (2014) ont réanalysé les données IRIS et dérivé les températures entre 70 et 800 hPa. Une structure thermique similaire à celle d'Uranus a été révélée par ce jeu de données. À la tropopause (100 hPa), une température minimale de 51 K est présente aux moyennes latitudes ($\pm 45^\circ$) et une température maximale est présente au pôle sud et à l'équateur (56 et 57 K). La température minimale locale dans l'hémisphère nord est plus froide et semble être plus élevée en altitude que dans l'hémisphère sud. En raison de la géométrie de l'observation, aucune donnée au-delà de $40^\circ N$ n'a été obtenue. L'analyse des spectres en émission dans l'infrarouge moyen du Keck/LWS en 2003 ($L_s = 266^\circ$) (Fletcher et al., 2014), du VLT/VISIR en 2006 ($L_s = 272^\circ$), 2009 ($L_s = 279^\circ$) et 2018 ($L_s = 299^\circ$), de Gemini-N/MICHELLE en 2007 ($L_s = 270^\circ$), de Subaru/Cooled Mid-Infrared Camera and Spectrometer (Subaru/COMICS) en 2008 ($L_s = 277^\circ$) et 2020 ($L_s = 303^\circ$) (Roman et al., 2022) a montré que la température est restée inchangée à ces niveaux depuis le survol de Voyager 2, sauf pour le pôle sud où le point chaud présent à des niveaux plus élevés est également visible ici (figure 4.8) mais semble être plus froid aujourd'hui (2018-2020). Cette stabilité temporelle implique que la dynamique influence fortement la température méridienne. En

outre, [Roman et al. \(2022\)](#) ont constaté que la structure thermique à la tropopause est très différente de celle de la stratosphère, en moyenne. La température minimale observée aux latitudes moyennes près de la tropopause ne s'étend pas à la stratosphère.

4.4.2 Différences et similarités avec nos simulations

Nos simulations de températures sont actuellement incompatibles avec les températures méridiennes observées ([Roman et al., 2022](#)). Aux longitudes solaires des observations (entre 266° et 303°), un minimum est observé au pôle nord et un maximum au pôle sud comme attendu pour un modèle avec seulement un forçage radiatif pur à l'été austral. Cependant, le pôle sud chaud observé depuis au moins 2003 ($L_s \simeq 266^\circ$) est reproduit par notre modèle où le maximum est atteint entre $L_s \simeq 272$ et 333° à 0.1 hPa. L'évolution temporelle de la température est également très différente entre les observations et les simulations (figure 4.7). La température moyennée sur le disque, en tenant compte de la latitude subsolaire, dans notre simulation montre peu de variations (~ 2 K maximum) alors que les températures moyennes du disque observées présentent des variations importantes sur des échelles de temps plus courtes. Ainsi, ces variations observées ne peuvent pas être un pur effet radiatif saisonnier.

Concernant la tropopause (à 100 hPa), dans notre simulation, la température maximale se trouve également à l'équateur, mais le pôle sud est plus froid et aucun minimum de température n'est visible aux latitudes moyennes (figure 4.8) contrairement aux observations. À 400 hPa, la température observée semble être plus cohérente avec notre modèle dans l'hémisphère sud.

4.5 Conclusion

La structure thermique centrée sur la tropopause retrouvée sur Uranus et Neptune est très similaire malgré une longitude solaire d'observation différente. Sur les deux planètes, les extrêmes près de la tropopause sont situés dans la même bande de latitude, quelle que soit la saison. Le décalage entre la structure thermique observée et celle simulée (avec notre modèle saisonnier 1-D) suggère que la dynamique influence fortement la température méridienne et qu'elle est active sur de longues échelles de temps. [Karkoschka et al. \(2009\)](#), [Karkoschka et al. \(2011\)](#) et [Sromovsky et al. \(2014\)](#) ont proposé une ascendance équatoriale pour expliquer la formation des nuages et le gradient de méthane entre l'équateur et le pôle. La température relevée par IRIS est incompatible avec cette circulation supposée, car un refroidissement adiabatique devrait être observé à l'équateur. À partir d'images infrarouges, du vent zonal, de la température, de mesures de para- H_2 et de la distribution de volatiles condensables, [de Pater et al. \(2014\)](#) et [Fletcher et al. \(2020a\)](#)

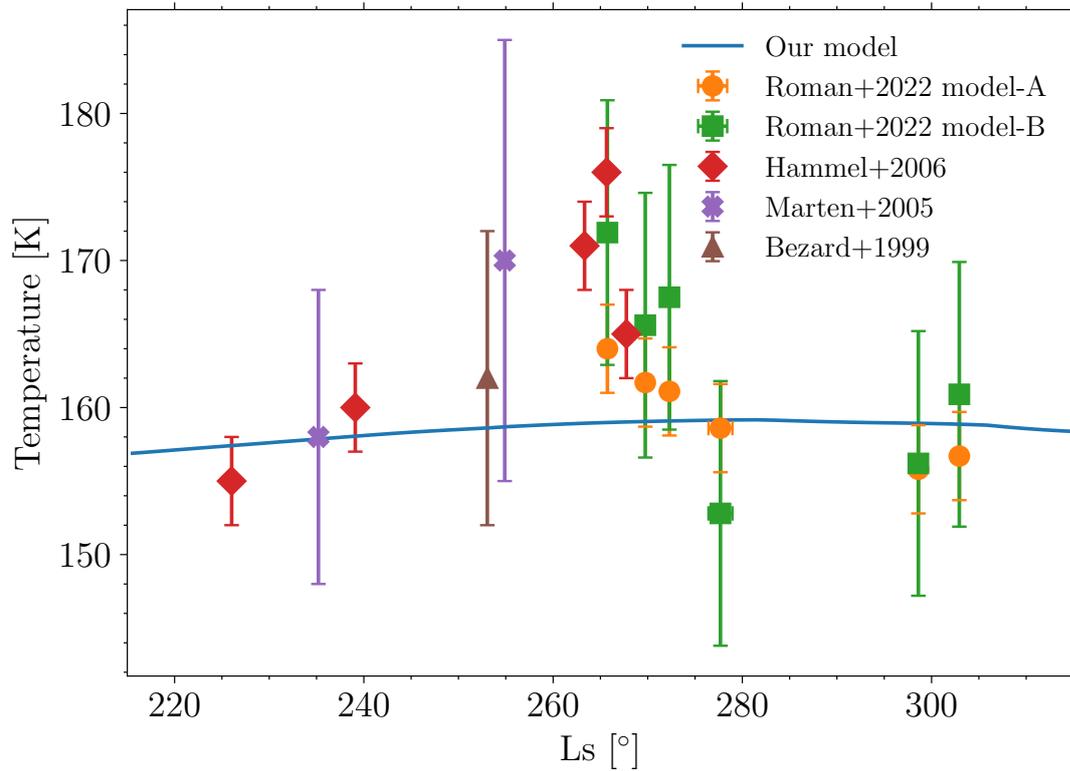


Figure 4.7 – Comparaison de la température simulée et moyennée sur le disque en fonction de la latitude subsolaire observée depuis la Terre (ligne bleue) et des températures moyennes du disque obtenues par [Marten et al. \(2005\)](#) (croix violette), [Hammel et al. \(2006\)](#) (diamant rouge) et [Roman et al. \(2022\)](#) (carré vert et cercle orange). En raison du décalage global de température entre nos simulations et les observations (figure 3.15), nous avons ajouté +35K aux résultats de notre modèle pour faciliter la comparaison des tendances dans les jeux de données.

ont conçu un modèle de circulation méridienne possible dans la haute atmosphère qui rend cohérente la température méridienne déduite par IRIS (figure 1.23). Au-dessus du niveau de condensation du méthane, la circulation méridienne proposée est régie par une subsidence polaire et équatoriale et une ascendance aux latitudes moyennes. Mais en dessous de ce niveau, c'est l'inverse qui est suggéré par ce modèle (avec des cellules de circulation empilées), ce qui pourrait expliquer le gradient méridien de fraction molaire de CH_4 observé. L'étude de la circulation méridienne sur ces planètes reste à confirmer avec un modèle de circulation générale en 3-D.

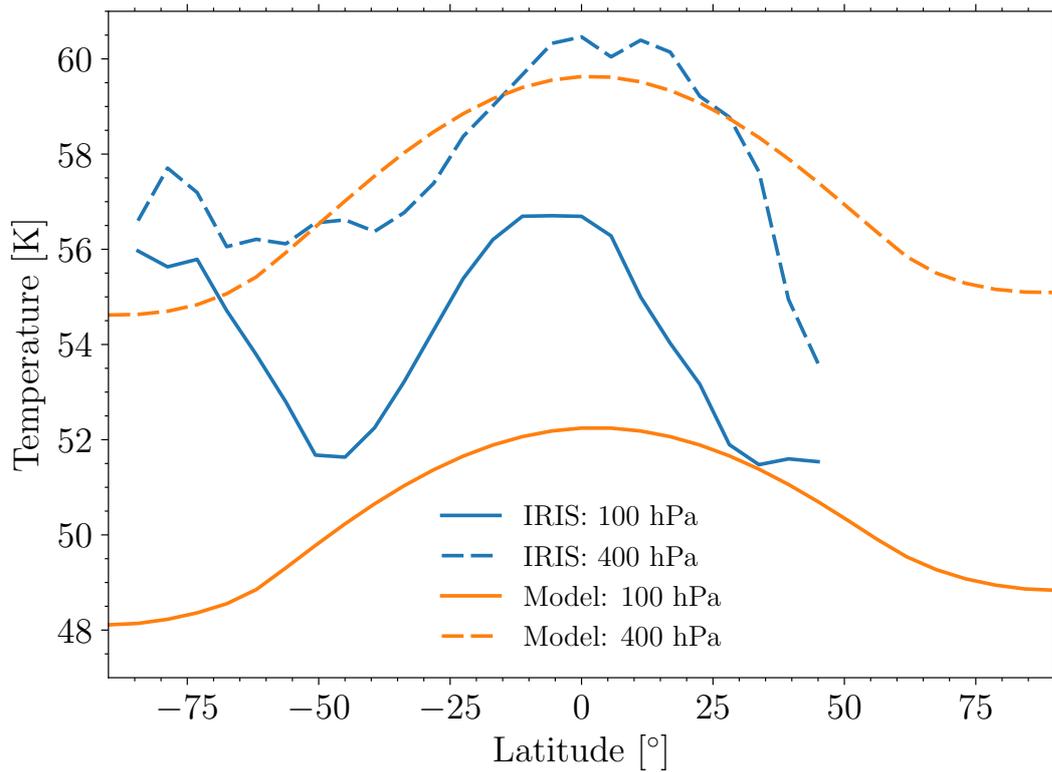


Figure 4.8 – Comparaison de la température déduite (ligne bleue) par l’expérience IRIS (Fletcher et al., 2014) et de la température simulée (ligne orange) sur Uranus à 100 hPa (ligne continue) et 400 hPa (ligne tiretée). Les incertitudes liées à l’inversion spectrale des données IRIS sont inférieures à 1 K.

Chapitre 5

Description du modèle global du climat

Sommaire

5.1	Vue d'ensemble du modèle	142
5.2	Cœur dynamique	143
5.2.1	Conservation de la masse - Équation de continuité	143
5.2.2	Conservation de l'énergie thermique - Équation thermodynamique	144
5.2.3	Conservation du moment cinétique - Équations d'Euler	144
5.3	Discrétisation spatiale et temporelle	147
5.3.1	Grille icosaédrique	148
5.3.2	Discrétisation verticale	150
5.3.3	Schéma numérique et discrétisation horizontale	151
5.4	Dissipation horizontale	152
5.5	Conditions aux bords du modèle	153
5.5.1	Limite basse - Force de traînée	153
5.5.2	Limite haute - Conservation du moment cinétique	154
5.5.3	Conditions initiales du modèle	154
5.6	Difficultés rencontrées en passant aux géantes glacées	156
5.7	Tests préliminaires	157
5.7.1	Pas de temps dynamique	157
5.7.2	Dissipation horizontale - Temps de relaxation	160
5.7.3	Dissipation horizontale - Ordre du laplacien	163
5.8	Conclusion	163

5.1 Vue d'ensemble du modèle

Grâce à l'avènement de la conquête spatiale et des progrès technologiques sur les supercalculateurs dans les années 60, de premiers modèles atmosphériques ont été développés pour les prévisions météorologiques sur Terre. Ils ont rapidement été dérivés pour les prévisions saisonnières puis pour les simulations climatiques. Peu à peu, ces modèles ont été appliqués sur les planètes du système solaire puis les exoplanètes. Avec l'accroissement des capacités des supercalculateurs, les modèles ont gagné en résolution spatiale et en complexité en prenant en compte des processus physiques particulièrement complexes tels que la microphysique et la convection. Avant d'introduire le modèle utilisé pour cette thèse, il est tout d'abord intéressant d'établir la différence entre un modèle de prévision numérique du temps et un modèle global du climat (GCM pour Global Climate Model en anglais). Les modèles de prévision numérique sont certainement les modèles les plus connus du grand public, étant utilisés pour prévoir la météo à court terme. Citons par exemple les modèles AROME et ARPEGE utilisés par les ingénieurs météorologues de Météo-France. Le modèle de prévision saisonnière est un modèle principalement utilisé pour établir des tendances météorologiques saisonnières sur plusieurs mois à partir d'oscillations connues tels que El Niño, l'oscillation quasi-biennale ou l'oscillation nord-atlantique. La particularité de ces deux types de modèles, c'est qu'ils sont initialisés à partir d'une assimilation de nombreuses mesures météorologiques récoltés par satellites, stations météo et autres à l'instant présent pour prévoir l'évolution des variables météorologiques à court et moyen terme. Cette technique robuste pour prévoir les centres d'action météorologiques, devient obsolète pour prévoir les processus climatiques à plus long terme en raison de la divergence des processus physiques liée à la théorie du chaos. Ces modèles ne sont pas adaptés à l'étude de processus à long terme (plusieurs années) et de plus, ils sont très coûteux en temps de calcul en raison des très nombreux processus physiques pris en compte et de leur résolution spatiale particulièrement élevée (pour les plus résolus d'entre eux, seule une zone spatiale de l'atmosphère est simulée). Dans le cas d'un GCM, une telle précision n'est pas nécessaire, car l'exactitude temporelle et spatiale n'est pas recherchée, mais plutôt son état moyen et son évolution globale sur le long terme : par exemple, le réchauffement anthropique que nous connaissons aujourd'hui ou les processus atmosphériques globaux. Il nécessite donc beaucoup moins de connaissance sur l'état initial de l'atmosphère et une résolution spatiale beaucoup moins importante. Un tel modèle peut être utilisé pour les autres planètes du système solaire où la physique de l'atmosphère est régie par les mêmes équations fondamentales et dont le but recherché est d'étudier les processus atmosphériques à partir des paramétrisations physiques propres à la planète.

Un GCM est un ensemble de programme informatique visant à résoudre des équations mathématiques régissant les mouvements et processus physiques de l'atmosphère. Il cal-

culé l'évolution temporelle de plusieurs variables physiques telles que la température, la pression dans une maille faisant partie de la "grille" du modèle. La structure d'un GCM se compose de deux parties distinctes : le cœur dynamique et la partie physique. Cette séparation est justifiée par la différence d'échelle entre les mouvements atmosphériques bi-dimensionnels de grande échelle déterminés par le cœur dynamique et les processus physiques qui ont lieu à petite échelle. La partie dynamique résout numériquement les équations primitives atmosphériques projetées sur la sphère planétaire en mouvement (animée par les vents) qui est matérialisée par une grille tridimensionnelle. La partie physique est un ensemble de sous-programmes qui représente en 1-D différents phénomènes physiques en chaque point du modèle tels que le bilan radiatif, la convection ou la microphysique. Ces deux parties sont dites "couplées", c'est-à-dire que le calcul de l'évolution temporelle des variables d'état calculées par la partie dynamique (resp. physique) est ensuite transmis à la partie physique (resp. dynamique) où leur évolution est à nouveau recalculée.

Le GCM utilisé dans le cadre de la thèse emploie le cœur dynamique DYNAMICO dans lequel est couplé la partie physique nommée LMDZ.GENERIC que nous avons précédemment introduit dans le chapitre 2. Ce GCM a été précédemment utilisé pour simuler les atmosphères de Jupiter et Saturne où des résultats prometteurs ont pu être obtenus. Dans la suite de ce manuscrit, on nommera notre GCM avec les paramétrisations physiques propres aux géantes glacées Ice Giants Planetary Climate Model - DYNAMICO (IG PCM-DYNAMICO).

5.2 Cœur dynamique

Les équations du mouvement utilisées dans le modèle dérivent des équations primitives atmosphériques décrivant le mouvement d'une parcelle fluide dans l'environnement. Ces équations consistent en 3 équations de conservation : la conservation de la masse, de l'énergie thermique et du moment cinétique.

5.2.1 Conservation de la masse - Équation de continuité

L'équation de continuité décrit la conservation de la masse d'une parcelle fluide en mouvement :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \quad (5.1)$$

En introduisant la dérivée particulière $\frac{Df}{Dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla})f$ pour une variable f , l'équation peut être réécrite comme :

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \vec{\nabla} \cdot \vec{u} = 0 \quad (5.2)$$

5.2.2 Conservation de l'énergie thermique - Équation thermodynamique

L'équation thermodynamique découle du premier principe de la thermodynamique $dU = dW + dQ$ et de l'enthalpie $H = U + PV$. Par unité de masse et en posant que le travail effectué par le fluide est égal à $dW = Pd\alpha$ (avec $\alpha = 1/\rho$ le volume spécifique) et l'enthalpie $dh = c_p dT$ (avec c_p la capacité thermique massique à pression constante), on obtient :

$$c_p \frac{dT}{dt} = \frac{dq}{dt} + \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dt} \quad (5.3)$$

Le terme $\dot{q} = dq/dt$ représente le taux de chauffage diabatique de l'écoulement (issu du transfert radiatif, de la turbulence et de la convection) en $\text{J.kg}^{-1}.\text{s}^{-1}$ calculé par la partie physique du modèle.

En introduisant la température potentielle θ ,

$$\theta = T \left(\frac{P}{P_0} \right)^{\frac{R^*}{c_p}} \quad (5.4)$$

avec P_0 , la pression de référence et R^* la constante spécifique de l'air sec, l'équation thermodynamique peut être réécrite avec cette grandeur :

$$c_p \frac{D\theta}{DT} = \frac{\theta}{T} \dot{q} \quad (5.5)$$

Ce changement de variable facilite la séparation des termes de taux de chauffage adiabatique et diabatique et la température potentielle est de plus conservée lors d'un processus adiabatique dans le cas d'un gaz parfait.

5.2.3 Conservation du moment cinétique - Équations d'Euler

La conservation du moment cinétique d'une parcelle fluide en mouvement est régie par le principe fondamental de la dynamique :

$$\frac{D\vec{u}}{\partial t} + 2\vec{\Omega} \times \vec{u} + \frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p - \vec{g} + \vec{\mathcal{F}} = 0 \quad (5.6)$$

avec $\vec{\mathcal{F}}$ les forces de friction.

En considérant la planète comme une sphère géoïde, le principe fondamental de la dynamique est exprimé par les équations d'Euler. Ces équations peuvent se projeter dans un système de coordonnées sphériques, dans lequel les composantes de la vitesse (u pour la vitesse zonale, v la vitesse méridienne et w la vitesse verticale) sont :

$$\frac{Du}{Dt} - \left(2\Omega + \frac{u}{r \cos(\phi)} \right) v \sin(\phi) + 2\Omega w \cos(\phi) + \frac{uw}{r} + \frac{1}{\rho r \cos(\phi)} \frac{\partial p}{\partial \lambda} = 0 \quad (5.7)$$

$$\frac{Dv}{Dt} + \left(2\Omega + \frac{u}{r \cos(\phi)} \right) u \sin(\phi) + \frac{vw}{r} + \frac{1}{\rho r} \frac{\partial p}{\partial \phi} = 0 \quad (5.8)$$

$$\frac{Dw}{Dt} + 2\Omega u \cos(\phi) - \frac{u^2 + v^2}{r} + g + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial \eta} = 0 \quad (5.9)$$

où λ est la longitude, ϕ la latitude, Ω la vitesse angulaire de rotation, ρ la densité atmosphérique, r le rayon, g l'accélération de la pesanteur et η la coordonnée verticale.

Pour faciliter l'intégration de ces équations et ayant connaissance des limites du calcul numérique, des hypothèses et approximations ont été faites :

- Hypothèse du gaz parfait : la loi des gaz parfaits est un modèle qui décrit le comportement d'un gaz réel où les interactions entre les molécules du gaz, hormis les chocs élastiques, sont négligeables et la taille de ces molécules est également négligeable par rapport au volume considéré. Cette hypothèse est valable à basse pression (à $P \lesssim 10$ bar) comme pour les pressions considérées ici. L'équation des gaz parfaits reliant les variables intensives P (pression), T (température) et ρ (masse volumique) s'écrit :

$$P = \rho R^* T \quad (5.10)$$

avec $R^* = R/M$ la constante spécifique de l'air sec, R la constante universelle des gaz parfaits et M la masse molaire du mélange de gaz parfait. On définit la masse volumique comme étant $\rho = 1/\alpha$ avec α le volume spécifique.

- Hypothèse hydrostatique : l'équilibre hydrostatique est l'équilibre entre la résultante des forces de pression selon la coordonnée verticale z et la force de pesanteur.

$$\frac{dP}{dz} = -\rho g \quad (5.11)$$

Cette hypothèse est valable dans le cas où les mouvements horizontaux de grande échelle prédomineraient largement les mouvements verticaux. Cette situation est rencontrée dans le cas étudié ici où l'échelle verticale est largement inférieure à l'échelle horizontale. L'accélération verticale $\frac{\partial w}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla})w$ et les termes de géométrie $\frac{uw}{r}$ et $\frac{vw}{r}$ des équations du mouvement sont donc négligeables.

- Approximation en couche mince : la couche météorologique considérée ici possède une épaisseur d'environ ~ 500 km. Par rapport au rayon d'Uranus et de Neptune, cette épaisseur représente seulement $\sim 0.5\%$ du rayon total. Ce constat nous permet de supposer que la distance au centre de la planète est constante.
- Approximation traditionnelle : le rapport en échelle verticale et échelle horizontale intervient également dans cette approximation. Puisque les mouvements verticaux sont plus faibles que les mouvements horizontaux, la composante verticale de la force de Coriolis ($2w\Omega \cos(\phi)$) est négligée ainsi que le terme pris en compte par la vitesse verticale ($2u\Omega \cos(\phi)$). L'accélération de Coriolis est donc égale à $f\vec{k} \times \vec{v}$ où f est le paramètre de Coriolis et \vec{k} le vecteur unitaire vertical. L'approximation traditionnelle et l'approximation en couche mince ne peuvent être utilisées séparément, car sinon le moment cinétique ne serait pas conservé.
- Approximation du géopotential sphérique : cette approximation est la plus grossière de celles introduites précédemment pour notre modèle. Cette approximation considère la planète étudiée comme étant une sphère. Le rayon est donc constant en latitude. Cette approximation implique notamment que l'accélération gravitationnelle g ne varie pas en fonction de la latitude. Bien que la différence entre la valeur de g aux pôles et l'équateur sur Terre n'est que de 0.5% , sur Uranus et Neptune, cette différence est 10 fois plus importante. Une telle approximation conduit nécessairement à des erreurs physiques sur l'écoulement (Constantin et al., 2021) dont l'importance n'a jamais pu être quantifiée. Nous considérons cette approximation comme valable au premier ordre avec grande prudence, mais une étude plus poussée permettrait de vérifier la validité de cette approximation.

En tenant compte des hypothèses et approximations introduites ci-dessus, les équations d'Euler peuvent être réécrites comme :

$$\frac{Du}{Dt} - \left(2\Omega + \frac{u}{r \cos(\phi)} \right) v \sin(\phi) + \frac{1}{\rho r \cos(\phi)} \frac{\partial p}{\partial \lambda} = 0 \quad (5.12)$$

$$\frac{Dv}{Dt} + \left(2\Omega + \frac{u}{r \cos(\phi)} \right) u \sin(\phi) + \frac{1}{\rho r} \frac{\partial p}{\partial \phi} = 0 \quad (5.13)$$

$$g + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial \eta} = 0 \quad (5.14)$$

Dans le cas du cœur DYNAMICO, il s'agit de la formulation hamiltonienne des équations d'Euler qui est préférée par rapport à cette formulation "classique" (Dubos et al., 2015). Au lieu de se concentrer sur les équations d'évolution des degrés de liberté d'un système physique, la formulation hamiltonienne se concentre sur l'évolution de toute quantité pouvant être exprimée en termes de degré de liberté. Elle permet ainsi de déterminer des quantités qui n'évoluent pas tels que la masse, l'énergie et le moment

angulaire. Cette approche est particulièrement recherchée par les modèles numériques, dont les GCM.

Ainsi, les équations primitives hydrostatiques dans leur forme hamiltonienne conservent la masse, le moment cinétique et l'énergie totale avec les hypothèses et approximations introduites précédemment. Néanmoins, on verra dans la partie suivante que le moment cinétique ne peut pas être exactement conservé en raison des limitations numériques de la modélisation.

5.3 Discrétisation spatiale et temporelle

Les équations primitives hydrostatiques ne peuvent pas être résolues sous leur forme continue, car les axes temporels et spatiaux ne peuvent pas l'être numériquement. On considère ainsi l'espace et le temps comme un ensemble fini de valeurs où sont intégrées les équations décrivant l'atmosphère. On ne parlera plus d'équations continues, mais d'équations discrètes. La discrétisation temporelle prend ainsi la forme d'instantanés régulièrement espacés et contrôlés par un pas de temps fixe et la discrétisation spatiale consiste en plusieurs points répartis sur la sphère planétaire (horizontalement et verticalement) qui forment un ensemble appelé grille du modèle. Selon le choix de la résolution spatiale et du pas de temps, cela peut conduire à des solutions différentes proches ou divergentes. Une simulation numérique n'est donc qu'une solution possible parmi une infinité; pour être considérée robuste, elle doit être suffisamment proche de la réalité. La condition de Courant-Friedrich-Lévy (CFL) permet d'établir une limite sur la discrétisation spatiale et temporelle d'un GCM afin d'éviter une divergence de la solution numérique de la solution analytique réelle. Cette condition repose sur le nombre de Courant :

$$C = \frac{u\Delta t}{\Delta x} \quad (5.15)$$

avec u le vent maximal, Δt le pas de temps utilisé et Δx la résolution spatiale du modèle. La condition CFL impose que C soit inférieur ou égal à 1, c'est-à-dire, qu'une parcelle fluide en mouvement ne doit pas traverser plus d'un point de grille en un pas de temps. L'intégration est linéaire et basée sur la tendance du point à partir duquel on intègre. Si la grille et/ou le pas de temps est trop grossier, la tendance s'éloignerait de la solution réaliste.

Le choix de la résolution spatiale et du pas de temps est donc particulièrement important dans toutes les modélisations où l'on intègre dans le temps. Une description de la discrétisation spatiale et temporelle de notre GCM sera réalisée dans les sous-sections suivantes et le choix de la discrétisation sera testé et discuté dans les parties [5.7.1](#) et [6.2.3](#).

5.3.1 Grille icosaédrique

La grille la plus utilisée par les modèles à ce jour est le maillage latitude-longitude. D'une simplicité évidente, elle permet de résoudre les équations primitives atmosphériques sur des points de grille connus et faciles à se représenter. Cependant, l'utilisation d'une telle grille n'est pas dépourvue de défauts. En effet, cette grille possède deux points singuliers nécessitant un traitement différent à leur proximité : les pôles. La condition CFL permet d'expliquer le problème rencontré aux pôles. En se rapprochant des pôles, l'intervalle spatial de la grille diminue. Puisque le vent ne tend pas vers zéro, le pas de temps doit également se réduire. Ainsi, aux pôles, la condition CFL impose que Δx et Δt soit égaux à 0 (WILLIAMSON, 2007). Ce problème peut facilement être contourné en utilisant des filtres passe-bas (Purser, 1988) et en augmentant la discrétisation spatiale et temporelle. Mais cela entraîne une forte augmentation du temps de calcul à cause de la latence provoquée par les processeurs gérant les mailles polaires (Staniforth et al., 2012).

Avec le développement du calcul parallèle et de l'augmentation de la puissance de calcul des supercalculateurs, l'élaboration de modèles avec une grille quasi-uniforme s'affranchissant du problème polaire est devenue un enjeu majeur de la modélisation.

La grille utilisée par le cœur DYNAMICO est une grille icosaédrique-hexagonale. Elle est basée sur la grille C-icosaédrique triangulaire de Sadourny et al. (1968). De manière succincte, il s'agit d'un icosaèdre projeté sur une sphère circonscrite où deux de ses sommets correspondent aux pôles de la planète. Cette forme géométrique possède initialement 12 points correspondant aux 12 sommets des triangles dits primaires répartis sur l'icosaèdre (figure 5.1(a)). Pour raffiner cette grille initiale, on effectue un pavage en découpant les triangles primaires en triangles plus fins à partir de N segments jusqu'à atteindre la résolution souhaitée (figure 5.1). Ce redécoupage permet d'obtenir $10N^2+2$ points répartis quasiment uniformément sur toute la grille. On nomme cette grille triangulation de Delaunay. En utilisant un diagramme de Voronoi, on constate que les sommets des mailles triangulaires de Delaunay correspondent aux centres de mailles hexagonales – ou pentagonales s'il s'agit de l'un des 20 sommets de l'icosaèdre - de ce diagramme (Ringler et al., 2010). Ce maillage Delaunay-Voronoi, illustré sur la figure 5.2, est dit dual car dépendant l'un de l'autre. Il est ainsi possible d'utiliser un maillage triangulaire ou hexagonal sur une grille icosaédrique. Le maillage adopté par DYNAMICO est le maillage hexagonal en raison d'une stabilité numérique plus importante nécessitant moins de dissipation (Ringler et al., 2010; Skamarock et al., 2012; Gassmann, 2013; Dubos et al., 2015) par rapport au maillage triangulaire (Rípodas et al., 2009; Wan et al., 2013).

Contrairement à la grille latitude-longitude, les grandeurs physiques sont associées à trois ensembles de points d'un hexagone. Les densités et fonctions scalaires (tels que la masse volumique et la température potentielle) sont calculées au centre i de l'hexagone, les champs résultants d'un opérateur divergent (tels que la composante covariante de la

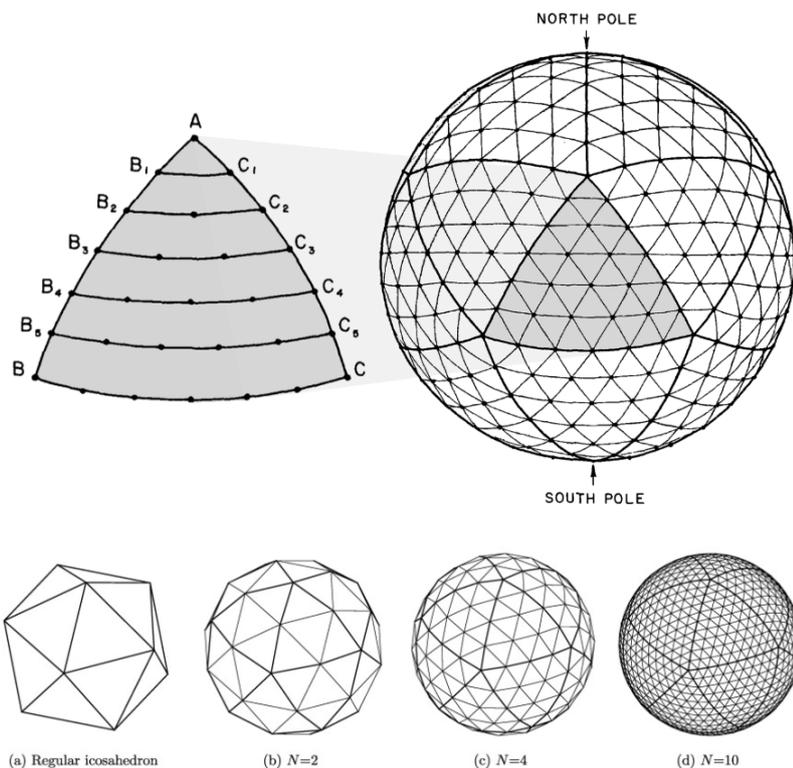


Figure 5.1 – Grille C-icosaédrique triangulaire en fonction de la tessellation effectuée (figure extraite de [Sadourny et al. \(1968\)](#)).

vitesse et le flux de masse) sur les centres des arêtes e de l'hexagone avec une composante normale et tangentielle et les champs résultant d'un opérateur rotationnel (telle que la vorticité potentielle exprimée en flux de masse) aux sommets v de l'hexagone. Les opérateurs gradients, divergents et rotationnels sous leur forme discrète sont définis par les relations suivantes ([Dubos et al., 2015](#)) :

$$\delta_e \Theta = - \sum_{i \in C_e} n_{ei} \Theta_i \quad (5.16)$$

$$\delta_i U = - \sum_{e \in E_i} n_{ei} U_e \quad (5.17)$$

$$\delta_v v = - \sum_{e \in E_v} t_{ev} v_e \quad (5.18)$$

$$(5.19)$$

où Θ est la température potentielle exprimée en flux de masse, U le flux de masse et v

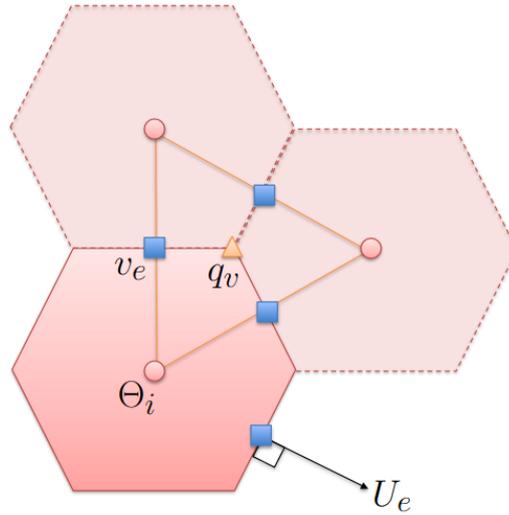


Figure 5.2 – Maillage hexagonal de centre i (rond rouge) et maillage triangulaire de centre v (triangle orange) de la grille duale Delaunay-Voronoi. L'interface (arête) entre chaque hexagone est notée e (carré bleu). Les variables indiquées sur cette figure correspondent à leur intégration sur la grille icosaédrique-hexagonale dans DYNAMICO (figure extraite de [Dubos et al. \(2015\)](#)).

la vitesse du vent. C_e représente deux centres de maille séparés par une arête e , E_i est l'ensemble des six point-milieu des arêtes autour du point i et E_v l'ensemble des points e adjacents au sommet de maille v . Les coefficients n_{ei} et t_{ei} valent ± 1 en fonction de l'orientation des grandeurs U_e et v_e par rapport aux vecteurs normaux et tangents des arêtes de l'hexagone.

5.3.2 Discrétisation verticale

La discrétisation verticale du modèle est basée sur la coordonnée verticale η ([Kasahara, 1974](#)) où $\eta = 1$ correspond à la limite haute du modèle et $\eta = 0$ à la limite basse. L'axe vertical utilisé par le modèle est la pression atmosphérique qui est définie en fonction de η par :

$$\eta \in [0, 1], p(\eta) = a(\eta) + b(\eta)P_s \quad (5.20)$$

où a et b sont des coefficients dépendant de la coordonnée verticale η et P_s est la pression de surface. Les coefficients a et b obéissent aux contraintes suivantes : $a(0) = 0$, $a(1) = P_{top}$, $b(0) = 1$ et $b(1) = 0$. Les parcelles fluides évoluent donc entre deux niveaux de

pression (P_s et P_{top}). La pression étant définie par rapport à la masse contenue dans chaque colonne d'air, elle varie donc horizontalement d'une colonne à l'autre.

L'axe vertical, discrétisé en niveaux, est défini par la pression atmosphérique et suit l'échelonnement de Lorenz où des calculs sont effectués sur les niveaux et aux interfaces entre les niveaux. L'intégration des grandeurs physiques horizontales s'effectue sur les niveaux verticaux alors qu'aux interfaces, ce sont les grandeurs dépendant de l'axe vertical telles que le flux de masse vertical ou le géopotentiel.

Dans notre modèle, nous avons décidé de choisir 48 niveaux verticaux compris entre 3 000 hPa et 3 Pa, correspondant à la troposphère et à la stratosphère des géantes glacées. Le choix de cette gamme de pression a été privilégié par le fait que la majorité des observations a été obtenue entre ces deux niveaux de pression, permettant ainsi de valider ou non nos résultats. Dans la partie physique de notre modèle, nous avons défini la limite haute de notre modèle à 5 Pa avec le même nombre de niveaux verticaux. Cette petite différence de pression entre la partie physique et la partie dynamique est uniquement présente sur le dernier niveau de notre modèle et s'explique par une intégration différente effectuée par ces deux parties. En branchant la partie physique au cœur dynamique, la pression retenue au dernier niveau est celle calculée par le cœur dynamique.

5.3.3 Schéma numérique et discrétisation horizontale

Les équations continues conservent exactement la masse et l'énergie. Cependant, en raison de la discrétisation spatiale et temporelle des équations du mouvement, la conservation lors de la conversion des équations continues en équations discrètes n'est plus assurée, car la continuité entre deux points de grille et/ou 2 instants temporels n'est plus garantie. Ces limites inextricables, liées au calcul numérique, peuvent être à l'origine d'instabilités dites numériques. Parmi elles, on peut citer la non-conservation de la masse, de l'énergie ou du moment cinétique, une accumulation d'énergie à l'échelle sous-maille et une propagation et réflexion aberrante d'ondes aux bords du modèle.

Un schéma numérique réalise une approximation discrète d'une équation continue. En utilisant un schéma numérique approprié, il est possible de conserver la masse et l'énergie aux erreurs de troncatures et d'arrondis près. Le schéma numérique utilisé pour l'intégration temporelle des équations primitives hydrostatiques s'effectue de façon explicite à partir de la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4 (RK4), précise jusqu'au second ordre dans la résolution des équations différentielles. Ce schéma numérique dépend ainsi de la discrétisation spatiale utilisée et du pas de temps pour l'intégration temporelle.

Nous avons vu que la discrétisation de la grille était limitée par la condition CFL, mais elle l'est également par des considérations physiques. Introduit dans la section 1.7.2, le rayon de déformation de Rossby R_d définit l'échelle maximale au-delà de laquelle il

n'est pas possible de représenter les tourbillons. La valeur de R_d sur Uranus et Neptune est de l'ordre de $\sim 7.5^\circ$, ce qui nous autorise à tester des résolutions assez basses par rapport à Jupiter ou Saturne où le rayon de déformation est de $\sim 1.5^\circ$. En considérant 3 points de grille pour représenter R_d , on fixe la taille maximale d'un élément de grille que nous pouvons tester à 2.5° . La résolution choisie pour nos prochaines simulations (sauf mention contraire) est de 1° , car elle est suffisamment inférieure au rayon de déformation de Rossby et moins coûteuse en temps de calcul qu'une simulation 0.5° à haute résolution. Concernant le pas de temps dynamique, le choix est basé sur l'expérience passée des simulations réalisées sur Jupiter (Boissinot, 2021) et Saturne (Spiga et al., 2020) et sur le coût en temps de calcul. En fixant notre pas de temps dynamique à ~ 300 s (200 pas de temps dynamique par jour planétaire) et en considérant la vitesse maximale sur Uranus à 250 m.s^{-1} et sur Neptune à 400 m.s^{-1} , nous obtenons un nombre de Courant égal à 0.17 sur Uranus et 0.28 sur Neptune. Ainsi, cette discrétisation spatiale et temporelle ne transgresse pas à la condition CFL.

5.4 Dissipation horizontale

Le schéma numérique du modèle nécessite néanmoins d'être stabilisé par des filtres afin d'éviter une propagation d'erreur numérique pouvant engendrer une non-conservation d'une grandeur (comme le moment cinétique). Ces erreurs numériques explicitées dans la section ci-dessus sont à l'origine d'une accumulation d'énergie aux plus petites échelles et perturbent le bilan de conservation d'énergie. Un terme linéaire d'hyperviscosité sous la forme d'un laplacien itéré est ajouté afin de dissiper ce surplus d'énergie. Ce filtre pour une variable donnée f est paramétré sur DYNAMICO à partir de l'équation ci-dessous (Spiga et al., 2020) :

$$\left(\frac{df}{dt}\right)_{dissip} = \frac{(-1)^{n+1} l_{min}^2}{\tau_D^f} \nabla^{2n} f \quad (5.21)$$

où n est l'ordre du laplacien et τ_D^f le temps de relaxation nécessaire pour dissiper une perturbation de la variable f évoluant à la résolution horizontale l_{min} du modèle. Les variables f où ce filtre est appliqué sont la composante rotationnelle du vent, la composante divergente du vent et les perturbations de température potentielle provenant de la physique du modèle (perturbations diabatiques). La paramétrisation de ce filtre dans le modèle dépend de deux termes : τ_D^f et n . Plus le temps de relaxation τ_D^f est court, plus la dissipation est importante. Plus l'ordre n est l'important, plus la dissipation est efficace. L'utilisation d'un tel filtre peut cependant à son tour créer un bruit numérique pouvant modifier sérieusement la circulation (Gassmann, 2013). Il faut ainsi adapter l'ordre d'itération et le temps de dissipation et trouver une situation optimale où la dis-

sipation est assez forte pour dissiper les instabilités numériques liées à la discrétisation, mais suffisamment faible pour que le filtre lui-même n’engendre pas un bruit numérique trop important ou dissipe toute la circulation. Ce filtre ne doit donc pas être vu comme une représentation de la cascade turbulente directe ayant lieu à des échelles spatiales très inférieures à celles utilisées par les GCM. Il s’agit uniquement d’un terme permettant de stabiliser le schéma numérique du modèle.

Des tests de sensibilité de ce filtre ont été précédemment menés sur les planètes géantes en utilisant le cœur dynamique DYNAMICO (Spiga et al., 2020). Des temps de dissipation optimaux compris entre 5 000 et 15 000 s ont été trouvés avec un ordre d’itération fixé à 2. L’impact de cet ordre d’itération a pu être évalué sur des planètes telluriques (Hourdin et al., 1995; Lebonnois et al., 2010) mais sur un cœur dynamique différent. Il a été trouvé qu’un ordre de 2 ou de 3 est suffisant pour la dissipation à l’échelle sous-maille. Uranus et Neptune n’ayant fait l’objet d’aucune modélisation à ce jour avec DYNAMICO, des tests de sensibilité ont été menés afin de déterminer les paramètres optimaux de la dissipation (sections 5.7.2 et 5.7.3).

5.5 Conditions aux bords du modèle

La discrétisation verticale imposée par le modèle a pour effet de négliger l’interaction entre les limites verticales de notre modèle et les couches atmosphériques situées en-dehors de la couche étudiée. Certaines conditions aux limites de notre modèle sont nécessaires pour prendre en compte ces interactions au premier ordre et éviter des conditions non-physiques aux bords du modèle.

5.5.1 Limite basse - Force de traînée

À la limite basse de notre modèle, nous incluons une force de traînée similaire à celle utilisée par Liu et al. (2010). Cette friction a pour but de fermer le budget du moment cinétique comme le frottement de surface sur les planètes telluriques (Spiga et al., 2020). Ce frottement consiste en un simple frottement de type Rayleigh avec un temps de relaxation τ_r :

$$\left(\frac{du}{dt}\right)_{\text{rayleigh}} = -\frac{u}{\tau_r} \quad (5.22)$$

À l’ordre 0, cette force de traînée peut être assimilée au frottement magnétohydrodynamique exercé par les forces de Lorenz sur les courants-jets s’étendant supposément en profondeur. Comme vu dans la section 1.7.1, les vents équatoriaux en profondeur ne sont pas concernés par les forces de traînée magnétohydrodynamiques. Il existe donc

une limite ϕ_r en latitude à laquelle le frottement n'est plus exercé sur la circulation. On définit cette latitude par (Boissinot, 2021) :

$$\phi_r = \pm \arccos \left(\frac{R_P - d_J}{R_P} \right) \quad (5.23)$$

où R_P est le rayon moyen de la planète et d_J la profondeur supposée des jets. Cette profondeur a pu être précédemment estimée par Kaspi et al. (2013) où sur Uranus et Neptune, les jets s'étaleraient jusqu'à 1 100 km de profondeur. La limite latitudinale de cette force de traînée obtenue à partir de ces estimations est donc de $\pm 16.94^\circ$ sur Uranus et de $\pm 17.19^\circ$ sur Neptune.

Le temps de relaxation de la force de traînée est la principale inconnue de cette paramétrisation. Ce temps dépend de la densité, de la conductivité et du champ magnétique, trois variables qui ne sont aucunement contraintes à ce jour, même en ordre de grandeur sur nos géantes glacées. La valeur choisie pour notre modèle est identique à celle utilisée précédemment sur Saturne (Spiga et al., 2020) déjà choisi arbitrairement qui est de 100 jours terrestres (8 640 000 s). On mentionne également qu'aucun rappel newtonien vers un vent moyen n'est effectué en bas de notre modèle.

5.5.2 Limite haute - Conservation du moment cinétique

En haut du modèle, aucune condition limite n'est imposée sur notre modèle. Un rappel newtonien vers un vent nul ou vent moyen sous la forme d'une couche éponge sur les derniers niveaux les plus hauts de notre modèle n'a pas été ajouté et n'est pas conseillé par les précédentes études sur les planètes géantes (Schneider et al., 2009 ; Liu et al., 2010 ; Spiga et al., 2020). Shaw et al. (2007) ont montré que l'ajout d'une couche éponge qui ne conserve pas le moment cinétique provoquait une réponse parasite non-négligeable sur la circulation et la température. Le bilan du moment cinétique étant déjà sensible aux instabilités numériques, nous avons donc décidé de ne pas ajouter une couche éponge. Les simulations effectuées sur Saturne (sans couche éponge également) avec le cœur DYNAMICO ont montré que le moment cinétique présentait une perte inférieure à 0.5% avant d'avoir atteint le spin-up et qu'il cessait de diminuer au-delà (Spiga et al., 2020). Cette performance est particulièrement encourageante puisqu'elle est supérieure à la plupart des GCM où la perte de moment cinétique enregistré par ces derniers est de l'ordre de 1 à 2% (Polichtchouk et al., 2014).

5.5.3 Conditions initiales du modèle

Nos simulations numériques sont initialisées à partir des paramètres physiques et orbitaux propres (masse molaire de l'atmosphère, paramètres orbitaux...) à chacune des

planètes et en fonction des paramètres numériques au GCM (discrétisation spatiale, pas de temps, ...). L'ensemble de ces paramètres est défini dans le tableau 5.1. Comme sur les simulations de Jupiter (Boissinot, 2021) et Saturne (Spiga et al., 2020), on initialise chaque colonne avec le même profil de température obtenu à partir du modèle 1-D d'équilibre radiatif-convectif. Pour le cas d'Uranus et de Neptune, il s'agit des profils de température prenant en compte le scénario d'aérosols de Irwin et al. (2022) et la conduction thermosphérique (figure 3.15). La vitesse du vent initiale est nulle sur toute la grille et aucun rappel sur un profil de vent observé n'est effectué sur nos simulations. Nous avons fait le choix de commencer chacune de nos simulations à l'équinoxe de printemps ($L_s = 0^\circ$).

Variable	Nom	Uranus	Neptune
Constantes orbitales			
d_{per}	Périhélie	18.28 UA	29.63 UA
d_{aph}	Aphélie	20.02 UA	30.30 UA
P_{rev}	Période de révolution	42720 d_U	89657 d_N
Constantes planétaires			
R_p	Rayon planétaire	25 362 km	24 622 km
m	Masse planétaire	86.81×10^{24} kg	102.43×10^{24} kg
φ	Obliquité	97.77°	28.32°
P_{rot}	Période de rotation	62 064 s ($=1 d_U$)	57 996 s ($=1 d_N$)
g	Accélération de pesanteur	8.87 m.s^{-2}	11.15 m.s^{-2}
Constantes atmosphériques			
M	Masse molaire	2.75 g.mol^{-1}	2.86 g.mol^{-1}
c_p	Capacité thermique massique isobare	$8\,600 \text{ J.K}^{-1}.\text{kg}^{-1}$	$9\,100 \text{ J.K}^{-1}.\text{kg}^{-1}$
\mathcal{F}_{int}	Flux d'énergie interne	0 W.m^{-2}	0.43 W.m^{-2}
Discrétisation spatiale			
N_{bp}	Division des arêtes de l'icosahédre	80	80
N_{bp}	Résolution horizontale	1°	1°
N_z	Nombre de niveaux verticaux	48	48
P_s	Pression de surface	3 000 hPa	3 000 hPa
Discrétisation temporelle			
δ_{dyn}	Pas de temps dynamique	310.32 s	289.98 s
δ_{phy}	Pas de temps physique	$50\delta_{dyn}$	$50\delta_{dyn}$
δ_{rad}	Pas de temps radiatif	$100\delta_{phy}$	$100\delta_{phy}$
Paramètres de dissipation			
τ_D^f	Temps de relaxation	5 000	5 000
n	Ordre du laplacien	2	2
Paramètres de la force de traînée en bas du modèle			
τ_r	Temps de relaxation	100 d_{Terre}	100 d_{Terre}
ϕ_r	Latitude maximale	16.94°	17.19°

Table 5.1 – Constantes physiques et paramètres numériques utilisés dans le GCM pour Uranus et Neptune.

5.6 Difficultés rencontrées en passant aux géantes glacées

Uranus et Neptune sont des planètes où règnent des températures et une circulation atmosphérique extrêmes et uniques dans notre système solaire. Jamais une telle configuration n'a été testée sur notre GCM. Ainsi, les premières simulations effectuées ont révélé qu'à l'état actuel, le modèle nécessitait des corrections importantes. En modélisation, corriger les bugs du modèle fait partie du quotidien.

Ainsi, j'ai eu à plus d'une fois l'occasion de décortiquer le code de notre GCM en raison de problèmes rencontrés sur des simulations. Des bugs non-visibles sur les précédentes simulations d'autres planètes se sont avérés être décuplés en intensité pour le cas des géantes glacées. Par exemple, l'interpolation en température-pression de la grille des k-corrélés a montré des défaillances pour les trois premiers bins de température. Ainsi, une température de 89 K dans le modèle recevait une émission/absorption correspondant à une température de... 40 K. L'un des plus sérieux problèmes a été rencontré sur nos simulations dynamiques d'Uranus. Un problème – dont l'origine est toujours inconnue à ce jour – fait plonger la température en haut du modèle jusqu'au 0 absolu si aucune espèce radiative n'est présente en quantité suffisante. D'autres problèmes sont également présents. Des routines génériques aux autres planètes simulées ne le sont plus dans le cadre des géantes glacées. Par exemple, la conduction thermosphérique de l'hydrogène moléculaire était paramétrée pour des températures supérieures à 200 K. Il a ainsi fallu redéterminer cette conduction pour qu'elle soit compatible avec les températures présentes sur les géantes glacées. Toutes ces corrections permettent de repousser les limites du modèle afin de décrire le plus correctement et fidèlement possible les processus atmosphériques de différents environnements planétaires. Ces limites seront continuellement repoussées au fur et à mesure que de nouvelles corrections et d'ajustement de précédents paramètres seront réalisés, permettant ainsi de rendre notre modèle de plus en plus robuste pour les travaux à venir.

De fait, un énorme travail informatique doit être réalisé en amont afin de pouvoir reproduire correctement les atmosphères des géantes glacées. Cet aspect de la modélisation ne peut pas être totalement détaillé dans une thèse, mais il mérite d'être mentionné afin de ne pas oublier le chemin parcouru pour obtenir les résultats finaux que nous allons détailler ici.

5.7 Tests préliminaires

En parallèle à ce travail de programmation, des tests préliminaires ont été réalisés avant de lancer nos simulations de référence sur plusieurs années ainsi que des tests complémentaires. En effet, une simulation de 10 années uraniennes (resp. 5 années nep-tuniennes) nécessite 1 mois et demi en temps humain à être réalisée à l'aide d'un super-calculateur. Pour une simulation avec une résolution de 1° , les ressources informatiques nécessaires correspondent à 250 processeurs (CPU). Les simulations ont été réalisées sur des centres de calcul nationaux (CINES) où la demande de temps de calcul annuelle est mutualisée dans l'équipe Planéto du Laboratoire de Météorologie Dynamique. Pour le projet "Géantes Glacées", la demande d'heure annuelle moyenne durant cette thèse correspond à 1.5 million d'heures CPU sur les 7.3 millions d'heures CPU demandés par l'équipe (soit $\sim 1/5$ ème des ressources accordées à l'équipe).

C'est pour cela qu'il est nécessaire de tester les différentes paramétrisations dynamiques pouvant influencer la circulation atmosphérique afin d'obtenir une configuration optimale qui pourra servir de simulation de référence. Les paramètres testés sont le pas de temps dynamique et la dissipation sous-maille. En raison de la longue période orbitale de Neptune nécessitant deux fois plus de temps et de ressources informatiques, les tests ont été uniquement réalisés sur Uranus.

5.7.1 Pas de temps dynamique

On s'interroge sur l'influence du pas de temps dynamique dans l'intégration des équations discrètes du mouvement. Pour ce faire, nous avons décidé de tester notre GCM avec un pas de temps 2 fois plus important. Une simulation de 2 années uraniennes a été réalisée pour un nombre de pas de temps dynamique (n_{dyn}) de 200 par jour uranien (~ 300 s) et une seconde de 400 par jour uranien (~ 150 s). Ces simulations effectuées font uniquement office de test de comparaison et non d'une interprétation de la circulation atmosphérique, car elles ne sont pas encore stables et donc non convergées.

Afin d'avoir la possibilité de comparer les deux pas de temps dynamique testés, une analyse de la moyenne zonale (moyennée sur toutes les longitudes) du vent zonal sur la deuxième année de simulation a été effectuée (figure 5.3). La circulation atmosphérique au cours de cette deuxième année montre l'émergence d'un jet prograde (vent d'ouest en est) équatorial étroit, localisé entre 10°S et 10°N et s'étendant entre le bas du modèle (3 000 hPa) et 300 hPa et un jet globalement rétrograde plus large (vent d'est en ouest) centré sur l'équateur s'étendant de 300 hPa au toit du modèle (3 Pa). Ce dernier est entrecoupé par de légers jets zonaux progrades équatoriaux et étroits entre 100 hPa et 10 hPa et vers 30 Pa quel que soit le pas de temps dynamique utilisé. L'étendue méridionale de ce jet rétrograde dépend de l'altitude. Entre 300 hPa et 10 hPa, le jet rétrograde est confiné

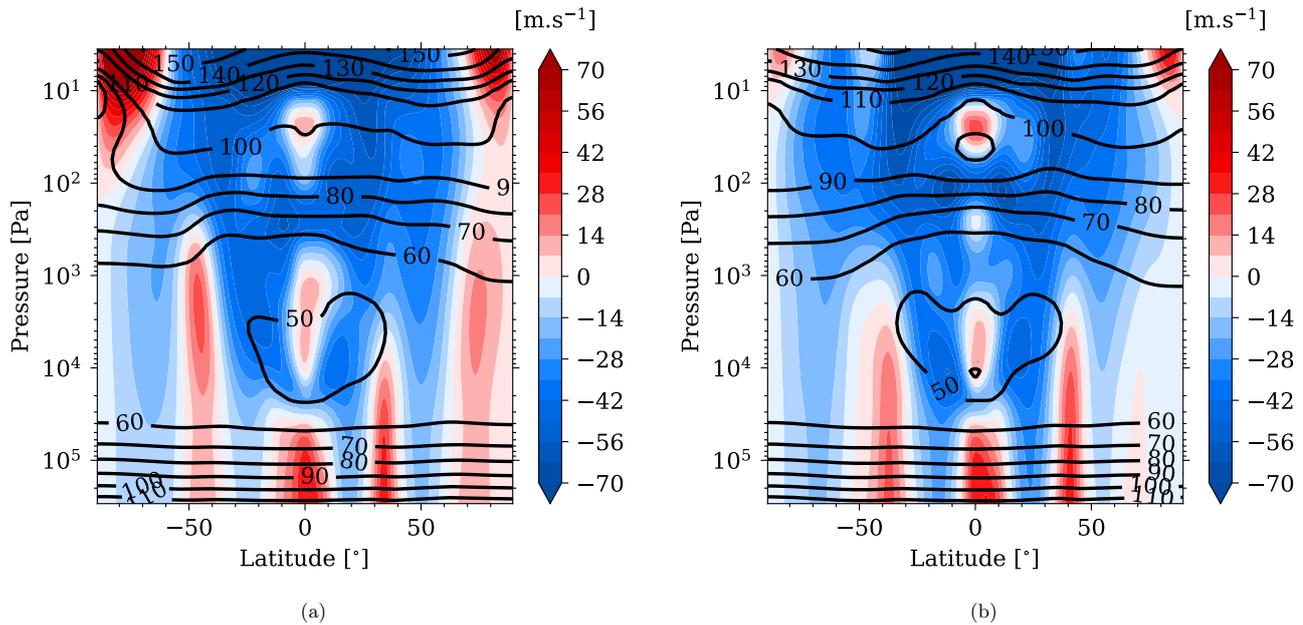


Figure 5.3 – Coupe verticale de la moyenne zonale du vent zonal de la 2ème année de simulation pour un n_{dyn} de 200 (a) et 400 (b) par jour uranien.

entre deux jets progrades situés aux moyennes latitudes alors qu'il s'étend à plus haute latitude pour des pressions plus faibles. La position des jets progrades semble dépendre du pas de temps dynamique utilisé où avec un n_{dyn} de 200 par jour uranien, on observe une structure asymétrique entre l'hémisphère nord et l'hémisphère sud alors qu'elle est symétrique avec un pas à 400 par jour uranien. Pour un n_{dyn} de 200, le jet prograde nord se situe à 35°N et s'étend uniquement jusqu'à 30 hPa alors que le jet prograde sud se situe à 45°S et se propage jusqu'à 4 hPa. Une autre asymétrie hémisphérique se manifeste par la présence d'un jet prograde au pôle nord sur toute l'extension verticale de notre modèle alors que dans l'hémisphère sud, ce jet est uniquement présent à haute altitude (à partir de 100 Pa) et où visiblement, un jet rétrograde semble présent à plus haute pression. Dans la simulation avec un δ_{dyn} de 400 par jour uranien, les jets progrades aux moyennes latitudes sont situés aux alentours de $\pm 40^\circ$ et avec une hauteur verticale similaire (jusqu'à 20 hPa). Concernant les jets polaires, on les observe uniquement sur le toit de notre modèle à partir de 10 Pa. L'intensité moyenne des jets progrades et rétrogrades est similaire pour les deux pas de temps dynamiques. Malgré quelques différences de positionnement méridional et d'extension verticale, les jets simulés avec les deux pas de temps dynamiques présentent de relatives similarités. Cette similarité est particulièrement visible sur l'évolution de la moyenne zonale du vent zonal à différents niveaux de pression (figure 5.4).

À 10 Pa, les étroits jets progrades équatoriaux émergent quasiment aux mêmes la-

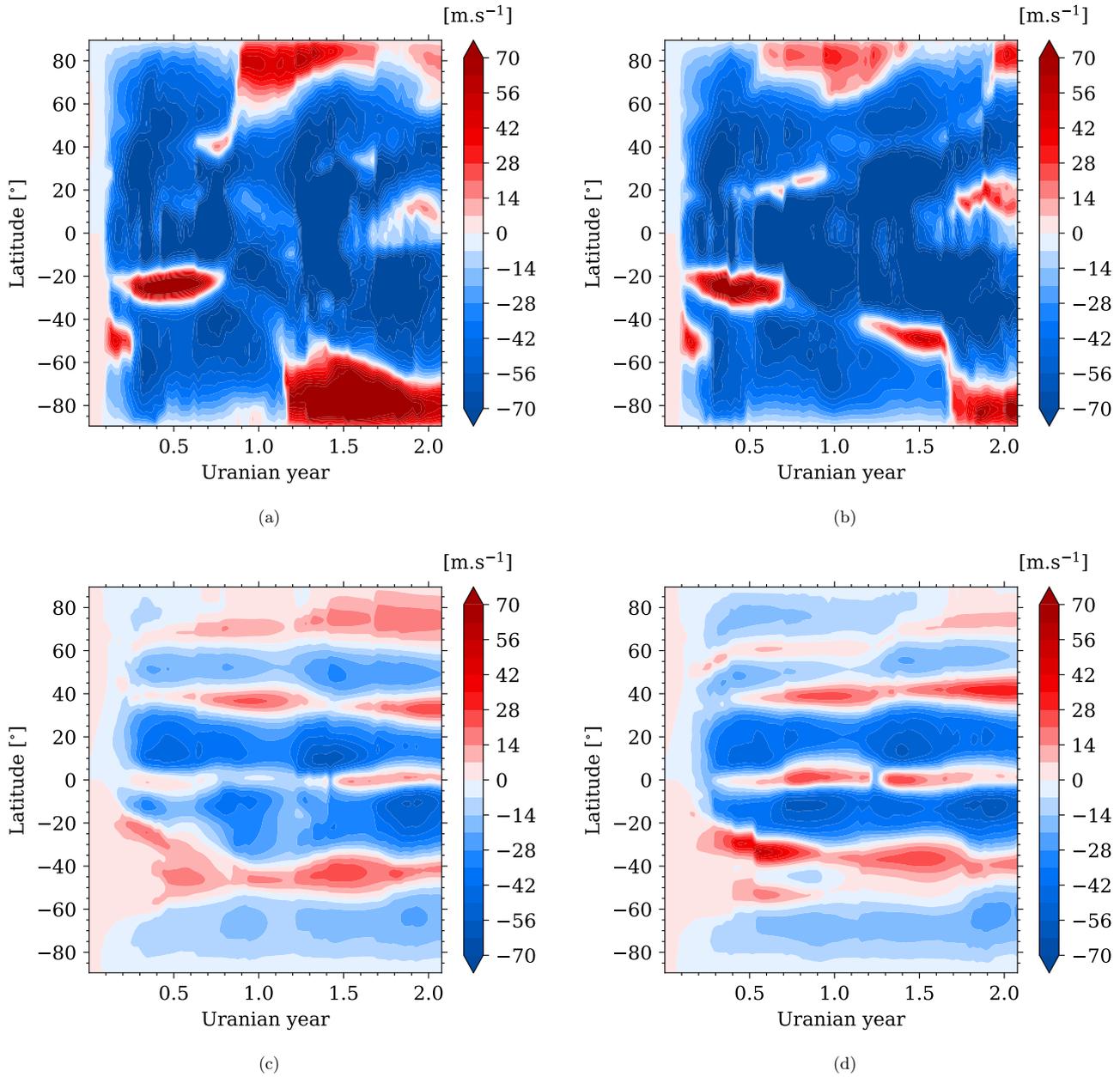


Figure 5.4 – Évolution de la moyenne zonale du vent zonal pour un n_{dym} de 200 (a,c) et de 400 (b,d) à une pression de 10 Pa (a,b) et 100 hPa (c,d).

titudes et aux mêmes périodes temporelles. À 100 hPa, l'évolution et les variations de l'intensité du vent sont similaires hormis pour le jet prograde polaire de l'hémisphère nord présent uniquement dans la simulation avec un n_{dyn} de 200. Cependant, on note l'apparition de ce jet prograde polaire à la fin de la simulation avec un n_{dyn} de 400, convergeant ainsi sur une structure identique à celle observée avec un n_{dyn} de 200. Aucune divergence notable n'est ainsi observée entre les deux pas de temps testés. La simulation avec un pas de temps dynamique plus fin étant deux fois lente en temps de calcul, nous avons donc décidé de conserver le pas de temps fixé à 200 par jour uranien.

5.7.2 Dissipation horizontale - Temps de relaxation

Les simulations dynamiques de Saturne avec le cœur dynamique DYNAMICO ont montré que la circulation atmosphérique était particulièrement sensible à la dissipation horizontale (Spiga et al., 2020). Des tests avec des temps de relaxation compris entre 250 et 25 000 s ont produit des résultats différents (nota : les valeurs du papier sont incorrectes, car pendant notre thèse, nous avons découvert qu'un facteur 0.5 se cachait dans le modèle et divisait la valeur initiale de temps de relaxation par 2, mais cela ne change en rien les conclusions de l'article) sur l'intensité des jets et leur position. Tandis que des temps de relaxation relativement courts (250 s) ou élevés (25 000 s) présentaient une circulation atmosphérique effacée dans le premier cas et des instabilités numériques trop importantes dans le second, un temps de relaxation de 5 000 ou 7 500 s permet de reproduire des résultats similaires entre eux et aux observations. Sur la base de l'expérience des simulations sur Saturne, nous avons décidé de considérer 4 temps de relaxation permettant de reconstruire une circulation réaliste et d'éviter une dissipation horizontale irréaliste sur Uranus : 2 500, 5 000, 10 000 et 15 000 s. Comme pour Saturne, nous avons fait le choix dans notre modèle de paramétrer le même temps de relaxation pour les trois variables (température potentielle, composante divergente et rotationnelle du vent) et constant sur toute la grille. Pour Neptune, en raison de sa longue période orbitale, aucun test n'a été réalisé, mais étant donné sa proche similarité avec Uranus, nous nous sommes remis aux tests effectués sur Uranus. Quatre années uraniennes ont ainsi été simulées afin de choisir le temps de relaxation qui sera utilisé pour toutes nos prochaines simulations.

La circulation reproduite pour les 4 cas tests est visible sur la figure 5.5. On retrouve ici cette même sensibilité constatée sur les simulations effectuées sur Saturne. Avec un temps de relaxation de 2 500 s, nous obtenons une circulation très différente de celle observée avec des temps de relaxation plus élevés. Une circulation prograde équatoriale sur toute la colonne verticale est présente et les jets progrades aux moyennes latitudes sont effacés. Cette situation est moins réaliste par rapport aux valeurs observées par *cloud tracking*. Ainsi, un temps de relaxation de 2 500 s provoque une dissipation trop

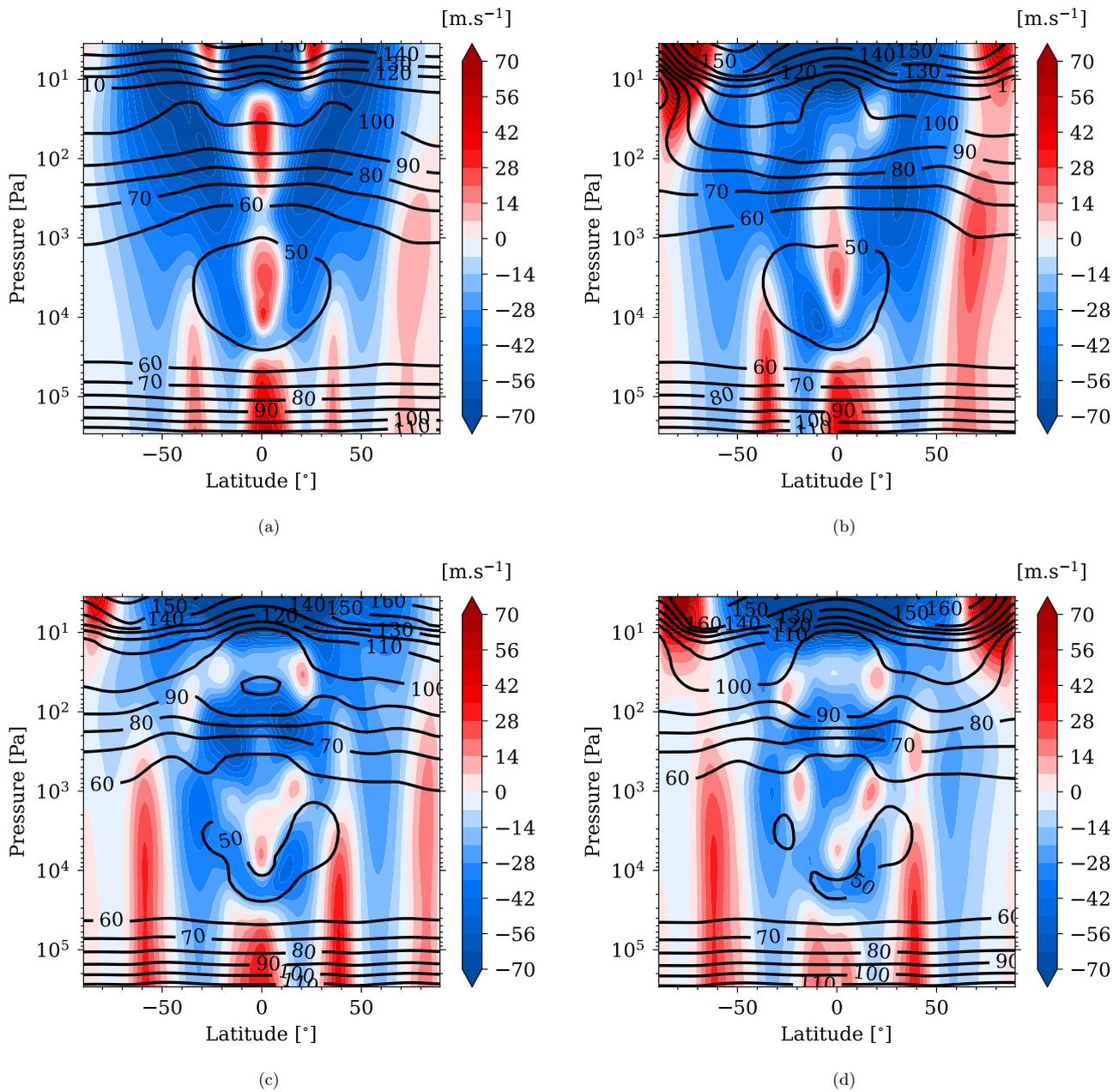


Figure 5.5 – Coupe verticale de la moyenne zonale du vent zonal de la 4^{ème} année de simulation pour un temps de relaxation de 2 500 s (a), 5 000 s (b), 10 000 s (c) et 15 000 s (d) pour la dissipation horizontale.

importante de l'énergie. Avec un temps de relaxation très élevé (à 15 000 s), la circulation reproduite est similaire à celle avec un τ_D^f de 5 000 et 10 000 s. Cependant, dès les premiers jours uraniens simulés, d'importantes instabilités numériques en haut du modèle ont été observées. Le choix se porte donc sur un τ_D^f de 5 000 ou 10 000 s. La moyenne zonale du vent zonal entre ces deux temps de relaxation est similaire, mais de légères différences sont présentes, notamment au niveau des jets progrades aux moyennes latitudes. Dans le cas à $\tau_D^f=5\,000$, le jet prograde dans l'hémisphère nord est situé à plus haute latitude et il est beaucoup plus étendu verticalement. Une autre différence importante concerne le nombre de jet où un jet polaire prograde est présent dans l'hémisphère nord dans le cas à $\tau_D^f=10\,000$ s alors qu'il est absent dans le cas à $\tau_D^f=5\,000$ s. Dans l'hémisphère sud, le jet prograde est situé à plus haute latitude dans le cas à $\tau_D^f=10\,000$ s. Leur structure thermique diffère également un peu. La température de la tropopause semble être plus sensible à la dynamique dans le cas à $\tau_D^f=10\,000$ et des variations méridiennes de la température différentes dans la stratosphère sont observées. Par exemple, au pôle nord à basse pression, une importante région froide est présente dans le cas à $\tau_D^f=5\,000$ s alors qu'aucun important gradient méridien de température n'est constaté dans le cas à $\tau_D^f=10\,000$ s.

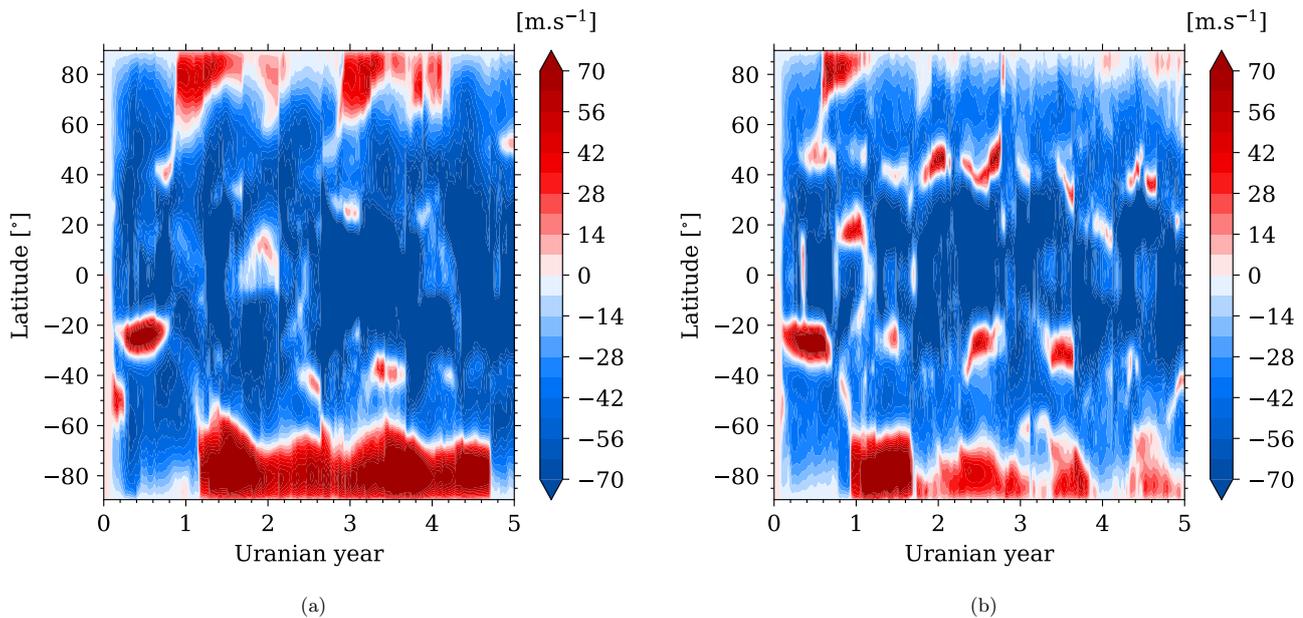


Figure 5.6 – Évolution de la moyenne zonale du vent zonal pour un temps de relaxation de 5 000 s (a) et 10 000 s (b) pour la dissipation horizontale à une pression de 10 Pa.

À partir de ces coupes verticales, il est impossible de pouvoir choisir un temps de relaxation. Nous avons constaté à plusieurs reprises, dans le cas à $\tau_D^f=2\,500$ s et 15 000

s, que la haute atmosphère était très sensible à l'activité ondulatoire. En regardant l'évolution de la moyenne zonale du vent zonal à 10 Pa (figure 5.6), des différences se dessinent entre le cas à $\tau_D^f=5\ 000\ s$ et $10\ 000\ s$. Nous observons d'importantes variations temporelles de la vitesse du vent avec un temps de relaxation à $10\ 000\ s$ par rapport à celui à $5\ 000\ s$ où les variations sont "plus lisses". Des jets progrades temporaires suspects apparaissent également régulièrement dans le cas à $\tau_D^f=10\ 000\ s$. Ces apparitions et cet aspect plus bruyant indiquent possiblement que des ondes trop importantes déferlent à ces niveaux de pression et se réfléchissent sur le toit du modèle. On constate tout de même sur la simulation à $\tau_D^f=5\ 000\ s$, une importante activité ondulatoire qui n'est pas sans rappeler des réflexions d'onde sur le toit du modèle. Il faut néanmoins faire un choix (en partie arbitraire) et celui du temps de relaxation à $5\ 000\ s$ apparaît le plus judicieux et le plus réaliste. Ainsi, il a été décidé de fixer ce temps de relaxation à cette valeur, similaire à celle utilisée pour Saturne, pour nos simulations d'Uranus et de Neptune.

5.7.3 Dissipation horizontale - Ordre du laplacien

Précédemment, l'ordre du laplacien de la dissipation horizontale utilisée pour les tests du temps de relaxation était fixé à la même valeur utilisée pour Saturne, c'est-à-dire, 2. Les tests de l'ordre du laplacien sur les planètes telluriques (Hourdin et al., 1995; Lebonnois et al., 2010) mais avec un cœur dynamique différent ont montré que le choix de l'ordre du laplacien pouvait nettement changer la circulation atmosphérique. En effet, pour une valeur de 1 ou supérieur à 3, il a été montré que ces valeurs étaient trop dissipatives pour les circulations à grande échelle. Ce constat est partagé par notre test effectué avec un ordre du laplacien égal à 4 (figure 5.7). La circulation reproduite est très effacée et différente par rapport à nos tests avec un ordre du laplacien $n=2$. En moyenne, le jet rétrograde a perdu $20\ m.s^{-1}$ et les jets progrades ont, quant à eux, été ralenti de $10\ m.s^{-1}$. Ainsi, un ordre du laplacien fixé à 2 est jugé satisfaisant pour nos simulations d'Uranus et de Neptune.

5.8 Conclusion

Les premiers tests effectués sur Uranus indiquent que nos simulations sont particulièrement sensibles aux conditions initiales, notamment liés aux limitations de la discrétisation spatiale et temporelle. Ces limitations sont à prendre en compte et à ne pas oublier dans la suite de cette étude. Le test de sensibilité sur le pas de temps dynamique a montré que malgré le fait que notre discrétisation spatiale et temporelle remplissait les conditions CFL, la circulation atmosphérique pouvait présenter une allure légèrement différente. Nous avons également pu montrer que le filtre d'hyperviscosité jouant le rôle d'une dissipation horizontale avait la capacité de modifier de manière irréversible

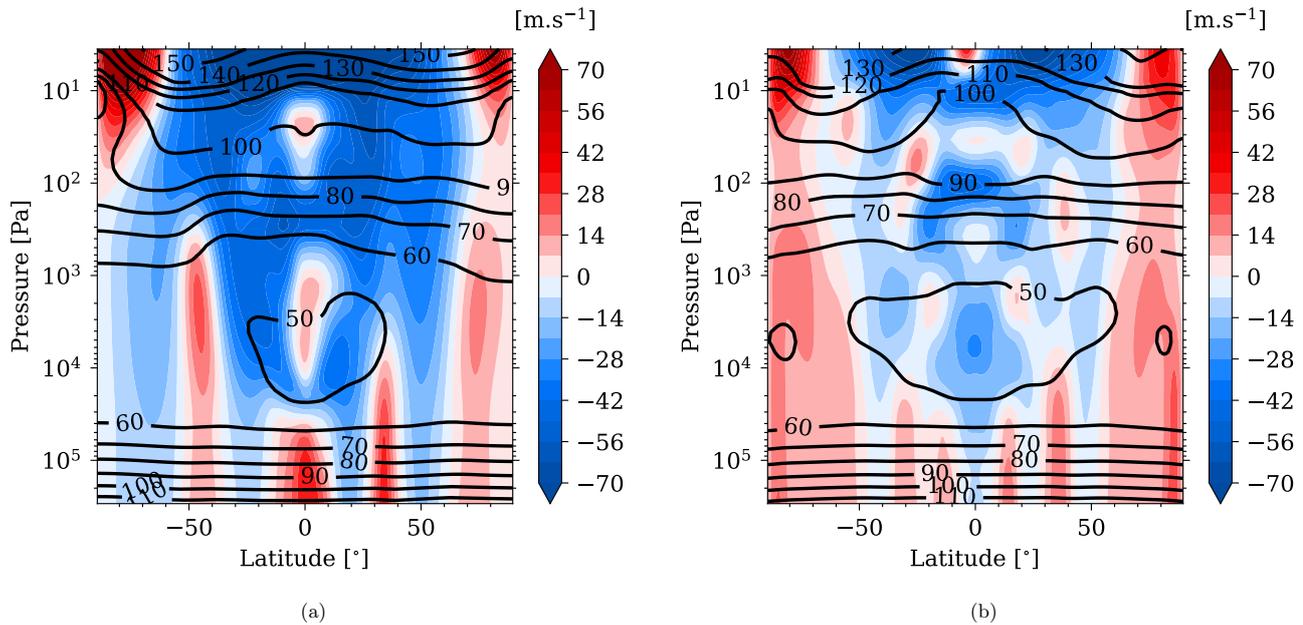


Figure 5.7 – Coupe verticale de la moyenne zonale du vent zonal pour un ordre du laplacien égal à 2 (a) et 4 (b) de la dissipation horizontale.

la structure zonale de la circulation en fonction du choix du temps de relaxation. Malheureusement, aucun test n'a permis d'établir une valeur du temps de relaxation qui soit parfaitement optimale. Peu importe le choix de ce temps de relaxation, la valeur était soit trop élevée et engendrait des instabilités numériques, soit trop faible et engendrait un déferlement et une réflexion d'onde sur le toit du modèle trop importante. Ainsi, nous avons décidé de choisir une valeur de 5 000 où ces instabilités étaient les plus estompées. Quant à l'ordre du laplacien utilisé dans le calcul de la dissipation, une valeur de 2 cohérente avec les précédentes études menées sur les planètes telluriques a été choisie.

Chapitre 6

Simulations 3-D dynamiques

Sommaire

6.1 Spin-up thermique et dynamique	166
6.2 Circulation zonale	169
6.2.1 Description des jets simulés	169
6.2.2 Variabilité saisonnière	178
6.2.3 Influence de la discrétisation spatiale	181
6.2.4 Influence de la force de traînée	186
6.2.5 Influence du flux d'énergie interne	189
6.2.6 Influence de l'obliquité	190
6.3 Contribution des tourbillons de petite échelle à la circulation zonale	191
6.3.1 Formalisme en moyenne eulérienne transformée	191
6.3.2 Énergie cinétique des tourbillons	195
6.3.3 Accélération des jets zonaux	196
6.3.4 Oscillation équatoriale	203
6.4 Structure thermique	211
6.4.1 Profil vertical	211
6.4.2 Profil méridien et variations saisonnières	213
6.5 Circulation méridienne	224
6.5.1 Fonction de courant massique	224
6.5.2 Comparaison aux observations	225
6.6 Conclusion	229

Suite au développement du modèle saisonnier radiatif-convectif présenté dans le chapitre 2, nous avons appliqué le modèle IG-PCM-DYNAMICO (qui emploie le même module de transfert radiatif) pour la première fois au cas d'Uranus et Neptune afin de

modéliser leur circulation et autres processus atmosphériques. Ce chapitre sera consacré à l'analyse de nos sorties de simulation, plus précisément sur la circulation zonale, méridienne et la température. Nous avons eu l'occasion d'étudier la contribution des tourbillons de petite échelle à la circulation zonale et les effets saisonniers sur les jets zonaux. En parallèle, l'oscillation équatoriale résultant de nos simulations a été analysée. Par ailleurs, nous avons comparé la structure thermique et la circulation méridienne obtenue par nos simulations aux observations.

6.1 Spin-up thermique et dynamique

Nos simulations de référence présentées ici sont initialisées de la même manière que celle décrite dans la section 5.5.3. Pour Uranus, le nombre d'années simulées afin de vérifier si l'on atteint le spin-up thermique et le spin-up dynamique est de 14 et pour Neptune, il est de 7. Ces nombres d'années sont justifiés d'après l'étude de l'évolution de la température globale et du moment cinétique global.

La figure 6.1 montre l'évolution de la température moyennée sur tout le globe sur Uranus. À 10 Pa, l'évolution temporelle de la température ne semble pas suivre un cycle saisonnier régulier et semble être gouvernée principalement par la dynamique atmosphérique. À plus haute pression (1 000 hPa), en parallèle d'une variation cyclique, une diminution très lente de la température moyenne est observée (0.6 K en 14 années uraniennes). Cette variation étant particulièrement négligeable, on peut affirmer que le spin-up thermique est atteint dès la première année de simulation. Un tel constat n'était pas envisagé initialement. En effet, les précédentes simulations sur Jupiter et Saturne ont montré que plusieurs années étaient nécessaires avant qu'une stabilisation de l'évolution de la température inférieure au kelvin par an ne soit observée. Par exemple, 8 années dans la troposphère et 3 années à la tropopause étaient nécessaires pour Saturne avant d'atteindre le spin-up thermique (Spiga et al., 2020). De plus, en raison des longs temps radiatifs observés sur Uranus (Li et al., 2018), il était prédit que cette stabilisation serait plus lente. Ce constat inattendu semble indiquer que soit les taux de chauffage issus de la dynamique atmosphérique dominant largement les taux de chauffage radiatifs, gommant ainsi les évolutions cycliques, soit notre simulation se situait au proche d'un état déjà convergé. L'analyse de la structure thermique uranienne sera discutée dans la section 6.4.

Pour le cas de Neptune (figure 6.2), on observe que le spin-up thermique est atteint au bout de la 3ème-4ème année dans la troposphère. La stratosphère, comme sur Uranus, semble elle aussi insensible aux évolutions purement radiatives. Cette rapidité, observée dans l'atteinte d'un état thermique stable, nous indique également que la dynamique joue un rôle important dans les taux de chauffage, contrairement à Saturne (Spiga et al., 2020).

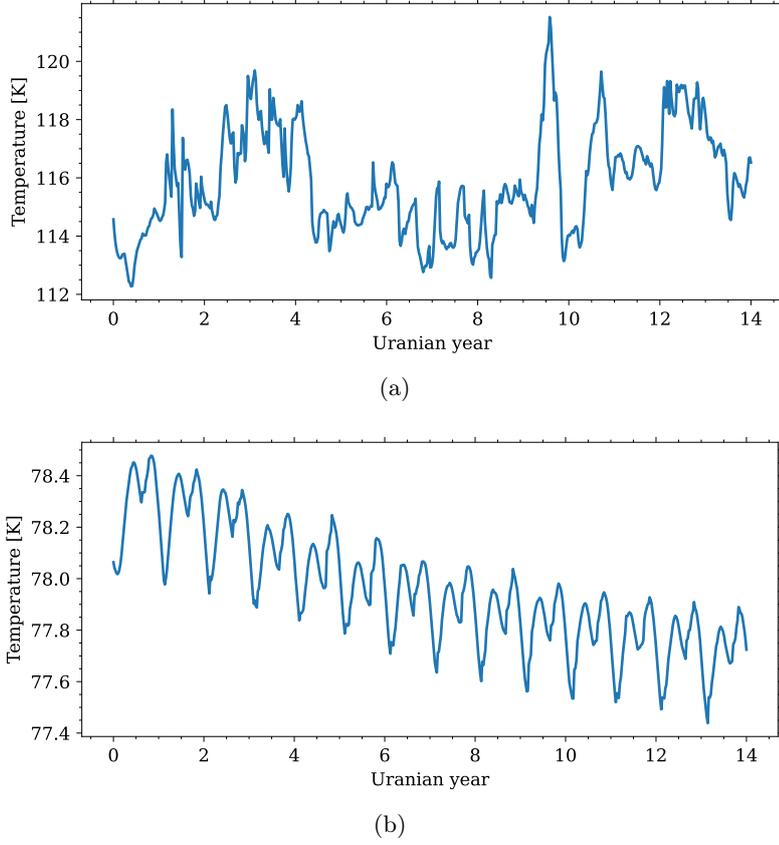


Figure 6.1 – Évolution de la moyenne globale de la température sur Uranus pendant toute la durée de notre simulation par le IG-PCM DYNAMICO à 10 Pa (a) et 1 000 hPa (b).

De fait, il devient nécessaire de savoir si le spin-up dynamique est achevé sur nos simulations et si la conservation du moment angulaire est respectée. On définit le moment angulaire total par :

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}^m + \mathcal{M}^w = \int_V \Omega a^2 \cos^2(\phi) dm + \int ua \cos(\phi) dm \quad (6.1)$$

où \mathcal{M}^m correspond à la contribution de la rotation Ω de la sphère planétaire de rayon a en fonction de la latitude ϕ et \mathcal{M}^w à celle des mouvements atmosphériques associée à l'évolution du vent zonal u en fonction de la latitude.

La figure 6.3 montre l'évolution du moment angulaire sur Uranus et Neptune. Sur ces deux planètes, nous constatons en premier lieu que la conservation du moment angulaire est très satisfaisante ($\sim 0.5\%$ du moment angulaire initial) comparée à d'autres cœurs dynamiques où cette différence est de l'ordre du pourcent (Polichtchouk et al., 2014). Cette

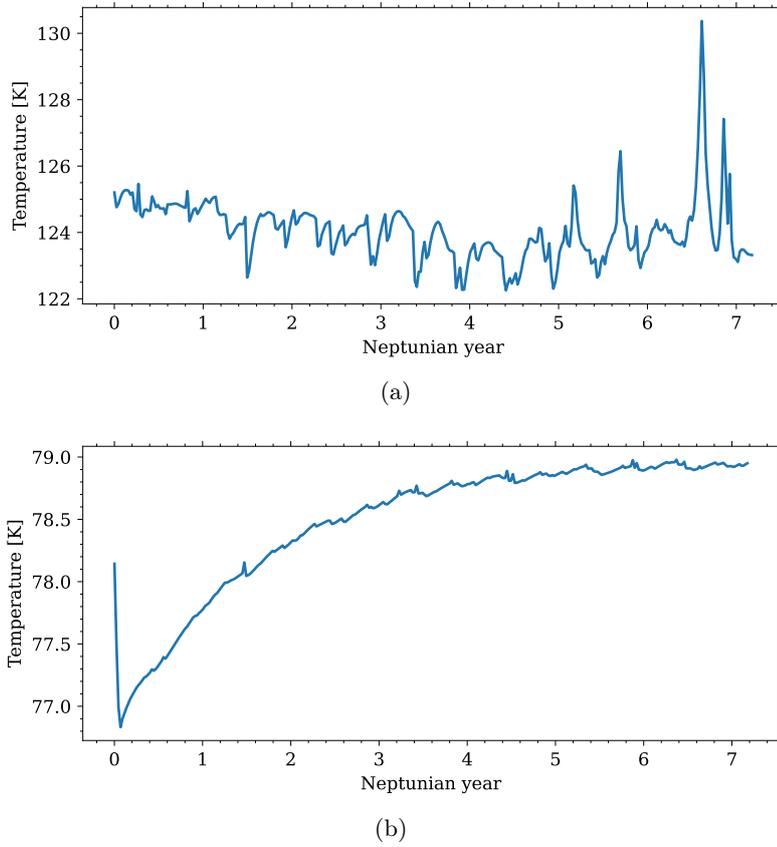


Figure 6.2 – Évolution de la moyenne globale de la température sur Neptune pendant toute la durée de notre simulation par le IG-PCM DYNAMICO à 10 Pa (a) et 1 000 hPa (b).

légère différence est similaire à celle constatée précédemment sur Saturne avec le cœur DYNAMICO. En second lieu, on observe deux comportements différents de l'évolution du moment angulaire entre Uranus et Neptune. Alors que sur Neptune, le moment angulaire se stabilise autour d'une valeur moyenne au bout de la 3^{ème}-4^{ème} année après le spin-up thermique, sur Uranus, c'est tout le contraire. Aucune stabilisation n'est observée et des variations rapides non-cycliques du moment angulaire (de l'ordre de 0.5% sur 4 années uraniennes) ont lieu. Il est ainsi impossible d'affirmer qu'un état dynamiquement stable ait été atteint sur les 14 années de simulations uraniennes ou qu'il le sera en prolongeant un peu plus nos simulations. Ce premier constat sur la dynamique uranienne simulée par notre modèle semble révéler une activité météorologique trop intense, mais sans doute pas une origine numérique au premier ordre puisque le moment angulaire est conservé.

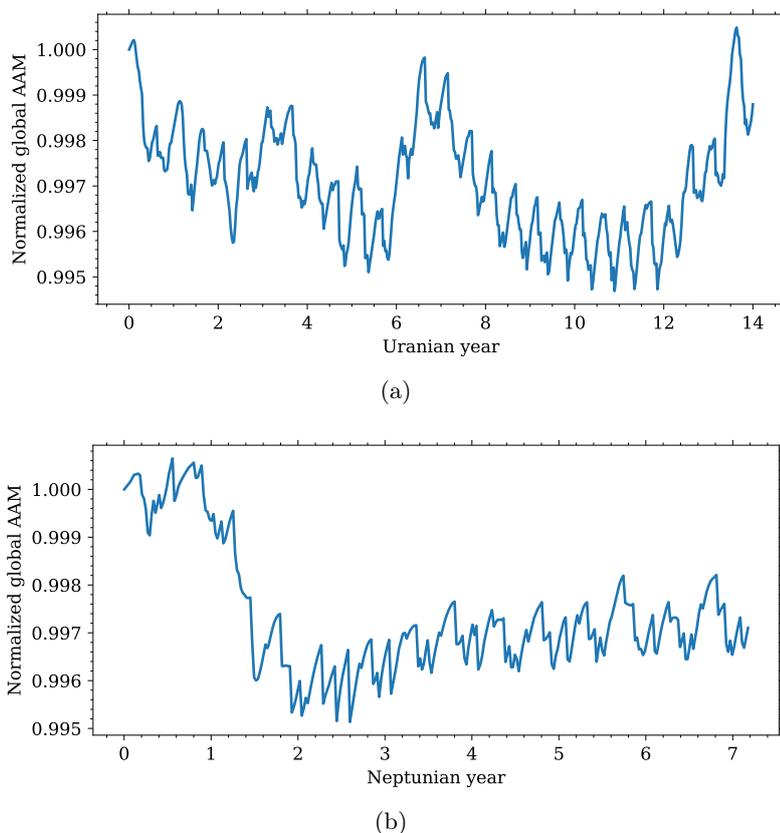


Figure 6.3 – Évolution de la moyenne globale du moment angulaire normalisée sur Uranus (a) et Neptune (b). Sur Uranus, le moment angulaire est normalisé par la valeur initiale de $6.35 \times 10^{26} \text{ kg.m}^2.\text{s}^{-1}$ et sur Neptune, il s’agit de $4.02 \times 10^{26} \text{ kg.m}^2.\text{s}^{-1}$.

6.2 Circulation zonale

6.2.1 Description des jets simulés

– Évolution du vent zonal

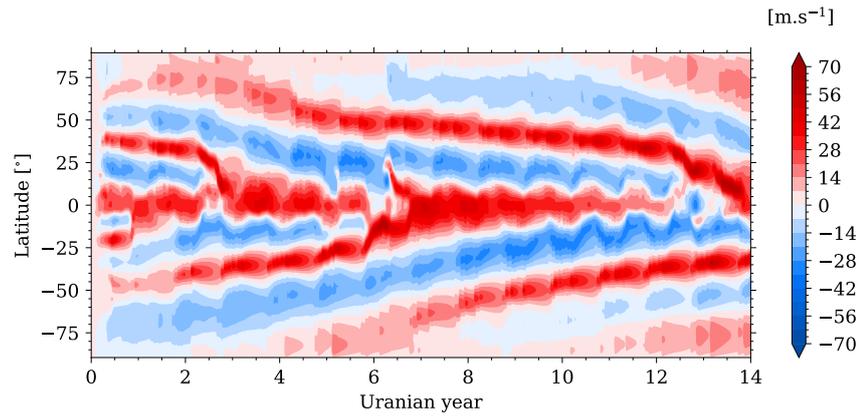
Suite aux observations de l’évolution du moment angulaire sur Uranus, on peut s’interroger sur l’allure de l’évolution du vent zonal sur cette planète. La figure 6.4 montre l’évolution de la moyenne zonale (moyenne sur toutes les longitudes) du vent zonal à 3 niveaux de pression différents. En premier constat, nous observons la présence d’une circulation atmosphérique différente entre ces 3 niveaux de pression. Le vent zonal évolue donc en fonction de l’altitude. Deuxièmement, une évolution du vent est constatée tout le long de notre simulation, confirmant le constat que le spin-up dynamique n’est pas atteint. À 1 000 hPa, les jets progrades et rétrogrades situés aux moyennes latitudes convergent

progressivement dans le temps vers l'équateur. Cette convergence semble mettre fin à l'existence du jet prograde équatorial qui était présent durant les 12 premières années de simulation. À partir de la 11ème année de simulation, de nouveaux jets progrades naissent à des latitudes polaires et semblent eux aussi converger vers l'équateur. L'origine de cette convergence sera discutée en section 6.3.3. À 10 hPa, on note également la présence d'une convergence équatoriale des jets aux moyennes latitudes. À l'équateur, on note cependant une alternance entre jet prograde et jet rétrograde. À 1 000 hPa et 10 hPa, des variations cycliques de l'intensité des jets sont constatées et celles-ci sont en déphasage en fonction de l'hémisphère. Ces variations pourraient donc s'apparenter à des cycles saisonniers. Cela sera discuté en section 6.2.2. On note également que les jets progrades augmentent en intensité en s'approchant de l'équateur à 1 000 hPa, mais à 10 hPa, on constate une diminution de leur intensité aux moyennes latitudes, qui est corrélée à une diminution de l'extension verticale de ces jets. Près du toit de notre modèle, à 10 Pa, la circulation zonale paraît chaotique. Bien qu'on devine la présence d'un puissant jet rétrograde à l'équateur, on note néanmoins la présence de plusieurs sursauts aléatoires de vents progrades au sein de ce jet prograde. Aux pôles, un jet prograde semble vouloir se constituer, mais de nombreux freinages, voir même d'inversion de la direction du jet, sont constatés. Ces évolutions rapides suggèrent que l'activité dynamique joue un rôle important dans le maintien ou la dissipation des jets. Cette hypothèse sera explorée dans la section 6.3.3. La circulation zonale sur Uranus n'a donc pas atteint un état stable comme le suggérait l'évolution du moment angulaire absolu.

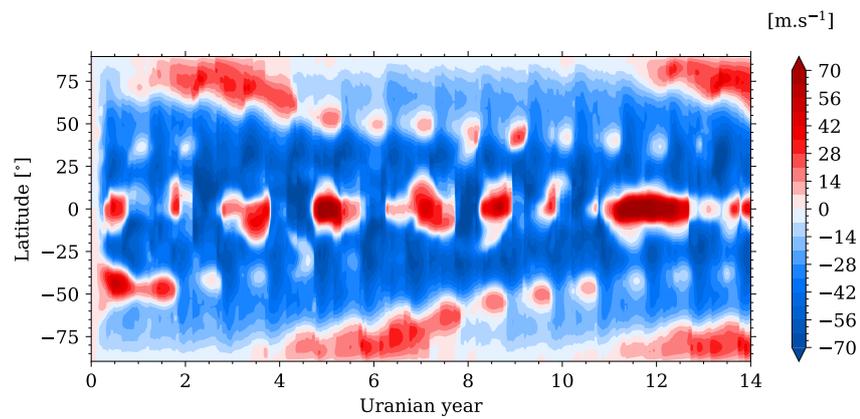
La figure 6.5 montre l'évolution du vent zonal sur Neptune à 3 niveaux de pression différents. Contrairement à Uranus, on observe que le vent zonal évolue peu dans la troposphère (1 000 hPa). Malgré tout, une légère convergence vers l'équateur des jets progrades troposphériques similaire à celle observée sur Uranus est constatée. Elle n'est cependant que de 5° entre la première et la dernière année de simulation. À plus basse pression (10 hPa et 10 Pa), un constat similaire est fait. Les jets simulés sont donc très stables dans le temps. À 1 000 hPa, on observe des variations cycliques des jets similaires à celles vues sur Uranus. Leur intensité et leur position varient cycliquement tous les ans, laissant envisager un cycle saisonnier des jets. Près du toit du modèle, le jet rétrograde est beaucoup plus stable que celui observé sur Uranus. Aux latitudes polaires, un jet prograde naît alternativement entre le pôle nord et le pôle sud sur chaque année simulée et pourrait également indiquer un effet saisonnier.

– Moyenne annuelle du vent zonal

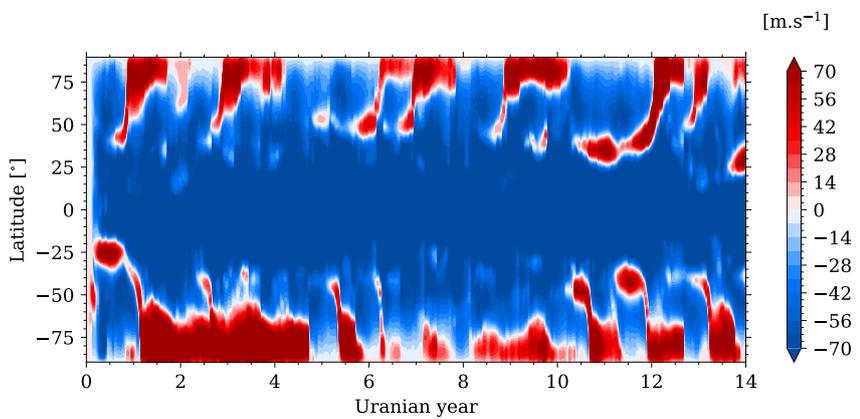
Sur Uranus, en raison de la convergence des jets progrades des hautes latitudes à l'équateur, il n'est pas pertinent d'étudier la dernière année de notre simulation qui n'est pas représentative de la circulation moyenne atmosphérique. Nous avons décidé d'étudier la 10ème année de simulation qui se situe à mi-chemin entre la naissance des jets aux hautes latitudes et la convergence équatoriale de ces jets, qui correspond à une période



(a)

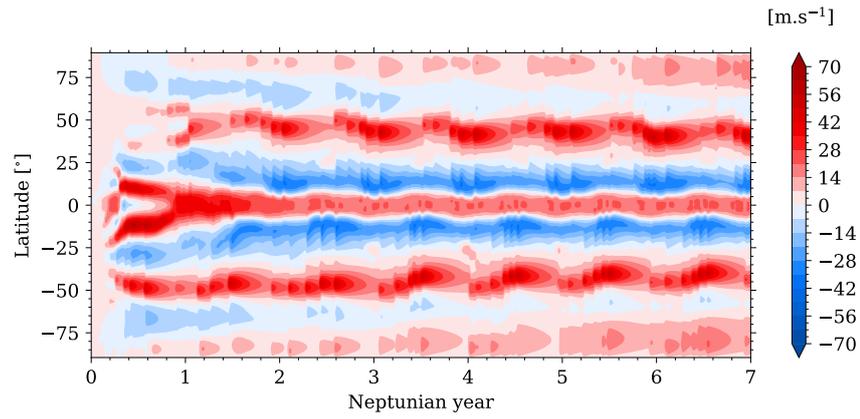


(b)

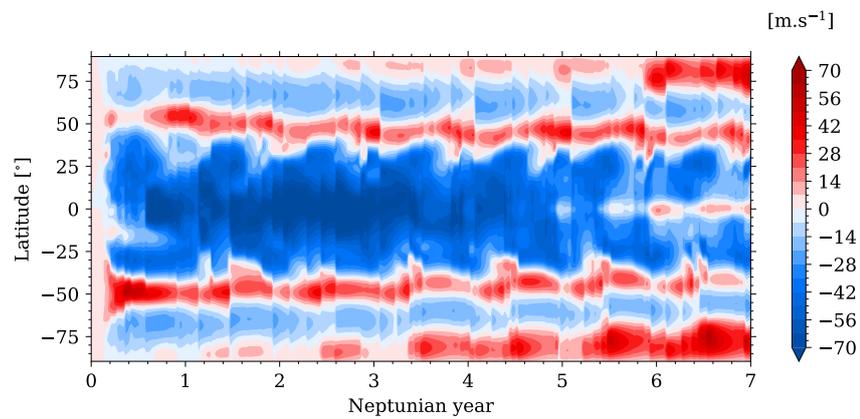


(c)

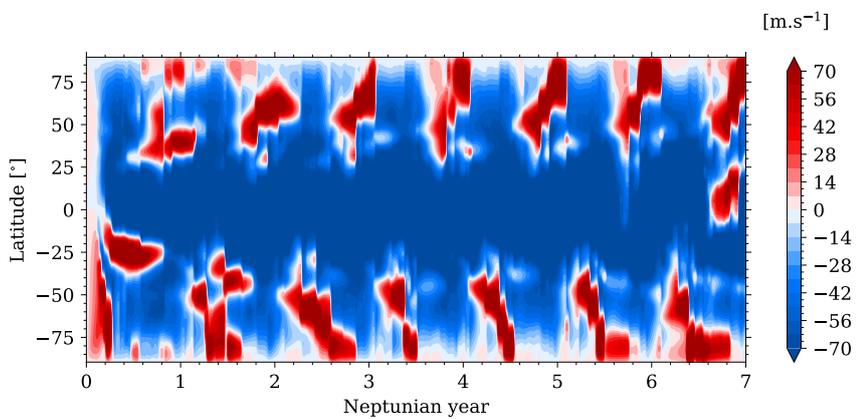
Figure 6.4 – Évolution de la moyenne zonale du vent zonal sur Uranus pendant toute la durée de notre simulation par le IG-PCM DYNAMICO à 1 000 hPa (a), 10 hPa (b) et 10 Pa (c).



(a)



(b)



(c)

Figure 6.5 – Évolution de la moyenne zonale du vent zonal sur Neptune pendant toute la durée de notre simulation par le IG-PCM DYNAMICO à 1 000 hPa (a), 10 hPa (b) et 10 Pa (c).

où la convergence des jets est atténuée 6.4 et où les variations du moment angulaire sont minimales (figure 6.3(b)).

La figure 6.6 est la coupe verticale latitude-pression de la moyenne annuelle et zonale du vent zonal sur Uranus obtenue sur notre simulation au bout de la 10ème année. La circulation troposphérique sur cette année se manifeste par la présence d'un jet prograde dans chaque hémisphère aux moyennes latitudes (à 50°S et 40°N), d'un jet rétrograde à 25°S et 20°N ainsi qu'un jet prograde équatorial. À plus haute latitude, les vitesses de vent simulées sont très faibles. On constate néanmoins des vents légèrement rétrogrades entre ± 60 et $\pm 80^\circ$. Les jets progrades aux moyennes latitudes atteignent une vitesse de $\sim 25 \text{ m.s}^{-1}$ et $\sim 45 \text{ m.s}^{-1}$ (à 2 000 hPa) dans l'hémisphère sud et nord respectivement. Une asymétrie en intensité et de position est donc présente entre les deux hémisphères, de même que les jets rétrogrades adjacents côté équateur. Les jets troposphériques progrades aux moyennes latitudes s'étendent jusque dans la basse stratosphère où leur extension maximale atteint une pression de 100-200 Pa. L'extension verticale est globalement symétrique entre les deux hémisphères. Une légère différence de 100 Pa est cependant constatée. Ces jets sont assez étroits (par rapport aux observations) puisque leur largeur méridienne maximale n'est que de $\sim 20^\circ$. Concernant le jet troposphérique prograde situé à l'équateur, sa vitesse maximale atteint $\sim 35 \text{ m.s}^{-1}$ et il est uniquement cantonné entre 400 hPa et le bas du modèle (3 000 hPa). Au-dessus de ces jets troposphériques, le jet rétrograde équatorial englobe une grande partie de l'atmosphère. Ce dernier est néanmoins parsemé de quelques jets progrades équatoriaux dans la stratosphère (à 80 hPa et 70 Pa), comme évoqué ci-dessus sur la description de l'évolution zonale à 200 Pa (figure 6.4). En moyenne annuelle, on observe 3 minima au niveau du jet équatorial : à 80 hPa où le vent atteint -50 m.s^{-1} , à 200 Pa où il est de -60 m.s^{-1} et enfin près du toit du modèle, à 3 Pa, où le vent dépasse les -200 m.s^{-1} . Près du toit du modèle, des jets progrades polaires, visibles sur l'évolution du vent zonale (figure 6.4), apparaissent où leur vitesse maximale atteint 50 m.s^{-1} au pôle sud et 95 m.s^{-1} pour le pôle nord.

La moyenne annuelle et zonale du vent zonal sur Neptune sur la dernière année de simulation (7ème année) est représentée par la figure 6.7. Dans la troposphère, la structure méridienne du vent zonal se décompose en un jet prograde polaire (à $\pm 80^\circ$), un second jet prograde à $\pm 40^\circ$, un jet rétrograde à $\pm 15^\circ$ et un jet prograde équatorial. La position des jets est symétrique entre les deux hémisphères, mais leur intensité diffère selon l'hémisphère. Les jets progrades polaires s'étendent tous les deux du bas au toit de notre modèle et leur largeur méridienne est de $\pm 20^\circ$. Mais leur intensité est différente. Le jet prograde polaire de l'hémisphère sud atteint 45 m.s^{-1} alors que son homologue nordiste n'atteint que 30 m.s^{-1} . Les jets progrades aux moyennes latitudes sont relativement similaires. Leur largeur méridienne est égale à 20° comme pour les jets polaires, les vents progrades s'étendent de la troposphère à la basse stratosphère (5 hPa) et leur maximum d'intensité a lieu aux alentours de 40 hPa. Le jet prograde de l'hémisphère

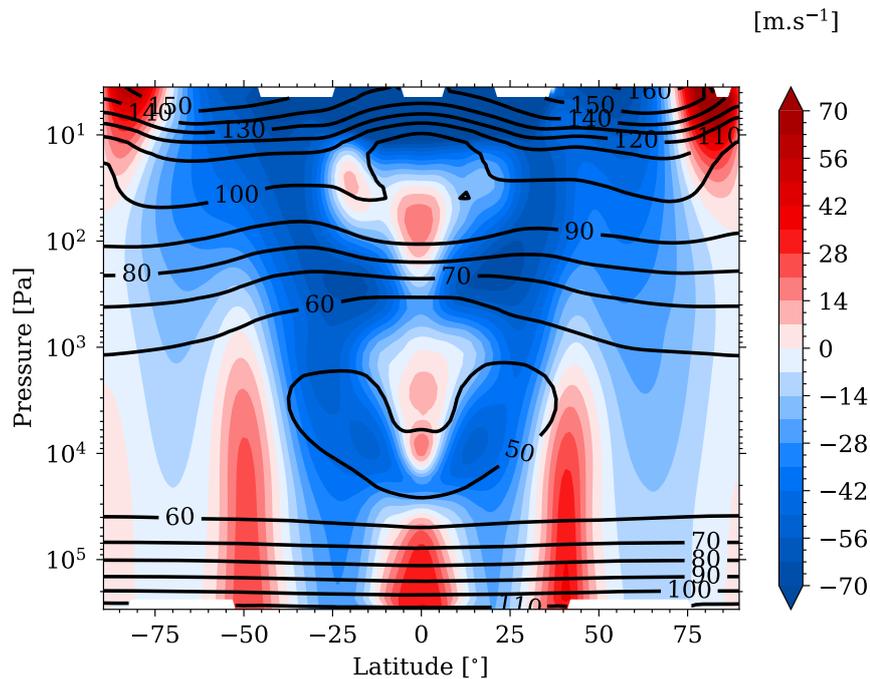


Figure 6.6 – Coupe verticale de la moyenne zonale du vent zonal moyennée sur une année (la 10ème année de simulation) sur Uranus. Les lignes noires représentent les isothermes.

nord est cependant plus intense de $\sim 5 \text{ m.s}^{-1}$ (40 contre 45 m.s^{-1}). Concernant le jet troposphérique prograde équatorial, il s'étend uniquement jusqu'à 300 hPa et est peu intense (15 m.s^{-1}). Ce jet est cantonné de part et d'autre par deux jets rétrogrades à $\pm 15^\circ$ qui s'étend jusqu'au toit de notre modèle en gagnant en puissance et en extension méridienne. Ce jet rétrograde est néanmoins freiné à certaines pressions où des petits jets prograde émergent au sein de celui-ci (à 85 hPa, 400 Pa et 25 Pa). En raison de leur présence, trois minima sont présents sur ce jet rétrograde : à 150 hPa (-65 m.s^{-1}), 100 Pa (-80 m.s^{-1}) et le toit du modèle (-100 m.s^{-1}).

Les simulations d'Uranus et de Neptune présentent d'importantes similitudes au niveau de leur circulation zonale. Une alternance similaire entre jets progrades et rétrogrades est observée dans la troposphère. De manière plus générale, les deux planètes possèdent toutes les deux un jet prograde aux moyennes latitudes, un jet troposphérique prograde à l'équateur situé en-dessous d'un puissant jet rétrograde s'étendant sur toute la stratosphère où des jets progrades équatoriaux émergent en son sein. En outre, on constate une asymétrie en vitesse entre l'hémisphère nord et l'hémisphère sud au niveau des jets progrades et l'intensité maximale du jet rétrograde équatorial a lieu au niveau du toit du modèle.

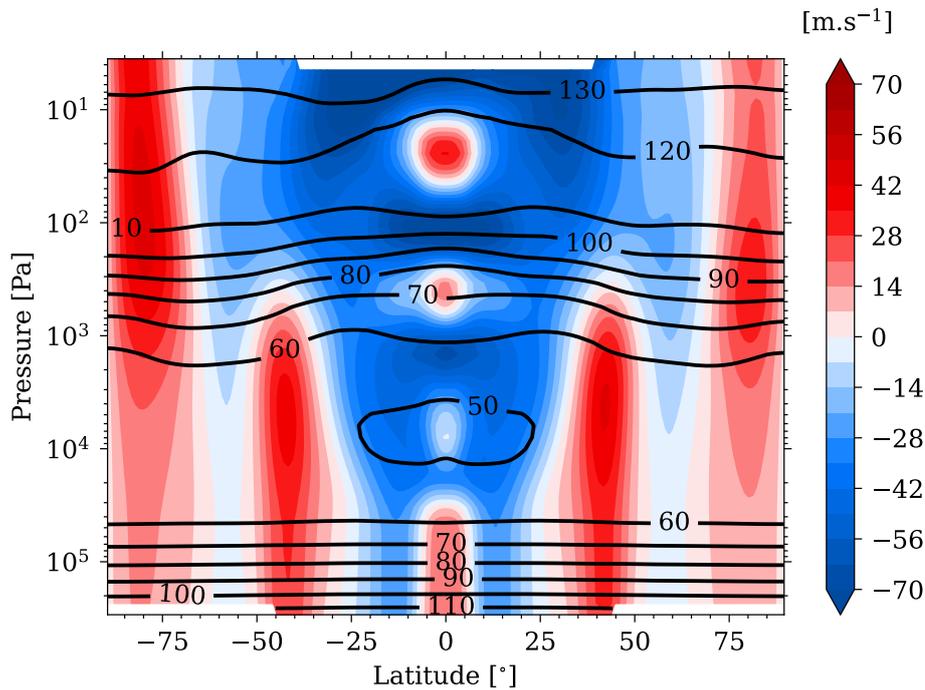


Figure 6.7 – Coupe verticale de la moyenne zonale du vent zonal moyennée sur une année (la 7ème année de simulation) sur Neptune. Les lignes noires représentent les isothermes.

Certaines différences peuvent être notées, notamment au niveau des jets progrades aux moyennes latitudes. Alors que sur Uranus, leur intensité maximale est localisée dans le bas du modèle ; sur Neptune, l'intensité maximale est positionnée dans la stratosphère (~ 40 hPa). Ces jets sont également plus intenses et s'étendent à plus basse pression sur Neptune. Concernant le jet rétrograde équatorial, son intensité est plus intense sur Neptune par rapport à Uranus sauf en haut de notre modèle.

– Comparaison aux observations

La description des profils de vent obtenus par différentes campagnes d'observation est introduite dans la section 1.5.1. En comparant ces profils observés à ceux obtenus par nos simulations, nous constatons que nos simulations sont éloignées de ce qui est observé. Nous rappelons qu'en raison des incertitudes sur l'altitude des nuages en lien avec le *cloud tracking*, on estime que le vent mesuré dans la bande K' est situé entre 100 et 1 000 hPa et celui mesuré dans la bande H est entre 1 000 et 2 000 hPa. Sur Uranus (figure 6.8), le jet rétrograde équatorial simulé est moins intense que celui observé. La différence est de ~ 30 m.s $^{-1}$ si on fait la moyenne des observations. Néanmoins, on constate que notre profil entre 20°S et 20°N correspond en intensité avec celui obtenu par [Sromovsky et al. \(2015\)](#). Par rapport aux observations, le jet rétrograde simulé est

beaucoup plus étendu méridionalement. Alors que le jet rétrograde observé est confiné entre $\pm 20^\circ$, le jet simulé s'étend jusqu'à $\pm 40^\circ$. Concernant les jets progrades, leur intensité est largement sous-estimée par nos simulations. La différence atteint en moyenne $\sim 200 \text{ m.s}^{-1}$. En raison de la convergence des jets progrades sur nos simulations, leur position est également plus équatoriale par rapport aux observations. Les précédentes études sur le vent zonal sur Uranus ont admis qu'une asymétrie entre l'hémisphère nord et l'hémisphère sud était présente (Karkoschka, 1998 ; Hammel et al., 2001 ; Hammel et al., 2005 ; Sromovsky et al., 2005 ; Sromovsky et al., 2009 ; Sromovsky et al., 2012 ; Fry et al., 2012 ; Sromovsky et al., 2015). Les vents du jet prograde dans l'hémisphère sud seraient plus intenses de 10 à 20 m.s^{-1} par rapport à ceux de l'hémisphère nord. Cependant, cette asymétrie demande confirmation. En effet, les précédentes études se sont basées sur une extrapolation des observations à plus basse latitude. En négligeant la partie extrapolée des interpolations de toutes les mesures du vent zonal issues de toutes les campagnes d'observations, cette asymétrie n'est plus visible (figure 1.11), elle semble même inverser par rapport à ce qui était précédemment déduit. Dans le cas de notre simulation, une asymétrie similaire à celle observée sans extrapolation est présente entre le jet prograde de l'hémisphère nord et celui de l'hémisphère sud. À ce jour, il est difficile d'avancer une explication sur l'asymétrie simulée par notre modèle. Elle pourrait être liée à une activité ondulatoire moins intense dans l'hémisphère nord par rapport à l'hémisphère sud en lien avec une pression de surface plus élevée dans l'hémisphère nord. Néanmoins, il est difficile d'apporter une explication à cette différence en raison du spin-up dynamique qui n'est jamais atteint sur notre simulation d'Uranus. Concernant le profil vertical du vent zonal sur Uranus, il est attendu que les vents décroissent avec l'altitude comme ce qui est observé sur Jupiter et Saturne (Conrath et al., 1991a). Pour le cas des jets progrades aux moyennes latitudes de notre simulation, cette tendance est bien observée. Cependant, pour le cas du jet rétrograde équatorial, on observe l'inverse. Alors qu'il atteint seulement 30 m.s^{-1} à 200 hPa, sa vitesse dépasse les 200 m.s^{-1} au toit de notre modèle ($\sim 3 \text{ Pa}$).

Pour Neptune, la différence de l'intensité des jets simulés et celle des jets observés est particulièrement importante. Dans la bande K' (figure 6.10), une différence de $\sim 350 \text{ m.s}^{-1}$ est présente pour le jet rétrograde équatorial. Le constat est similaire dans la bande H (figure 6.9) où le jet rétrograde simulé est quasiment inexistant. L'intensité des jets progrades est également sous-estimée et leur position est plus équatoriale par rapport aux observations. Une similitude intéressante est présente entre les observations de Fitzpatrick et al. (2014) et Tollefson et al. (2018) et nos simulations. Les jets observés dans la bande K' sont plus intenses que ceux situés à plus haute pression dans la bande H. Ce constat est également partagé par notre simulation où une différence de vitesse de $\sim 10 \text{ m.s}^{-1}$ existe entre 2 000 hPa et 40 hPa. Dans le cas de ces études, il est avancé que la présence d'un gradient de composition dans la troposphère (voir section 1.3.3) est à l'origine de ces vents plus intenses au niveau de la tropopause par rapport à ceux dans

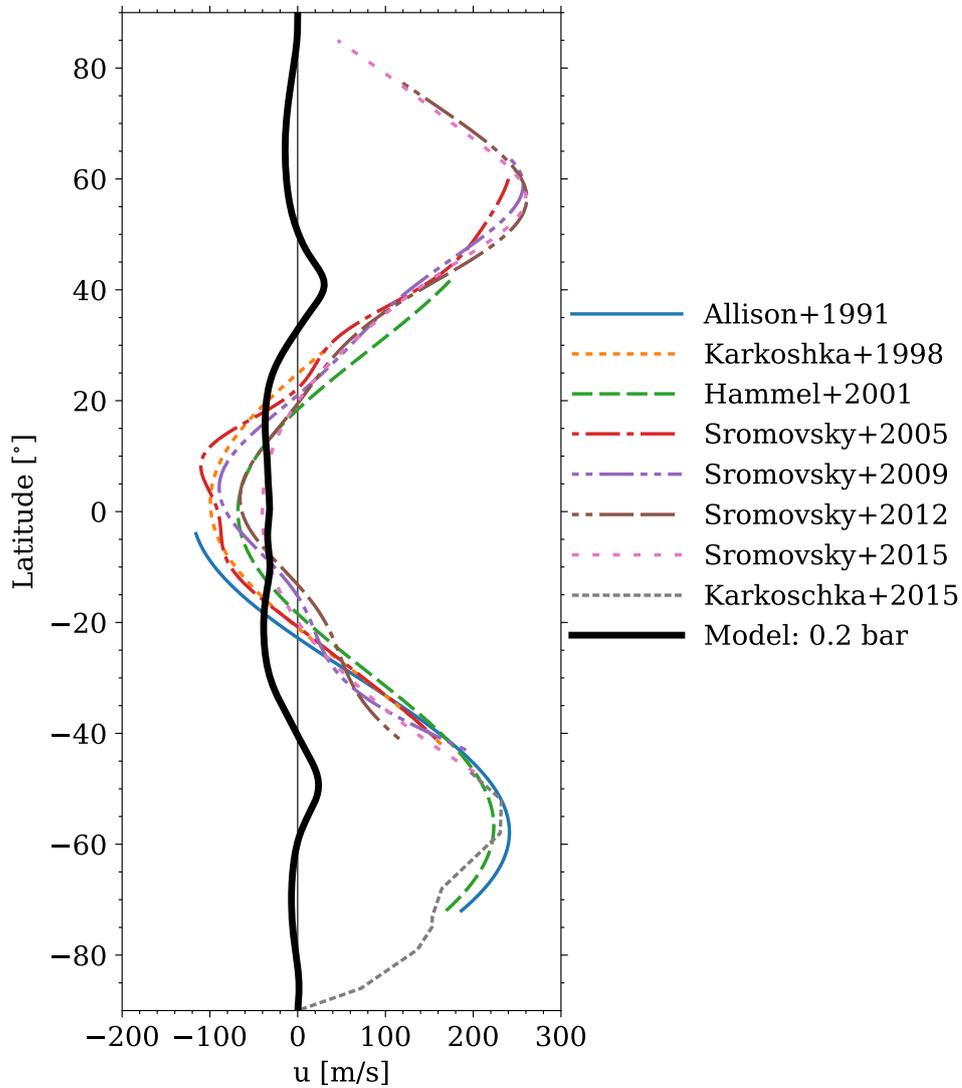


Figure 6.8 – Profils du vent zonal observés sur Uranus dans les bandes K' et H (voir figure 1.11). Le profil simulé est en ligne noire épaisse et correspond à celui à une pression de 200 hPa, niveau de pression où l'intensité du jet rétrograde simulé est la plus élevée.

la troposphère. Mais notre simulation montre que cela pourrait s'expliquer en partie par des forçages dynamiques. À des pressions plus basses (~ 40 Pa), les vitesses obtenues sont également incohérentes par rapport aux observations (French et al., 1998 ; Carrión-González et al., 2023). Ces observations en parallèle avec le vent dérivé des observations IRIS (Fletcher et al., 2014) à partir de l'équation du vent thermique montrent que les jets zonaux décroissent en intensité en fonction de l'altitude (figure 1.14). Sur nos simulations, nous obtenons l'inverse pour le cas du jet rétrograde où le vent croît en allant sur de plus basses pressions. Pour le cas des jets progrades, après un maximum situé à 40 hPa, nous observons bien une décroissance rapide de la vitesse de ce jet. Cependant, à partir de 50 Pa, le vent s'inverse et devient rétrograde, ce qui n'est pas constaté dans les observations à 38 Pa (French et al., 1998 ; Carrión-González et al., 2023).

La faible intensité des jets simulés est très similaire à celle obtenue par les précédentes simulations (Liu et al., 2010). Comme sur nos simulations, les jets atteignent uniquement quelques dizaines de m.s^{-1} . Cette ressemblance entre nos simulations indique qu'un ou plusieurs forçages sont manquants dans ces modèles. Plusieurs hypothèses sont envisagées : la présence d'un gradient de composition qui impliquerait un gradient vertical de vitesse important, la présence d'ondes de gravité, le mélange par l'activité convective et le dégagement de chaleur latente (CH_4) qui pourrait accélérer les jets. La première hypothèse a fait l'ébauche d'un premier travail qui sera introduit dans le chapitre 7.

6.2.2 Variabilité saisonnière

Sur la figure 6.4, nous pouvons distinguer une variabilité cyclique au sein des jets progrades aux moyennes latitudes sur Uranus. Nous avons décidé d'étudier la variabilité du vent zonal entre la 8ème et la 12ème année uranienne. Une moyenne méridionale a été effectuée entre 55 et 40°N et entre 70 et 50°S pour la 8ème année. Afin de tenir compte de la convergence équatoriale des jets progrades, un décalage progressif en latitude de 3.75° dans l'hémisphère nord et de 5° dans l'hémisphère sud a été appliqué sur nos profils de vent à chaque année uranienne jusqu'à la 12ème année (sur cette dernière année, la moyenne méridionale a ainsi été réalisée entre 40 et 25°N et entre 50 et 30°S). La figure 6.11 montre l'évolution de la moyenne méridionale et zonale du vent zonal au niveau des jets progrades aux moyennes latitudes à 1 000 hPa. Dans l'hémisphère nord et l'hémisphère sud, on observe deux comportements : une période où le vent est intense, et l'autre beaucoup moins. Ce schéma se répète sur les 5 années de simulations étudiées, mettant en évidence un effet saisonnier sur la vitesse des vents des jets progrades. Des augmentations soudaines du vent zonal ont également lieu régulièrement sur nos simulations. Elles ne sont pas liées à une variation saisonnière, mais nous verrons plus tard (section 6.3.2) que ces événements correspondent à une activité ondulatoire importante.

À 10 hPa, une variabilité de l'intensité des jets progrades est également observée

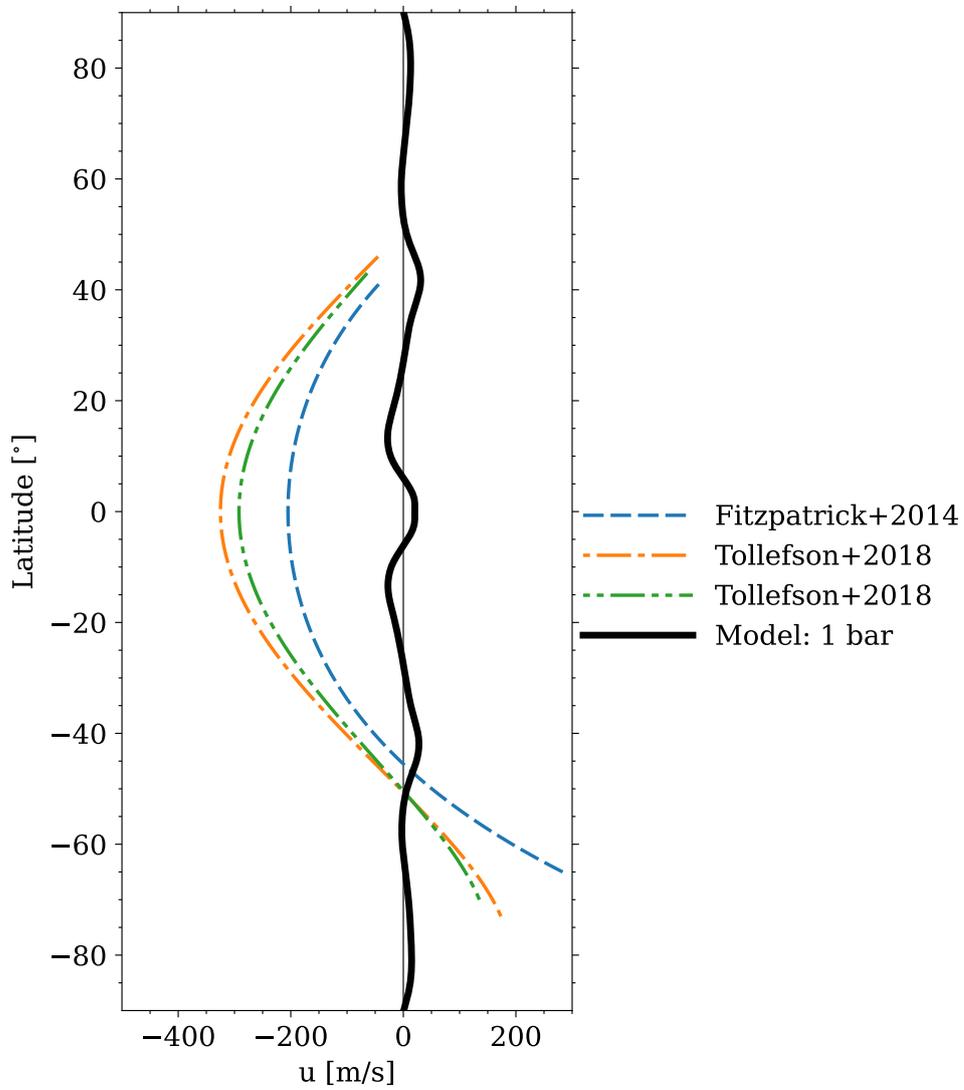


Figure 6.9 – Profils du vent zonal observés sur Neptune dans les bandes H (voir figure 1.12). Le profil simulé est en ligne noire épaisse et correspond à celui obtenu à une pression de 2 000 hPa.

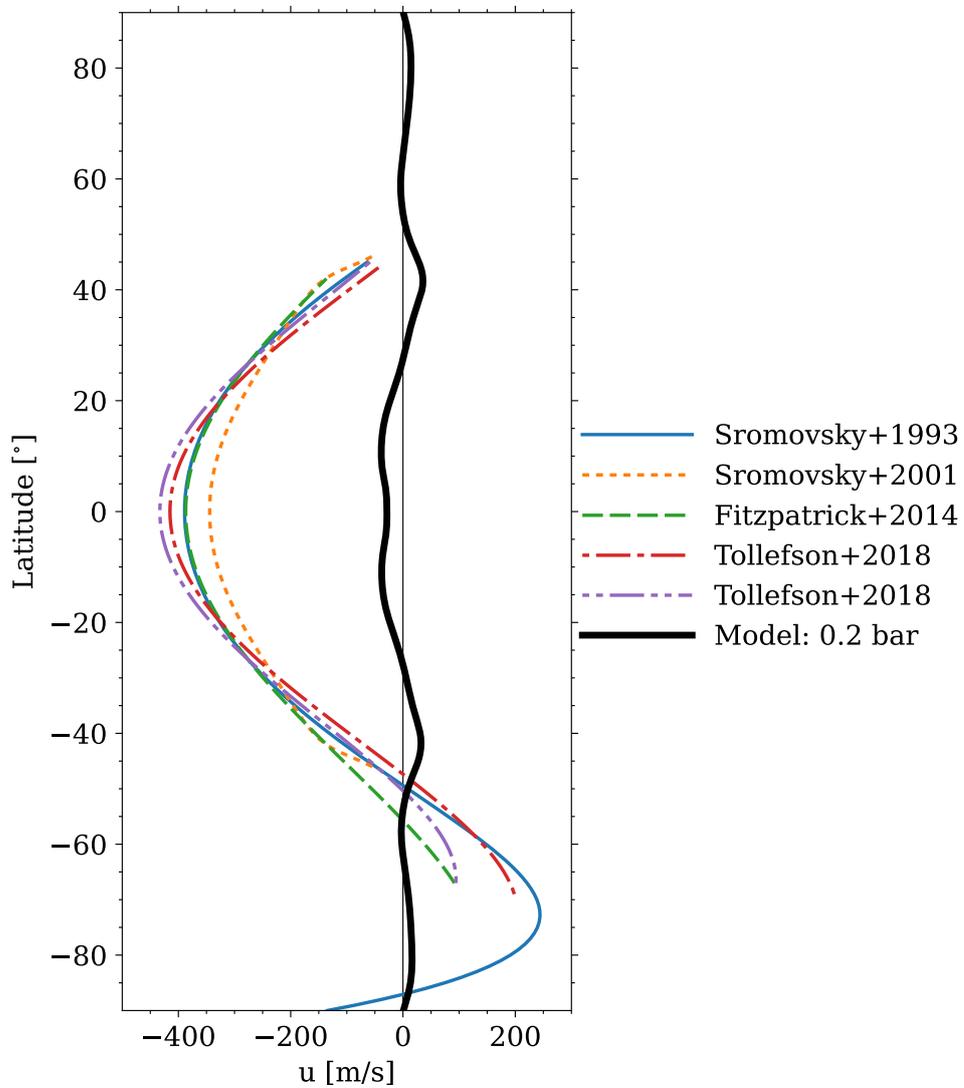


Figure 6.10 – Profils du vent zonal observés sur Neptune dans les bandes K' (voir figure 1.13). Le profil simulé est en ligne noire épaisse et correspond à celui obtenu à une pression de 200 hPa, niveau de pression où l'intensité du jet rétrograde simulé est la plus élevée.

(figure 6.12). Cependant, on note un léger décalage par rapport au vent à 1 000 hPa. À 1 000 hPa, le maximum dans l'hémisphère nord a lieu vers $Ls \simeq 320^\circ$ (entre 280 et 360°) et dans l'hémisphère sud, il est atteint vers $Ls \simeq 150^\circ$ (entre 100 et 200°). À 10 hPa, l'intensité maximale dans l'hémisphère nord est atteinte vers $Ls \simeq 20^\circ$ (entre 350 et 50°) et vers $Ls \simeq 200^\circ$ (entre 170 et 230°) dans l'hémisphère sud.

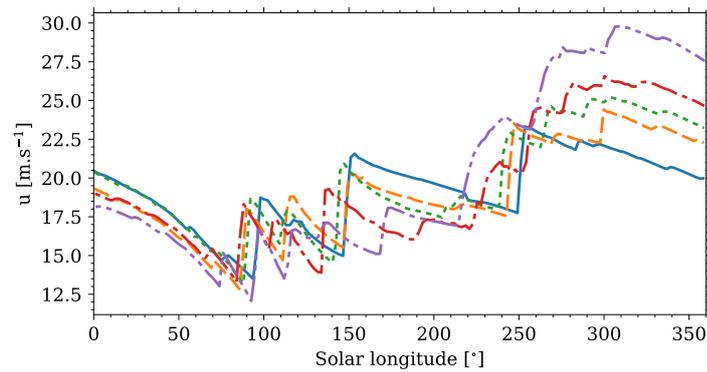
La variabilité observée à 1 000 hPa et 10 hPa est compatible avec les contrastes maximums saisonniers de la température simulée uniquement par notre modèle saisonnier radiatif-convectif (figure 4.5). Les contrastes maximums de température ont lieu aux équinoxes dans la troposphère et la stratosphère. Pour les deux jets progrades, leur maximum d'intensité est également atteint aux équinoxes dans l'hémisphère où la température est la plus froide.

La même méthode utilisée sur Uranus a été appliquée pour Neptune. Le décalage latitudinal induit à chaque année neptunienne est de 1° sur chaque hémisphère. Une variation cyclique apparaît sur l'évolution de la moyenne méridionale du vent zonal au niveau des jets progrades aux moyennes latitudes à 1 000 hPa (figure 6.13) et 10 hPa (figure 6.14). Le maximum d'intensité dans l'hémisphère nord est atteint vers $Ls \simeq 0^\circ$ à 1 000 hPa et $Ls \simeq 320^\circ$ à 10 hPa. Dans le cas de l'hémisphère sud, le maximum se situe vers $Ls \simeq 180^\circ$ à 1 000 hPa et $Ls \simeq 130^\circ$ à 10 hPa. Comme sur Uranus, on observe un décalage temporel sur le maximum d'intensité des jets à la pression considérée et l'intensité maximale des jets a lieu au même moment où les contrastes de température sont maximaux entre l'hémisphère nord et l'hémisphère sud d'après le modèle saisonnier radiatif-convectif (figure 4.5). Il a lieu aux équinoxes, à l'hémisphère où la température est la plus froide.

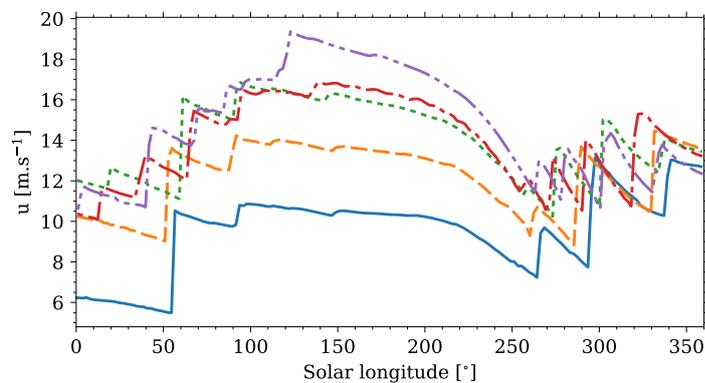
Ainsi, nos simulations indiquent un effet saisonnier important sur l'intensité des jets progrades aux moyennes latitudes. Cependant, les observations sont en désaccord avec ce résultat. En effet, depuis le survol de Voyager 2, les différentes campagnes d'observations (références dans la section 1.5.1) n'ont montré aucune variabilité dans l'intensité et l'allure des jets zonaux. Cependant, la variabilité saisonnière simulée par notre modèle est de l'ordre de 10 à 20 m.s^{-1} , ce qui est assez faible par rapport à l'incertitude des mesures qui peut atteindre $\sim 50 \text{ m.s}^{-1}$. La question de l'existence d'une variation saisonnière sur Uranus et Neptune reste donc toujours ouverte et notre modèle indique qu'une telle variation peut exister, mais avec une faible amplitude.

6.2.3 Influence de la discrétisation spatiale

Dans la section 5.3.3, nous avons vu que la taille maximale d'un élément de résolution de notre grille doit être d'environ 2.5° afin de résoudre les tourbillons de petite échelle. En plus de nos simulations de référence adoptant une maille de 1° en latitude-longitude,



(a)

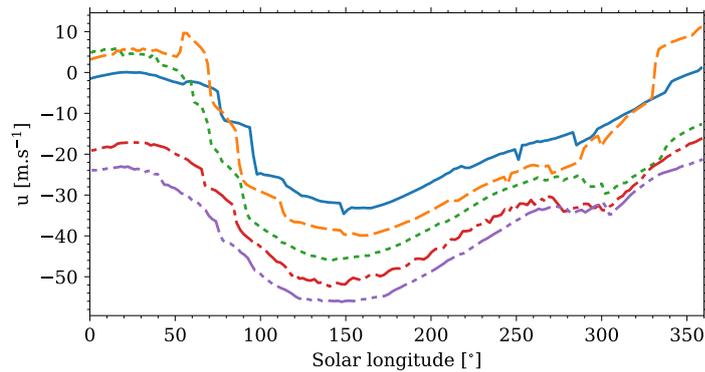


(b)

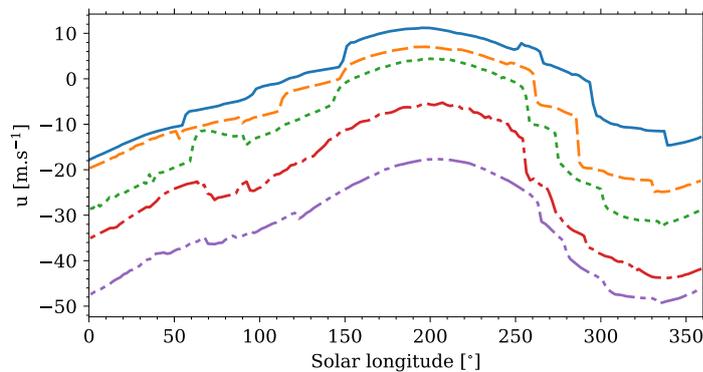
Figure 6.11 – Évolution du vent zonal sur Uranus au niveau des jets progrades aux moyennes latitudes dans l’hémisphère nord (a) et l’hémisphère sud (b) à une pression de 1 000 hPa. Les années représentées de notre simulation sont la 8ème (ligne bleue continue), la 9ème (ligne orange pointillée), la 10ème (ligne verte tiretée), la 11ème (ligne rouge tiretée-pointillée) et la 12ème (ligne violette tiretée-double pointillée).

nous avons décidé de tester une résolution plus basse, en adoptant une maille de 2° . La condition CFL obtenue avec le même pas de temps dynamique (voir section 5.3.3) est de 0.08 sur Uranus et de 0.14 sur Neptune. Une simulation à plus basse résolution comporte deux avantages numériques conséquents. Alors qu’une simulation à 1° nécessite plusieurs semaines ou mois de calcul à atteindre 10 années planétaires, une simulation à 2° n’a besoin uniquement que d’une semaine. De fait, un modèle deux fois moins résolu permet de diviser par dix le nombre d’heures CPU utilisé. Ces avantages ne sont donc pas négligeables.

La figure 6.15 montre l’évolution de la moyenne zonale du vent zonal à une pression de 1 000 hPa sur Uranus et Neptune. On observe que l’évolution et le profil du vent



(a)



(b)

Figure 6.12 – Même figure que 6.11 à 10 hPa.

zonal à une résolution de 2° est nettement différent de celui restitué à une résolution supérieure de 1° . Un puissant jet prograde équatorial est présent sur les deux planètes, entouré par de très légers (à peine 10 m.s^{-1}) jets rétrogrades et progrades aux moyennes latitudes. Par ailleurs, l'évolution temporelle est beaucoup plus stable sur la simulation à 2° . Aucune convergence des jets aux moyennes latitudes ou polaires vers l'équateur n'est visible par rapport à la simulation à 1° .

En moyennant sur une année, la coupe verticale de la moyenne zonale du vent zonal nous montre une structure complètement différente de celle rencontrée avec une résolution de 1° (sur la 10ème année de simulation) sur Uranus (figure 6.16). Un jet prograde équatorial troposphérique de forte intensité est présent entre 100 hPa et le bas de notre modèle. Une inversion des vents a lieu entre 100 hPa et 4 hPa puis un nouveau jet prograde prend le relais jusqu'au toit de notre modèle. L'intensité de ces deux jets progrades équatoriaux atteint 75 m.s^{-1} . Aux moyennes latitudes, deux jets rétrogrades sont présents et effectuent une jonction au niveau de l'inversion des jets à l'équateur. Le jet rétrograde

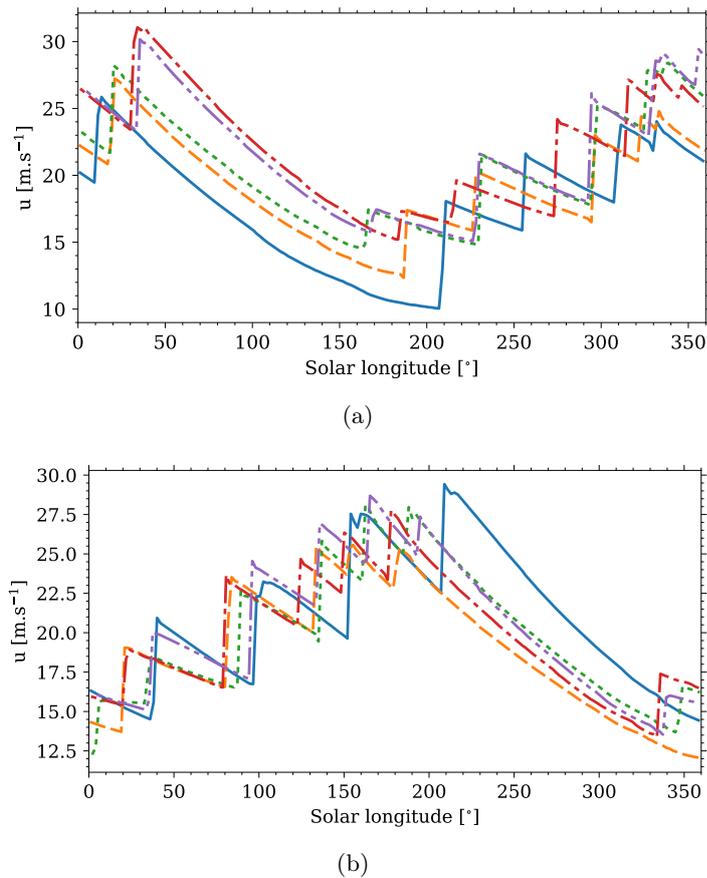


Figure 6.13 – Évolution du vent zonal sur Neptune au niveau des jets progrades aux moyennes latitudes dans l’hémisphère nord (a) et l’hémisphère sud (b) à une pression de 1 000 hPa. Les années représentées de notre simulation sont la 3ème (ligne bleu continue), la 4ème (ligne orange pointillée), la 5ème (ligne verte tiretée), la 6ème (ligne rouge tiretée-pointillée) et la 7ème (ligne violette tiretée-double pointillée).

de l’hémisphère sud a une plus grande extension méridionale par rapport à son homologue de l’hémisphère nord. Dans l’hémisphère nord, aux hautes latitudes ($\sim 70^\circ$), les vents deviennent légèrement progrades.

Sur Neptune, nous observons également une structure zonale très différente (figure 6.16). Le jet prograde équatorial s’étend du bas de notre modèle jusqu’à la moyenne stratosphère (~ 150 Pa). Au-dessus, un jet rétrograde prend le relais jusqu’au toit de notre modèle. Leur intensité atteint au maximum ± 70 à 80 m.s^{-1} . Aux moyennes latitudes, on observe un léger jet prograde sur chaque hémisphère sur toute la colonne de notre modèle.

Ces différences entre notre simulation à 1° et à 2° semblent entrer en contradiction

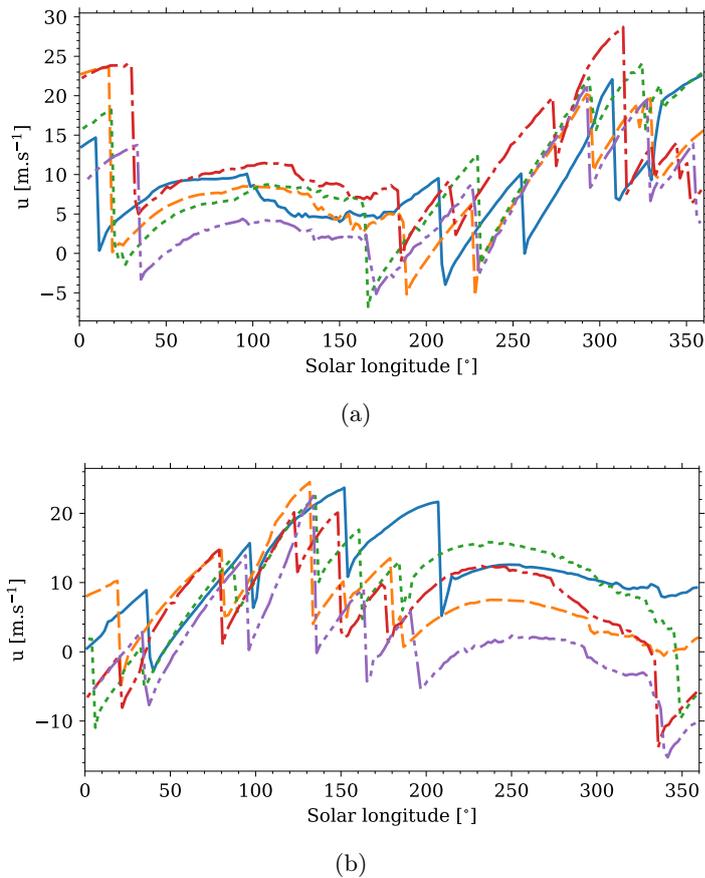


Figure 6.14 – Même figure que 6.13 à 10 hPa.

avec le rayon de déformation de Rossby où pour une résolution inférieure à 2.5° , les résultats auraient dû être semblables. Cependant, cette condition n'est qu'un critère minimal lié à la longueur caractéristique des tourbillons sur ces planètes. À lui seul, ce critère n'est pas suffisant. Le fait d'obtenir une circulation différente entre une résolution à 2° et à 1° indique que les ondes ayant une longueur caractéristique plus petite par rapport au rayon de déformation de Rossby ont une influence importante sur la circulation générale dans l'atmosphère de ces planètes. La contribution des tourbillons de petite échelle fera l'objet d'une analyse dans la section 6.3. Ce premier constat nous pousse à nous questionner sur la résolution minimale à choisir pour résoudre les tourbillons qui contribuent à l'accélération/décélération des jets. Est-ce qu'une simulation à une résolution de 0.5 donnerait des résultats différents de notre simulation à 1° ? Malheureusement, nous sommes obligés de laisser cette question en suspens. Les ressources allouées pour ce projet ne nous permettent pas d'effectuer une simulation avec une telle résolution. Mais elle pourrait être réalisée dans le futur grâce à une allocation d'heures CPU beaucoup plus conséquente.

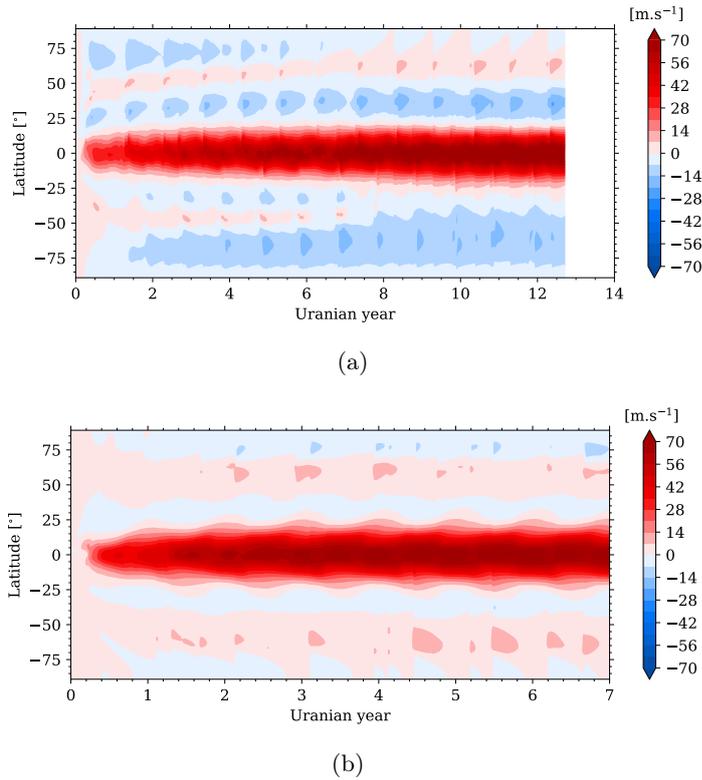


Figure 6.15 – Évolution de la moyenne zonale du vent zonal sur Uranus (a) et Neptune (b) à 1 bar pour une résolution de 2°.

6.2.4 Influence de la force de traînée

Les travaux de [Liu et al. \(2010\)](#) ont montré que l'ajout d'un frottement en bas du modèle (excepté autour de l'équateur) avait une influence sur l'épaisseur méridionale et l'intensité des jets. En ajoutant cet effet sur Jupiter, le jet prograde équatorial et les jets rétrogrades adjacents simulés sont confinés par la latitude minimale où le frottement est exercé. À plus haute latitude, les jets progrades et rétrogrades deviennent plus fins, plus nombreux mais aussi plus faibles. On peut alors s'attendre à un effet similaire sur Uranus. Un test sans frottement a donc été effectué sur 3 années uraniennes afin de caractériser son effet par rapport à notre simulation de référence. La moyenne zonale du vent zonal sur la troisième année de simulation montre une circulation légèrement différente (figure 6.17). On observe que sans couche de frottement, les jets progrades aux moyennes latitudes se situent à plus haute latitude par rapport au cas avec frottement. Le jet prograde présent au pôle nord dans la simulation avec un frottement disparaît dans le cas sans frottement. Mais le principal changement est celui de l'intensité des jets progrades aux moyennes latitudes. Sans cette couche de frottement, les jets gagnent en

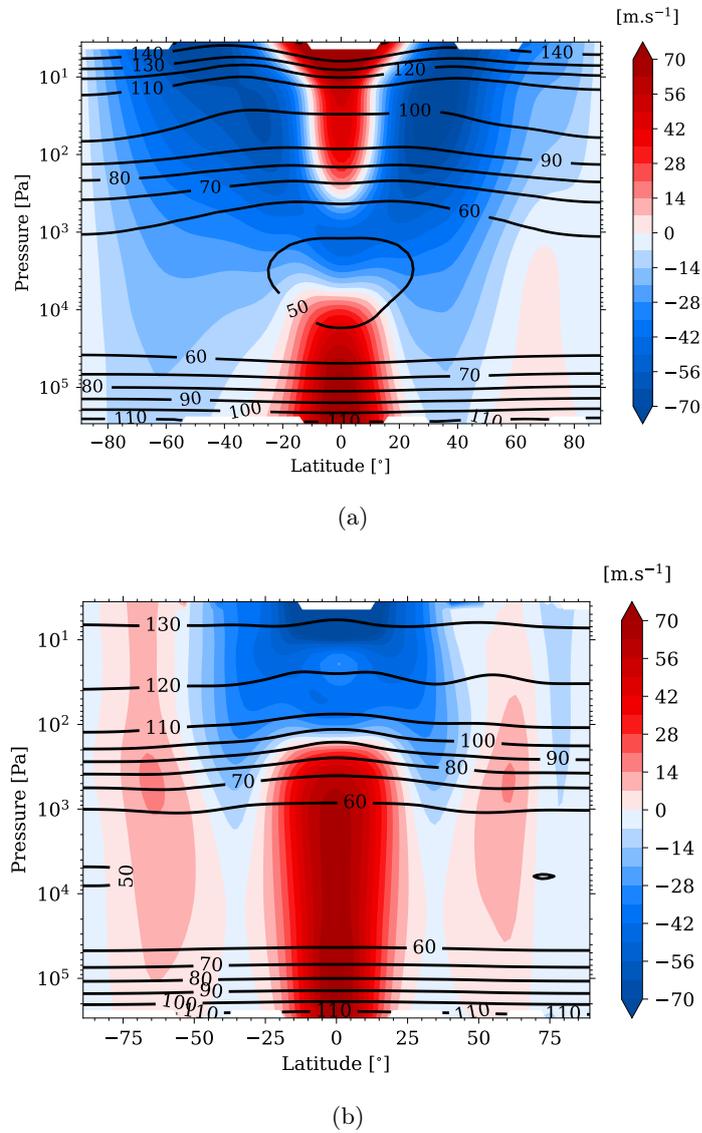


Figure 6.16 – Coupe verticale de la moyenne zonale du vent zonal moyennée sur un an pour la 10ème année uranienne (a) et la 7ème année neptunienne (b) pour une résolution de 2° .

moyenne 10 à 40 m.s^{-1} (en fonction de l'hémisphère). Une asymétrie en intensité est constatée où le vent est plus intense dans l'hémisphère nord que dans l'hémisphère sud. Cette asymétrie s'inverse en ajoutant la force de traînée et une asymétrie de position et d'extension verticale apparaît.

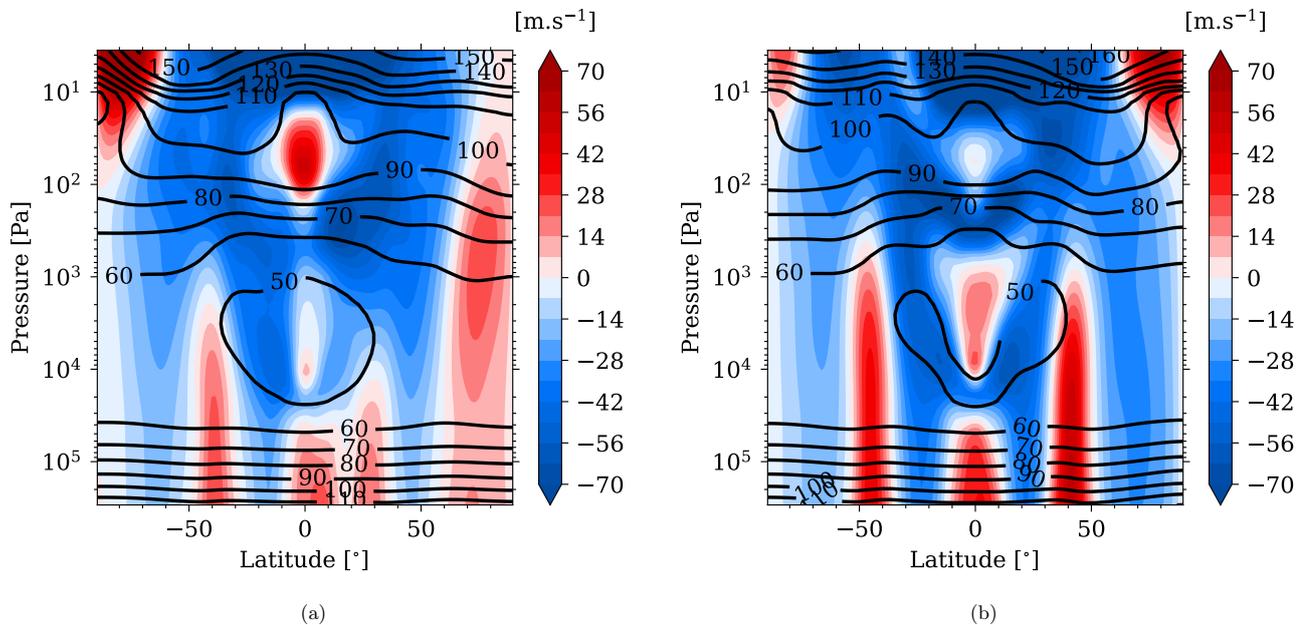


Figure 6.17 – Coupe verticale de la moyenne zonale du vent zonal de la 3^{ème} année de simulation sur Uranus avec (a) et sans (b) un frottement de Rayleigh en bas du modèle.

La force de traînée a donc un effet non négligeable sur l'intensité de la circulation sur Uranus et Neptune et permet d'expliquer en partie la faible intensité des jets progrades simulés en regard des vents observés. Par contre, le rôle joué par ce frottement sur le confinement des jets équatoriaux ne semble pas être important puisqu'aucune différence n'est constatée sur l'épaisseur méridionale des jets des moyennes latitudes.

Il faut toutefois rappeler que cette force de traînée ne joue le rôle que d'un paramètre qui ferme le bilan du moment cinétique comme le ferait la surface d'une planète tellurique et qu'elle ne représente pas ce qu'il se passe exactement dans les profondeurs des géantes glacées (section 1.7.1). Il est possible que le frottement engendré par les forces de Lorenz en profondeur n'existe pas sur ces planètes à cette profondeur ou qu'il se produit à une intensité nettement inférieure à celle utilisée par notre modèle (paramétrée par le temps de relaxation). Dans l'état actuel de nos connaissances, un tel paramètre ne peut être choisi qu'arbitrairement comme nous l'avons fait ici. Mais son influence semble indiquer que la circulation peut être assez sensible comme sur Jupiter (Liu et al., 2010). La nécessité de cette couche est donc discutable en l'état, car elle ralentit considérablement nos jets. Le

bilan du moment cinétique ne semble d'ailleurs pas affecter par l'absence de ce frottement.

6.2.5 Influence du flux d'énergie interne

Uranus et Neptune sont caractérisées par deux principales différences : l'obliquité et le flux d'énergie interne. Pour ce dernier, il est estimé à 0.43 W.m^{-2} sur Neptune alors que sur Uranus, il est nul ou du moins particulièrement négligeable ($\leq 0.042 \text{ W.m}^{-2}$ d'après Pearl et al. (1990)). Nous avons décidé d'étudier l'impact qu'aurait un flux d'énergie interne si Uranus en possédait un similaire à celui de Neptune. Plus précisément, nous avons décidé d'ajouter un flux d'énergie interne où le ratio entre le flux d'énergie interne et le flux absorbé est similaire à celui sur Neptune. Celui ajouté sur Uranus pour ce test est égal à 1.04 W.m^{-2} . Une simulation de 6 années uraniennes a été effectuée pour évaluer l'influence de ce paramètre.

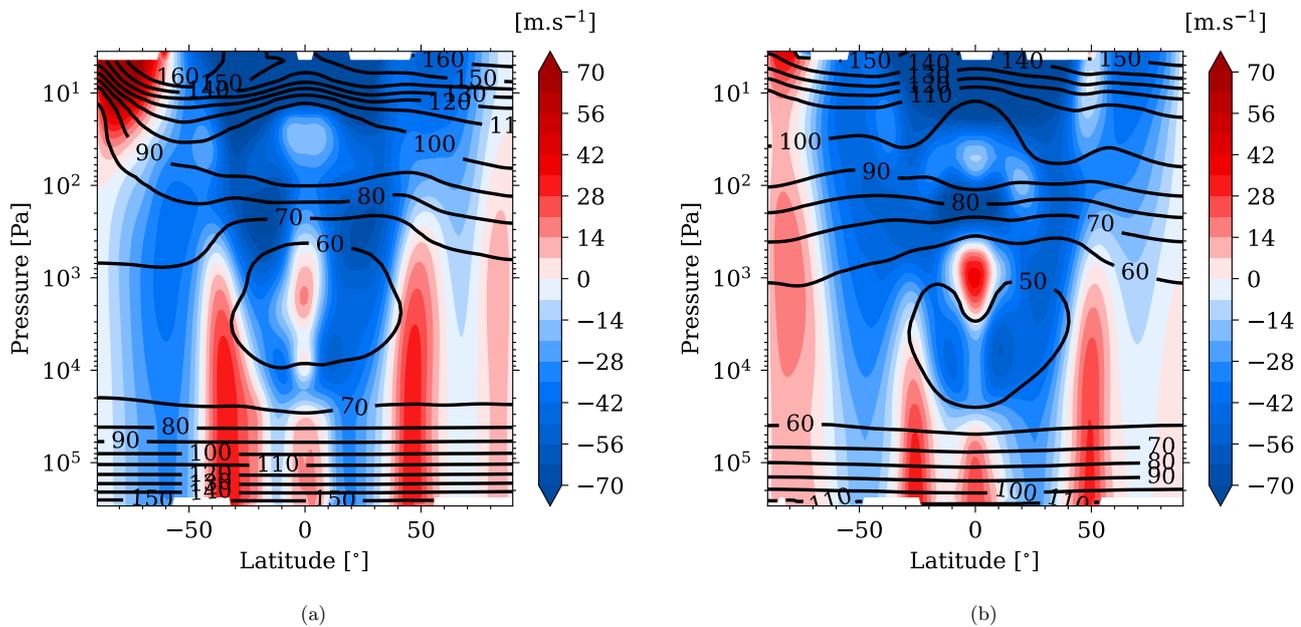


Figure 6.18 – Coupe verticale de la moyenne zonale du vent zonal de la 6^{ème} année de simulation sur Uranus avec un flux d'énergie interne de 1.04 W.m^{-2} (a) et en conservant un flux d'énergie interne nul (b).

L'ajout d'un flux d'énergie interne ne semble pas modifier significativement la circulation atmosphérique sur Uranus (figure 6.18). Hormis une légère accélération des jets progrades aux moyennes latitudes de 5 m.s^{-1} et une extension verticale plus élevée, le profil du vent zonal est similaire à celui simulé sans énergie interne sur notre simulation de référence. De plus, la convergence équatoriale des jets progrades est aussi présente.

Ainsi, nous pouvons conclure que le flux d'énergie interne est sans influence notable sur les jets observés sur Uranus et Neptune.

6.2.6 Influence de l'obliquité

L'obliquité constitue également une différence importante entre Uranus et Neptune. En raison de la différence d'obliquité, nous avons une distribution des forçages radiatifs différente qui pourrait influencer la circulation atmosphérique sur ces planètes. Un premier test de 5 années uraniennes avec une obliquité de 0° et un second de 3 années uraniennes avec une obliquité égale à celle de Neptune ont été réalisés.

En comparant la simulation avec une obliquité de 0° et celle de référence ayant une obliquité de 97.77° (figure 6.19), nous constatons des changements au sein de la structure zonale des jets. Sur la simulation à 0° , un puissant jet rétrograde est présent du bas jusqu'au toit de notre discrétisation verticale. Deux jets progrades situés vers $\sim \pm 30^\circ$ sont présents uniquement dans la troposphère et un jet prograde polaire sur chaque hémisphère est également présent. Cette structure est différente de celle obtenue par notre simulation de référence au bout de la 5ème année. Les jets progrades troposphériques sont bien présents sur cette simulation, mais le jet polaire est absent dans l'hémisphère nord et de moindre intensité dans l'hémisphère sud. Concernant le jet rétrograde, on observe l'absence des petits jets progrades équatoriaux dans la stratosphère sur la simulation avec une obliquité de 0° . Cette différence pourrait indiquer que les jets progrades équatoriaux naissent à partir d'une certaine obliquité.

Lorsqu'on fixe l'obliquité d'Uranus à celle présente sur Neptune, nous retrouvons une structure semblable avec deux jets progrades aux moyennes latitudes, un jet prograde troposphérique centré sur l'équateur et un jet rétrograde équatorial au-dessus entrecoupé par de légers jets progrades (figure 6.20). On observe néanmoins quelques différences déjà constatées dans la comparaison entre le profil simulé sur Uranus et Neptune (section 6.2.1). Les jets progrades aux moyennes latitudes sont plus étendus verticalement et plus intenses par rapport à notre simulation de référence.

La différence d'obliquité entre Uranus et Neptune ne semble pas influencer le profil latitudinal du vent zonal malgré des forçages radiatifs différents entre ces deux situations (hormis dans le cas où l'obliquité serait nulle). Cela signifie que le profil du vent zonal est relativement indépendant du forçage saisonnier, mais cela n'exclut pas un effet saisonnier sur l'intensité des jets comme nous avons pu le voir dans la section 6.2.2. La principale influence réside sur l'extension verticale et l'intensité des jets.

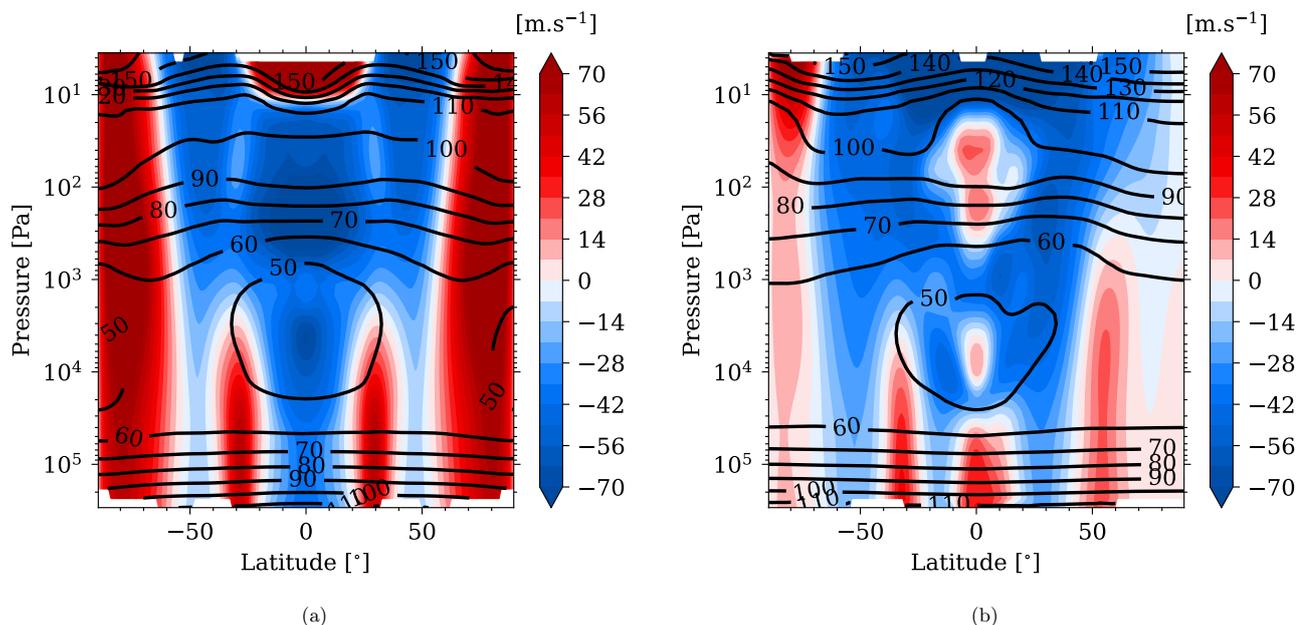


Figure 6.19 – Coupe verticale de la moyenne zonale du vent zonal de la 5ème année de simulation sur Uranus avec une obliquité de 0° (a) et en conservant une obliquité actuelle de 97.77° (b).

6.3 Contribution des tourbillons de petite échelle à la circulation zonale

6.3.1 Formalisme en moyenne eulérienne transformée

L'étude d'un régime météorologique général et de phénomènes spatio-temporels localisés séparément n'est pas toujours possible et elle est très complexe, notamment si on veut mesurer la contribution des phénomènes des petites échelles résolus par notre modèle aux grandes échelles. Cependant, des méthodes ont été développées pour étudier ces interactions. La plus simple et la plus utilisée de tous est la décomposition de Reynolds. Elle peut ainsi s'appliquer à la circulation atmosphérique, car cette dernière peut être séparée en deux parties distinctes : une circulation générale variant peu dans le temps et des phénomènes transitoires tels que des ondes et tourbillons. Pour un vent instantané u , on peut écrire :

$$u(\lambda, \phi, z, t) = \bar{u}(\phi, z, t) + u'(\lambda, \phi, z, t) \quad (6.2)$$

où λ est la longitude, ϕ la latitude, z l'altitude et t le temps. Le premier terme correspond au vent moyen et les perturbations sont dans le second terme. Pour obtenir le vent moyen,

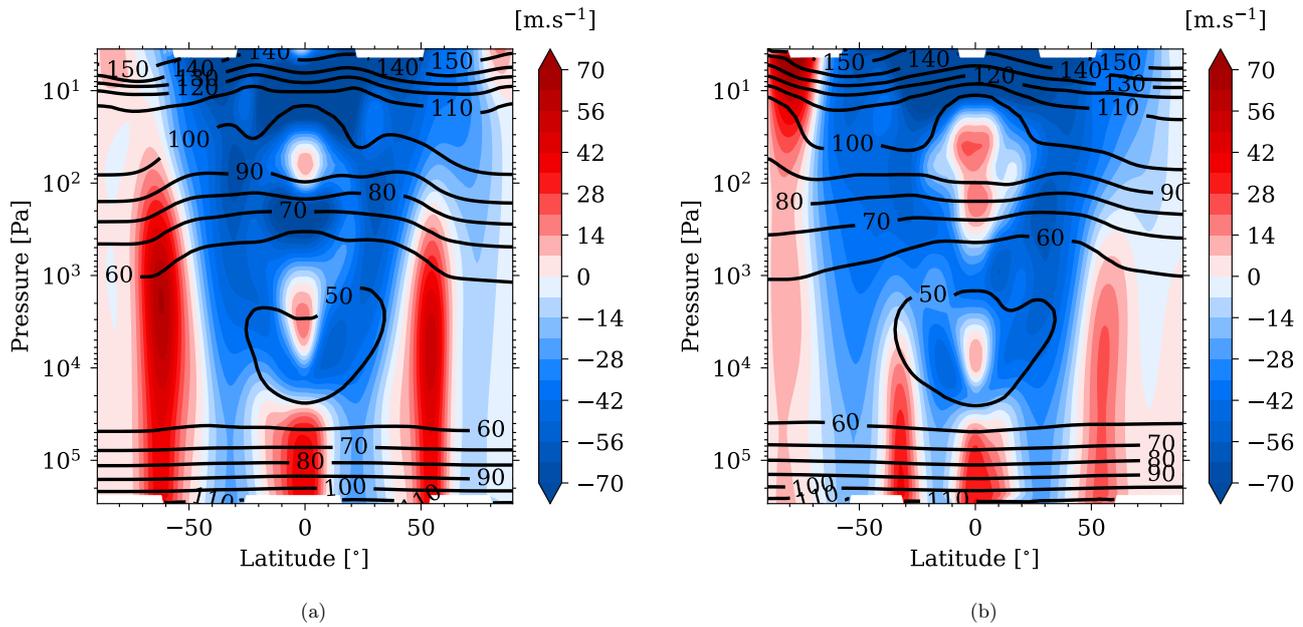


Figure 6.20 – Coupe verticale de la moyenne zonale du vent zonal de la 3ème année de simulation sur Uranus avec une obliquité de 28.32° (a) et en conservant une obliquité actuelle de 97.77° (b).

on effectue la moyenne sur toutes les longitudes. On appelle cette méthode, la moyenne zonale eulérienne :

$$\bar{u}(\phi, z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} u(\lambda, \phi, z, t) d\lambda \quad (6.3)$$

Les équations d'Euler dans le cas d'un écoulement en moyenne eulérienne sont :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = & \bar{X} - \bar{v} \left[\frac{1}{a \cos(\phi)} \frac{\partial}{\partial \phi} (\bar{u} \cos(\phi)) - f \right] - \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \\ & - \frac{1}{a \cos^2(\phi)} \frac{\partial}{\partial \phi} (\overline{v'u'} \cos^2(\phi)) - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 \overline{w'u'}) \end{aligned} \quad (6.4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} = & \bar{Y} - \frac{\bar{v}}{a} \frac{\partial \bar{v}}{\partial \phi} - \bar{w} \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} - \bar{u} \left(f + \frac{\bar{u}}{a} \tan(\phi) \right) - \frac{1}{a} \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial \phi} \\ & - \frac{1}{a \cos(\phi)} \frac{\partial}{\partial \phi} (\overline{v'^2} \cos(\phi)) - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 \overline{w'v'}) - \frac{\overline{u'^2}}{a} \tan(\phi) \end{aligned} \quad (6.5)$$

$$\frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial z} = \frac{R\bar{T}}{H} \quad (6.6)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} = \bar{Q} - \frac{\bar{v}}{a} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial \phi} - \bar{w} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - \frac{1}{a \cos(\phi)} \frac{\partial}{\partial \phi} (\overline{v'\theta'}) \cos(\phi) - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 \overline{w'\theta'}) \quad (6.7)$$

$$\frac{1}{a \cos(\phi)} \frac{\partial}{\partial \phi} (\bar{v} \cos(\phi)) + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 \bar{w}) = 0 \quad (6.8)$$

où \bar{X} et \bar{Y} désigne la moyenne zonale des contributions non-conservatives à l'écoulement et \bar{Q} le chauffage diabatique.

Les deux premières équations correspondent aux équations de conservation du moment cinétique, la troisième à l'équilibre hydrostatique, la quatrième à l'équation thermodynamique et la dernière à l'équation de continuité. Les équations en moyenne eulérienne classique comportent le désavantage de ne pas pouvoir estimer et de lier la contribution des différents forçages à l'écoulement. La formulation lagrangienne est idéale pour étudier la contribution des ondes et tourbillons à la circulation générale. Cependant, son application est très complexe (McIntyre, 1980). Les équations en moyenne eulérienne transformée sont un outil puissant et utile développé pour fournir une approximation du mouvement lagrangien en moyenne zonale et temporelle et permet de séparer et d'opposer les différentes contributions à l'écoulement moyen (Andrews et al., 1976 ; Andrews et al., 1983 ; Holton, 1990 ; Haynes et al., 1991 ; Holton, 2004 ; Seviour et al., 2012). Pour ce nouveau formalisme, on définit les composantes d'une circulation méridienne résiduelle \bar{v}^* et \bar{w}^* qui incluent la divergence du flux de chaleur comme :

$$\bar{v}^* = \bar{v} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho_0 \frac{\overline{v'\theta'}}{\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}} \right) \quad (6.9)$$

$$\bar{w}^* = \bar{w} + \frac{1}{a \cos(\phi)} \frac{\partial}{\partial \phi} \left(\cos(\phi) \frac{\overline{v'\theta'}}{\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}} \right) \quad (6.10)$$

On exprime les équations primitives en moyenne eulérienne transformée comme :

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = \bar{X} - \bar{v}^* \left[\frac{1}{a \cos(\phi)} \frac{\partial}{\partial \phi} (\bar{u} \cos(\phi)) - f \right] - \bar{w}^* \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{1}{\rho_0 a \cos(\phi)} \vec{\nabla} \cdot \vec{F} \quad (6.11)$$

$$\frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial z} = \frac{R\bar{T}}{H} \quad (6.12)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} = \bar{Q} - \frac{\bar{v}^*}{a} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial \phi} - \bar{w}^* \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} \left[\rho_0 \left(\frac{\bar{v}'\theta'}{a} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial \phi} + \bar{w}'\theta' \right) \right] \quad (6.13)$$

$$\frac{1}{a \cos(\phi)} \frac{\partial}{\partial \phi} (\bar{v}^* \cos(\phi)) + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 \bar{w}^*) = 0 \quad (6.14)$$

On introduit ici le flux d'Eliassen-Palm $\vec{F} = (F_\phi, F_z)$ qui correspond à un flux de quantité de mouvement des ondes/tourbillons. Il permet de relier le flux de chaleur des ondes $\bar{v}'\theta'$ au flux de quantité de mouvement des ondes $\bar{v}'u'$ à un flux de quantité de mouvement horizontal F_ϕ et vertical F_z .

$$F_\phi = \rho_0 a \cos(\phi) \left(\frac{\bar{v}'\theta'}{a} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \bar{v}'u' \right) \quad (6.15)$$

$$F_z = \rho_0 a \cos(\phi) \left(\left[f - \frac{1}{a \cos(\phi)} \frac{\partial}{\partial \phi} (\bar{u} \cos(\phi)) \right] \frac{\bar{v}'\theta'}{a} - \bar{w}'u' \right) \quad (6.16)$$

La divergence d'Eliassen-Palm $\vec{\nabla} \cdot \vec{F}$ représente l'accélération par les ondes et tourbillons. Elle permet d'identifier et de quantifier la contribution des ondes à l'accélération de l'écoulement moyen. Le terme $\partial \bar{\theta} / \partial z$ implique que dans la troposphère où le gradient thermique suit le gradient adiabatique, l'analyse de la contribution est impossible puisque ce terme est égal ou proche de 0. Le terme \bar{X} et les deux suivants comprenant les composantes de la circulation résiduelle (\bar{v}^* , \bar{w}^*) de l'équation du mouvement correspondent à l'accélération induite sur l'écoulement moyen par la circulation résiduelle.

On mentionne également un troisième formalisme permettant d'étudier l'écoulement moyen. Il s'agit de l'utilisation de coordonnées isentropiques (Andrews, 1983 ; Tung, 1986 ; Haynes et al., 1987 ; Hoskins, 1991 ; Schneider, 2004 ; Schneider, 2005) mais ce formalisme n'a pas été étudié durant cette thèse.

6.3.2 Énergie cinétique des tourbillons

L'énergie cinétique des tourbillons permet de mettre en évidence l'activité ondulatoire présente sur nos simulations. Elle est calculée à partir de la décomposition de Reynolds. On définit l'énergie cinétique des tourbillons ϵ par :

$$\epsilon = \frac{1}{2}(u'^2 + v'^2) \quad (6.17)$$

où u' et v' sont les perturbations de vitesse du vent zonal et du vent méridien respectivement. La figure 6.21 montre l'évolution de ce paramètre à 200 hPa pour la 10ème année de notre simulation sur Uranus et pour la 7ème année sur Neptune. L'activité ondulatoire sur les deux planètes n'est pas régulièrement distribuée temporellement et spatialement. On observe l'apparition temporaire d'un emballement d'une activité ondulatoire (*eddy burst* en anglais) à plusieurs reprises au cours de notre simulation ayant lieu sur un ou partagé par les deux hémisphères. Sur Uranus, ils sont visibles à $L_s = 60^\circ, 90^\circ, 145^\circ$ ou encore à 275° et 305° . Pour Neptune, on les observe à $L_s = 35^\circ, 95^\circ$ et 135° . L'apparition de ces déferlements ne correspond pas non plus à des effets saisonniers. Sur les précédentes simulations effectuées sur Saturne (Spiga et al., 2020), un phénomène identique a été observé où l'activité ondulatoire se manifestait sous la forme d'emballement rapide et généralisé sur le globe. Ces emballements sont d'ailleurs nettement plus intenses que ceux observés dans nos simulations où près d'un ordre de grandeur de différence dans l'énergie cinétique des tourbillons séparent les géantes de glace de Saturne. Mis à part ces *eddy bursts*, aucune autre activité ondulatoire est visible, hormis à l'équateur où l'activité semble régulière dans le temps comme sur Saturne.

Sur la figure 6.21a pour Uranus et 6.21b pour Neptune, cette activité est en corrélation avec l'accélération des jets progrades aux moyennes latitudes sur les deux planètes. Sur Uranus, à certains instants, une migration rapide de 1° à 2° de latitude a lieu en quelques degrés de longitude solaire pendant ces épisodes de déferlement ondulatoires (par exemple, dans l'hémisphère nord à $L_s = 275$ et 305°). Ce constat nous indique que l'activité ondulatoire joue un rôle important dans la mise en place et le maintien des jets progrades sur les géantes glacées, comme ce qui a pu être observé sur Saturne. La présence et la nécessité de ces déferlements dans les GCM a déjà pu être documentée par de précédentes études (Panetta, 1993; Lian et al., 2010; Liu et al., 2010). L'apparition de ces épisodes temporaires permet la convergence du moment angulaire au niveau des jets, permettant leur accélération. À partir de la divergence du flux d'Eliassen-Palm, il est possible de déterminer l'accélération des jets par les tourbillons sur nos simulations.

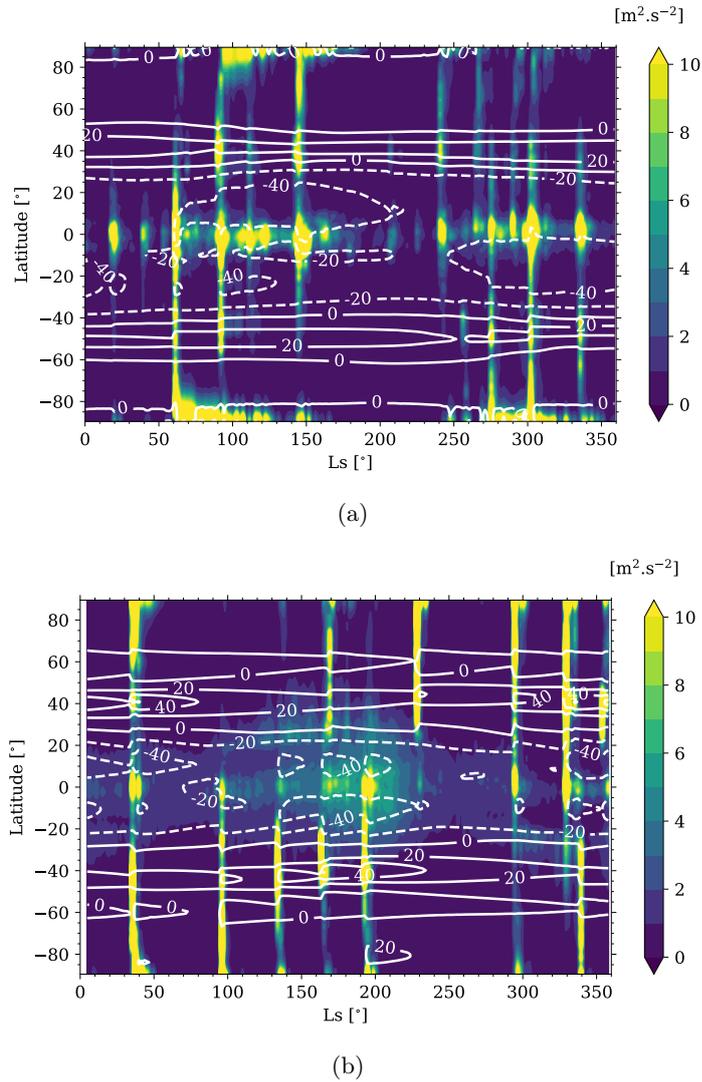


Figure 6.21 – Évolution de la moyenne zonale de l'énergie cinétique des tourbillons sur Uranus (a) et Neptune (b) à une pression de 200 hPa. Les lignes blanches correspondent à la moyenne zonale du vent zonal au même niveau de pression.

6.3.3 Accélération des jets zonaux

L'accélération induite par les tourbillons/ondes est déterminée par la divergence du flux d'Eliassen-Palm $\nabla \cdot \vec{F}$ (dernier terme de l'équation 6.11) et l'accélération issue de la circulation résiduelle est calculée à partir des trois premiers termes de l'équation 6.11. Dans le cas de notre analyse, nous avons omis la composante verticale de ces deux accélérations puisque le vent vertical est particulièrement négligeable sur nos simulations. La

figure 6.22a affiche la coupe verticale de la moyenne annuelle et zonale de l'accélération horizontale par les ondes sur Uranus. Sur cette figure, nous constatons que la position des jets progrades est corrélée avec une accélération positive par les ondes mettant en évidence une convergence de moment angulaire au niveau de ces jets. Au-dessus des jets progrades aux moyennes latitudes, cette convergence est maintenue alors qu'une inversion des vents a lieu. On note toutefois que cela reste cohérent, car le vent rétrograde semble être décéléré au-dessus des jets progrades. Néanmoins, un autre forçage permettant de conserver un vent rétrograde est présent. Aux latitudes polaires de l'hémisphère sud, les accélérations issues par les ondes ne sont pas corrélées avec les faibles jets zonaux observés à ces latitudes dans la troposphère. Néanmoins, la convergence de moment angulaire par les ondes constatée peut tout à fait être physique et témoigner d'une décélération des vents rétrogrades à hautes latitudes. L'apparition d'un jet prograde dans l'hémisphère sud après la 10ème année de simulation semble en faveur de cette hypothèse (figure 6.4). À plus basses pressions (~ 50 Pa), une accélération négative correspond à l'existence d'un jet rétrograde vers 65°S à ces niveaux de pression. Au pôle nord, les vents quasiment nuls dans la troposphère à ces latitudes sont en accord avec l'absence d'accélération. Au-dessus de la tropopause, le jet rétrograde à 60°N est accéléré par les ondes et la présence d'une accélération positive au pôle nord sur le toit de notre modèle correspond à l'émergence d'un jet prograde. Dans les régions équatoriales, les accélérations par les ondes sont chaotiques et ne livrent pas d'information sur un éventuel forçage sur les jets.

Concernant l'accélération induite par la circulation résiduelle, elle est peu cohérente avec la circulation atmosphérique simulée (figure 6.22b). Les convergences/divergences de moment angulaire ne sont pas concomitantes avec la présence de jets, hormis pour les jets progrades aux latitudes polaires situés dans la haute stratosphère ($\sim 10\text{-}100$ Pa). Cette différence est étonnante du point de vue de l'intensité de ces accélérations. En effet, l'accélération issue de la circulation résiduelle est d'un ordre de grandeur plus élevé que celle par les ondes. On note tout de même que ces premiers constats s'appliquent à une moyenne annuelle. L'énergie cinétique des tourbillons a montré que des épisodes rares de déferlement apparaissent de manière sporadique et que le reste du temps, elle est quasi-nulle (figure 6.21). De plus, il a été montré qu'une migration équatoriale des jets zonaux progrades aux moyennes latitudes avait lieu tout le long de notre simulation (figure 6.4). En moyenne, une migration de 3.75° en latitude par année est présente, ce qui, en moyenne annuelle, pourrait effacer l'accélération par les ondes. Ainsi, les fortes et rares accélérations observées pendant les déferlements d'onde sont plus difficiles à identifier et à quantifier en moyenne annuelle. L'évolution de la divergence du flux d'Eliaassen-Palm (figure 6.23a) montre premièrement que durant les épisodes de déferlements, l'accélération est particulièrement importante pendant ces courtes périodes et qu'elle est globalement négligeable le reste du temps. Deuxièmement, cela signifie que l'accélération induite par les tourbillons est également corrélée aux accélérations des jets zonaux observée sur nos

simulations étant eux même corrélées aux épisodes de déferlement. Pour le cas de circulation résiduelle (figure 6.23b), on ne note des accélérations dépourvues de cohérence spatiale et temporelle. De plus, on note aucune influence sur les jets simulés.

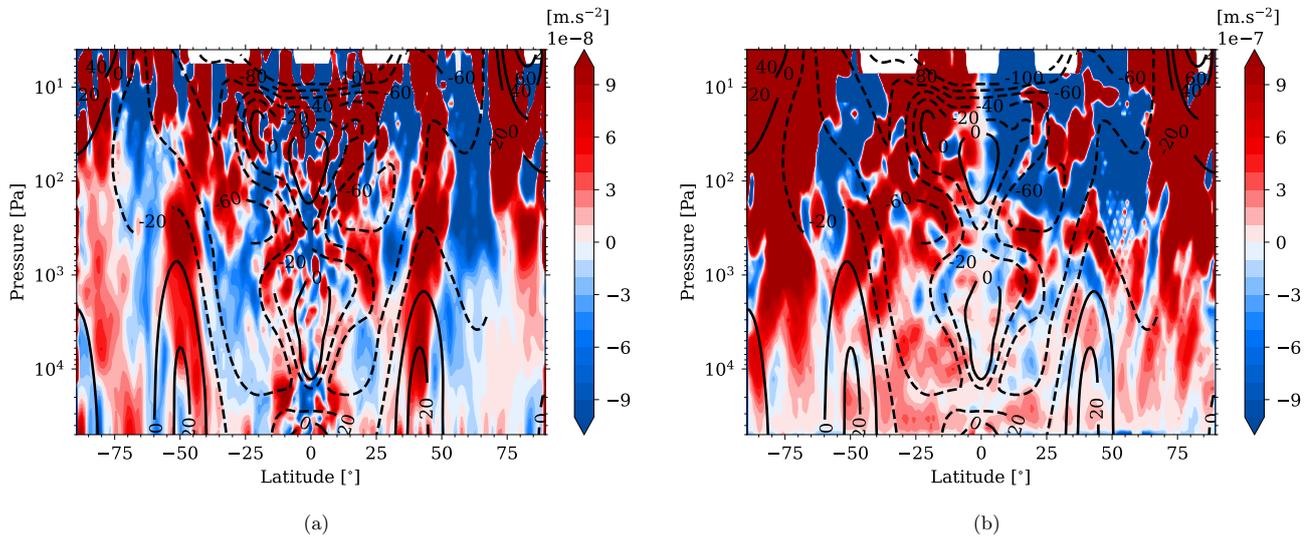


Figure 6.22 – Coupe verticale de la moyenne zonale de l'accélération horizontale induite par les tourbillons (a) et celle par la circulation résiduelle (b) sur Uranus au cours de la 10ème année de simulation. Les lignes noires correspondent aux contours de la moyenne zonale du vent zonal en m.s^{-1} (ligne continue pour un vent prograde et pointillée pour un vent rétrograde).

Concernant Neptune, l'accélération induite par les tourbillons est corrélée de la troposphère à la stratosphère avec les jets présents aux moyennes latitudes et aux latitudes polaires (figure 6.24a). Une convergence de moment angulaire est présente au niveau des jets progrades et une divergence de moment angulaire a lieu pour les jets rétrogrades. De plus, cette corrélation se retrouve renforcée par le fait que les accélérations par les ondes correspondent aux importantes variations du vent zonal pendant les déferlements d'onde (figure 6.25a). Dans les régions équatoriales (figure 6.24a), les accélérations obtenues sont aléatoires comme sur Uranus. Il n'est pas possible d'estimer la contribution des ondes à la circulation équatoriale sur les deux planètes. Comme sur Uranus, l'accélération par la circulation résiduelle est également plus importante que la contribution des ondes (figure 6.24b). Elle semble plus structurée que sur Uranus où 4 zones délimitées dans les régions équatoriales stratosphériques correspondant à des accélérations positives ou négatives sont présentes. Néanmoins, ces accélérations ne se ressentent pas sur les vents zonaux équatoriaux puisqu'aucune variation évoluant avec ces accélérations n'est observée (figure 6.25b). À plus haute latitude, l'accélération par la circulation résiduelle n'est également pas corrélée avec la position des jets zonaux. L'apport de la circulation

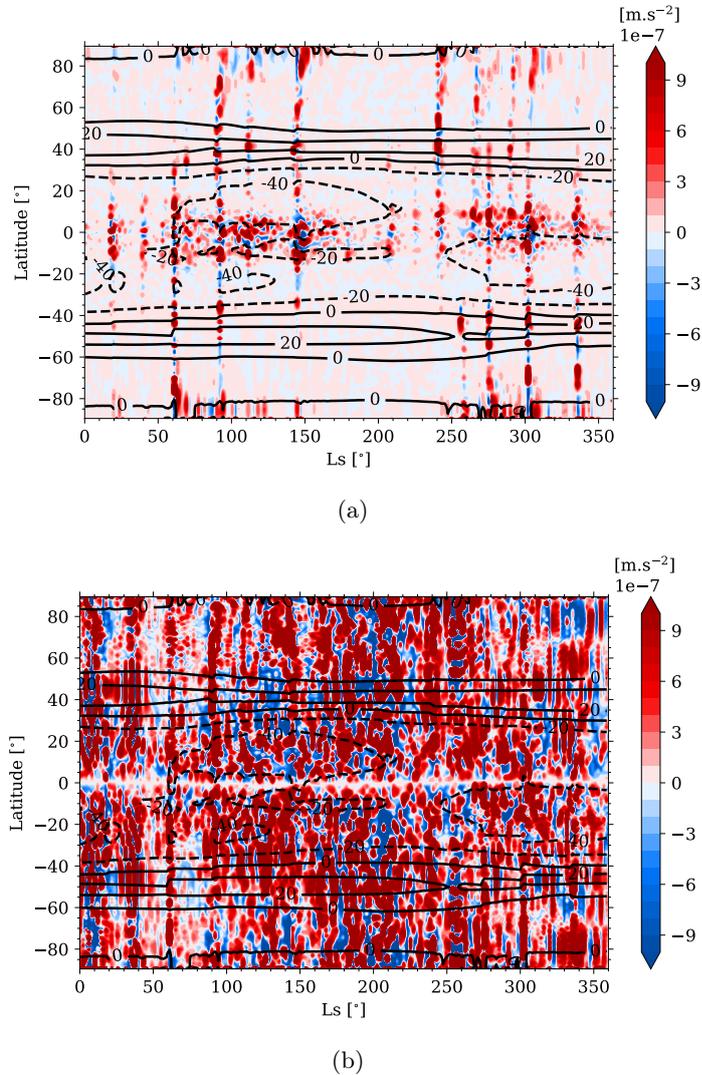


Figure 6.23 – Évolution de la moyenne zonale de l'accélération horizontale induite par les tourbillons (a) et celle par la circulation résiduelle (b) à 200 hPa sur Uranus au cours de la 10ème année de simulation. Les lignes noires correspondent aux contours de la moyenne zonale du vent zonal en m.s^{-1} (ligne continue pour un vent prograde et pointillée pour un vent rétrograde).

résiduelle à la circulation moyenne est donc difficile à estimer puisque les jets semblent insensibles aux accélérations induites par cette circulation. Cela va en contradiction avec l'intensité de cette accélération où en moyenne annuelle, elle est nettement supérieure à celle obtenue par les ondes.

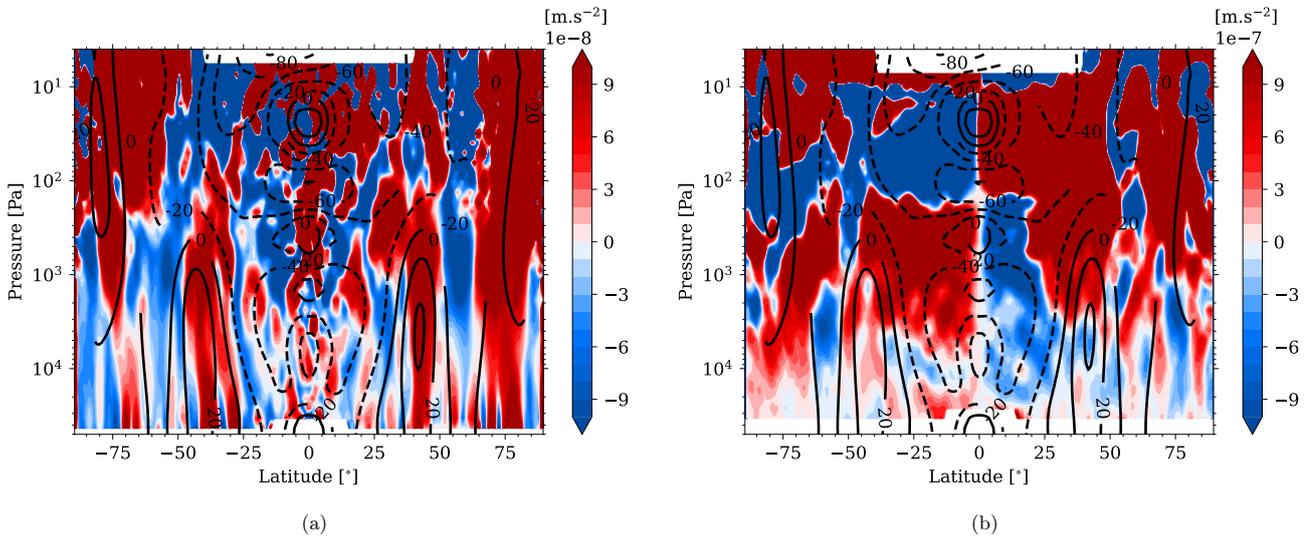
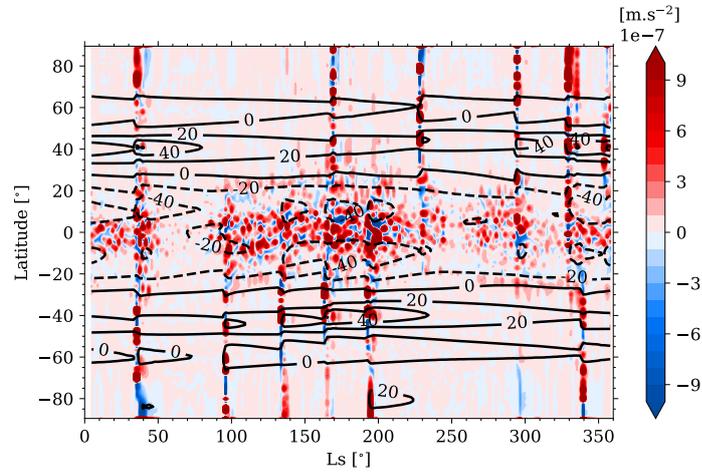
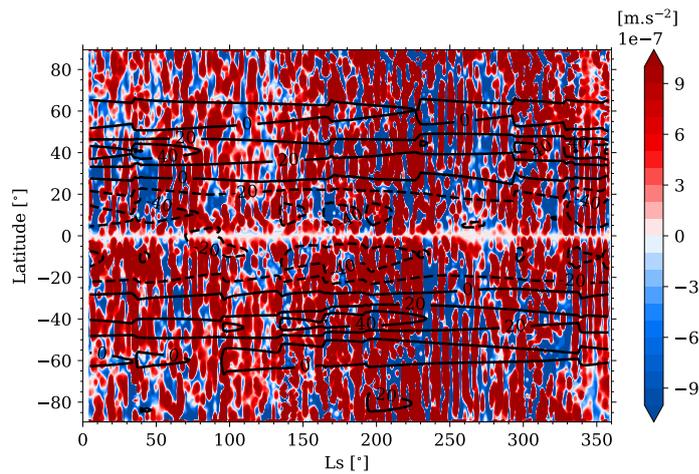


Figure 6.24 – Coupe verticale de la moyenne zonale de l'accélération horizontale induite par les tourbillons (a) et celle par la circulation résiduelle (b) sur Neptune durant la 7ème année de simulation. Les lignes noires correspondent aux contours de la moyenne zonale du vent zonal en m.s^{-1} (ligne continue pour un vent prograde et pointillée pour un vent rétrograde).

Afin d'étudier la contribution des ondes et de circulation résiduelle à l'écoulement moyen, il a été décidé d'étudier cette interaction lors des épisodes de déferlement. En dehors de ces épisodes, il est difficile de déterminer la part qu'ont les ondes sur l'écoulement. En effet, les variations du vent zonal en dehors de ces épisodes sont très faibles et continues dans le temps. Cela implique la nécessité de connaître à chaque pas de temps dynamique les faibles accélérations induites par les ondes et de réaliser l'intégration totale tout en prenant en compte que des effets non-linéaires par les ondes interagissant entre elles ont lieu et ne contribuent pas à la circulation moyenne. Il est ainsi plus aisé d'étudier un épisode correspondant à une importante activité ondulatoire afin d'en identifier son apport à l'écoulement zonal moyen. Sur Uranus, l'épisode choisi se produit à $L_s \simeq 60^\circ$ dans notre simulation de référence dans l'hémisphère sud (figure 6.23a). Pour Neptune, le choix s'est porté sur l'épisode ayant lieu à $L_s \simeq 95^\circ$ dans l'hémisphère sud également (figure 6.25a). En raison de la nature particulièrement turbulente de ces deux atmosphères, un lissage temporel est nécessaire pour mettre en évidence les divergences/convergences de moment angulaire par les ondes. De plus, un second lissage est effectué verticalement



(a)



(b)

Figure 6.25 – Évolution de la moyenne zonale de l'accélération horizontale induite par les tourbillons (a) et celle par la circulation résiduelle (b) à 200 hPa sur Neptune au cours de la 7ème année de simulation. Les lignes noires correspondent aux contours de la moyenne zonale du vent zonal en m.s^{-1} (ligne continue pour un vent prograde et pointillée pour un vent rétrograde).

et représentatif de l'épaisseur où l'accélération des jets progrades est visible. Dans les deux cas étudiés ici, cette épaisseur est comprise entre 1 000 hPa et 100 hPa (figure 6.26).

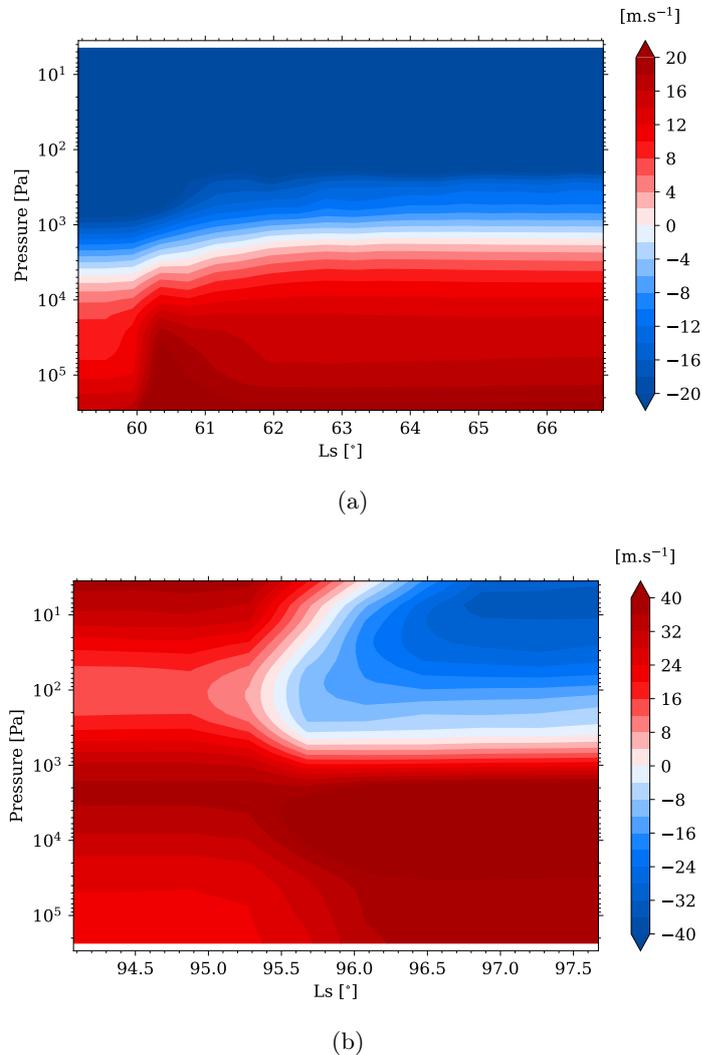


Figure 6.26 – Évolution de la moyenne zonale du vent zonal à une latitude de 45°S sur Uranus (a) et Neptune (b) aux alentours de deux pics de forte activité tourbillonnaire ($Ls \simeq 95^\circ$ pour Uranus et $Ls \simeq 90^\circ$ pour Neptune).

L'accélération du jet prograde situé à 45°S sur les deux cas de déferlement d'onde étudiés ici coïncide avec une accélération positive issue de la divergence du flux d'Eliassen-Palm (par les ondes) mais également par la circulation résiduelle (figure 6.27). Ailleurs, l'accélération dynamique est quasiment nulle alors que des variations du vent zonal sont observées aux latitudes équatoriales. Ces variations ne seraient donc pas liées directement

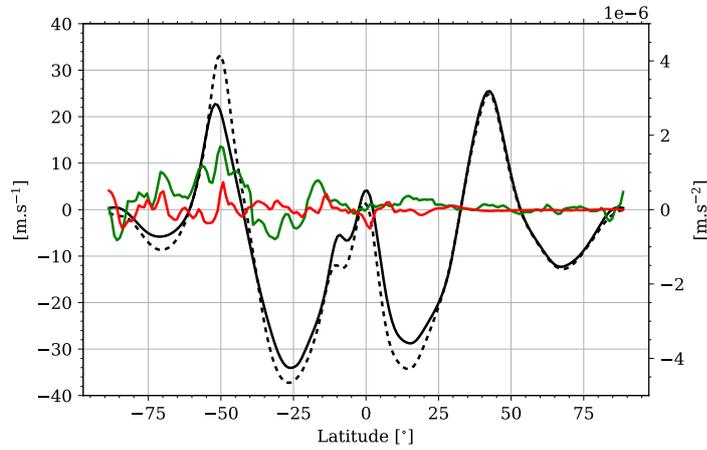
à un forçage par les ondes ou la circulation résiduelle. Sur Neptune, on observe également des pics d'accélération positives et négatives issus des ondes et la circulation résiduelle au niveau du jet polaire de l'hémisphère sud, mais la somme globale des termes dans cet espace est relativement faible. La corrélation entre le forçage dynamique et les variations du vent zonal a déjà pu être mise en évidence sur les simulations GCM de Saturne (Spiga et al., 2020). L'accélération induite par les tourbillons sur Saturne provoque une divergence du moment angulaire au niveau des jets progrades, accélérant ainsi le jet prograde ou le décalant vers des latitudes polaires ou équatoriales si l'accélération est désaxée par rapport au centre du jet.

Cette migration, provoquée par ces accélérations, est également présente sur nos simulations, notamment sur les jets progrades aux moyennes latitudes sur Uranus. La migration des jets vers l'équateur (figure 6.23) coïncide à des accélérations positives par les ondes sur les flancs équatoriaux de ces jets ($L_s = 275^\circ$ ou 300° pour les plus visibles) pendant les épisodes de déferlement. Des migrations saisonnières sont également constatées sur Neptune (figure 6.25) où les jets progrades migrent vers l'équateur à l'hémisphère d'hiver (pour le jet prograde sud, $L_s = 135^\circ, 165^\circ$ et 195°) avant de migrer vers les pôles à l'hémisphère d'été (pour le jet prograde nord, $L_s = 340^\circ$). Ces migrations sont également associées à des accélérations positives désaxées du centre du jet. Concernant la migration de 5° mise en évidence entre la 1ère et la dernière année de simulation sur Neptune, il est impossible de pointer la responsabilité des ondes et/ou de la circulation résiduelle. Ce processus étant particulièrement lent et faible, la tendance est cachée par le bruit causé par ces mêmes ondes et la circulation méridienne.

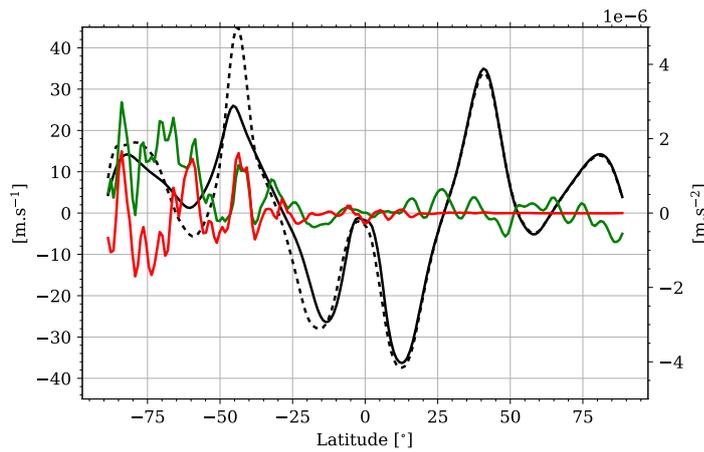
Concernant les régions équatoriales, l'évolution du vent zonal constatée à ces latitudes ne correspond pas à une accélération induite par les ondes ou par la circulation résiduelle. Cependant, l'analyse de ces contributions s'est concentrée sur le plan horizontal. Une accélération induite par les ondes sur le plan vertical résultant d'une oscillation équatoriale est possible.

6.3.4 Oscillation équatoriale

Sur notre simulation de référence, une oscillation équatoriale a pu être reproduite sur Uranus (figure 6.28a). La coupe verticale de l'évolution du vent zonal à l'équateur montre une alternance de jets progrades et rétrogrades ayant une propagation verticale vers le bas comme ce qui a pu être observé et simulé sur Terre et sur Saturne. Sur Neptune, au contraire, aucune oscillation n'a pu être mise en évidence sur notre simulation de référence (figure 6.29). L'absence d'une oscillation équatoriale sur la simulation de Neptune ne signifie pas non plus qu'elle n'existe pas. Les simulations de l'atmosphère terrestre pour reproduire la QBO nécessitent d'avoir une discrétisation verticale et une résolution horizontale suffisamment résolue pour représenter les ondes équatoriales (Takahashi, 1996 ;



(a)



(b)

Figure 6.27 – Profil latitudinal de la moyenne zonale du vent zonal (ligne noire), de l'accélération horizontale par les ondes (rouge) et par la circulation résiduelle (verte) sur Uranus à $L_s \simeq 60^\circ$ (a) et Neptune à $L_s \simeq 95^\circ$ (b). La ligne noire continue représente le vent zonal avant le déferlement d'onde et la ligne tiretée, celui après ce déferlement. Pour les deux déferlements étudiés ici, une moyenne verticale a été réalisée entre 1 000 et 100 hPa ainsi qu'une moyenne temporelle sur 1 000 jours uraniens/neptuniens.

(Takahashi, 1999 ; Horinouchi et al., 1998 ; Hamilton et al., 2001) et également la présence d’ondes de gravité issues de phénomènes convectifs (Horinouchi, 2002) par exemple. Ces éléments sont cruciaux pour simuler une QBO, sans quoi, aucune oscillation ne pourrait être modélisée (Boville et al., 1992). Ce cas a également été rencontré sur Saturne où une augmentation de la discrétisation verticale a permis d’obtenir une oscillation équatoriale beaucoup plus nette (Bardet et al., 2022). Ce cas de figure est peut-être identique sur Neptune où la résolution de notre modèle n’est pas suffisante pour résoudre les ondes nécessaires à la création d’une oscillation équatoriale. Pour l’instant, on peut seulement signaler que la dynamique atmosphérique équatoriale entre Uranus et Neptune est différente au vu de la présence d’une oscillation sur Uranus et son absence sur Neptune sur nos simulations à résolution comparable.

Sur Uranus, l’alternance entre les jets progrades et rétrogrades est néanmoins très irrégulière. Elle correspond en moyenne à une période de ~ 1 à 1.5 an. Mais certaines oscillations durent deux années (entre la 5ème et la 7ème année de notre simulation) ou plus. Une période de 3 années est aussi visible entre la 11ème et la 14ème année de notre simulation. Ces irrégularités peuvent trouver leur origine dans le fait que le spin-up dynamique n’est jamais atteint tout au long de notre simulation. On constate que la période la plus stable de notre simulation (entre la 7ème et la 11ème année) correspond à une oscillation de 1 à 1.5 an. On la nommera par la suite oscillation quasi-annuelle (QAO). Leur intensité est également irrégulière dans le temps. Par exemple, le jet prograde sur la 5ème année de notre simulation atteint $\sim 100 \text{ m.s}^{-1}$ et celui présent à la 7ème année n’atteint que $\sim 60 \text{ m.s}^{-1}$. La propagation de ces jets s’arrête à partir d’un certain niveau situé vers 100 hPa. On note cependant que les jets commencent à s’atténuer à partir de 30 hPa, témoignant d’un amortissement du forçage qui les maintient. Les jets progrades et rétrogrades présentent deux différences majeures. Premièrement, le jet rétrograde est en moyenne plus intense que le jet prograde. Le maximum de vitesse du jet rétrograde atteint en moyenne -110 m.s^{-1} alors que pour le jet prograde, il est de 70 m.s^{-1} . Ce contraste entre les jets progrades et rétrogrades existe également sur Terre, mais ce sont les jets progrades qui sont en moyenne plus rapides que les jets rétrogrades. Deuxièmement, on observe que les périodes de vent d’ouest sont plus courtes que celles des périodes d’est en moyenne. Ces différences impliquent donc des forçages dynamiques et temporels très différents entre les périodes de vent d’est et d’ouest. L’origine de ces forçages n’est pas le sujet de cette étude. Nous avons décidé d’étudier l’origine de la propagation des jets vers le bas.

La figure 6.28b correspond à un zoom de la figure 6.28a sur la 10ème année de notre simulation. Comme pour notre analyse sur l’accélération des jets progrades aux moyennes latitudes (section 6.3.3), nous avons évalué l’influence de l’accélération par les ondes et de la circulation résiduelle au moment d’une forte variation de la vitesse du vent correspondant à une activité soutenue d’onde. Nous avons choisi d’étudier le décrochage du

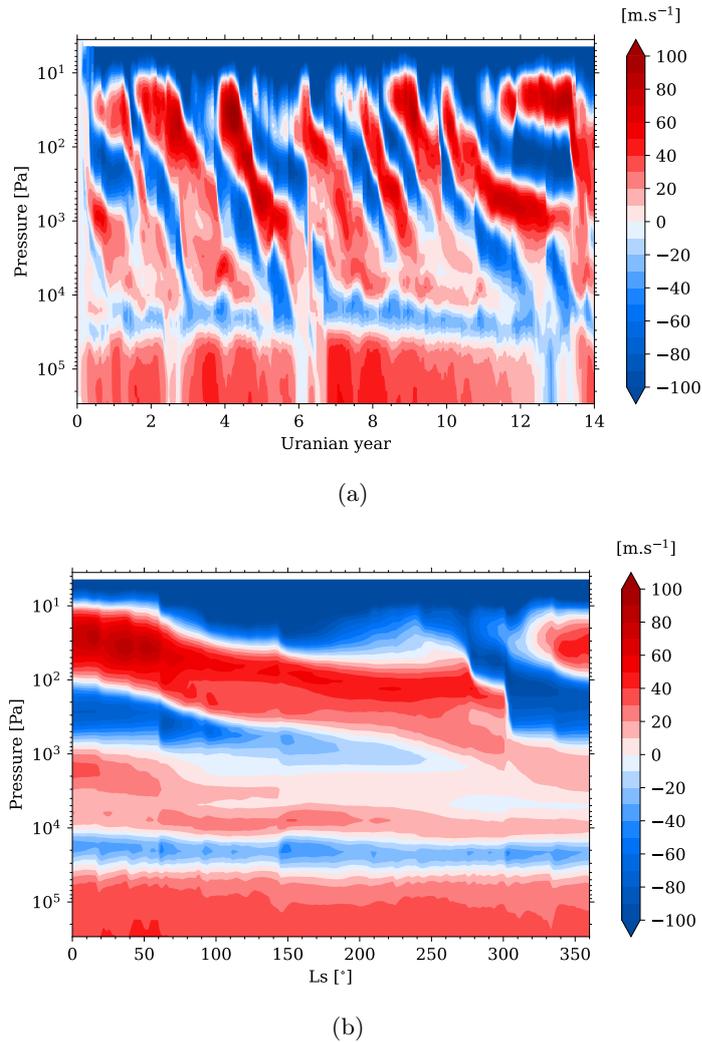


Figure 6.28 – Coupe verticale de l'évolution du vent zonal à l'équateur sur notre simulation de référence d'Uranus (a) et zoom sur la 10ème année de simulation (b).

vent rétrograde vers le bas observé à $Ls \simeq 300^\circ$. L'accélération par les ondes est particulièrement corrélée avec le *shift* brutal des jets vers le bas (figure 6.30). La circulation résiduelle est, quant à elle, muette dans son interaction avec l'écoulement moyen. À $Ls = 296^\circ$, le pic du vent rétrograde est situé à 50 Pa. Après le déferlement d'ondes, à $Ls = 305^\circ$, le maximum d'intensité se situe désormais à 100 Pa. Cette propagation correspond à la présence d'une importante accélération négative par les ondes à 150 Pa située en dessous de l'emplacement initial du jet rétrograde (à 50 Pa). Au-dessus de 50 Pa, une convergence du flux de quantité de mouvement est présente à 80 Pa. Le jet rétrograde au-dessus de ce niveau est freiné par cette accélération positive et le minimum présent à

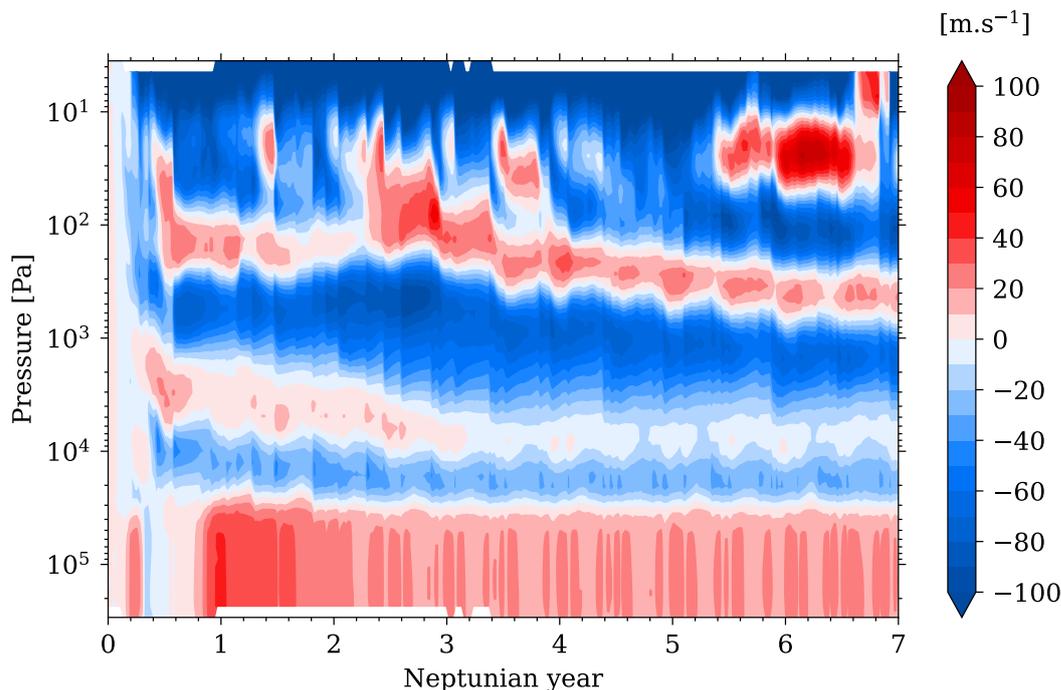


Figure 6.29 – Coupe verticale de l'évolution du vent zonal à l'équateur sur notre simulation de référence de Neptune.

20 Pa descend à 30 Pa position passe de 20 à 30 Pa. Une nouvelle accélération négative se produit au-dessus entre 20 et 30 Pa qui correspond à une descente du jet rétrograde ayant une intensité de -200 m.s^{-1} , près du toit du modèle. Au-dessus de 20 Pa, proche du toit du modèle, il est impossible de déterminer la corrélation entre les jets et les accélérations par les ondes en raison de la limite verticale imposée par le modèle.

Ce décalage spatial entre l'emplacement initial du jet et le pic d'accélération correspond approximativement au niveau critique où la vitesse de groupe de l'onde est similaire à la vitesse de l'écoulement moyen et où la zone de cisaillement est maximale. Cela a pour conséquence de dissiper les ondes et de provoquer un transfert de quantité de mouvement à l'écoulement moyen. Ainsi, la propagation vers le bas de la QAO uranienne simulée par notre modèle est contrôlée entièrement par le dépôt de quantité de mouvement par les ondes en dessous de l'emplacement initial des jets (amorçant ainsi leur descente). L'existence d'une telle oscillation sur Uranus n'a, à ce jour, jamais été confirmée ni même envisagée.

Les anomalies de température issues de cette oscillation sont également visibles sur notre simulation. Pour l'étude de ces anomalies, nous avons décidé d'étudier la 9ème année de simulation, car elle présente une propagation vers le bas assez linéaire par

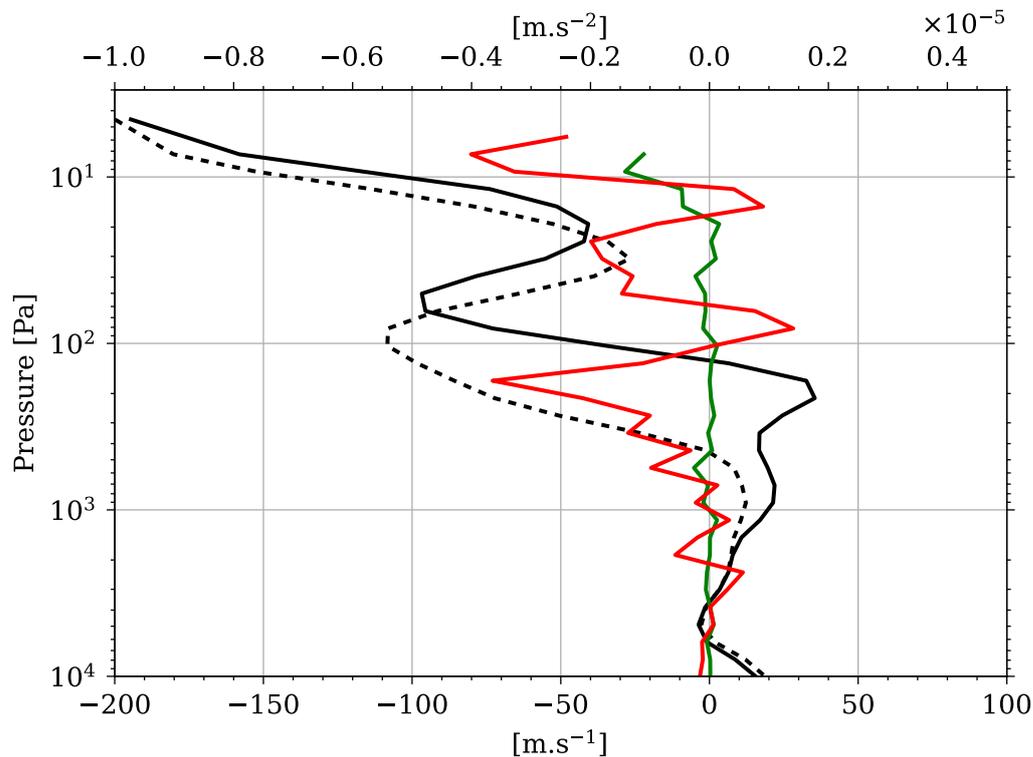


Figure 6.30 – Profil vertical de la moyenne zonale du vent zonal (ligne noire), de l'accélération horizontale par les ondes (rouge) et par la circulation résiduelle (verte) sur Uranus entre $L_s \simeq 296$ et 305° à la 10ème année de simulation. La ligne noire continue représente le vent zonal avant la descente des jets et la ligne tiretée, celui après cette descente. Pour les deux déferlements étudiés ici, une moyenne temporelle sur 1 000 jours uraniens a été effectuée.

rapport à la 10ème année. En effet, sur la 10ème année, on observe un léger sursaut du jet prograde entre 150 et 270° en longitude solaire sur une épaisseur de 10 à 50 Pa, empêchant le décrochage du jet rétrograde naissant à $L_s = 60^\circ$. La 9ème année ne possède pas ce genre d'anomalie. Elle nous semble ainsi plus représentative d'une réelle oscillation équatoriale. L'évolution de la moyenne zonale du vent zonal à l'équateur de cette 9ème année est illustrée sur la figure 6.31.

La figure 6.32 montre la différence de température par rapport à la température moyenne annuelle de la 9ème année de simulation. Une succession d'anomalies positives et négatives est observée au niveau de l'équateur. Ces anomalies sont encerclées sur chaque hémisphère par des anomalies de signe contraire situées vers $\pm 25^\circ$ de latitude. Ces anomalies sont similaires à celles observées dans les régions équatoriales terrestres et saturniennes (figure 1.22). L'amplitude maximale des anomalies positives est de 7 K

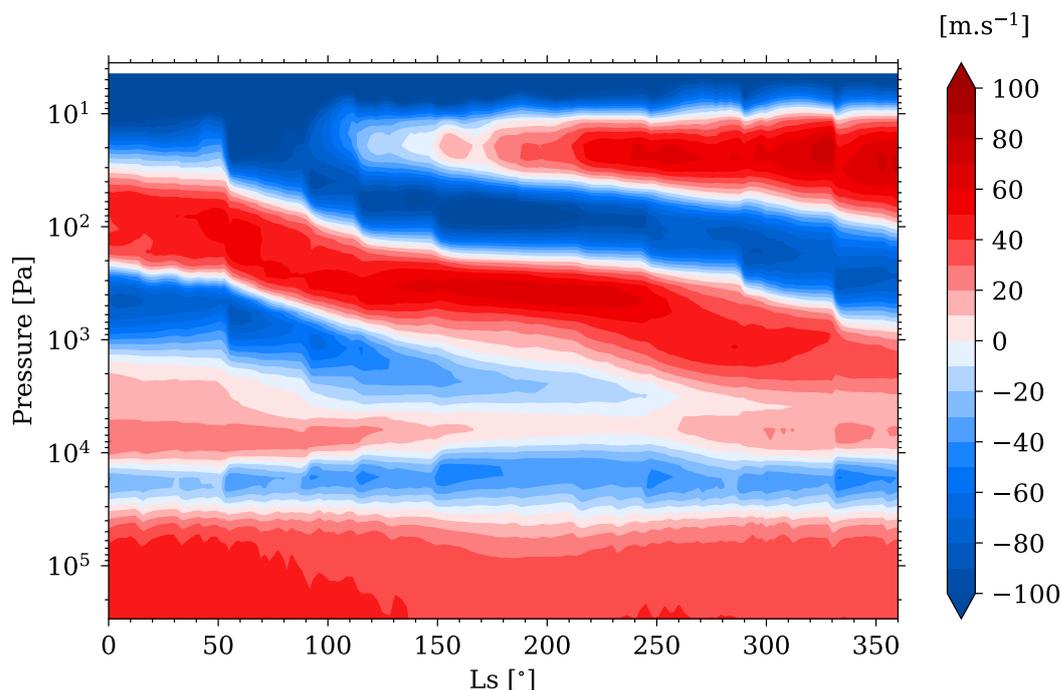


Figure 6.31 – Coupe verticale de l'évolution du vent zonal à l'équateur à la 9ème année de simulation sur Uranus.

et celle des anomalies négatives est de 10 K. En moyenne, l'amplitude est de 5 K. Ces amplitudes correspondent à celles rencontrées sur Terre et celles simulées sur Saturne (Bardet et al., 2022). On note cependant une différence, les anomalies encerclant celles situées à l'équateur ont une extension méridionale plus importante que celles simulées sur Saturne. Les anomalies atteignent les moyennes latitudes ($\sim \pm 50^\circ$) sur Uranus alors qu'elles ne vont pas au-delà de $\pm 20^\circ$ sur Saturne.

L'incidence que possède la QAO sur la structure thermique est visible sur le champ de température (figure 6.33). Le gradient thermique stratosphérique est modifié au niveau des régions équatoriales. Les changements les plus importants sont visibles entre 10 et 100 Pa. Sur notre simulation, on retrouve une température plus froide au niveau de l'équateur et plus chaude aux moyennes latitudes sur la première moitié de l'année. Ensuite, une inversion de température se produit entre 30 et 80 Pa correspondant à la descente de l'anomalie de température positive visible sur la figure 6.32. Aux latitudes adjacentes, on observe une diminution de la température.

Les anomalies de température sont étroitement liées aux variations du vent. Les anomalies équatoriales de températures positives correspondent à un cisaillement vertical du vent positif (la vitesse du vent croît avec l'altitude) tandis que les anomalies négatives

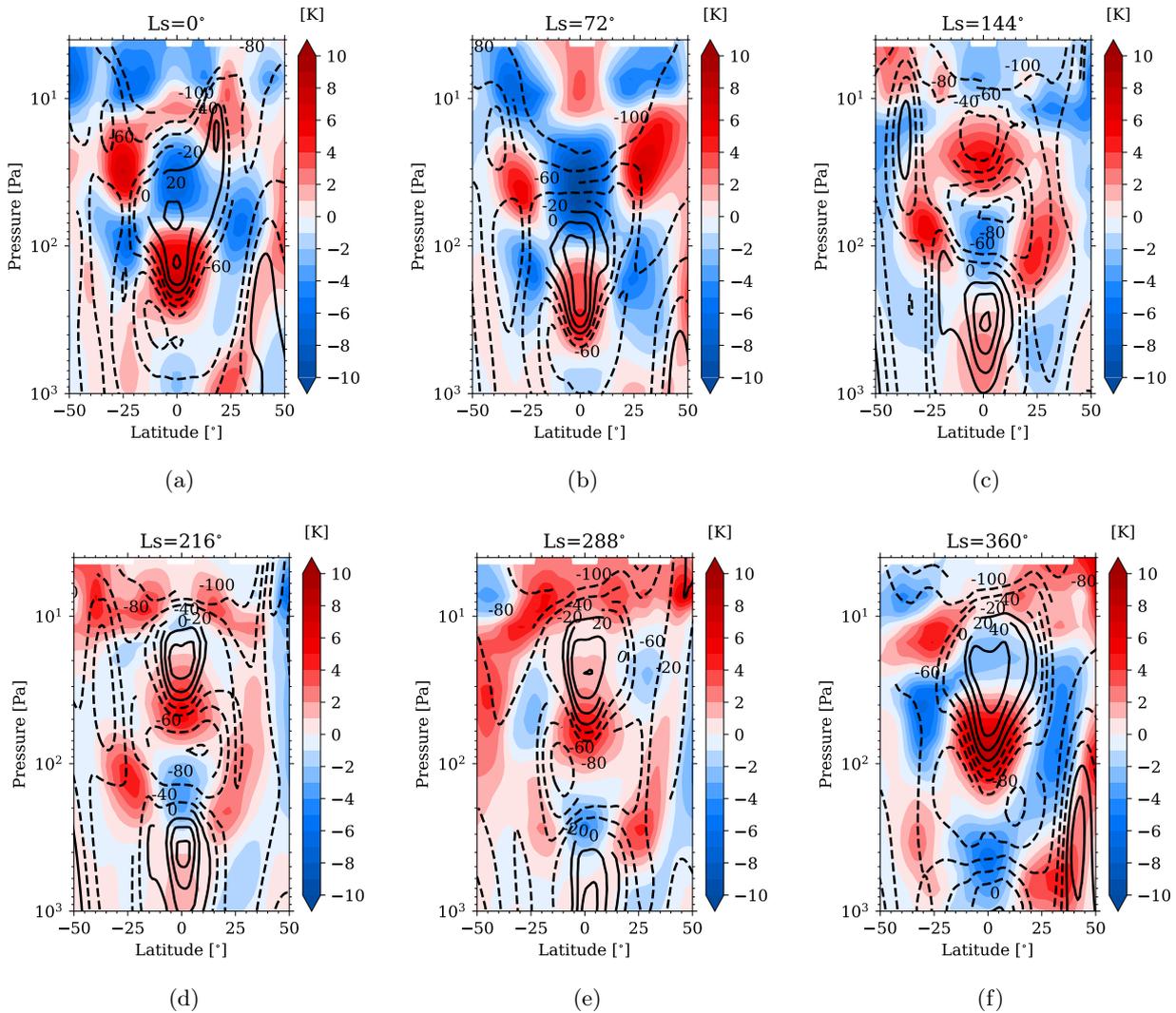


Figure 6.32 – Coupes verticales de la moyenne zonale des anomalies de température sur la 9^{ème} année de simulation sur Uranus par pas de 72° de longitude solaire. Les anomalies ont été déterminées en soustrayant la température instantanée à la température moyenne annuelle. Les lignes noires correspondent aux contours de la moyenne zonale du vent zonal en m.s^{-1} (ligne continue pour un vent prograde et pointillée pour un vent rétrograde).

tives correspondent à un cisaillement négatif (la vitesse du vent décroît avec l'altitude). La structure thermique équatoriale obéit à l'équation du vent thermique où, méridionalement, une anomalie équatoriale positive (resp. négative) associée à deux anomalies négatives (resp. positives) correspondent à un vent prograde (resp. rétrograde). Comme pour les jets équatoriaux, l'ensemble de ces anomalies de température se propagent vers le bas avec la même périodicité.

6.4 Structure thermique

6.4.1 Profil vertical

Dans la section 6.3.4, nous avons vu que la QAO influait beaucoup sur la structure méridienne équatoriale et aux moyennes latitudes sur Uranus. Il est intéressant de savoir si le chauffage induit par la dynamique conduit à obtenir un profil de température différent de celui acquis uniquement avec le modèle saisonnier radiatif-convectif (figure 3.15) sur Uranus et sur Neptune.

Le profil de température obtenu avec notre GCM (figure 6.34) est assez similaire à celui obtenu par notre modèle radiatif-convectif. Ainsi, les taux de chauffage issus du déferlement par les ondes ou par la circulation résiduelle ne peuvent pas expliquer la crise énergétique sur ces planètes. On constate cependant qu'à certains niveaux, la dynamique atmosphérique influe sur la température (figure 6.34a pour Uranus et 6.34b pour Neptune). La zone sondée sur Uranus par Voyager 2 correspond aux régions équatoriales (2-6°S). Or, nous avons précédemment vu qu'une oscillation était à l'origine d'anomalies de température dont leur amplitude est comprise entre 1 et 10 K. Ces anomalies sont ici visibles sur le profil vertical. Trois anomalies positives peuvent être repérées sur le profil simulé : 50 Pa, 100 hPa et 400 hPa. La première anomalie est la plus intense puisque que la différence de température entre 15 Pa et 50 Pa est de 6 K. Les deux autres anomalies (figure 6.35) sont situées au niveau de l'épaisse tropopause et qui ont été fortement atténuées durant leur descente. Leur amplitude n'est que de 1 K. Ces anomalies ne sont pas sans rappeler les anomalies visibles sur les profils de Voyager 2 à 4 hPa et 14 hPa. Ces dernières sont considérées comme des maxima locaux de température issus d'un chauffage par des couches d'aérosols d'acétylène et d'éthane et d'éthane. Ces niveaux de pression correspondent à leur niveau de condensation dans l'atmosphère uranienne. Cependant, les simulations effectuées avec le modèle radiatif-convectif en prenant en compte les opacités prévues de ces couches d'aérosols n'ont montré aucune influence notable sur le profil de température (figure 3.7). Au contraire, les propriétés optiques de la couche d'acétylène lui confèrent un anti-effet de serre, qui refroidit l'atmosphère. Notre simulation dynamique de référence indique, avec certes une plus faible amplitude, que ces maxima pourraient trouver leur origine dans la propagation vers le bas des anomalies

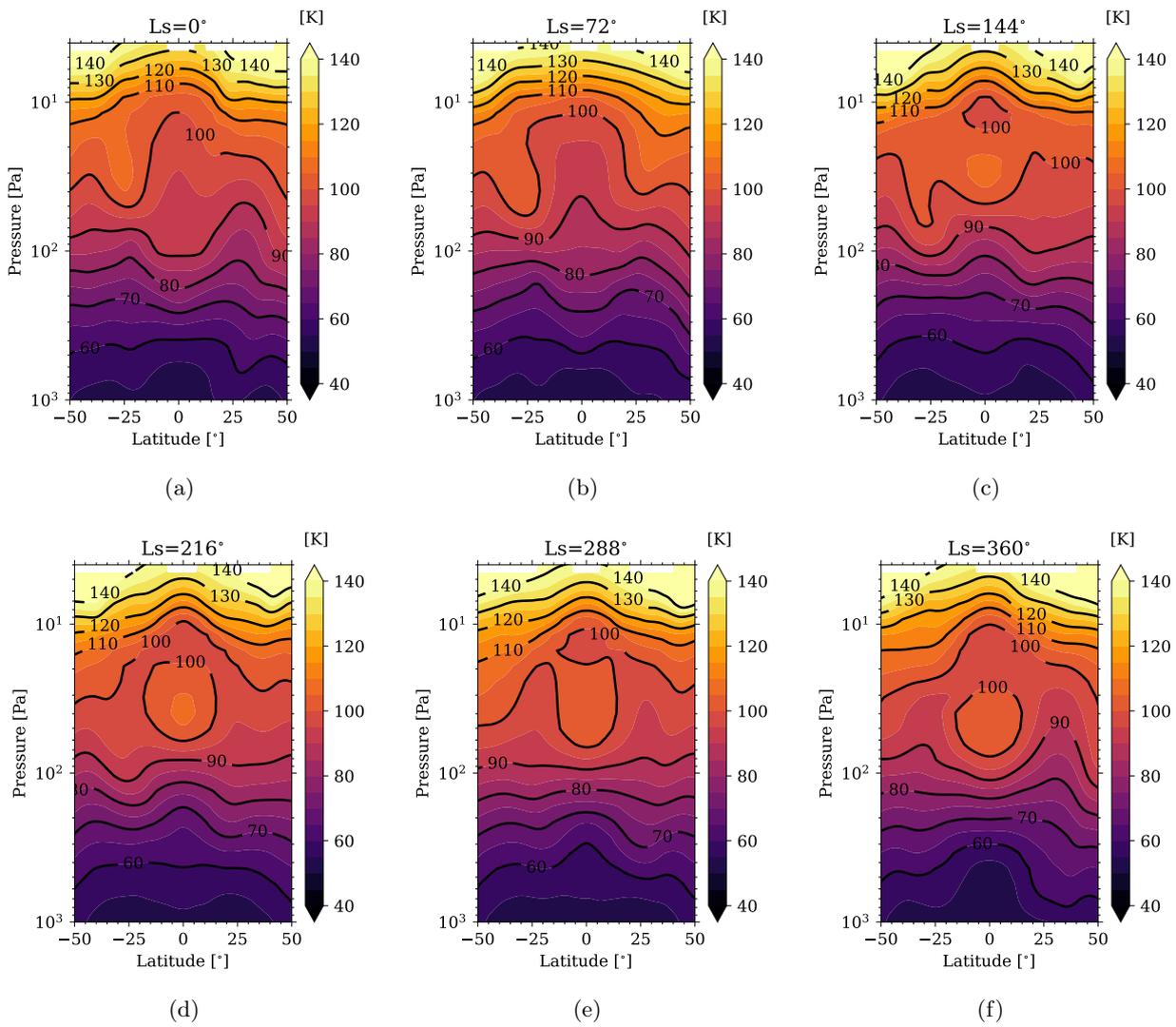


Figure 6.33 – Coupes verticales de l'évolution de la moyenne zonale de la température sur la 9^{ème} année de simulation sur Uranus par pas de 72° de longitude solaire. Les lignes noires correspondent aux isothermes en kelvin.

de température issues de l'oscillation équatoriale. La présence d'un maximum local à 45 Pa (Lindal et al., 1987) coïncidant avec la présence sur nos simulations d'une anomalie positive et d'une anomalie négative au-dessus de ce niveau pourrait également avoir la même origine que les anomalies dans la tropopause et donc être issue de cette oscillation simulée par notre modèle. Les radio-occultations des régions équatoriales de Jupiter et Saturne réalisées durant les survols de Voyager 1 et 2 ont également montré des maxima et minima de température similaires à ceux observés sur Uranus. Il a été par la suite montré que ces anomalies étaient liées à une oscillation équatoriale (Leovy et al., 1991 ; Orton et al., 1991 ; Fouchet et al., 2008 ; Orton et al., 2008).

L'allure du profil de température de Neptune est relativement différente à celle obtenue uniquement avec le modèle radiatif. On observe un chauffage issu de la dynamique assez important sur une grande partie de l'atmosphère simulée (entre 3 000 hPa et 100 Pa). La température au niveau de la tropopause et de la basse stratosphère est identique à la température observée lors du survol de Voyager 2 (Lindal, 1992). Cependant, la troposphère est nettement plus chaude (6-7 K) par rapport au modèle radiatif-convectif et aux observations. Ce chauffage troposphérique semble indiquer qu'une zone de subsidence est présente à $\sim 60^\circ\text{N}$ à la même longitude solaire que lors du survol de Voyager 2 ($L_s = \simeq 235^\circ$). Dans la haute stratosphère (à des pressions inférieures à 100 Pa), le profil dynamique coïncide avec le profil radiatif hormis dans le haut du modèle où un léger chauffage apparaît. Cela reste très éloigné des observations avec une différence de ~ 50 K par rapport au profil de température moyennée sur le disque de Lellouch et al. (2015). D'autres processus sont également manquants puisque la troposphère est beaucoup trop chaude par rapport aux observations. L'une des possibilités envisagées pour expliquer cette différence est l'absence d'ascendances à ces latitudes dans nos simulations (section 6.5). La zone du radiosondage correspond à une importante zone nuageuse observée par Irwin et al. (2011). Cette zone pourrait refléter une activité convective et donc d'ascendances pouvant refroidir la troposphère que le modèle n'arrive pas à reproduire.

6.4.2 Profil méridien et variations saisonnières

La structure méridienne se trouve modifiée à cause de la dynamique atmosphérique par rapport à la structure méridienne calculée avec notre modèle radiatif-convectif. La figure 6.36 montre la structure thermique sur Uranus obtenue avec le modèle DYNAMICO couplé avec le modèle saisonnier radiatif-convectif et celle avec uniquement le modèle saisonnier radiatif-convectif. De nombreuses différences sont présentes entre les deux simulations. Dans la troposphère, la circulation atmosphérique estompe les gradients méridionaux de température. Le gradient méridional pôle-équateur de 15 K obtenu par le modèle radiatif n'atteint plus que 5 K avec la dynamique atmosphérique. On note cependant la présence d'un effet saisonnier sur le gradient méridional pôle-équateur vers

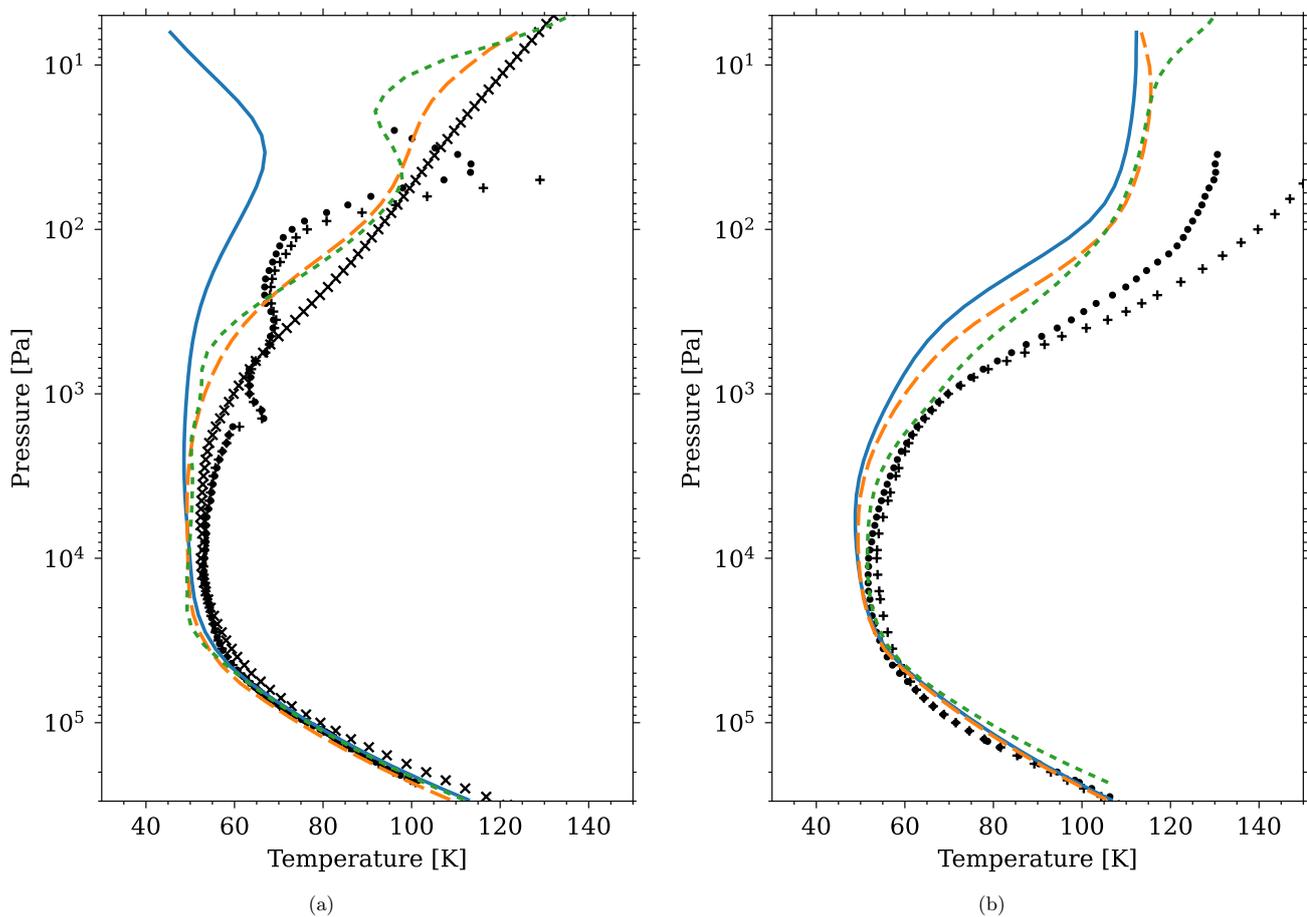


Figure 6.34 – Profils verticaux de la température sur Uranus (a) et Neptune (b). La ligne bleue continue correspond au modèle radiatif-convectif sans couches d'aérosols et sans conduction. La ligne orange tiretée est la simulation radiative-convective de référence et la ligne verte pointillée est le profil obtenu avec le GCM. Les profils correspondent à la latitude et à la longitude solaire du radio-sondage de Voyager 2 (4°S en latitude et 271° en longitude solaire pour Uranus et 60.5°N en latitude et 235° en longitude solaire pour Neptune).

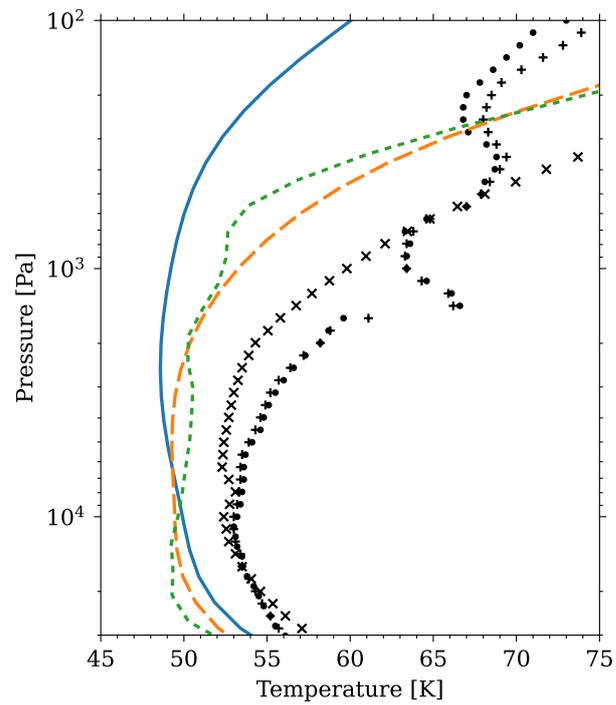


Figure 6.35 – Zoom de la figure 6.34(a) pour mettre en évidence les anomalies de température simulées par notre modèle au niveau de la tropopause d'Uranus.

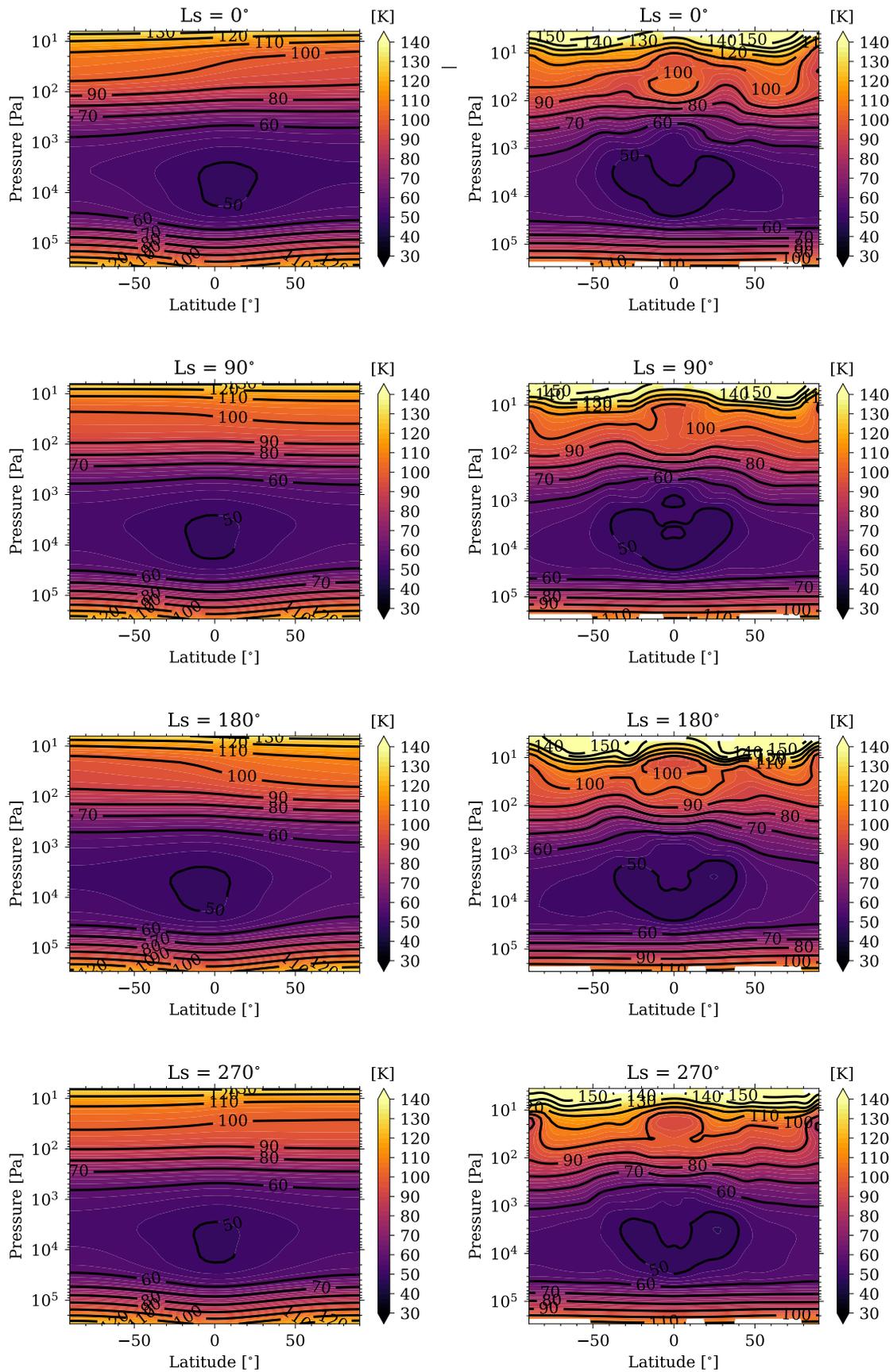


Figure 6.36 – Coupes verticales de la moyenne zonale de la température sur Uranus obtenues par le modèle purement radiatif-convectif (à gauche) et le GCM (à droite) pour une longitude solaire de 0° , 90° , 180° et 270° (de haut en bas). Les températures obtenues par le GCM ont été moyennées entre $\pm 5^\circ$ Ls.

300/400 hPa qui n'apparaît que dans le GCM. Ce gradient est plus prononcé dans l'hémisphère où la température est la plus élevée. Le minimum de température présent à l'équateur au niveau de la tropopause est toujours présent. Cependant, ce minimum est plus étalé et influencé par la propagation des anomalies de températures de la QAO. Dans la stratosphère, les gradients méridionaux saisonniers présents dans le modèle saisonnier radiatif-convectif sont altérés par la circulation atmosphérique. À l'équateur, on devine aisément les anomalies de températures créées par la QAO.

Entre 300 et 1 000 Pa à l'équinoxe de printemps et d'automne, le gradient de température saisonnier pôle - équateur est toujours présent avec une amplitude quasi-similaire au modèle radiatif (figure 6.36). À l'équinoxe d'automne, ce gradient est plus atténué entre le pôle nord et l'équateur. Les contrastes saisonniers maximaux ont lieu quasiment à la même période que ceux obtenus par notre modèle radiatif-convectif (figure 6.37). Il est néanmoins difficile d'estimer une longitude solaire précise en raison d'un champ de température particulièrement perturbé par la dynamique atmosphérique.

Curieusement, à des pressions plus basses (entre ~ 100 et ~ 10 Pa), il n'y a plus aucun contraste saisonnier aux périodes équinoxiales avec le GCM (figure 6.37). L'intense dynamique atmosphérique régnant à ces niveaux de pression fait disparaître les variations saisonnières au profit de variations importantes et soudaines. Une variation en longitude solaire non-saisonnière à ~ 10 Pa est néanmoins visible (figure 6.37). Entre le sondage de Voyager 2 en 1986 et les températures déduites des images infrarouges du VLT/VISIR vers 0.1 hPa en 2020, aucune variation saisonnière de la température n'a été détectée sur Uranus (Roman et al., 2020). Ce constat est donc partagé par nos simulations dynamiques où seulement de très faibles variations saisonnières sont observées.

Pendant l'équinoxe d'automne, la température est plus élevée aux moyennes latitudes sur les deux hémisphères que pendant l'équinoxe de printemps. Ce contraste atteint en moyenne 15 à 20 K. Cependant, cette variation n'est que passagère, car elle ne se reproduit pas sur les années précédentes et suivantes. On note que cette augmentation de température aux moyennes latitudes est étroitement liée à l'augmentation en intensité du jet rétrograde aux mêmes longitudes solaires (figure 6.4). Entre 10 et 100 hPa, un maximum équatorial de température est présent à 1 hPa alors qu'un minimum est présent à 0.1 hPa. Malgré la QAO, on observe ainsi que la structure thermique équatoriale est différente entre ces deux niveaux sur toute l'année, témoignant d'une circulation atmosphérique différente. À plus haute latitude, la structure thermique est également différente et obéit à l'équation du vent thermique (figure 6.4).

Neptune présente également d'importants changements dans sa structure thermique méridienne induits par la dynamique. Le gradient de température troposphérique est atténué par rapport à la simulation radiative-convective où le gradient pôle-équateur n'atteint plus que 4 K (figure 6.38). Entre le bas de notre modèle (3 000 hPa) et 30

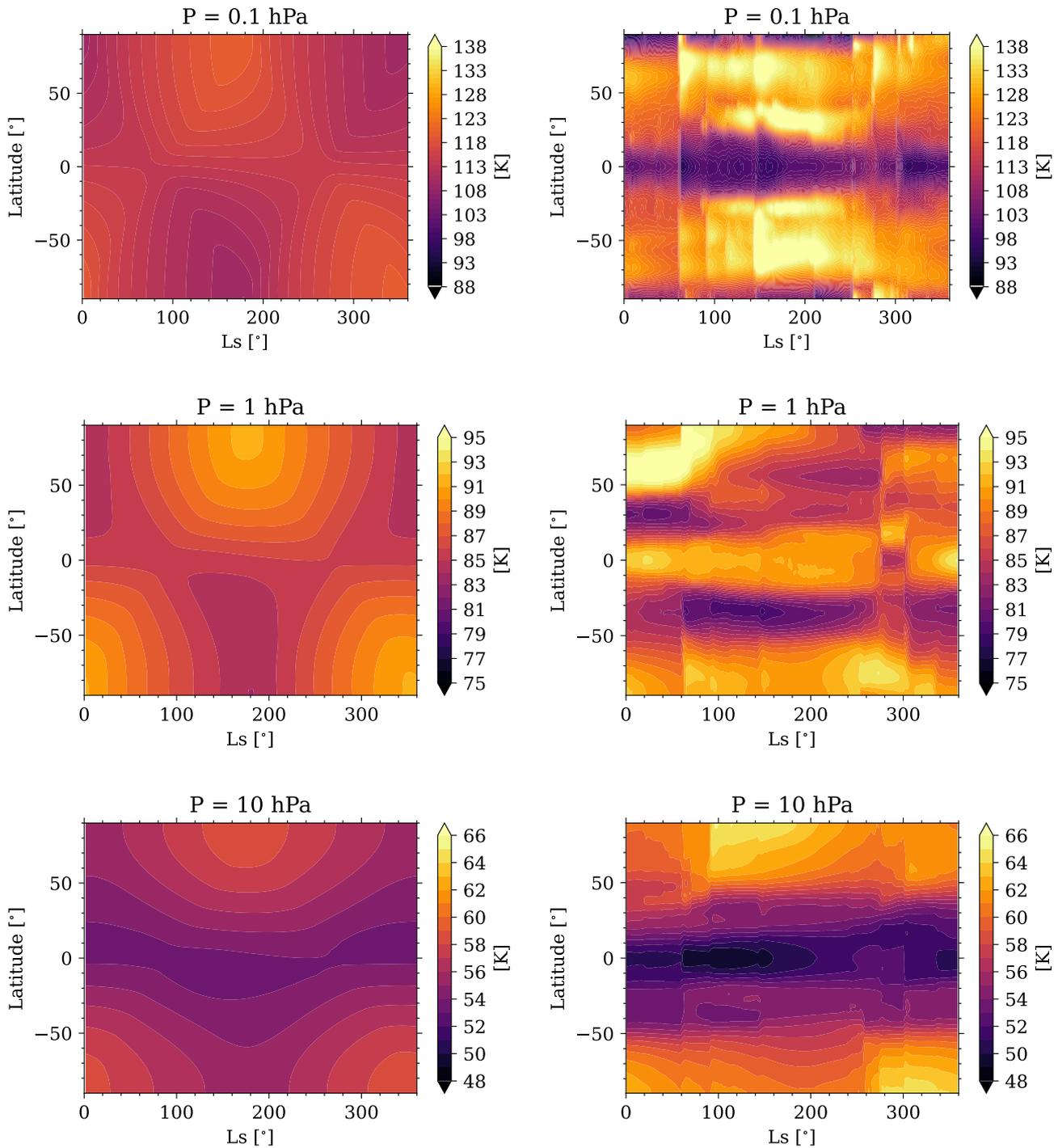


Figure 6.37 – Évolution de la moyenne zonale de la température sur Uranus avec le modèle purement radiatif-convectif (à gauche) et le GCM au cours de la 10ème année de simulation (à droite) pour une pression de 0.1, 1 et 10 hPa (de haut en bas).

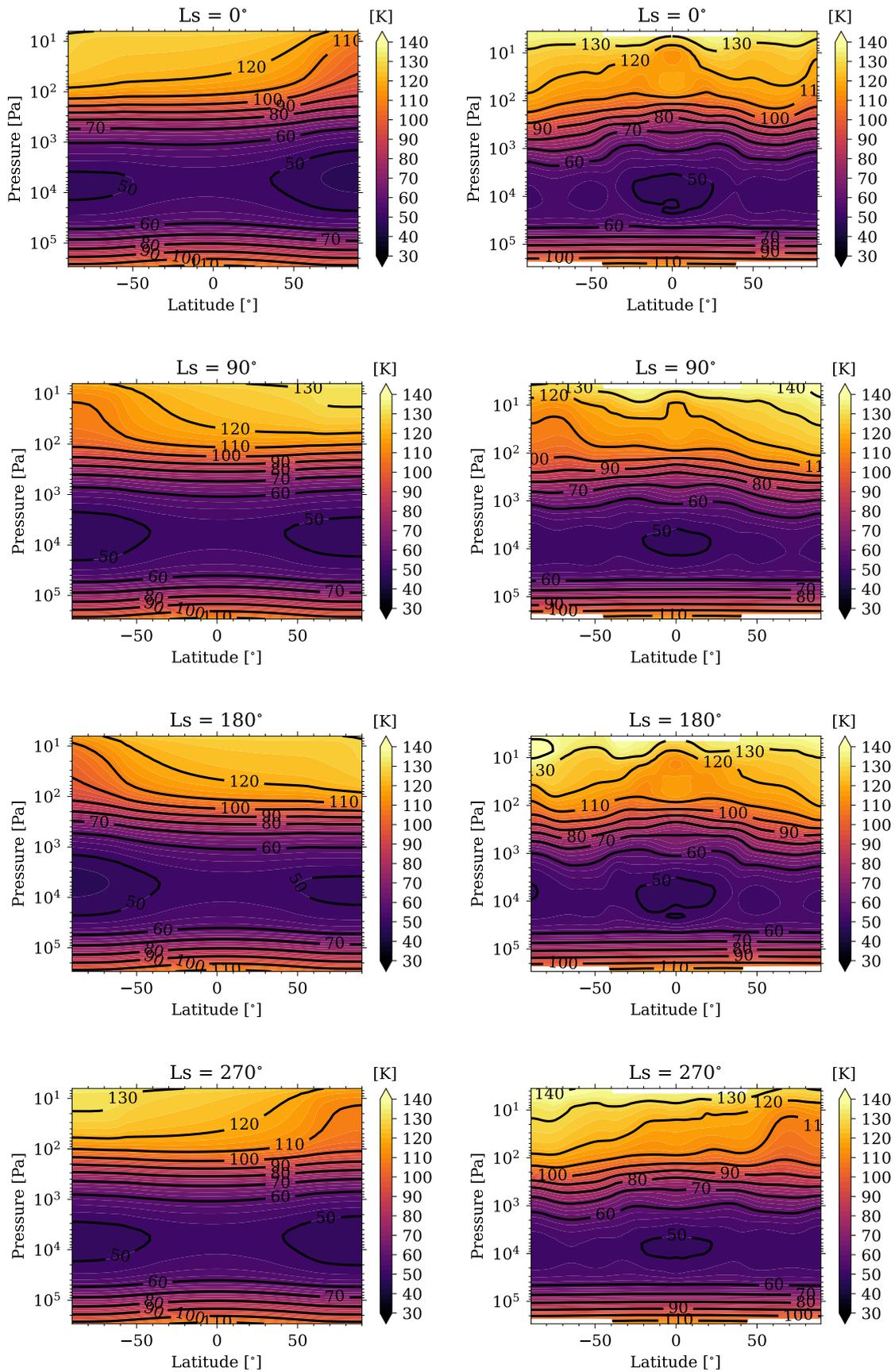


Figure 6.38 – Coupes verticales de la moyenne zonale de la température sur Neptune obtenues par le modèle purement radiatif-convectif (à gauche) et le GCM (à droite) pour une longitude solaire de 0° , 90° , 180° et 270° (de haut en bas).

hPa, la structure thermique est insensible aux variations saisonnières. La tropopause est radicalement différente de celle obtenue par notre modèle purement radiatif. Alors que le minimum de température était modélisé aux pôles, il est désormais simulé à l'équateur. Ce changement témoigne d'une forte implication de la circulation atmosphérique dans les échanges thermiques pôles-équateur sur cette planète. La présence de cette anomalie à l'équateur peut indiquer la présence d'une branche ascendante issue d'une circulation méridienne. La présence d'une telle circulation est compatible avec les contrastes de température pôles-équateur observées à plus basse pression. Aux hautes latitudes (entre $\pm 50^\circ$ et $\pm 70^\circ$) au-dessus du niveau de pression de 10 hPa, la température est plus élevée qu'à l'équateur indiquant la présence d'une branche subsidente fermant la circulation née à l'équateur. La présence annuelle de ces anomalies semble révéler qu'une cellule de circulation pôle-équateur est présente sur chaque hémisphère tout le long de l'année, mais alternant possiblement en termes d'intensité selon la saison. La stratosphère simulée avec le GCM est relativement similaire à celle obtenue avec le modèle radiatif-convectif. Aux équinoxes, les contrastes de température pôle à pôle sont quasiment nuls tandis qu'aux solstices, ils sont importants (figure 6.39).

Les variations saisonnières visibles pour des pressions inférieures à 30 hPa se produisent aux mêmes longitudes solaires que celles observées avec uniquement le radiatif. L'allure du profil méridien reste néanmoins très perturbé par la circulation atmosphérique. Près du toit de notre modèle (~ 10 Pa), des variations courtes ont lieu. Par exemple, à $L_s = 140^\circ$, la température augmente de 112 K à 145 K. Ces importantes variations de température entre les saisons et sur un laps de temps assez court correspondent aux observations de température. En effet, les observations menées entre 2003 ($L_s = 266^\circ$) et 2020 ($L_s = 303^\circ$) ont montré d'importantes variations méridiennes de la température stratosphérique (vers 0.1 et 0.5 hPa) ne correspondant pas à des effets saisonniers (Roman et al., 2022). L'amplitude de ces variations est de l'ordre de 5 à 10 ± 5 K et pourrait correspondre à celles observées sur notre simulation dynamique de référence. On note toutefois que l'amplitude de ces variations est plus importante sur notre simulation. Cependant, ces observations sont, à ce jour, incompatibles avec l'existence d'une variation saisonnière de la température puisque dans nos simulations, cette variation domine en moyenne au premier ordre celles liées à des perturbations dynamiques.

En raison de la temporalité très courte de ces variations et des incertitudes associées, il est impossible d'utiliser ces observations pour effectuer des comparaisons précises avec nos simulations d'Uranus et de Neptune. À plus haute pression, l'expérience IRIS durant le survol de Voyager 2 a permis de déterminer avec précision la structure thermique au niveau de la tropopause. Nous avons décidé, comme dans la section 4.3 et 4.4, de comparer les simulations avec les observations obtenues par cette expérience.

La figure 6.40 représente la température méridienne sur Uranus à une pression de 100 et 200 hPa simulée par le GCM, par le modèle radiatif-convectif et celle observée par

l'expérience IRIS. Sur Uranus, à 100 hPa, un maximum local est présent à l'équateur sur notre simulation de référence contrairement à notre simulation radiative-convective. La présence de ce maximum pourrait correspondre à celle déterminée par l'expérience IRIS (Orton et al., 2015) mais avec une amplitude nettement plus faible (~ 4 K de différence). Ce maximum correspond à la descente depuis la stratosphère d'une anomalie positive de la QAO uranienne en cours de dissipation. Mais à des pressions plus hautes (200 hPa), cette anomalie n'est plus observée. De part et d'autre de ce maximum, des minima sont présents sur notre simulation. Ils ne sont pas observés sur Uranus ou alors ils correspondent à ceux visibles aux moyennes latitudes ($\pm 40^\circ$). À ces latitudes (entre ± 40 et $\pm 45^\circ$), des maxima sont visibles sur notre simulation dynamique alors qu'ils ne le sont pas sur les observations IRIS. Aux pôles, les gradients de température sont similaires entre notre simulation GCM et les observations et une différence de seulement 2 K sépare les observations des simulations. Quant à la simulation purement radiative, elle ne reproduit pas ces extrema locaux. La simulation de référence conserve néanmoins des similarités avec la simulation radiative-convective comme le fait que la température maximale soit atteinte aux pôles et le minimum dans les régions équatoriales. Cela est nettement différent avec la réalité où un maxima est atteint à l'équateur.

La simulation de référence de Neptune offre une structure thermique de la tropopause (figure 6.41) très différente des observations (Fletcher et al., 2014) et de notre simulation radiative-convective. À l'équateur, un minimum de température est présent à 200 hPa tandis qu'un léger maximum apparaît à de plus basses pressions (100 hPa). Ce dernier est encerclé par deux anomalies froides situées proche de l'équateur ($\pm 10^\circ$). Cette structure est à l'opposé de la température observée par IRIS et de la simulation radiative-convective où les régions équatoriales coïncident avec un maximum local de température. Une différence de 6 à 7 K est au total présente à l'équateur entre notre simulation et les observations IRIS. Concernant les moyennes latitudes, elles correspondent à un maximum global de la température méridienne sur notre simulation, possédant des maxima/minima locaux à certaines latitudes. Deux maxima locaux sont présents dans l'hémisphère nord à 40°N et 65°N entourant un minimum à 50°N . Dans l'hémisphère sud, les maxima sont situés à 40°S et 70°S avec un minimum à 50°S . On retrouve ici une structure thermique méridienne de la tropopause similaire à celle simulée sur Uranus (figure 6.40). Les deux planètes présentent un minimum de température dans les régions équatoriales et un maximum aux moyennes latitudes ($\sim \pm 40^\circ$). La différence majeure concerne les pôles où un maximum de température est présent sur Uranus alors qu'un minimum local se produit sur Neptune. Les coupes verticales (figure 6.42) aux mêmes latitudes et pressions de l'expérience IRIS mettent en évidence ces similarités entre ces deux planètes. Les structures méridiennes observées sur ces deux planètes sont également similaires entre elles (figures 1.3 et 1.4) mais elles ne correspondent pas en grande partie à celles simulées par notre modèle dynamique ou purement radiatif (figure 6.42).

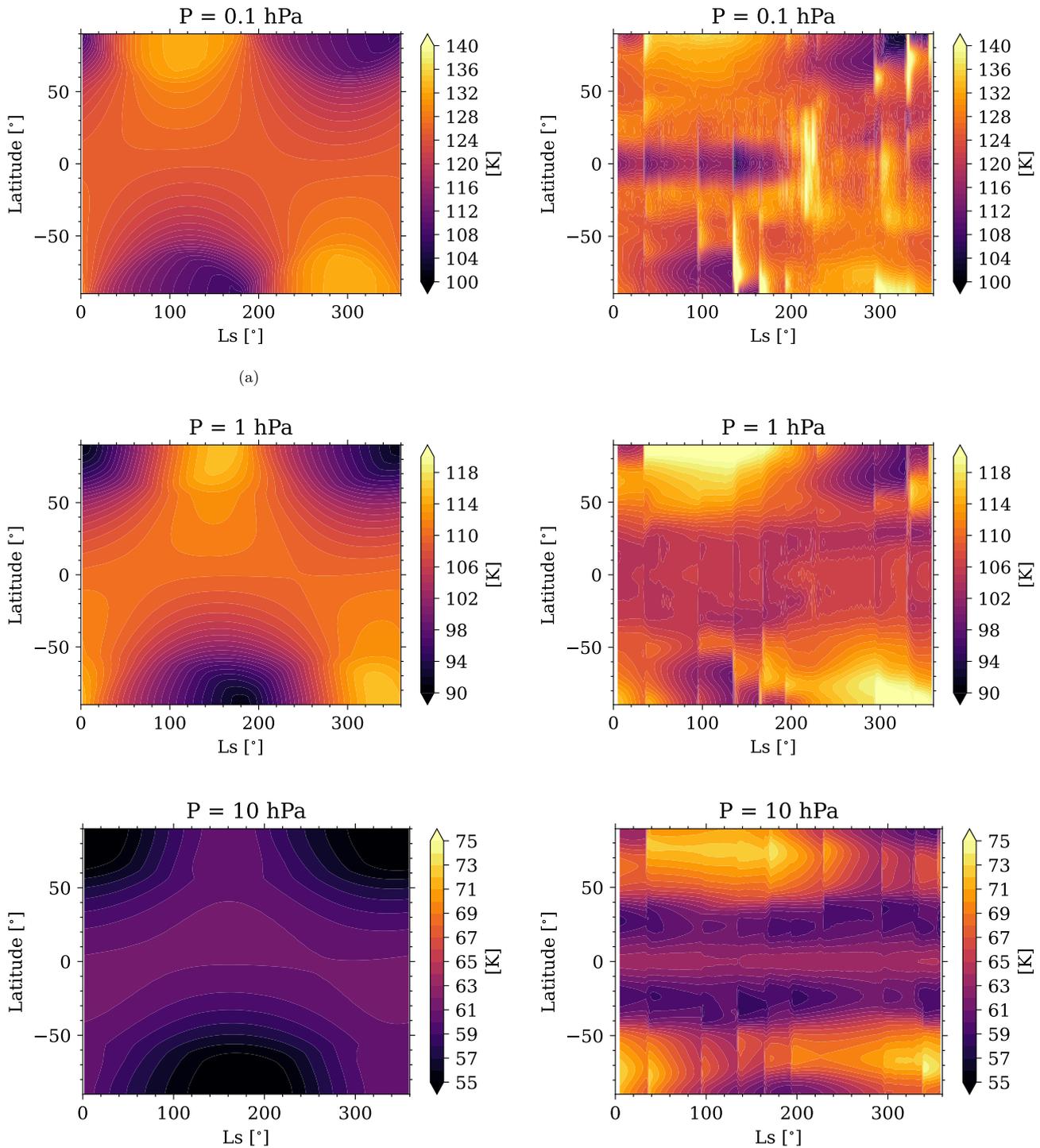


Figure 6.39 – Évolution de la moyenne zonale de la température sur Neptune avec le modèle purement radiatif (à gauche) et le GCM au cours de la 7ème année de simulation (à droite) pour une pression de 0.1, 10 et 10 hPa (de haut en bas).

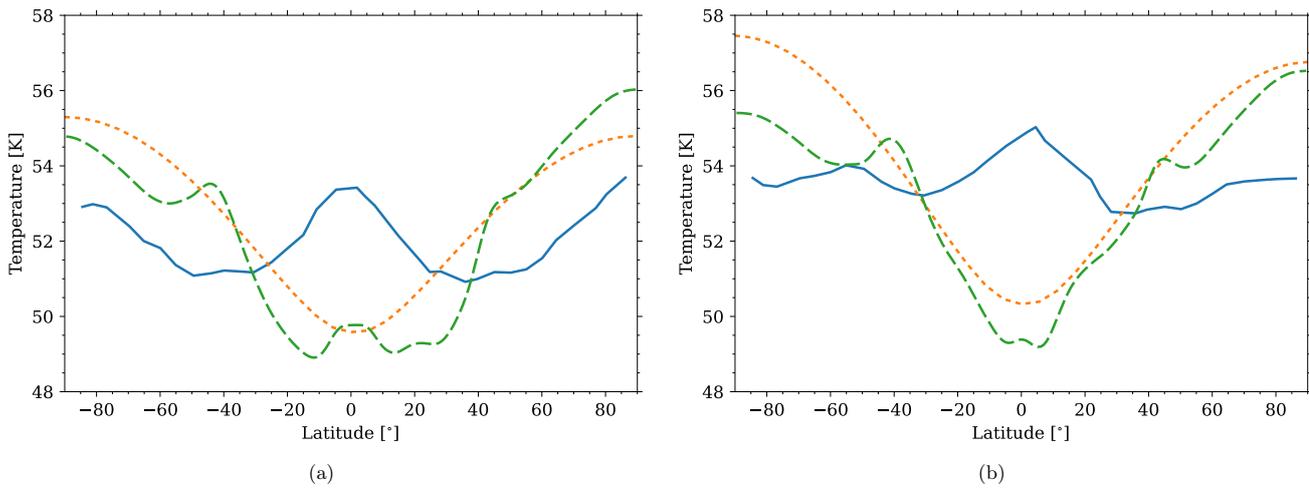


Figure 6.40 – Comparaison de la température méridionale sur Uranus obtenue par le GCM (en moyenne zonale) (ligne verte tiretée), le modèle purement radiatif-convectif (en moyenne zonale) (ligne orange pointillée) et la température observée par l'expérience IRIS pendant le survol de Voyager 2 ($L_s = 271^\circ$) (ligne bleue continue) à 100 hPa (a) et 200 hPa (b).

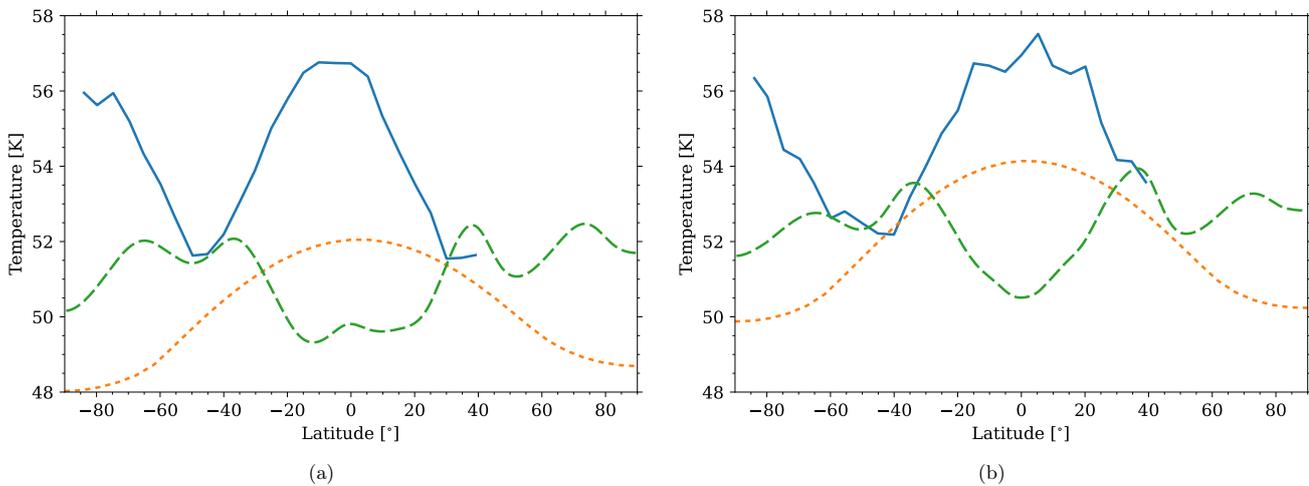


Figure 6.41 – Comparaison de la température méridionale sur Neptune obtenue par le GCM (en moyenne zonale) (ligne verte tiretée), le modèle purement radiatif-convectif (en moyenne zonale) (ligne orange pointillée) et la température observée par l'expérience IRIS pendant le survol de Voyager 2 ($L_s = 235^\circ$) (ligne bleue continue) à 100 hPa (a) et 200 hPa (b).

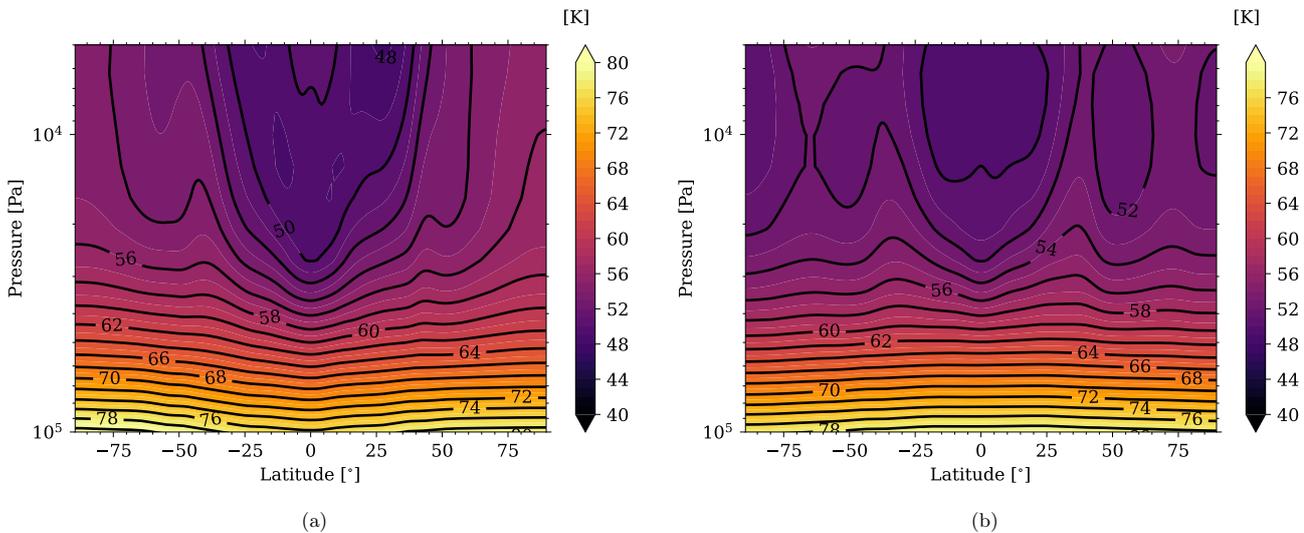


Figure 6.42 – Même figure que 6.36 pour Uranus à $L_s = 271^\circ$ et que 6.38 pour Neptune à $L_s = 235^\circ$.

6.5 Circulation méridienne

6.5.1 Fonction de courant massique

On définit la fonction de courant massique comme étant l'intégrale du flux de masse méridional orienté vers le nord à une latitude ϕ d'un niveau de pression P au toit du modèle. À partir de l'équation de continuité (équation 6.8), la fonction de courant massique en moyenne eulérienne classique (CEM) s'écrit :

$$\frac{\partial \bar{\Psi}}{\partial P} = -\frac{2\pi a \cos(\phi)}{g} \bar{v} \quad (6.18)$$

Dans le cas du formalisme en moyenne eulérienne transformée (TEM), les convergences ou divergences de flux de chaleur par les tourbillons sont soustraites de la circulation méridienne moyenne eulérienne classique et ce qui reste est défini comme la circulation en moyenne eulérienne transformée. Plus précisément, la composante verticale de la circulation méridienne résiduelle ne tient pas en compte les effets thermiques équilibrés par les convergences ou divergences de flux de chaleur horizontal par les tourbillons, de telle sorte que seule cette composante est contrôlée par le chauffage diabatique. Et sa composante méridienne est forcée par le flux de chaleur des tourbillons et le flux de moment cinétique. À partir de l'équation de continuité en moyenne eulérienne transformée (équation 6.14), la fonction de courant s'écrit :

$$\frac{\partial \overline{\Psi}^*}{\partial P} = -\rho_0 \cos(\phi) \overline{v}^* \quad (6.19)$$

$$= -\rho_0 \cos(\phi) \left(\overline{v} - \frac{\partial}{\partial P} \left(\overline{\frac{v'\theta'}{\theta_p}} \right) \right) \quad (6.20)$$

Le formalisme TEM correspond à une approximation de la circulation lagrangienne et serait donc une bonne approximation de la réalité. Cependant, lorsque le forçage par les ondes est important, le formalisme classique devient une meilleure approximation de la circulation méridienne réelle (Haberle et al., 2017). Une analyse de cette circulation a donc été effectuée en utilisant les deux formalismes.

Pour les deux formalismes, la fonction de courant massique est normalisée par la densité ρ_0 et factorisée par la fréquence de Brunt-Väisälä N^2 et elle est intégrée vers le bas depuis le sommet de notre modèle où on assume que \overline{v}^* est nul au-dessus de ce niveau (Seviour et al., 2012).

Le signe de la fonction de courant désigne la direction de la cellule de circulation. Les valeurs positives (négatives) correspondent à une rotation dans le sens horaire (anti-horaire). Afin de lisser la fonction de courant ainsi que les vitesses résiduelles \overline{v}^* et \overline{w}^* , nous effectuons une moyenne glissante sur $\pm 5^\circ$ autour de chaque point de latitude et nous effectuons également une moyenne temporelle entre la 3ème et la 14ème année de simulation sur Uranus (7ème année sur Neptune). Ces moyennes nous permettent d'effacer les anomalies locales et temporelles liées à la dynamique.

6.5.2 Comparaison aux observations

Sur Uranus, la circulation méridienne dans un formalisme TEM en moyenne annuelle se résume à deux cellules de circulation présentes chacune dans un des deux hémisphères (figure 6.43a). Cette circulation est matérialisée par une branche ascendante équatoriale et d'une branche descendante sur chacun des deux pôles. Dans le cas d'un formalisme CEM (figure 6.43b), la circulation méridienne résultante est nettement différente. On observe deux cellules de circulation dans chaque hémisphère. Contrairement au cas TEM, une branche ascendante est présente aux hautes latitudes ($\sim \pm 65^\circ$). Les cellules de circulation liées à cette branche sont fermées par une branche descendante à l'équateur et aux pôles. Ces importantes différences entre les deux formalismes indiquent que le forçage méridien par les ondes est particulièrement important sur cette planète. Dans un formalisme TEM, les cellules de circulation issues d'un tel forçage sont effacées. On retrouve ici un cas identique à celui visible dans la troposphère terrestre et martienne où dans le cas du formalisme CEM, on observe les cellules de Ferrel alors que dans le formalisme TEM, ces cellules sont inexistantes.

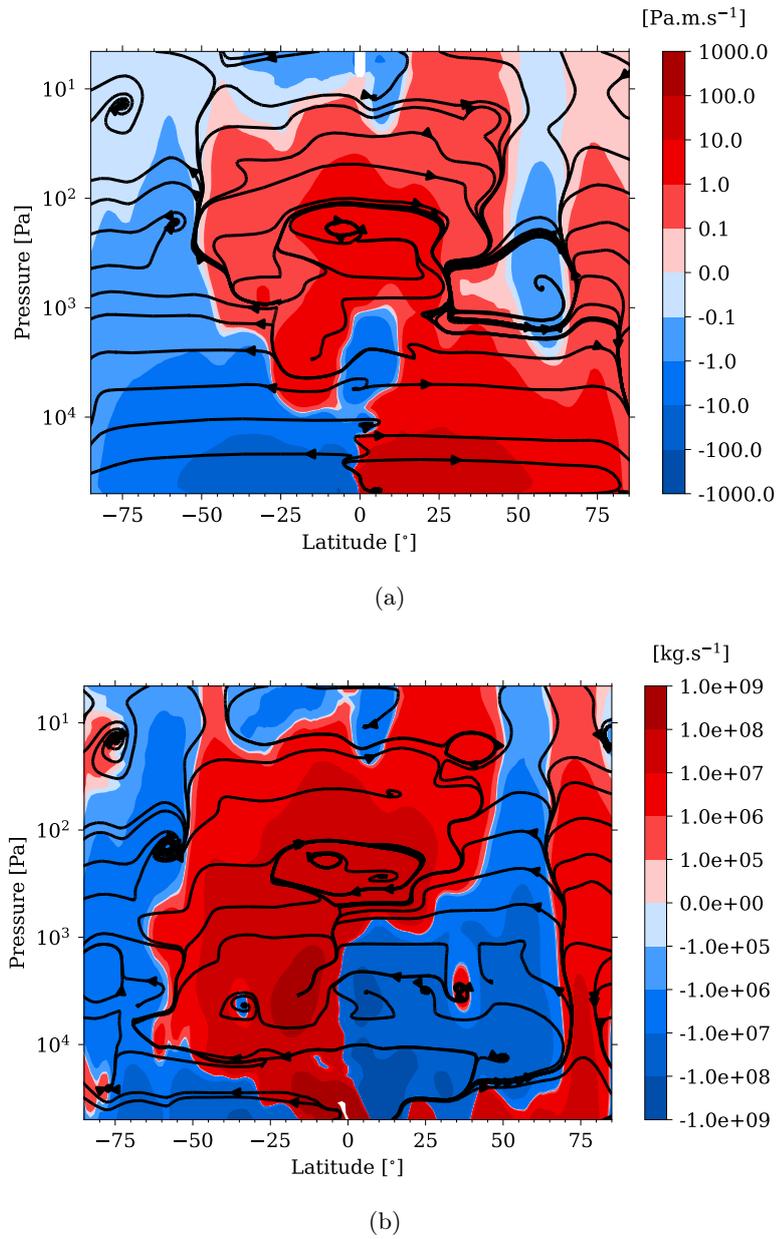


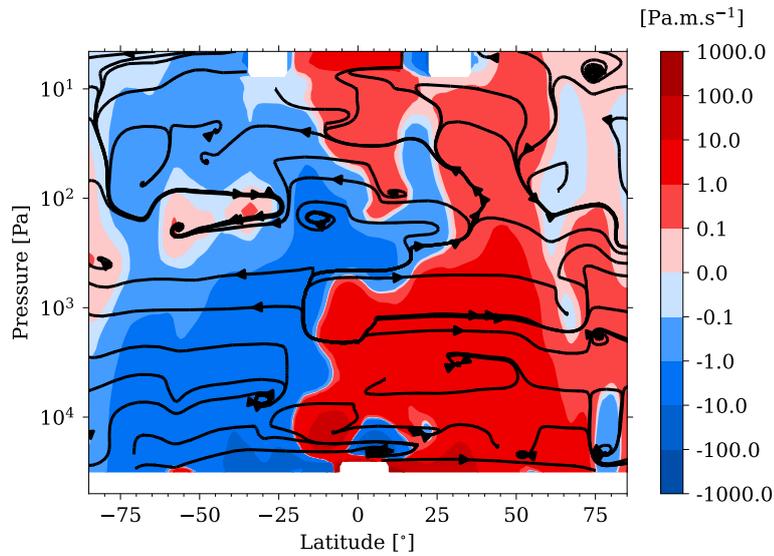
Figure 6.43 – Uranus : en couleur, coupe verticale de la fonction de courant massique en moyenne annuelle et les lignes de courant en noir correspondent à la circulation méridienne. En haut, il s’agit de la fonction de courant massique $\bar{\Psi}^*$ normalisée selon ρ_0 avec les lignes de courant (\bar{v}^*, \bar{w}^*) dans le formalisme TEM et en bas, il s’agit de $\bar{\Psi}$ avec (\bar{v}, \bar{w}) dans le formalisme CEM. Les variables représentées ici ont été moyennées entre la 3ème et la 14ème année et sur chaque point de latitude, une moyenne glissante de $\pm 5^\circ$ a été réalisée en prenant en compte la géométrie sphérique.

En ce qui concerne Neptune, nous obtenons une circulation méridienne similaire à celle sur Uranus dans le formalisme TEM (figure 6.44a). Ainsi, une branche ascendante est présente à l'équateur et une branche descendante sur chacun des pôles. Dans le formalisme CEM, des cellules de circulation beaucoup moins structurées et cohérentes spatialement émergent (figure 6.44b).

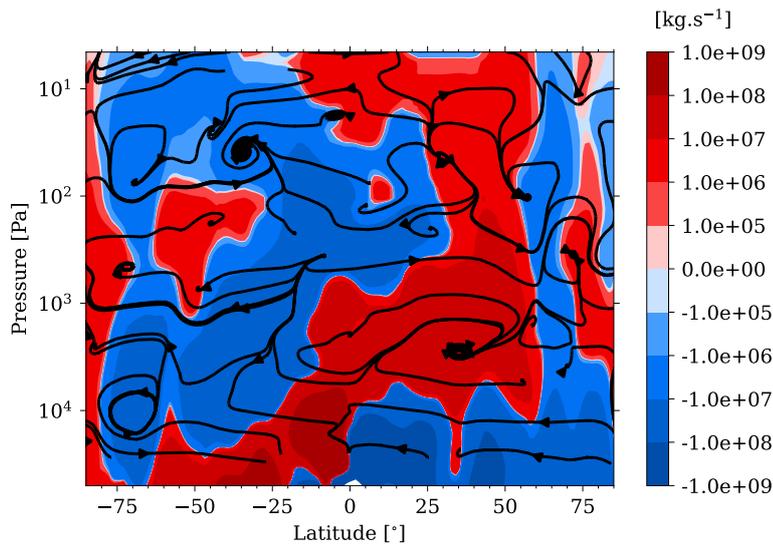
La circulation méridienne en moyenne eulérienne transformée obtenue à partir de nos simulations est à l'opposé de ce qui a été déduit des observations (voir section 1.5.5). Fletcher et al. (2020a) ont réalisé un schéma à partir de différents observables de la circulation qu'il devrait y avoir sur les géantes glacées (figure 1.17). Les cellules de circulations déduites au-dessus du niveau 1 000 hPa se traduisent par une cellule de circulation thermique indirecte de part et d'autre de l'équateur. Entre les moyennes latitudes et les pôles, une cellule thermique directe est présente dans chaque hémisphère. Sur nos simulations, nous obtenons uniquement deux cellules de circulation s'étendant de l'équateur à leur pôle respectif et dont leur sens de circulation est opposé à celui des cellules de circulations équatoriales déduites des observations. Cette différence implique soit qu'un forçage est absent sur nos simulations, soit que la variation des observables utilisées pour la déduction des cellules de circulation n'est pas le reflet de la circulation méridienne sur ces planètes.

En utilisant le formalisme en moyenne eulérienne classique, nous obtenons les mêmes cellules de circulation que celles déduites par Fletcher et al. (2020a) sur Uranus. Ainsi, ce formalisme serait plus cohérent avec la réalité contrairement au formalisme transformé, comme ce qui est observé sur Terre et sur Mars où les ondes et tourbillons jouent un rôle important dans la mise en place de cellules de circulation méridiennes (Haberle et al., 2017). Sur Neptune, la circulation méridienne simulée n'est pas cohérente avec la circulation attendue sur cette planète. Il est possible que le nombre d'années utilisé pour effectuer la moyenne ne fût pas suffisant, permettant à des anomalies locales liées à la dynamique de prédominer la circulation méridienne moyenne. Il est également possible que le fait de ne pas reproduire le profil vertical de température joue un rôle sur la compétition entre chauffage diabatique et flux de chaleur issu des ondes.

Il faut également noter que la circulation méridienne déduite du formalisme CEM ne correspond pas au champ de température méridional simulé. Les extrema locaux ne correspondent pas à la localisation des branches ascendantes et descendantes des cellules de circulation. Au contraire, dans le cas TEM, la branche ascendante équatoriale semble compatible au minimum de température présent à ces latitudes (figure 6.42) sur Uranus et Neptune et la branche descendante semble correspondre au maximum de température présent aux pôles sur Uranus uniquement. Il est néanmoins pour l'heure difficile d'être certain sur l'existence et la physionomie de cette circulation à partir de nos simulations en raison des nombreuses instabilités rencontrées sur nos simulations et la non-convergence observée. Il est aussi possible que ces deux formalismes soient



(a)



(b)

Figure 6.44 – Neptune : en couleur, coupe verticale de la fonction de courant massique en moyenne annuelle et les lignes de courant en noir correspondent à la circulation méridienne. En haut, il s’agit de la fonction de courant massique $\overline{\Psi}^*$ normalisée selon ρ_0 avec les lignes de courant $(\overline{v}^*, \overline{w}^*)$ dans le formalisme TEM et en bas, il s’agit de $\overline{\Psi}$ avec $(\overline{v}, \overline{w})$ dans le formalisme CEM. Les variables représentées ici ont été moyennées entre la 3ème et la 7ème année et sur chaque point de latitude, une moyenne glissante de $\pm 5^\circ$ a été réalisée (en prenant en compte la géométrie sphérique).

compatibles, mais étant applicables uniquement sur certaines couches atmosphériques comme sur Terre où le formalisme CEM explique les circulations méridiennes dans la troposphère et le formalisme TEM ceux de la stratosphère.

6.6 Conclusion

Les premières simulations avec notre GCM couplé avec le modèle radiatif-convectif que nous avons adapté pour Uranus et Neptune ont été réalisées. Sur Uranus, le spin-up dynamique n'a jamais été atteint en raison d'une migration progressive et régulière des jets tout au long de notre simulation. Mais sur Neptune, la circulation atmosphérique a présenté une plus grande stabilité en raison d'un spin-dynamique atteint dès les premières années.

La circulation atmosphérique modélisée est assez similaire sur les deux planètes où, approximativement, un jet rétrograde équatorial et un jet prograde aux moyennes latitudes sur chaque hémisphère sont présents.

Des tests de sensibilité sur l'obliquité et le flux d'énergie interne ont été réalisés afin de vérifier si ces deux paramètres (qui diffèrent entre Uranus et Neptune) pouvaient avoir une incidence sur l'écoulement zonal. Ces tests ont montré que ces paramètres avaient peu d'influence sur la dynamique. On note cependant que l'ajout d'une couche de frottement en bas du modèle est remis en cause pour le cas des géantes glacées, car les jets sont plus intenses sans cette condition en bas du modèle et aucune perte de moment cinétique n'est observée.

L'activité ondulatoire sur nos simulations s'est manifestée sous la forme de déferlements d'ondes (*eddy burst*) irréguliers dans le temps. À partir du formalisme en moyenne eulérienne transformée (TEM), nous avons pu déterminer que les tourbillons de petite échelle ainsi que la circulation méridienne contribuaient à l'accélération des jets progrades aux moyennes latitudes.

En parallèle, nous avons identifié une oscillation équatoriale sur Uranus d'une période d'une année en moyenne (bien que des cycles de 2 à 3 ans ont été observés) sur nos simulations. La propagation vers le bas de ces jets est amorcée par des accélérations par les ondes en dessous des jets. Des anomalies de température de l'ordre de ~ 5 à 10 K liées à cette oscillation ont également été observées en lien avec cette oscillation.

La structure thermique équatoriale s'en est trouvée modifiée. Sur Uranus, le profil vertical obtenu ressemble à celui obtenu par les observations à l'équateur. Nous identifions les extrema locaux observés sur ce profil comme étant les anomalies de température provoquées par l'oscillation équatoriale. Sur Neptune, le profil vertical est légèrement plus chaud par rapport au profil simulé avec uniquement le modèle radiatif-convectif

et aux observations. Concernant la structure méridienne, la dynamique atmosphérique produit des taux de chauffage suffisamment importants pour que les variations saisonnières déterminées par le modèle radiatif-convectif soient très atténuées. Les variations méridiennes et temporelles observées par [Roman et al. \(2022\)](#) sur Neptune ressemblent qualitativement à celles simulées par notre modèle.

Une circulation méridienne a été identifiée à partir du formalisme TEM et CEM. Cependant, l'allure de cette circulation est très différente entre ces deux formalismes et entre les deux planètes. Dans le cas classique, une circulation très similaire à celle déduite par [Fletcher et al. \(2021\)](#) a été reproduite sur Uranus. Elle se matérialise sous la forme d'une branche subsidente à l'équateur et aux pôles et d'une branche ascendante aux moyennes latitudes. Mais sur Neptune, aucune cellule de circulation cohérente n'a été identifiée avec ce formalisme. Dans le cas TEM, deux cellules de circulation thermiques directes sont présentes sur Uranus et Neptune.

Ces premières simulations sont encourageantes, mais elles restent assez éloignées des observations. Des forçages dynamiques sont manquants pour reproduire exactement la circulation. Une des hypothèses envisagées concerne l'influence du gradient méridien de méthane présent sur les deux planètes. Cette hypothèse sera introduite dans le chapitre suivant.

Chapitre 7

Variation de méthane dans la troposphère

Sommaire

7.1	Problématique	231
7.2	Modélisation avec une masse molaire variable	233
7.2.1	Rappel newtonien	234
7.2.2	Fonctions thermodynamiques	234
7.2.3	Initialisation du profil d'abondance de méthane	238

Ce chapitre est consacré à l'ébauche d'un travail qui a commencé à la fin de cette thèse concernant la variation méridionale de la fraction molaire de méthane sur les géantes glacées. Ce travail n'est pas terminé. Aucune simulation n'a encore été lancée au moment de l'écriture de cette thèse. Nous avons décidé d'explicitier ici la problématique concernant cette variation et la méthodologie pour prendre en compte, dans le GCM, l'effet d'un tel gradient dans la circulation atmosphérique.

7.1 Problématique

Les profils du vent zonal obtenus par nos simulations sont très éloignés de ceux observés sur les géantes glacées, notamment sur Neptune. Les jets rétrogrades et progrades sont beaucoup moins intenses par rapport à la réalité. Ce constat est également partagé par de précédentes simulations (Liu et al., 2010). Cette difficulté à reproduire les jets zonaux indique qu'un ou plusieurs processus atmosphériques sont absents des GCM classiques. Sur Jupiter, l'ajout de panache thermique simulant la convection humide en profondeur a permis d'accélérer le jet prograde équatorial (Boissinot, 2021). Des processus propres à

la planète peuvent donc être suffisants pour modifier la dynamique atmosphérique. Dans le cas d'Uranus et de Neptune, nous envisageons plusieurs hypothèses : la convection humide comme sur Jupiter, le déferlement d'ondes de gravité ou la présence du gradient méridional de poids moléculaire dans la troposphère. Nous avons décidé d'étudier cette dernière hypothèse, car un tel gradient est commun aux deux planètes et il est observé.

Ce gradient méridional de poids moléculaire est issu de la variation méridionale d'abondance de méthane (voir section 1.3.3). À l'équateur, la fraction molaire de méthane est 2 à 3 fois plus importante qu'aux pôles à (Sromovsky et al., 2019; Irwin et al., 2021). L'existence d'un tel gradient est surprenante puisque le méthane est le troisième gaz majoritaire sur cette planète (1 à 6% en fraction molaire) et il était plus raisonnable de penser qu'un tel gaz serait mélangé à cette profondeur. Bien que la fraction molaire de ce gaz soit seulement de l'ordre de quelques pourcents, en raison de sa masse molaire, elle joue un rôle important sur le poids moléculaire de l'atmosphère. Par exemple, sur Neptune, en fixant une valeur de fraction molaire à 6% à l'équateur et 1% aux pôles, nous obtenons une masse molaire de 3.14 g.mol⁻¹ à 2.59 g.mol⁻¹, soit une variation de ~20% entre l'équateur et les pôles, ce qui est très significatif. Le ou les processus à l'origine de ce gradient sont inconnus, mais il correspond à une zone d'ascendance d'une circulation méridienne à l'équateur, cohérent avec la présence d'autres variations/anomalies sur des observables (Fletcher et al., 2020a). L'effet d'une fraction molaire variable d'un gaz trace sur le vent zonal a déjà été étudié sur Jupiter (Fletcher et al., 2021) mais pour des valeurs 100 fois inférieures à celles rencontrées sur les géantes glacées. Pour estimer l'effet d'un tel gradient, nous utilisons l'équation du vent thermique.

En supposant l'équilibre du vent gradient et un équilibre géostrophique, l'équation du vent thermique s'écrit comme :

$$\frac{fT}{g} \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\rho} \right) \quad (7.1)$$

À partir de l'équation des gaz parfaits $P = \rho R^* T$, on retrouve cette équation sous sa forme la plus commune :

$$\frac{fT}{g} \frac{\partial u}{\partial z} = -\left(\frac{\partial T}{\partial y} \right) \quad (7.2)$$

Cependant, dans le cas où la fraction molaire d'un gaz serait variable, on réécrit la loi des gaz parfaits comme étant $P = \rho R^* T_v$. On introduit ici T_v la température virtuelle définie par :

$$T_v = \frac{T}{1 + \left(\frac{M_{CH_4}}{M_a} - 1 \right) q_{CH_4}} \quad (7.3)$$

Où q_{CH_4} est la fraction molaire du méthane, M_{CH_4} sa masse molaire et M_d la masse molaire de l'air sec.

Pour estimer le cisaillement vertical du vent zonal issu de variations de composition et de température, on utilise alors l'équation du vent thermique dans sa forme virtuelle (Sun et al., 1991).

$$\frac{fT}{g} \frac{\partial u}{\partial z} = - \left(\frac{\partial T_v}{\partial y} \right) \quad (7.4)$$

Où f est le paramètre de Coriolis, T la température, g l'accélération de la pesanteur, u le vent zonal, P la pression et y la coordonnée méridienne. En dérivant cette équation, nous obtenons :

$$\frac{fT}{g} \frac{\partial u}{\partial z} = - \frac{1}{1 + \left(\frac{M_{CH_4}}{M_d} - 1 \right) q_{CH_4}} \left(\frac{\partial T}{\partial y} - \frac{T \left(\frac{M_{CH_4}}{M_d} - 1 \right)}{1 + \left(\frac{M_{CH_4}}{M_d} - 1 \right) q_{CH_4}} \frac{\partial q_{CH_4}}{\partial y} \right) \quad (7.5)$$

En excluant le terme correspondant au gradient méridien de température, on peut estimer la contribution du gradient méridional de composition de CH_4 . Pour une épaisseur de 60 km correspondant à une couche comprise entre 10 000 et 1 000 hPa, nous obtenons un cisaillement vertical de 117 m.s^{-1} sur Neptune et de 50 m.s^{-1} sur Uranus à une latitude de 45° selon le gradient méridional de CH_4 de l'équation 7.25. La contribution à l'écoulement zonal d'un tel gradient n'est donc pas négligeable. D'autant qu'un tel gradient pourrait être également la source d'ondes et de tourbillons de petite échelle qui pourraient à leur tour accélérer les jets. Cette accélération n'est cependant pas quantifiable.

7.2 Modélisation avec une masse molaire variable

Il est maintenant nécessaire d'adapter le GCM pour une masse molaire variable et de le paramétrer pour le profil observé. Ce chantier peut être découpé en trois parties distinctes :

- Comment maintenir un gradient d'abondance de méthane au cours d'une simulation, sachant que sans source, la dynamique le fera disparaître?
- Comment prendre en compte une variation de la masse molaire variable sur les fonctions thermodynamiques du cœur dynamique?
- Comment initialiser ce gradient de méthane dans le modèle?

7.2.1 Rappel newtonien

L'origine de ce gradient de méthane est, à ce jour, inconnue. Le ou les processus physiques en jeu ne sont pas encore compris. Or, dans le cas d'une simulation dynamique, il est nécessaire de le connaître afin de reproduire ce gradient pendant toute la durée de la simulation. Une seconde approche est possible tout en ignorant la cause de ce gradient. Elle consiste en un rappel newtonien vers un profil observé qui est appelé à chaque pas de temps donné, permettant son maintien pendant toute la simulation. Cette méthode est déjà connue et a été plusieurs fois utilisée pour étudier l'effet d'un processus météorologique en ne se souciant pas de son origine. Ce rappel s'écrit :

$$\frac{dq}{dt} = \left(\frac{dq}{dt} \right)_{GCM} + \frac{q_r}{\tau} \quad (7.6)$$

Où $\frac{dq}{dt}$ est la tendance finale sur la variable q , le premier terme est la tendance obtenue précédemment par le GCM et le second terme est le rappel newtonien où q_r est la valeur de la variable vers laquelle on effectue un rappel et τ le temps de relaxation.

7.2.2 Fonctions thermodynamiques

La prise en compte d'une variabilité d'une masse molaire totale pose de nombreux problèmes dans la mise en place des équations sous forme numérique. Dans le cas du modèle radiatif-convectif, la prise en compte de cette variabilité est uniquement nécessaire dans le cadre de l'ajustement convectif et dans les calculs des opacités. Ce problème peut être parfaitement illustré pour le cas de la température potentielle, nécessaire à la mise en place de l'ajustement convectif :

$$\theta = T \left(\frac{P_0}{P} \right)^{R^*/c_p} \quad (7.7)$$

Ce simple calcul, déterminé par le modèle, ne peut plus être applicable dans le cas d'une masse molaire variable. R^* et c_p , dépendant de la masse molaire totale, varie en fonction de la pression. Et plus généralement avec la température, mais cette variation n'est pas prise en compte dans notre étude ici. Dans un tel contexte, il n'est plus judicieux de définir une température potentielle globale pour toute l'atmosphère. Il est nécessaire de définir un nouveau critère de stabilité valide localement, c'est-à-dire, entre deux couches atmosphériques.

Dans le cadre du cœur dynamique, il est également nécessaire de prendre en compte la variation de la masse molaire. Bien que le cœur dynamique DYNAMICO (Dubos et al., 2015) utilise une masse molaire constante, il a été préparé à cette éventualité. Les

modifications nécessaires concernent principalement le changement des équations d'état thermodynamiques ainsi que du géopotentiel. Ces modifications ont été réalisées par Thomas Dubos pendant la période de cette thèse. De manière succincte, on a :

L'équation d'Euler dans le cas de l'air sec s'écrit comme :

$$\frac{D\vec{u}}{Dt} + \vec{f} \times \vec{u} + \frac{1}{\rho} \vec{\nabla} P + \vec{g} = 0 \quad (7.8)$$

Le géopotentiel Φ dans le cas de l'air sec s'écrit :

$$\frac{\partial \Phi}{\partial P} = -v \quad (7.9)$$

Où v est le volume massique. On introduit la fonction d'Exner :

$$\pi_\theta = c_p \left(\frac{P}{P_0} \right)^\kappa \quad (7.10)$$

À partir de la température potentielle, on peut retrouver une relation entre la fonction d'exner π_θ et $c_p dT$.

$$\theta = T \left(\frac{P}{P_0} \right)^{-\kappa} \quad (7.11)$$

$$\theta = \frac{c_p T}{\pi_\theta} \quad (7.12)$$

La dérivée de la fonction d'Exner est égale à :

$$\frac{\partial \pi}{\partial p} = \frac{\kappa \pi_\theta}{P} \quad (7.13)$$

À partir de la loi des gaz parfaits, on peut tirer une relation avec le volume massique v et la fonction d'Exner :

$$v = \frac{R^* T}{P} \quad (7.14)$$

$$v = \frac{\kappa c_p T}{P} \quad (7.15)$$

$$v = \frac{\kappa \pi_\theta \theta}{P} \quad (7.16)$$

$$v = \theta \frac{\partial \pi_\theta}{\partial P} \quad (7.17)$$

On a alors :

$$vdP = \theta d\pi_\theta \quad (7.18)$$

À partir du géopotential, on peut tirer la relation suivante :

$$\nabla\Phi + vdP = \nabla\Phi + \theta d\pi_\theta \quad (7.19)$$

L'équation d'Euler devient alors :

$$\frac{D\vec{u}}{Dt} + \vec{f} \times \vec{u} + \vec{\nabla}\Phi + \theta\vec{\nabla}\pi_\theta = 0 \quad (7.20)$$

La variable conservative dans le cas de l'air sec est naturellement la température potentielle. Cependant, dans le cas d'un air où un des constituants possède une fraction molaire variable, un changement de variable est nécessaire pour prendre en compte cet effet. L'enthalpie contient les variables d'état qui permettent de décrire cet effet.

$$dh = vdp + Tds + \mu_q dq \quad (7.21)$$

Avec h l'enthalpie spécifique, s l'entropie spécifique, μ_q le potentiel chimique et q le rapport de mélange. On introduisant $\theta = \theta(s, q)$ et la fonction d'exner, la relation précédente peut s'écrire :

$$dh = vdP + \pi_\theta d\theta + \pi_q dq \quad (7.22)$$

Dans une telle situation, nous avons :

$$\frac{\partial\Phi}{\partial P} = -v(p, \theta, q) \quad (7.23)$$

La relation 7.19 dans le cas de l'air "humide" peut donc s'écrire à partir de l'enthalpie spécifique :

$$\nabla\Phi + vdP = \nabla(\Phi + h - \pi_\theta\theta - \pi_qq) + \pi_\theta\nabla\theta + \pi_q\nabla q \quad (7.24)$$

Avec $\pi_q = \frac{R}{c_p} \ln\left(\frac{P}{P_0}\right) \theta \left(\frac{(R^v - R^d)}{R} c_p + c_p^d - c_p^v\right)$. On note $R = q^v \cdot R^v + q^d \cdot R^d$ et $c_p = q^v \cdot c_p^v + q^d \cdot c_p^d$ où (q^v, q^d) sont les fractions molaires, (R^v, R^d) sont les constantes spécifiques, (c_p^v, c_p^d) sont les capacités thermiques massiques de l'air humide et de l'air sec respectivement.

Dans le cœur dynamique, il a été choisi d'utiliser l'enthalpie potentielle $h_\theta = c_p(q)\theta(q)$ comme variable conservative et $\theta(q)$ correspond à la température potentielle locale. Le travail effectué durant cette thèse a consisté à prendre en compte ces modifications à l'interface entre le cœur dynamique et le modèle radiatif et de réaliser des tests sur la viabilité de ces modifications.

Pour valider les modifications réalisées sur les fonctions thermodynamiques utilisées par le modèle, nous avons décidé d'utiliser un cas test déjà implémenté dans le modèle : la configuration Held-Suarez (Held et al., 1994). Cette configuration effectue un rappel constant sur le champ de température et de vent observé sur Terre au cours du temps. Cette configuration est basique, mais elle permet de faire office de test afin de vérifier des modifications apportées dans le code d'un GCM sans devoir réaliser une simulation avec de très nombreux paramètres interagissant entre eux.

Ainsi, dans le cas Held-Suarez, aucune variation de la masse molaire n'est présente, mais cette configuration permet d'estimer si les variables sont bel et bien conservées par rapport aux hypothèses réalisées dans le cœur dynamique lors de l'implémentation de la variabilité de la masse molaire.

La figure 7.1 montre la différence de température obtenue avec un cas Held-Suarez classique et celui avec la masse molaire variable pour 30 jours terrestres simulés (simulation toujours en cours). On observe que la différence est de l'ordre de 10^{-2} K entre les deux simulations d'une année terrestre. La modification est donc très satisfaisante et nous autorise à continuer nos travaux.

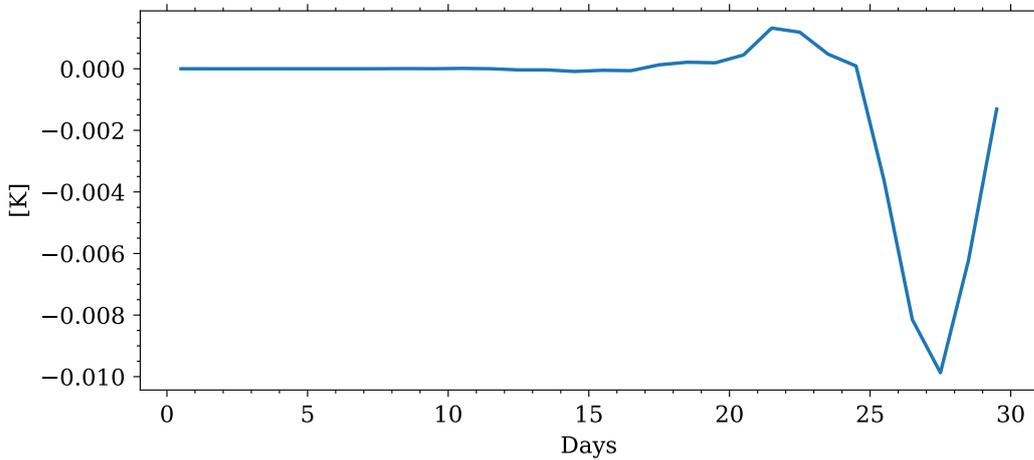


Figure 7.1 – Différence de température moyennée sur tout le globe à 850 hPa entre le cas Held-Suarez classique et le cas prenant en compte les modifications sur la variabilité de la masse molaire.

7.2.3 Initialisation du profil d'abondance de méthane

Pour initialiser le profil de masse molaire variable dans notre modèle en ignorant le processus responsable de son maintien, il est nécessaire de le faire en amont du modèle. Deux choix sont possibles. Le premier consiste à créer un tableau 2D en latitude-pression du profil de méthane observé. Cette méthode est simple mais très coûteuse en temps de calcul. En effet, un rappel vers ce profil est effectué à chaque pas de temps donné, pour chaque point de grille et à chaque niveau de pression. Le second choix repose sur l'utilisation de fonctions analytiques ayant pour variable la latitude et la pression. Cette méthode nécessite la création de fonctions mathématiques qui reproduisent le profil de méthane observé. L'avantage de cette méthode est de s'affranchir d'un algorithme d'interpolation appelé à chaque pas de temps et d'obtenir de ce fait un gain important en temps de calcul. Nous avons décidé d'utiliser la seconde méthode.

Pour chacune des planètes, la fonction analytique a été découpée en deux parties : une partie où est calculée la variation de méthane en fonction de la latitude et une seconde partie où le méthane est déterminé en fonction de la pression. En raison des incertitudes entourant déjà l'allure du profil de méthane en profondeur et par souci de simplicité, nous avons fait le choix de ne pas prendre en compte une variation où à une latitude donnée, l'abondance de méthane troposphérique varie avec la pression. Entre le point de bas du modèle et le point de condensation du méthane, le profil vertical du méthane est donc constant.

La fonction mathématique décrivant la variation de méthane en latitude dans la troposphère entre 10 000 hPa et ~ 1 500 hPa s'écrit :

$$\begin{aligned}x_{uranus}(\phi) &= 1 + \exp(0.7 - (\phi^4)/0.4) \\x_{neptune}(\phi) &= 2 + \exp(1.4 - (\phi^4)/0.4)\end{aligned}\tag{7.25}$$

Avec ϕ , la latitude en degré. L'allure de ce profil est visible sur la figure 7.2. La fonction décrivant sa variation verticale à une latitude donnée est donnée par :

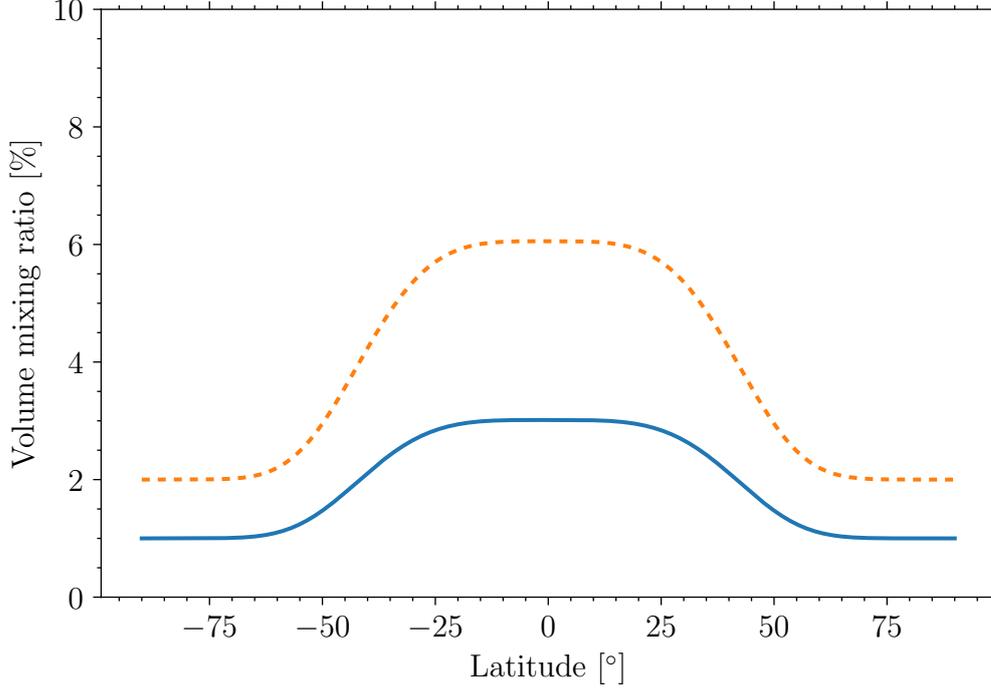


Figure 7.2 – Profil méridional de la fraction molaire de méthane sur Uranus (ligne bleue continue) et Neptune (ligne orange pointillée) issu de l'équation 7.25. Une valeur équatoriale de 3% est supposée sur Uranus et de 6% sur Neptune.

$$\begin{aligned}
y_{uranus}(\phi, P) &= x_{uranus}(\phi) \cdot \exp(-110/((0.00006 \cdot P)^{5/2} + 15)) \\
&\quad + 0.000015 \cdot \exp(-100/((0.31 \cdot P)^2 + 10)) \\
&\quad + 0.0000003 \cdot (P - 200)^{1/2} \\
&\quad - x_{uranus}(\phi) \cdot \exp(-110/15) \\
&\quad - 0.000015 \cdot \exp(-100/10) \\
y_{neptune}(\phi, P) &= (x_{neptune}(\phi) - 0.0055) \cdot \exp(-110/((0.000013 \cdot P)^{10} + 8)) \\
&\quad + 0.0055 \cdot \exp(-120/((0.000035 \cdot P)^4 + 28)) \\
&\quad + 0.00007 \cdot \exp(120/((0.00032 \cdot P)^5 + 43)) \\
&\quad - 0.001/(P^{2/5})
\end{aligned} \tag{7.26}$$

Avec P , la pression en Pascal. L'allure de ce profil est visible sur la figure 7.3. En deux dimensions, ce profil est illustré par la figure 7.4.

La prochaine étape consiste à effectuer une nouvelle simulation en prenant cette

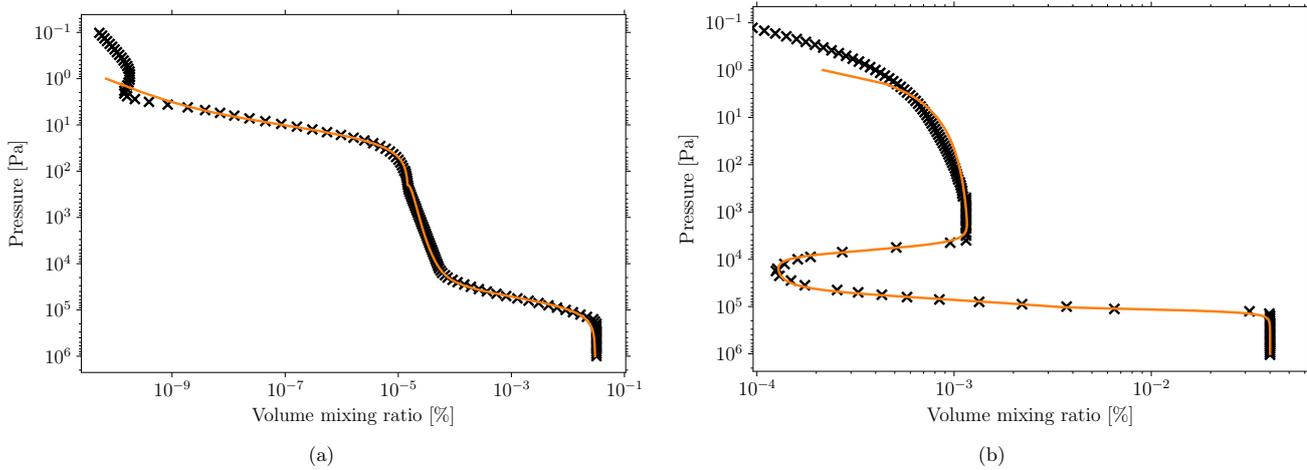


Figure 7.3 – Profil vertical de la fraction molaire de méthane sur Uranus (a) et Neptune (b) issu de l'équation 7.26. Une valeur de 3% a été initialisé sur Uranus dans la troposphère correspondant à une latitude de 0° et de 4% sur Neptune correspondant à une latitude 45° .

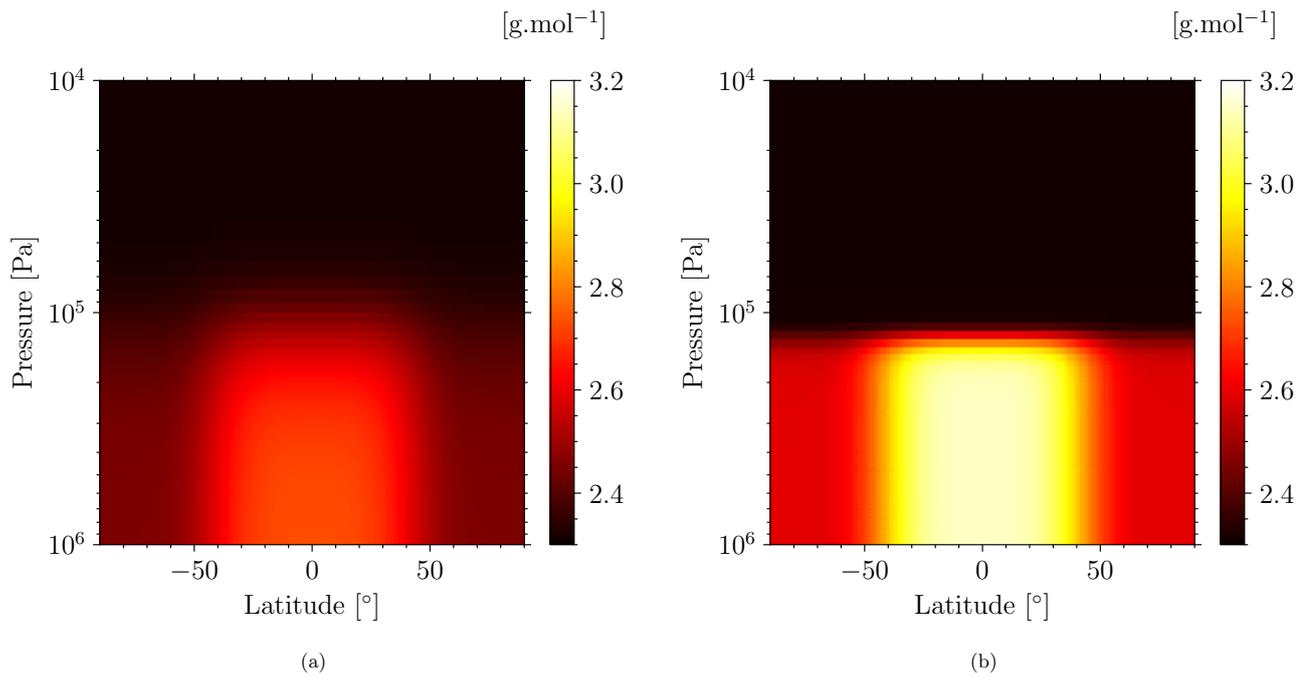


Figure 7.4 – Coupe verticale de la masse molaire sur Uranus (a) et Neptune (b) issue des équation 7.25 et 7.26.

modification dans le GCM. Les résultats ne sont pas encore connus à ce jour, mais feront l'objet d'une étude dans les prochains mois.

Chapitre 8

Conclusions et perspectives

Fort de l'expérience des travaux réalisés sur Jupiter et Saturne et dans un contexte d'intérêt grandissant pour ces mondes encore mystérieux, ce projet de thèse porté par le LATMOS et le LMD s'est naturellement construit dans le but d'apporter de premières réponses et de poser une des premières pierres à cet édifice qu'est la compréhension des atmosphères des géantes glacées.

Ces mondes, et plus précisément leurs atmosphères, ont été révélés pour la première fois durant le survol de Voyager 2. Suite à son passage, ses observations ont suscité de nombreuses interrogations de la part de la communauté scientifique concernant leur structure thermique et leur dynamique atmosphérique.

Afin de comprendre les processus régissant ces atmosphères, à l'instar de celles des géantes gazeuses, le développement de Modèle de Climat Global (GCM) est nécessaire. Durant cette thèse, un premier travail a consisté à adapter un modèle radiatif-convectif et un GCM pré-existant aux atmosphères des géantes glacées et un second à tester la sensibilité des paramètres propres à ce modèle (e.g., dissipation, résolution horizontale). Ces premières simulations GCM d'Uranus et de Neptune obtenues par notre modèle avec des paramétrisations réalistes ont apporté des premiers éléments de réponse aux questions posées par les observations.

8.1 Résumé des résultats

Structure thermique

Les profils de température d'Uranus et de Neptune ont été pour la première fois mesurés par radio-occultation lors du survol de Voyager 2 ([Lindal et al., 1987](#); [Lindal, 1992](#)). Les modèles radiatif-convectifs développés jusqu'à présent n'ont pas réussi à reproduire ces profils ([Appleby, 1986](#)). Le profil de température obtenu par notre modèle

radiatif-convectif ne fait pas exception puisqu'une différence de 50 K est présente à certains niveaux. Cet écart de température observé entre les simulations et les observations est nommé "crise énergétique".

Nous avons trouvé qu'en ajoutant des couches d'aérosols réalistes et une conduction thermosphérique, cette différence peut être réduite à seulement ~ 5 à 10 K sur Uranus (voir 3). Neptune reste quasiment insensible à l'ajout de ces sources de chauffage. En prenant en compte la dynamique atmosphérique à partir de notre GCM, des extrema locaux cohérents avec ceux observés par radio-occultation sur Uranus sont apparus alors que sur Neptune, très peu de changement ont été notés (voir 6).

La structure méridienne prédite par notre modèle radiatif-convectif et notre GCM est néanmoins différente de celle observée par l'expérience IRIS durant le survol de Voyager 2 (voir 4). Les extrema locaux visibles à la tropopause ne sont pas reproduits par notre modèle. Le constat est similaire pour le profil méridien stratosphérique.

Comme attendu, des variations saisonnières de la température ont pu être simulées par notre modèle radiatif-convectif. Cependant, les simulations obtenues par notre GCM indiquent que la dynamique atmosphérique atténue fortement ces variations, révélant que l'influence thermique issue de la dynamique domine celle du radiatif. Ces prédictions sont corroborées par les observations où d'importantes variations subsaisonniers ont été déduites pour Neptune (Roman et al., 2022). Sur Uranus, nos simulations prédisent des variations similaires à celles rencontrées sur Neptune.

Circulation atmosphérique

Les premières simulations GCM d'Uranus et de Neptune ont reproduit un jet rétrograde à l'équateur et un jet prograde aux moyennes latitudes dans chaque hémisphère des deux planètes. Ces jets simulés concordent avec ceux répertoriés par *cloud tracking* mais d'importantes différences existent avec nos simulations. Premièrement, leur intensité est très largement sous-estimée par rapport aux observations. Sur Neptune, le jet rétrograde équatorial observé à -400 m.s^{-1} n'atteint que -50 m.s^{-1} environ dans nos simulations. On note également que les jets progrades simulés sont plus étroits que ceux observés et qu'ils sont mal positionnés en latitude. La faible intensité des jets simulés est très similaire à celle obtenue par les précédentes simulations (Liu et al., 2010). Cette ressemblance entre nos simulations indique qu'un ou plusieurs forçages sont manquants dans ces modèles. Sur les deux planètes (notamment sur Uranus), une migration équatoriale des jets a également été observée.

Pour caractériser la circulation méridienne, deux formalismes ont été employés. Les deux ont permis d'identifier des cellules de circulation aux caractéristiques différentes selon le formalisme. Dans le cas de la moyenne eulérienne transformée, la circulation méridienne sur les deux planètes se résume à une branche ascendante à l'équateur et une subsidence aux pôles. Mais dans le cas de la moyenne eulérienne classique, nous observons

une circulation méridienne sur Uranus identique à celle déduite par [Fletcher et al. \(2020b\)](#) à partir d'observables (figure 1.23). Elle se manifeste sous la forme d'une subsidence à l'équateur, d'ascendance aux moyennes latitudes et à nouveau d'une subsidence aux pôles. Dans le cas de Neptune, ce formalisme ne nous permet pas d'identifier des cellules de circulation cohérentes.

Une oscillation équatoriale a pu être identifiée dans nos simulations d'Uranus. Elle se manifeste sous la forme d'une alternance cyclique d'une année en moyenne entre jet prograde et rétrograde se propageant de la stratosphère à la tropopause. Cette oscillation est néanmoins irrégulière, car des cycles de 2 à 3 ans ont été observés. En corrélation avec la propagation verticale des jets, des anomalies de température ont été identifiées avec une amplitude de ~ 5 à 10 K.

Les tourbillons de petite échelle contribuent significativement à l'écoulement moyen sur Uranus et Neptune. Des déferlements d'ondes ont été observés et sont liés à une importante hausse de l'énergie cinétique des tourbillons et à une augmentation soudaine des vents dans les moyennes latitudes. À partir du formalisme TEM, ces sursauts du vent zonal et la migration des jets sont corrélés avec une accélération causée par ces tourbillons, mais aussi par la circulation résiduelle qui contribue aussi à l'accélération moyenne. Concernant les régions équatoriales, la propagation des jets vers le bas est due à des accélérations issues uniquement par les tourbillons par le bas déposant de la quantité de mouvement.

8.2 Futurs travaux

8.2.1 Améliorations du modèle radiatif-convectif

Les premiers travaux réalisés avec le modèle radiatif-convectif ont montré des résultats encourageants. Cependant, ce modèle n'est pas encore parfait, car il ne prend pas encore en compte tous les effets radiatifs connus. Des pistes sont actuellement explorées.

L'abondance de méthane est de l'ordre de quelques pourcents dans les troposphères de ces atmosphères. À partir de 1.5 bar, le méthane atteint son point de condensation et sa fraction molaire décroît rapidement à des pressions plus basses. Cependant, dans le cas de Neptune, on observe une nouvelle augmentation de l'abondance de méthane. Pour étudier ces effets, il est nécessaire d'implémenter le méthane en tant que traceur. Dans le cadre du projet ANR SOUND dont je faisais partie, des travaux sur l'implémentation du méthane en tant que traceur sur un modèle de méso-échelle ont été effectués au Laboratoire d'Astrophysique de Bordeaux. Les premiers résultats obtenus sont particulièrement encourageants (Clément et al, en préparation).

Par ailleurs, les investigations réalisées sur les couches d'aérosols ont supposé que les aérosols étaient des sphères de Mie. Dans la stratosphère de Jupiter, [Zhang et al. \(2015\)](#) ont montré que ce sont des particules agrégées fractales produites par des processus de coagulation qui dominent le chauffage aux latitudes moyennes et élevées, et non des aérosols sphériques obéissant à la théorie de Mie. La même configuration d'aérosols sur les géantes de glace devrait être explorée, compte tenu des processus photo-chimiques suspectés être à l'origine des aérosols uraniens et neptuniens.

Dans le cadre de notre étude, la répartition des aérosols était considérée comme constante et uniformément répartie sur tout le globe. Cette hypothèse est évidemment une approximation alors que les études récentes montrent qu'il existe une distribution verticale complexe de ces aérosols associée à des variations latitudinales de l'opacité et des constantes optiques. La prise en compte de ces distributions variables constituera une nouvelle étape dans notre compréhension des effets des aérosols sur la structure thermique de ces planètes.

Dans la stratosphère des géantes glacées, le cycle du méthane est associé à des processus photochimiques qui permettent la création d'hydrocarbures tels que le C_2H_6 , C_2H_2 ou le C_4H_2 . Les premiers travaux réalisés sur la photochimie du méthane à partir de modèles saisonniers ([Moses et al., 2018](#)) ont montré que ces derniers étaient sensibles aux variations saisonnières. L'ajout de ces processus photochimiques est nécessaire pour modéliser l'homopause du méthane sur ces planètes.

L'étude de la thermosphère semble également nécessaire au regard des dernières études menées sur Jupiter pour expliquer la crise énergétique sur ces planètes ([O'Donoghue et al., 2021](#)). Bien que cela concerne des niveaux supérieurs à la couche étudiée par notre modèle, il n'est pas impossible qu'un transport de chaleur vertical soit présent par conduction ou par des ondes entre la thermosphère et la stratosphère.

8.2.2 Améliorations du GCM

Concernant la dynamique atmosphérique de ces planètes, nos premières simulations montrent que des processus atmosphériques importants sont encore manquants pour permettre de comprendre la circulation atmosphérique de ces planètes. L'une des premières pistes envisagées concerne le gradient méridien de méthane dont le développement est en cours dans le GCM que nous avons utilisé. L'implémentation de ce gradient a nécessité de profondes modifications dans le GCM afin de prendre en compte la variabilité de la masse molaire entre les pôles et l'équateur (voir chapitre 7). À partir de l'équation du vent thermique sous sa forme virtuelle, nous avons pu montrer que le cisaillement engendré aux moyennes latitudes par ce gradient pourrait être de 50 m.s^{-1} sur Uranus et 117 m.s^{-1} sur Neptune. L'existence de ce gradient serait également à l'origine d'insta-

bilité sous forme de tourbillons dans l'écoulement qui pourrait induire une accélération supplémentaire des jets.

Un deuxième projet est également en cours de développement et concerne l'implémentation de panaches thermiques prenant naissance en profondeur. Les simulations effectuées sur Jupiter incluant ces panaches thermiques issus de la convection de l'eau en profondeur ont produit des jets plus nombreux et plus contrastés que dans la configuration sèche (Boissinot, 2021). Dans le cas des géantes glacées, l'influence de cette convection est incertaine, car la convection de l'eau a lieu à une profondeur beaucoup plus importante que sur les planètes géantes gazeuses (Guillot, 2022). Il est donc nécessaire de caractériser l'effet de ces panaches sur Uranus et Neptune.

La réponse "finale" à la crise énergétique sur Neptune et aux jets trop lents sur ces deux planètes pourrait se trouver dans son activité dynamique. D'importantes fluctuations de température ont été observées lors d'occultations stellaires au sol dans la haute stratosphère et la basse thermosphère de Neptune. Roques et al. (1994) ont identifié ces fluctuations comme la manifestation d'ondes d'inertie-gravité émanant de la basse atmosphère. Ils montrent que la dissipation des ondes d'inertie-gravité peut entrer en compétition avec les taux de chauffage et de refroidissement radiatifs du méthane entre 3 Pa et 0.03 Pa. Sur Uranus, ces ondes pourraient également jouer un rôle. La contribution des ondes équatoriales observées pendant le survol de Voyager 2 (Hinson et al., 1991) a été estimée entre ~ -13 et $\sim +20$ cm.s^{-1} par rotation planétaire à des pressions inférieures à 20 Pa. Ces observations montrent que les ondes de gravité ont possiblement un effet sur l'écoulement zonal.

Publications

Publication(s) (premier auteur):

- G. Milcareck, S. Guerlet, F. Montmessin, A. Spiga, J. Leconte, E. Millour, N. Clément, L.N. Fletcher, M.T. Roman, E. Lellouch, R. Moreno, T. Cavalié, Ó. Carrión-González *Radiative-convective model of the atmosphere of Uranus and Neptune: heating sources & seasonal effects*, 2024, *Astronomy & Astrophysics*, *accepted*

Autre(s) publication(s):

- Ó. Carrión-González, R. Moreno, E. Lellouch, T. Cavalié, S. Guerlet, G. Milcareck, A. Spiga, N. Clément, J. Leconte, *Doppler wind measurements in Neptune's stratosphere with ALMA*, 2023, *Astronomy & Astrophysics*, doi: 10.1051/0004-6361/202346621

Conférence(s) internationale(s) avec comité de relecture:

- G. Milcareck et al., *GCM simulations of Uranus and Neptune: general circulation and eddy activity* [oral], European Planetary Science Congress, 2021.
- G. Milcareck et al., *Radiative heat sources in the stratosphere of Uranus and Neptune* [oral], European Planetary Science Congress, 2022.
- G. Milcareck et al., *Numerical simulations of zonal jets on Uranus and Neptune by the DYNAMICO Planetary Climate Model* [poster], 55th ESLAB Symposium, 2023
- G. Milcareck et al., *Uranus stratospheric and tropospheric temperatures simulated by a seasonal radiative-convective model* [poster], Uranus Flagship: Investigations and Instruments for Cross-Discipline Science Workshop, 2023

Conférence(s) nationale(s) avec comité de relecture:

- G. Milcareck et al., *GCM simulations of Uranus and Neptune* [poster], Colloque quadriennal du Programme National de Planétologie, Lyon, 2022

Bibliographie

- Akins, Alex, Mark Hofstadter, Bryan Butler, A. James Friedson, Edward Molter, Marzia Parisi et Imke de Pater (2023). « Evidence of a Polar Cyclone on Uranus from VLA Observations ». In : *arXiv e-prints*, arXiv :2305.15521, arXiv :2305.15521. DOI : [10.48550/arXiv.2305.15521](https://doi.org/10.48550/arXiv.2305.15521). arXiv : [2305.15521](https://arxiv.org/abs/2305.15521) [[astro-ph.EP](#)].
- Allison, Michael, Reta F. Beebe, Barney J. Conrath, David P. Hinson et Andrew P. Ingersoll (1991). « Uranus atmospheric dynamics and circulation. » In : *Uranus*. Sous la dir. de Jay T. Bergstralh, Ellis D. Miner et Mildred S. Matthews, p. 253-295.
- Andrews, D. G. (1983). « A finite-amplitude Eliassen-Palm theorem in isentropic coordinates ». In : *Journal of Atmospheric Sciences* 40, p. 1877-1883. DOI : [10.1175/1520-0469\(1983\)040<1877:AFAEPT>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1983)040<1877:AFAEPT>2.0.CO;2).
- Andrews, D. G., J. D. Mahlman et R. W. Sinclair (1983). « Eliassen-Palm Diagnostics of Wave-Mean Flow Interaction in the GFDL “SKYHI” General Circulation Model. » In : *Journal of Atmospheric Sciences* 40.12, p. 2768-2784. DOI : [10.1175/1520-0469\(1983\)040<2768:ETWATM>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1983)040<2768:ETWATM>2.0.CO;2).
- Andrews, D. G. et M. E. McIntyre (1976). « Planetary Waves in Horizontal and Vertical Shear : The Generalized Eliassen-Palm Relation and the Mean Zonal Acceleration. » In : *Journal of Atmospheric Sciences* 33.11, p. 2031-2048. DOI : [10.1175/1520-0469\(1976\)033<2031:PWIHAV>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1976)033<2031:PWIHAV>2.0.CO;2).
- Antuñano, Arrate, Richard G. Cosentino, Leigh N. Fletcher, Amy A. Simon, Thomas K. Greathouse et Glenn S. Orton (2021). « Fluctuations in Jupiter’s equatorial stratospheric oscillation ». In : *Nature Astronomy* 5, p. 71-77. DOI : [10.1038/s41550-020-1165-5](https://doi.org/10.1038/s41550-020-1165-5).
- Appleby, J. F. (1986). « Radiative-convective equilibrium models of Uranus and Neptune ». In : *Icarus* 65.2-3, p. 383-405. DOI : [10.1016/0019-1035\(86\)90145-4](https://doi.org/10.1016/0019-1035(86)90145-4).
- Aurnou, Jonathan, Moritz Heimpel et Johannes Wicht (2007). « The effects of vigorous mixing in a convective model of zonal flow on the ice giants ». In : *Icarus* 190.1, p. 110-126. DOI : [10.1016/j.icarus.2007.02.024](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2007.02.024).
- Aurnou, Jonathan M. et Moritz H. Heimpel (2004). « Zonal jets in rotating convection with mixed mechanical boundary conditions ». In : *Icarus* 169.2, p. 492-498. DOI : [10.1016/j.icarus.2004.01.013](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2004.01.013).
- Bailey, E. et D. J. Stevenson (2015). « Modeling Ice Giant Interiors Using Constraints on the H₂-H₂O Critical Curve ». In : *AGU Fall Meeting Abstracts*. T. 2015, P31G-03, P31G-03.

- Baines, K. H. et J. T. Bergstralh (1986). « The structure of the Uranian atmosphere : Constraints from the geometric albedo spectrum and H₂ and CH₄ line profiles ». In : *Icarus* 65.2-3, p. 406-441. DOI : [10.1016/0019-1035\(86\)90146-6](https://doi.org/10.1016/0019-1035(86)90146-6).
- Baines, K. H. et H. Wm. Smith (1990). « The atmospheric structure and dynamical properties of Neptune derived from ground-based and IUE spectrophotometry ». In : *Icarus* 85.1, p. 65-108. DOI : [10.1016/0019-1035\(90\)90104-H](https://doi.org/10.1016/0019-1035(90)90104-H).
- Baines, Kevin H. et Heidi B. Hammel (1994). « Clouds, Hazes, and the Stratospheric Methane Abundance in Neptune ». In : *Icarus* 109.1, p. 20-39. DOI : [10.1006/icar.1994.1075](https://doi.org/10.1006/icar.1994.1075).
- Baines, Kevin H., M. E. Mickelson, Lee E. Larson et David W. Ferguson (1995). « The Abundances of Methane and Ortho/Para Hydrogen on Uranus and Neptune : Implications of New Laboratory 4-0 H₂ Quadrupole Line Parameters ». In : *Icarus* 114.2, p. 328-340. DOI : [10.1006/icar.1995.1065](https://doi.org/10.1006/icar.1995.1065).
- Baldwin, M. P., 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. Kinnerson, C. Marquardt, K. Sato et M. Takahashi (2001). « The quasi-biennial oscillation ». In : *Reviews of Geophysics* 39.2, p. 179-229. DOI : <https://doi.org/10.1029/1999RG000073>. eprint : <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/1999RG000073>. URL : <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/1999RG000073>.
- Bardet, Deborah, Aymeric Spiga et Sandrine Guerlet (2022). « Joint evolution of equatorial oscillation and interhemispheric circulation in Saturn's stratosphere ». In : *Nature Astronomy* 6, p. 804-811. DOI : [10.1038/s41550-022-01670-7](https://doi.org/10.1038/s41550-022-01670-7).
- Batygin, Konstantin et Michael E. Brown (2010). « Early Dynamical Evolution of the Solar System : Pinning Down the Initial Conditions of the Nice Model ». In : *Astrophysical Journal* 716.2, p. 1323-1331. DOI : [10.1088/0004-637X/716/2/1323](https://doi.org/10.1088/0004-637X/716/2/1323). arXiv : [1004.5414](https://arxiv.org/abs/1004.5414) [astro-ph.EP].
- Batygin, Konstantin, Michael E. Brown et Hayden Betts (2012). « Instability-driven Dynamical Evolution Model of a Primordially Five-planet Outer Solar System ». In : *Astrophysical Journal, Letters* 744.1, L3, p. L3. DOI : [10.1088/2041-8205/744/1/L3](https://doi.org/10.1088/2041-8205/744/1/L3). arXiv : [1111.3682](https://arxiv.org/abs/1111.3682) [astro-ph.EP].
- Benedetti, Laura Robin, Jeffrey H. Nguyen, Wendell A. Caldwell, Hongjian Liu, Michael Kruger et Raymond Jeanloz (1999). « Dissociation of CH₄ at High Pressures and Temperatures : Diamond Formation in Giant Planet Interiors? ». In : *Science* 286.5437, p. 100-102. DOI : [10.1126/science.286.5437.100](https://doi.org/10.1126/science.286.5437.100). eprint : <https://www.science.org/doi/pdf/10.1126/science.286.5437.100>. URL : <https://www.science.org/doi/abs/10.1126/science.286.5437.100>.
- Berg, Matthew J., Christopher M. Sorensen et Amitabha Chakrabarti (2008). « Extinction and the optical theorem. Part I. Single particles ». In : *J. Opt. Soc. Am. A* 25.7, p. 1504-1513. DOI : [10.1364/JOSAA.25.001504](https://doi.org/10.1364/JOSAA.25.001504). URL : <https://opg.optica.org/josaa/abstract.cfm?URI=josaa-25-7-1504>.

- Bezard, B. (1990). « Seasonal thermal structure of the atmospheres of the giant planets ». In : *Advances in Space Research* 10.1, p. 89-98. DOI : [10.1016/0273-1177\(90\)90091-D](https://doi.org/10.1016/0273-1177(90)90091-D).
- Bézard, B., P. N. Romani, H. Feuchtgruber et T. Encrenaz (1999). « Detection of the Methyl Radical on Neptune ». In : *Astrophysical Journal* 515.2, p. 868-872. DOI : [10.1086/307070](https://doi.org/10.1086/307070).
- Bishop, J., S. K. Atreya, F. Herbert et P. Romani (1990). « Reanalysis of voyager 2 UVS occultations at Uranus : Hydrocarbon mixing ratios in the equatorial stratosphere ». In : *carus* 88.2, p. 448-464. DOI : [10.1016/0019-1035\(90\)90094-P](https://doi.org/10.1016/0019-1035(90)90094-P).
- Bishop, James, Sushil K. Atreya, Paul N. Romani, Bill R. Sandel et Floyd Herbert (1992). « Voyager 2 ultraviolet spectrometer solar occultations at Neptune : constraints on the abundance of methane in the stratosphere ». In : *Journal of Geophysics Research* 97.E7, p. 11681-11694. DOI : [10.1029/92JE00959](https://doi.org/10.1029/92JE00959).
- Bohren, C. F. et D. R. Huffman (1983). *Absorption and scattering of light by small particles*. Research supported by the University of Arizona and Institute of Occupational and Environmental Health. New York.
- Boissinot, Alexandre (2021). « Modélisation de la dynamique atmosphérique de Jupiter ». 2021SORUS075. Thèse de doct. URL : <http://www.theses.fr/2021SORUS075/document>.
- Borysow, A. et L. Frommhold (1986). « Theoretical Collision-induced Rototranslational Absorption Spectra for the Outer Planets : H₂-CH₄ Pairs ». In : *Astrophysical Journal* 304, p. 849. DOI : [10.1086/164221](https://doi.org/10.1086/164221).
- Borysow, Aleksandra (1991). « Modeling of collision-induced infrared absorption spectra of H₂-H₂ pairs in the fundamental band at temperatures from 20 to 300 K ». In : *Icarus* 92.2, p. 273-279. DOI : [10.1016/0019-1035\(91\)90051-T](https://doi.org/10.1016/0019-1035(91)90051-T).
- Borysow, Aleksandra, Jacek Borysow et Yi Fu (2000). « Semi-empirical Model of Collision-Induced Absorption Spectra of H₂-H₂ Complexes in the Second Overtone Band of Hydrogen at Temperatures from 50 to 500 K ». In : *Icarus* 145.2, p. 601-608. DOI : [10.1006/icar.2000.6384](https://doi.org/10.1006/icar.2000.6384).
- Borysow, Aleksandra et Lothar Frommhold (1987). « Collision-induced Rototranslational Absorption Spectra of CH₄-CH₄ Pairs at Temperatures from 50 to 300 K ». In : *Astrophysical Journal* 318, p. 940. DOI : [10.1086/165426](https://doi.org/10.1086/165426).
- Borysow, Aleksandra et Lothar Frommhold (1989a). « Collision-induced Infrared Spectra of H₂-He Pairs at Temperatures from 18 to 7000 K. II. Overtone and Hot Bands ». In : *Astrophysical Journal* 341, p. 549. DOI : [10.1086/167515](https://doi.org/10.1086/167515).
- Borysow, Aleksandra, Lothar Frommhold et Massimo Moraldi (1989b). « Collision-induced Infrared Spectra of H₂-He Pairs Involving 0-1 Vibrational Transitions and Temperatures from 18 to 7000 K ». In : *Astrophysical Journal* 336, p. 495. DOI : [10.1086/167027](https://doi.org/10.1086/167027).
- Boville, Byron A. et William J. Randel (1992). « Equatorial Waves in a Stratospheric GCM : Effects of Vertical Resolution. » In : *Journal of Atmospheric Sciences* 49.9, p. 785-804. DOI : [10.1175/1520-0469\(1992\)049<0785:EWIASG>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1992)049<0785:EWIASG>2.0.CO;2).

- Broadfoot, A. L., S. K. Atreya, J. L. Bertaux, J. E. Blamont, A. J. Dessler, T. M. Donahue, W. T. Forrester, D. T. Hall, F. Herbert, J. B. Holberg, D. M. Hunten, V. A. Krasnopolsky, S. Linick, J. I. Lunine, J. C. McConnell, H. W. Moos, B. R. Sandel, N. M. Schneider, D. E. Shemansky, G. R. Smith, D. F. Strobel et R. V. Yelle (1989). « Ultraviolet Spectrometer Observations of Neptune and Triton ». In : *Science* 246.4936, p. 1459-1466. DOI : [10.1126/science.246.4936.1459](https://doi.org/10.1126/science.246.4936.1459).
- Broadfoot, A. L., F. Herbert, J. B. Holberg, D. M. Hunten, S. Kumar, B. R. Sandel, D. E. Shemansky, G. R. Smith, R. V. Yelle, D. F. Strobel, H. W. Moos, T. M. Donahue, S. K. Atreya, J. L. Bertaux, J. E. Blamont, J. C. McConnell, A. J. Dessler, S. Linick et R. Springer (1986). « Ultraviolet Spectrometer Observations of Uranus ». In : *Science* 233.4759, p. 74-79. DOI : [10.1126/science.233.4759.74](https://doi.org/10.1126/science.233.4759.74).
- Brown, Harrison (1950). « On the Compositions and Structures of the Planets. » In : *Astrophysical Journal* 111, p. 641. DOI : [10.1086/145307](https://doi.org/10.1086/145307).
- Burgdorf, Martin, Glenn S. Orton, Gary R. Davis, Sunil D. Sidher, Helmut Feuchtergruber, Matthew J. Griffin et Bruce M. Swinyard (2003). « Neptune's far-infrared spectrum from the ISO long-wavelength and short-wavelength spectrometers ». In : *Icarus* 164.1, p. 244-253. DOI : [10.1016/S0019-1035\(03\)00138-6](https://doi.org/10.1016/S0019-1035(03)00138-6).
- Busse, F. H. (1976). « A Simple Model of Convection in the Jovian Atmosphere ». In : *Icarus* 29.2, p. 255-260. DOI : [10.1016/0019-1035\(76\)90053-1](https://doi.org/10.1016/0019-1035(76)90053-1).
- Butchart, Neal (2014). « The Brewer-Dobson circulation ». In : *Reviews of Geophysics* 52.2, p. 157-184. DOI : [10.1002/2013RG000448](https://doi.org/10.1002/2013RG000448).
- Carrión-González, Óscar, Raphael Moreno, Emmanuel Lellouch, Thibault Cavalié, Sandrine Guerlet, Gwenaél Milcareck, Aymeric Spiga, Noé Clément et Jérémy Leconte (2023). « Doppler wind measurements in Neptune's stratosphere with ALMA ». In : *Astronomy and Astrophysics* 674, L3, p. L3. DOI : [10.1051/0004-6361/202346621](https://doi.org/10.1051/0004-6361/202346621). arXiv : [2305.06787 \[astro-ph.EP\]](https://arxiv.org/abs/2305.06787).
- Cavazzoni, C., G. L. Chiarotti, S. Scandolo, E. Tosatti, M. Bernasconi et M. Parrinello (1999). « Superionic and Metallic States of Water and Ammonia at Giant Planet Conditions ». In : *Science* 283, p. 44. DOI : [10.1126/science.283.5398.44](https://doi.org/10.1126/science.283.5398.44).
- Chavez, Erandi, Erin Redwing, Imke de Pater, Ricardo Hueso, Edward M. Molter, Michael H. Wong, Carlos Alvarez, Elinor Gates, Katherine de Kleer, Joel Aycock, Jason McIlroy, John Pelletier, Anthony Ridenour, Agustín Sánchez-Lavega, Jose Félix Rojas et Terry Stickel (2023). « Drift rates of major Neptunian features between 2018 and 2021 ». In : *Icarus* 401, 115604, p. 115604. DOI : [10.1016/j.icarus.2023.115604](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2023.115604).
- Cho, James Y. -K. et Lorenzo M. Polvani (1996). « The emergence of jets and vortices in freely evolving, shallow-water turbulence on a sphere ». In : *Physics of Fluids* 8.6, p. 1531-1552. DOI : [10.1063/1.868929](https://doi.org/10.1063/1.868929).
- Conrath, B., F. M. Flasar, R. Hanel, V. Kunde, W. Maguire, J. Pearl, J. Pirraglia, R. Samuelson, P. Gierasch, A. Weir, B. Bevard, D. Gautier, D. Cruikshank, L. Horn, R. Springer et W. Shaffer (1989). « Infrared Observations of the Neptunian System ». In : *Science* 246.4936, p. 1454-1459. DOI : [10.1126/science.246.4936.1454](https://doi.org/10.1126/science.246.4936.1454).

- Conrath, B., D. Gautier, R. Hanel, G. Lindal et A. Marten (1987). « The helium abundance of Uranus from Voyager measurements ». In : *Journal of Geophysical Research* 92.A13, p. 15003-15010. DOI : [10.1029/JA092iA13p15003](https://doi.org/10.1029/JA092iA13p15003).
- Conrath, B. J., F. M. Flasar et P. J. Gierasch (1991a). « Thermal structure and dynamics of Neptune's atmosphere from Voyager measurements ». In : *Journal of Geophysical Research* 96, p. 18931-18939. DOI : [10.1029/91JA01859](https://doi.org/10.1029/91JA01859).
- Conrath, B. J., D. Gautier, G. F. Lindal, R. E. Samuelson et W. A. Shaffer (1991b). « The helium abundance of Neptune from Voyager measurements ». In : *Journal of Geophysical Research Supplement* 96.S01, p. 18907. DOI : [10.1029/JA096i0S01p18907](https://doi.org/10.1029/JA096i0S01p18907).
- Conrath, B. J., D. Gautier, T. C. Owen et R. E. Samuelson (1993). « Constraints on N₂ in Neptune's Atmosphere from Voyager Measurements ». In : *Icarus* 101.1, p. 168-171. DOI : [10.1006/icar.1993.1014](https://doi.org/10.1006/icar.1993.1014).
- Conrath, Barney J., Peter J. Gierasch et Eugene A. Ustinov (1998). « Thermal Structure and Para Hydrogen Fraction on the Outer Planets from Voyager IRIS Measurements ». In : *Icarus* 135.2, p. 501-517. DOI : [10.1006/icar.1998.6000](https://doi.org/10.1006/icar.1998.6000).
- Constantin, A. et R. S. Johnson (2021). « On the modelling of large-scale atmospheric flow ». In : *Journal of Differential Equations* 285, p. 751-798. DOI : [10.1016/j.jde.2021.03.019](https://doi.org/10.1016/j.jde.2021.03.019).
- Courtin, R., D. Gautier et A. Lacombe (1978). « On the thermal structure of Uranus from infrared measurements. » In : *Astronomy and Astrophysics* 63.1-2, p. 97-101.
- de Kleer, Katherine, Stacia Luszcz-Cook, Imke de Pater, Máté Ádámkovics et H. B. Hammel (2015). « Clouds and aerosols on Uranus : Radiative transfer modeling of spatially-resolved near-infrared Keck spectra ». In : *Icarus* 256, p. 120-137. DOI : [10.1016/j.icarus.2015.04.021](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2015.04.021).
- de Pater, Imke, Leigh N. Fletcher, Stacia Luszcz-Cook, David DeBoer, Bryan Butler, Heidi B. Hammel, Michael L. Sitko, Glenn Orton et Philip S. Marcus (2014). « Neptune's global circulation deduced from multi-wavelength observations ». In : *Icarus* 237, p. 211-238. DOI : [10.1016/j.icarus.2014.02.030](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2014.02.030).
- de Pater, Imke, Paul N. Romani et Sushil K. Atreya (1991). « Possible microwave absorption by H₂S gas in Uranus' and Neptune's atmospheres ». In : *Icarus* 91.2, p. 220-233. DOI : [10.1016/0019-1035\(91\)90020-T](https://doi.org/10.1016/0019-1035(91)90020-T).
- Dougherty, Michele K., Larry W. Esposito et Stamatios M. Krimigis (2009). *Saturn from Cassini-Huygens*. DOI : [10.1007/978-1-4020-9217-6](https://doi.org/10.1007/978-1-4020-9217-6).
- Dubos, T., S. Dubey, M. Tort, R. Mittal, Y. Meurdesoif et F. Hourdin (2015). « DYNAMICO-1.0, an icosahedral hydrostatic dynamical core designed for consistency and versatility ». In : *Geoscientific Model Development* 8.10, p. 3131-3150. DOI : [10.5194/gmd-8-3131-2015](https://doi.org/10.5194/gmd-8-3131-2015). URL : <https://gmd.copernicus.org/articles/8/3131/2015/>.
- Dunkerton, T. J. (1997). « The role of gravity waves in the quasi-biennial oscillation ». In : *Journal of Geophysical Research* 102, p. 26053-26076. DOI : [10.1029/96JD02999](https://doi.org/10.1029/96JD02999).
- Dunkerton, Timothy (1979). « On the Role of the Kelvin Wave in the Westerly Phase of the Semiannual Zonal Wind Oscillation. » In : *Journal of Atmospheric Sciences* 36.1, p. 32-41. DOI : [10.1175/1520-0469\(1979\)036<0032:OTROTK>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1979)036<0032:OTROTK>2.0.CO;2).

- Dunkerton, Timothy J. (1991). « Nonlinear Propagation of Zonal Winds in an Atmosphere with Newtonian Cooling and Equatorial Wavedriving. » In : *Journal of Atmospheric Sciences* 48.2, p. 236-263. DOI : [10.1175/1520-0469\(1991\)048<0236:NPOZWI>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1991)048<0236:NPOZWI>2.0.CO;2).
- Encrenaz, Th., H. Feuchtgruber, S. K. Atreya, B. Bezard, E. Lellouch, J. Bishop, S. Edgington, Th. Degraauw, M. Griffin et M. F. Kessler (1998). « ISO observations of Uranus : The stratospheric distribution of C₂H₂ and the eddy diffusion coefficient ». In : *Astronomy and Astrophysics* 333, p. L43-L46.
- Fegley Bruce, Jr., Daniel Gautier, Tobias Owen et Ronald G. Prinn (1991). « Spectroscopy and chemistry of the atmosphere of Uranus. » In : *Uranus*. Sous la dir. de Jay T. Bergstralh, Ellis D. Miner et Mildred S. Matthews, p. 147-203.
- Feuchtgruber, H., E. Lellouch, B. Bézard, Th. Encrenaz, Th. de Graauw et G. R. Davis (1999). « Detection of HD in the atmospheres of Uranus and Neptune : a new determination of the D/H ratio ». In : *Astronomy and Astrophysics* 341, p. L17-L21.
- Feuchtgruber, H., E. Lellouch, G. Orton, T. de Graauw, B. Vandenbussche, B. Swinyard, R. Moreno, C. Jarchow, F. Billebaud, T. Cavalié, S. Sidher et P. Hartogh (2013). « The D/H ratio in the atmospheres of Uranus and Neptune from Herschel-PACS observations ». In : *Astronomy and Astrophysics* 551, A126, A126. DOI : [10.1051/0004-6361/201220857](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201220857). arXiv : [1301.5781](https://arxiv.org/abs/1301.5781) [astro-ph.EP].
- Fitzpatrick, Patrick J., Imke de Pater, Statia Luszcz-Cook, Michael H. Wong et Heidi B. Hammel (2014). « Dispersion in Neptune's zonal wind velocities from NIR Keck AO observations in July 2009 ». In : *Astrophysics and Space Science* 350.1, p. 65-88. DOI : [10.1007/s10509-013-1737-2](https://doi.org/10.1007/s10509-013-1737-2). arXiv : [1312.2676](https://arxiv.org/abs/1312.2676) [astro-ph.EP].
- Flasar, F. M., B. J. Conrath, P. J. Gierasch et J. A. Pirraglia (1987). « Voyager infrared observations of Uranus' atmosphere : Thermal structure and dynamics ». In : *Journal of Geophysical Research* 92.A13, p. 15011-15018. DOI : [10.1029/JA092iA13p15011](https://doi.org/10.1029/JA092iA13p15011).
- Fletcher, L. N., P. Drossart, M. Burgdorf, G. S. Orton et T. Encrenaz (2010). « Neptune's atmospheric composition from AKARI infrared spectroscopy ». In : *Astronomy and Astrophysics* 514, A17, A17. DOI : [10.1051/0004-6361/200913358](https://doi.org/10.1051/0004-6361/200913358). arXiv : [1003.5571](https://arxiv.org/abs/1003.5571) [astro-ph.EP].
- Fletcher, L. N., F. A. Oyafuso, M. Allison, A. Ingersoll, L. Li, Y. Kaspi, E. Galanti, M. H. Wong, G. S. Orton, K. Duer, Z. Zhang, C. Li, T. Guillot, S. M. Levin et S. Bolton (2021). « Jupiter's Temperate Belt/Zone Contrasts Revealed at Depth by Juno Microwave Observations ». In : *Journal of Geophysical Research (Planets)* 126.10, e06858, e06858. DOI : [10.1029/2021JE006858](https://doi.org/10.1029/2021JE006858). arXiv : [2110.14620](https://arxiv.org/abs/2110.14620) [astro-ph.EP].
- Fletcher, Leigh N., Imke de Pater, Glenn S. Orton, Heidi B. Hammel, Michael L. Sitko et Patrick G. J. Irwin (2014). « Neptune at summer solstice : Zonal mean temperatures from ground-based observations, 2003-2007 ». In : *Icarus* 231, p. 146-167. DOI : [10.1016/j.icarus.2013.11.035](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2013.11.035). arXiv : [1311.7570](https://arxiv.org/abs/1311.7570) [astro-ph.EP].
- Fletcher, Leigh N., Imke de Pater, Glenn S. Orton, Mark D. Hofstadter, Patrick G. J. Irwin, Michael T. Roman et Daniel Toledo (2020a). « Ice Giant Circulation Patterns : Implications for Atmospheric Probes ». In : *Space Science Reviews* 216.2, 21, p. 21. DOI : [10.1007/s11214-020-00646-1](https://doi.org/10.1007/s11214-020-00646-1). arXiv : [1907.02901](https://arxiv.org/abs/1907.02901) [astro-ph.EP].

- Fletcher, Leigh N., Magnus Gustafsson et Glenn S. Orton (2018). « Hydrogen Dimers in Giant-planet Infrared Spectra ». In : *Astrophysical Journals* 235.1, 24, p. 24. DOI : [10.3847/1538-4365/aaa07a](https://doi.org/10.3847/1538-4365/aaa07a). arXiv : [1712.02813](https://arxiv.org/abs/1712.02813) [astro-ph.EP].
- Fletcher, Leigh N., Yohai Kaspi, Tristan Guillot et Adam P. Showman (2020b). « How Well Do We Understand the Belt/Zone Circulation of Giant Planet Atmospheres ? » In : *Space Science Reviews* 216.2, 30, p. 30. DOI : [10.1007/s11214-019-0631-9](https://doi.org/10.1007/s11214-019-0631-9). arXiv : [1907.01822](https://arxiv.org/abs/1907.01822) [astro-ph.EP].
- Forget, François, Frédéric Hourdin, Richard Fournier, Christophe Hourdin, Olivier Talagrand, Matthew Collins, Stephen R. Lewis, Peter. L. Read et Jean-Paul Huot (1999). « Improved general circulation models of the Martian atmosphere from the surface to above 80 km ». In : *Journal of Geophysical Research* 104.E10, p. 24155-24176. DOI : [10.1029/1999JE001025](https://doi.org/10.1029/1999JE001025).
- Fouchet, T., S. Guerlet, D. F. Strobel, A. A. Simon-Miller, B. Bézard et F. M. Flasar (2008). « An equatorial oscillation in Saturn's middle atmosphere ». In : *Nature* 453.7192, p. 200-202. DOI : [10.1038/nature06912](https://doi.org/10.1038/nature06912).
- French, Martin, Thomas R. Mattsson, Nadine Nettelmann et Ronald Redmer (2009). « Equation of state and phase diagram of water at ultrahigh pressures as in planetary interiors ». In : *Physical Review B : Solid State* 79.5, 054107, p. 054107. DOI : [10.1103/PhysRevB.79.054107](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.79.054107).
- French, Richard G., Colleen A. McGhee et Bruno Sicardy (1998). « Neptune's Stratospheric Winds from Three Central Flash Occultations ». In : *Icarus* 136.1, p. 27-49. DOI : [10.1006/icar.1998.6001](https://doi.org/10.1006/icar.1998.6001).
- Friedson, J. et A. P. Ingersoll (1987). « Seasonal meridional energy balance and thermal structure of the atmosphere of Uranus : A radiative-convective-dynamical model ». In : *Icarus* 69.1, p. 135-156. DOI : [10.1016/0019-1035\(87\)90010-8](https://doi.org/10.1016/0019-1035(87)90010-8).
- Fry, P. M., L. A. Sromovsky, I. de Pater, H. B. Hammel et K. A. Rages (2012). « Detection and Tracking of Subtle Cloud Features on Uranus ». In : *Astronomical Journal* 143.6, 150, p. 150. DOI : [10.1088/0004-6256/143/6/150](https://doi.org/10.1088/0004-6256/143/6/150).
- Fulton, Benjamin J. et Erik A. Petigura (2018). « The California-Kepler Survey. VII. Precise Planet Radii Leveraging Gaia DR2 Reveal the Stellar Mass Dependence of the Planet Radius Gap ». In : *Astronomical Journal* 156.6, 264, p. 264. DOI : [10.3847/1538-3881/aae828](https://doi.org/10.3847/1538-3881/aae828). arXiv : [1805.01453](https://arxiv.org/abs/1805.01453) [astro-ph.EP].
- Garcia, Rolando R. (2000). « The role of equatorial waves in the semiannual oscillation of the middle Atmosphere ». In : *Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series* 123, p. 161-176. DOI : [10.1029/GM123p0161](https://doi.org/10.1029/GM123p0161).
- Gassmann, Almut (2013). « A global hexagonal C-grid non-hydrostatic dynamical core (ICON-IAP) designed for energetic consistency ». In : *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 139.670, p. 152-175. DOI : <https://doi.org/10.1002/qj.1960>. eprint : <https://rmets.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/qj.1960>. URL : <https://rmets.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/qj.1960>.

- Gibbard, S. G., I. de Pater, H. G. Roe, S. Martin, B. A. Macintosh et C. E. Max (2003). « The altitude of Neptune cloud features from high-spatial-resolution near-infrared spectra ». In : *Icarus* 166.2, p. 359-374. DOI : [10.1016/j.icarus.2003.07.006](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2003.07.006).
- Glatzmaier, Gary, Martha Evonuk et Tamara Rogers (2009). « Differential rotation in giant planets maintained by density-stratified turbulent convection ». In : *Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics* 103.1, p. 31-51. DOI : [10.1080/03091920802221245](https://doi.org/10.1080/03091920802221245). arXiv : [0806.2002](https://arxiv.org/abs/0806.2002) [astro-ph].
- Gomes, R., H. F. Levison, K. Tsiganis et A. Morbidelli (2005). « Origin of the cataclysmic Late Heavy Bombardment period of the terrestrial planets ». In : *Nature* 435.7041, p. 466-469. DOI : [10.1038/nature03676](https://doi.org/10.1038/nature03676).
- Goody, Richard, Robert West, Luke Chen et David Crisp (1989). « The correlated-k method for radiation calculations in nonhomogeneous atmospheres. » In : *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 42, p. 539-550. DOI : [10.1016/0022-4073\(89\)90044-7](https://doi.org/10.1016/0022-4073(89)90044-7).
- Greathouse, Thomas K., Matthew Richter, John Lacy, Julianne Moses, Glenn Orton, Therese Encrenaz, H. B. Hammel et Dan Jaffe (2011). « A spatially resolved high spectral resolution study of Neptune's stratosphere ». In : *Icarus* 214.2, p. 606-621. DOI : [10.1016/j.icarus.2011.05.028](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2011.05.028).
- Guerlet, S., T. Fouchet, B. Bézard, F. M. Flasar et A. A. Simon-Miller (2011). « Evolution of the equatorial oscillation in Saturn's stratosphere between 2005 and 2010 from Cassini/CIRS limb data analysis ». In : *Geophysics Research Letters* 38.9, L09201, p. L09201. DOI : [10.1029/2011GL047192](https://doi.org/10.1029/2011GL047192).
- Guerlet, S., T. Fouchet, A. Spiga, F. M. Flasar, L. N. Fletcher, B. E. Hesman et N. Gorius (2018). « Equatorial Oscillation and Planetary Wave Activity in Saturn's Stratosphere Through the Cassini Epoch ». In : *Journal of Geophysical Research (Planets)* 123.1, p. 246-261. DOI : [10.1002/2017JE005419](https://doi.org/10.1002/2017JE005419).
- Guerlet, S., A. Spiga, M. Sylvestre, M. Indurain, T. Fouchet, J. Leconte, E. Millour, R. Wordsworth, M. Capderou, B. Bézard et F. Forget (2014). « Global climate modeling of Saturn's atmosphere. Part I : Evaluation of the radiative transfer model ». In : *Icarus* 238, p. 110-124. DOI : [10.1016/j.icarus.2014.05.010](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2014.05.010).
- Guerlet, Sandrine, Thierry Fouchet, Bruno Bézard, Amy A. Simon-Miller et F. Michael Flasar (2009). « Vertical and meridional distribution of ethane, acetylene and propane in Saturn's stratosphere from CIRS/Cassini limb observations ». In : *Icarus* 203.1, p. 214-232. DOI : [10.1016/j.icarus.2009.04.002](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2009.04.002).
- Guerlet, Sandrine, Aymeric Spiga, Hugues Delattre et Thierry Fouchet (2020). « Radiative-equilibrium model of Jupiter's atmosphere and application to estimating stratospheric circulations ». In : *Icarus* 351, 113935, p. 113935. DOI : [10.1016/j.icarus.2020.113935](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2020.113935). arXiv : [1907.04556](https://arxiv.org/abs/1907.04556) [astro-ph.EP].
- Guillot, Tristan (2022). « Uranus and Neptune are key to understand planets with hydrogen atmospheres ». In : *Experimental Astronomy* 54.2-3, p. 1027-1049. DOI : [10.1007/s10686-021-09812-x](https://doi.org/10.1007/s10686-021-09812-x). arXiv : [1908.02092](https://arxiv.org/abs/1908.02092) [astro-ph.EP].
- Haberle, Robert M., R. Todd Clancy, F. Forget, Michael D. Smith et Richard W. Zurek (2017). *The atmosphere and climate of Mars*. DOI : [10.1017/9781139060172](https://doi.org/10.1017/9781139060172).

- Halsey, G. W., J. J. Hillman, Shacher Nadler et D. E. Jennings (1988). « Temperature dependence of the hydrogen-broadening coefficient for the ν_9 fundamental of ethane. » In : *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 39, p. 429-434. DOI : [10.1016/0022-4073\(88\)90087-8](https://doi.org/10.1016/0022-4073(88)90087-8).
- Hamilton, Kevin, R. John Wilson et Richard S. Hemler (2001). « Spontaneous Stratospheric QBO-like Oscillations Simulated by the GFDL SKYHI General Circulation Model. » In : *Journal of Atmospheric Sciences* 58.21, p. 3271-3292. DOI : [10.1175/1520-0469\(2001\)058<3271:SSQLOS>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(2001)058<3271:SSQLOS>2.0.CO;2).
- Hammel, H. B., R. F. Beebe, E. M. de Jong, C. J. Hansen, C. D. Howell, A. P. Ingersoll, T. V. Johnson, S. S. Limaye, J. A. Magalhaes, J. B. Pollack, L. A. Sromovsky, V. E. Suomi et C. E. Swift (1989). « Neptune's Wind Speeds Obtained by Tracking Clouds in Voyager Images ». In : *Science* 245.4924, p. 1367-1369. DOI : [10.1126/science.245.4924.1367](https://doi.org/10.1126/science.245.4924.1367).
- Hammel, H. B., I. de Pater, S. Gibbard, G. W. Lockwood et K. Rages (2005). « Uranus in 2003 : Zonal winds, banded structure, and discrete features ». In : *Icarus* 175.2, p. 534-545. DOI : [10.1016/j.icarus.2004.11.012](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2004.11.012).
- Hammel, H. B. et G. W. Lockwood (1997). « Atmospheric Structure of Neptune in 1994, 1995, and 1996 : HST Imaging at Multiple Wavelengths ». In : *Icarus* 129.2, p. 466-481. DOI : [10.1006/icar.1997.5764](https://doi.org/10.1006/icar.1997.5764).
- Hammel, H. B. et G. W. Lockwood (2007). « Long-term atmospheric variability on Uranus and Neptune ». In : *Icarus* 186.1, p. 291-301. DOI : [10.1016/j.icarus.2006.08.027](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2006.08.027).
- Hammel, H. B., G. W. Lockwood, J. R. Mills et C. D. Barnet (1995). « Hubble Space Telescope Imaging of Neptune's Cloud Structure in 1994 ». In : *Science* 268.5218, p. 1740-1742. DOI : [10.1126/science.268.5218.1740](https://doi.org/10.1126/science.268.5218.1740).
- Hammel, H. B., D. K. Lynch, R. W. Russell, M. L. Sitko, L. S. Bernstein et T. Hewagama (2006). « Mid-Infrared Ethane Emission on Neptune and Uranus ». In : *Astrophysical Journal* 644.2, p. 1326-1333. DOI : [10.1086/503599](https://doi.org/10.1086/503599). arXiv : [astro-ph/0602546](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0602546) [[astro-ph](https://arxiv.org/abs/astro-ph)].
- Hammel, H. B., K. Rages, G. W. Lockwood, E. Karkoschka et I. de Pater (2001). « New Measurements of the Winds of Uranus ». In : *Icarus* 153.2, p. 229-235. DOI : [10.1006/icar.2001.6689](https://doi.org/10.1006/icar.2001.6689).
- Hammel, H. B., L. A. Sromovsky, P. M. Fry, K. Rages, M. Showalter, I. de Pater, M. A. van Dam, R. P. LeBeau et X. Deng (2009). « The Dark Spot in the atmosphere of Uranus in 2006 : Discovery, description, and dynamical simulations ». In : *Icarus* 201.1, p. 257-271. DOI : [10.1016/j.icarus.2008.08.019](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2008.08.019).
- Hansen, J. E. et L. D. Travis (1974). « Light scattering in planetary atmospheres ». In : *Space Science Reviews* 16.4, p. 527-610. DOI : [10.1007/BF00168069](https://doi.org/10.1007/BF00168069).
- Haynes, P. H. et M. E. McIntyre (1987). « On the Evolution of Vorticity and Potential Vorticity in the Presence of Diabatic Heating and Frictional or Other Forces ». In : *Journal of Atmospheric Sciences* 44.5, p. 828-841. DOI : [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1987\)044<0828:OTEOVA>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1987)044<0828:OTEOVA>2.0.CO;2). URL : <https://journals.ametsoc.org/>.

[org/view/journals/atsc/44/5/1520-0469_1987_044_0828_oteova_2_0_co_2.xml](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1991)048<0651:OTCOED>2.0.CO;2).

- Haynes, P. H., M. E. McIntyre, T. G. Shepherd, C. J. Marks et K. P. Shine (1991). « On the 'Downward Control' of Extratropical Diabatic Circulations by Eddy-Induced Mean Zonal Forces. » In : *Journal of Atmospheric Sciences* 48.4, p. 651-680. DOI : [10.1175/1520-0469\(1991\)048<0651:OTCOED>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1991)048<0651:OTCOED>2.0.CO;2).
- Heimpel, Moritz et Jonathan Aurnou (2007). « Turbulent convection in rapidly rotating spherical shells : A model for equatorial and high latitude jets on Jupiter and Saturn ». In : *Icarus* 187.2, p. 540-557. DOI : [10.1016/j.icarus.2006.10.023](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2006.10.023).
- Heimpel, Moritz, Jonathan Aurnou et Johannes Wicht (2005). « Simulation of equatorial and high-latitude jets on Jupiter in a deep convection model ». In : *Nat* 438.7065, p. 193-196. DOI : [10.1038/nature04208](https://doi.org/10.1038/nature04208).
- Held, Isaac M. et Max J. Suarez (1994). « A Proposal for the Intercomparison of the Dynamical Cores of Atmospheric General Circulation Models. » In : *Bulletin of the American Meteorological Society* 75.10, p. 1825-1830. DOI : [10.1175/1520-0477\(1994\)075<1825:APFTIO>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0477(1994)075<1825:APFTIO>2.0.CO;2).
- Herbert, Floyd, B. R. Sandel, R. V. Yelle, J. B. Holberg, A. L. Broadfoot, D. E. Shemansky, S. K. Atreya et P. N. Romani (1987). « The upper atmosphere of Uranus : EUV occultations observed by Voyager 2 ». In : *Journal of Geophysical Research* 92.A13, p. 15093-15109. DOI : [10.1029/JA092iA13p15093](https://doi.org/10.1029/JA092iA13p15093).
- Herzberg, G. (1952). « Spectroscopic evidence of molecular hydrogen in the atmospheres of Uranus and Neptune ». In : *Astrophysical Journal* 115, p. 337-340. DOI : [10.1086/145552](https://doi.org/10.1086/145552).
- Hinson, David P. et Julio A. Magalhaes (1991). « Equatorial waves in the stratosphere of Uranus ». In : *Icarus* 94.1, p. 64-91. DOI : [10.1016/0019-1035\(91\)90141-F](https://doi.org/10.1016/0019-1035(91)90141-F).
- Hirota, I. (1980). « Observational evidence of the semiannual oscillation in the tropical middle atmosphere - A review ». In : *Pure and Applied Geophysics* 118.1-2, p. 217-238. DOI : [10.1007/BF01586452](https://doi.org/10.1007/BF01586452).
- Hirota, Isamu (1978). « Equatorial Waves in the Upper Stratosphere and Mesosphere in Relation to the Semiannual Oscillation of the Zonal Wind. » In : *Journal of Atmospheric Sciences* 35.4, p. 714-722. DOI : [10.1175/1520-0469\(1978\)035<0714:EWITUS>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1978)035<0714:EWITUS>2.0.CO;2).
- Hirschfelder, Joseph Oakland, Charles F. Curtiss et R. Byron Bird (1964). *Molecular theory of gases and liquids*.
- Hofstadter, Mark D. et Bryan J. Butler (2003). « Seasonal change in the deep atmosphere of Uranus ». In : *Icarus* 165.1, p. 168-180. DOI : [10.1016/S0019-1035\(03\)00174-X](https://doi.org/10.1016/S0019-1035(03)00174-X).
- Holton, J. R. (1990). « On the Global Exchange of Mass between the Stratosphere and Troposphere ». In : *Journal of Atmospheric Sciences* 47.3, p. 392-395. DOI : [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1990\)047<0392:OTGEOM>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1990)047<0392:OTGEOM>2.0.CO;2). URL : https://journals.ametsoc.org/view/journals/atsc/47/3/1520-0469_1990_047_0392_otgeom_2_0_co_2.xml.

- Holton, J. R. (2002). « The Tropical Tropopause Layer, The Quasibiennial Oscillation, and Stratospheric Dehydration ». In : *EGS General Assembly Conference Abstracts*. EGS General Assembly Conference Abstracts, 119, p. 119.
- Holton, James R. (2004). *An introduction to dynamic meteorology*. Sous la dir. de Renata Dmowska et James R. Holton. 4^e éd. International Geophysics Series. Burlington, MA : Elsevier Academic Press, p. 535. ISBN : 9780123540157. URL : <http://books.google.com/books?id=fhW5oDv3EPsC>.
- Hopkins, Robert H. (1975). « Evidence of Polar-Tropical Coupling in Upper Stratospheric Zonal Wind Anomalies ». In : *Journal of Atmospheric Sciences* 32.4, p. 712-719. DOI : [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1975\)032<0712:EOPTCI>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1975)032<0712:EOPTCI>2.0.CO;2). URL : https://journals.ametsoc.org/view/journals/atsc/32/4/1520-0469_1975_032_0712_eoptci_2_0_co_2.xml.
- Horinouchi, Takeshi (2002). « Mesoscale Variability of Tropical Precipitation : Validation of Satellite Estimates of Wave Forcing Using TOGA COARE Radar Data. » In : *Journal of Atmospheric Sciences* 59.16, p. 2428-2437. DOI : [10.1175/1520-0469\(2002\)059<2428:MVOTPV>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(2002)059<2428:MVOTPV>2.0.CO;2).
- Horinouchi, Takeshi et Shigeo Yoden (1998). « Wave-Mean Flow Interaction Associated with a QBO-like Oscillation Simulated in a Simplified GCM. » In : *Journal of Atmospheric Sciences* 55.4, p. 502-526. DOI : [10.1175/1520-0469\(1998\)055<0502:WMFIAW>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1998)055<0502:WMFIAW>2.0.CO;2).
- Hoskins, Brian J. (1991). « Towards a PV- θ view of the general circulation ». In : *Tellus B* 43.4, p. 27-35. DOI : <https://doi.org/10.1034/j.1600-0889.1991.t01-3-00005.x>. eprint : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1034/j.1600-0889.1991.t01-3-00005.x>. URL : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1034/j.1600-0889.1991.t01-3-00005.x>.
- Hourdin, Frédéric, Phu Le van, François Forget et Olivier Talagrand (1993). « Meteorological Variability and the Annual Surface Pressure Cycle on Mars. » In : *Journal of Atmospheric Sciences* 50.21, p. 3625-3640. DOI : [10.1175/1520-0469\(1993\)050<3625:MVATAS>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1993)050<3625:MVATAS>2.0.CO;2).
- Hourdin, Frédéric, Oliver Talagrand, Robert Sadourny, Régis Courtin, Daniel Gautier et Christopher P. McKay (1995). « Numerical simulation of the general circulation of the atmosphere of Titan. » In : *Icarus* 117.2, p. 358-374. DOI : [10.1006/icar.1995.1162](https://doi.org/10.1006/icar.1995.1162).
- Hsu, Danley C., Eric B. Ford, Darin Ragozzine et Keir Ashby (2019). « Occurrence Rates of Planets Orbiting FGK Stars : Combining Kepler DR25, Gaia DR2, and Bayesian Inference ». In : *Astronomical Journal* 158.3, 109, p. 109. DOI : [10.3847/1538-3881/ab31ab](https://doi.org/10.3847/1538-3881/ab31ab). arXiv : [1902.01417 \[astro-ph.EP\]](https://arxiv.org/abs/1902.01417).
- Huber, K. P. et G. Herzberg (1979). « Constants of diatomic molecules ». In : *Molecular Spectra and Molecular Structure : IV. Constants of Diatomic Molecules*. Boston, MA : Springer US, p. 8-689. ISBN : 978-1-4757-0961-2. DOI : [10.1007/978-1-4757-0961-2_2](https://doi.org/10.1007/978-1-4757-0961-2_2). URL : https://doi.org/10.1007/978-1-4757-0961-2_2.
- Hueso, R., 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. Ordóñez-Etxebarria, 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 et R. Riddle (2017). « Neptune long-lived atmospheric features in 2013-2015 from small (28-cm) to large (10-m) telescopes ». In : *Icarus* 295, p. 89-109. DOI : [10.1016/j.icarus.2017.06.009](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2017.06.009). arXiv : [1709.08854](https://arxiv.org/abs/1709.08854) [astro-ph.EP].
- Humbert, Pierre (1937). *De Mercure a Pluton ; planetes et satellites*.
- Hurly, John et Mehl James B. (2007). *⁴He Thermophysical Properties : New Ab Initio Calculations*. en.
- Irwin, P. G. J., C. de Bergh, R. Courtin, B. Bézard, N. A. Teanby, G. R. Davis, L. N. Fletcher, G. S. Orton, S. B. Calcutt, D. Tice et J. Hurley (2012). « The application of new methane line absorption data to Gemini-N/NIFS and KPNO/FTS observations of Uranus' near-infrared spectrum ». In : *Icarus* 220.2, p. 369-382. DOI : [10.1016/j.icarus.2012.05.017](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2012.05.017).
- Irwin, P. G. J., L. N. Fletcher, P. L. Read, D. Tice, I. de Pater, G. S. Orton, N. A. Teanby et G. R. Davis (2016). « Spectral analysis of Uranus' 2014 bright storm with VLT/SINFONI ». In : *Icarus* 264, p. 72-89. DOI : [10.1016/j.icarus.2015.09.010](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2015.09.010). arXiv : [1510.02274](https://arxiv.org/abs/1510.02274) [astro-ph.EP].
- Irwin, P. G. J., N. A. Teanby et G. R. Davis (2010). « Revised vertical cloud structure of Uranus from UKIRT/UIST observations and changes seen during Uranus' Northern Spring Equinox from 2006 to 2008 : Application of new methane absorption data and comparison with Neptune ». In : *Icarus* 208.2, p. 913-926. DOI : [10.1016/j.icarus.2010.03.017](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2010.03.017).
- Irwin, P. G. J., N. A. Teanby, G. R. Davis, L. N. Fletcher, G. S. Orton, D. Tice, J. Hurley et S. B. Calcutt (2011). « Multispectral imaging observations of Neptune's cloud structure with Gemini-North ». In : *Icarus* 216.1, p. 141-158. DOI : [10.1016/j.icarus.2011.08.005](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2011.08.005).
- Irwin, P. G. J., N. A. Teanby, L. N. Fletcher, D. Toledo, G. S. Orton, M. H. Wong, M. T. Roman, S. Pérez-Hoyos, A. James et J. Dobinson (2022). « Hazy Blue Worlds : A Holistic Aerosol Model for Uranus and Neptune, Including Dark Spots ». In : *Journal of Geophysical Research (Planets)* 127.6, e07189, e07189. DOI : [10.1029/2022JE007189](https://doi.org/10.1029/2022JE007189). arXiv : [2201.04516](https://arxiv.org/abs/2201.04516) [astro-ph.EP].
- Irwin, P. G. J., D. S. Tice, L. N. Fletcher, J. K. Barstow, N. A. Teanby, G. S. Orton et G. R. Davis (2015). « Reanalysis of Uranus' cloud scattering properties from IRTF/SpeX observations using a self-consistent scattering cloud retrieval scheme ». In : *Icarus* 250, p. 462-476. DOI : [10.1016/j.icarus.2014.12.020](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2014.12.020). arXiv : [1601.02814](https://arxiv.org/abs/1601.02814) [astro-ph.EP].
- Irwin, Patrick G. J. (2009). *Giant Planets of Our Solar System*. DOI : [10.1007/978-3-540-85158-5](https://doi.org/10.1007/978-3-540-85158-5).
- Irwin, Patrick G. J., Jack Dobinson, Arjuna James, Daniel Toledo, Nicholas A. Teanby, Leigh N. Fletcher, Glenn S. Orton et Santiago Pérez-Hoyos (2021). « Latitudinal variation of methane mole fraction above clouds in Neptune's atmosphere from

- VLT/MUSE-NFM : Limb-darkening reanalysis ». In : *Icarus* 357, 114277, p. 114277. DOI : [10.1016/j.icarus.2020.114277](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2020.114277). arXiv : [2101.01063](https://arxiv.org/abs/2101.01063) [astro-ph.EP].
- Irwin, Patrick G. J., Daniel Toledo, Ashwin S. Braude, Roland Bacon, Peter M. Weillbacher, Nicholas A. Teanby, Leigh N. Fletcher et Glenn S. Orton (2019a). « Latitudinal variation in the abundance of methane (CH₄) above the clouds in Neptune's atmosphere from VLT/MUSE Narrow Field Mode Observations ». In : *Icarus* 331, p. 69-82. DOI : [10.1016/j.icarus.2019.05.011](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2019.05.011). arXiv : [1905.03516](https://arxiv.org/abs/1905.03516) [astro-ph.EP].
- Irwin, Patrick G. J., Daniel Toledo, Ryan Garland, Nicholas A. Teanby, Leigh N. Fletcher, Glenn S. Orton et Bruno Bézard (2019b). « Probable detection of hydrogen sulphide (H₂S) in Neptune's atmosphere ». In : *Icarus* 321, p. 550-563. DOI : [10.1016/j.icarus.2018.12.014](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2018.12.014). arXiv : [1812.05382](https://arxiv.org/abs/1812.05382) [astro-ph.EP].
- Irwin, Patrick G. J., Michael H. Wong, Amy A. Simon, G. S. Orton et Daniel Toledo (2017). « HST/WFC3 observations of Uranus' 2014 storm clouds and comparison with VLT/SINFONI and IRTF/Spex observations ». In : *Icarus* 288, p. 99-119. DOI : [10.1016/j.icarus.2017.01.031](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2017.01.031). arXiv : [1611.03257](https://arxiv.org/abs/1611.03257) [astro-ph.EP].
- Jäger, C., H. Mutschke et Th. Henning (1998). « Optical properties of carbonaceous dust analogues ». In : *Astronomy and Astrophysics* 332, p. 291-299.
- Karkoschka, Erich (1994). « Spectrophotometry of the Jovian Planets and Titan at 300- to 1000-nm Wavelength : The Methane Spectrum ». In : *Icarus* 111.1, p. 174-192. DOI : [10.1006/icar.1994.1139](https://doi.org/10.1006/icar.1994.1139).
- Karkoschka, Erich (1997). « Rings and Satellites of Uranus : Colorful and Not So Dark ». In : *Icarus* 125.2, p. 348-363. DOI : [10.1006/icar.1996.5631](https://doi.org/10.1006/icar.1996.5631).
- Karkoschka, Erich (1998). « Clouds of High Contrast on Uranus ». In : *Science* 280, p. 570. DOI : [10.1126/science.280.5363.570](https://doi.org/10.1126/science.280.5363.570).
- Karkoschka, Erich (2011). « Neptune's rotational period suggested by the extraordinary stability of two features ». In : *Icarus* 215.1, p. 439-448. DOI : [10.1016/j.icarus.2011.05.013](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2011.05.013).
- Karkoschka, Erich (2015). « Uranus' southern circulation revealed by Voyager 2 : Unique characteristics ». In : *Icarus* 250, p. 294-307. DOI : [10.1016/j.icarus.2014.12.003](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2014.12.003).
- Karkoschka, Erich et Martin Tomasko (2009). « The haze and methane distributions on Uranus from HST-STIS spectroscopy ». In : *Icarus* 202.1, p. 287-309. DOI : [10.1016/j.icarus.2009.02.010](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2009.02.010).
- Karkoschka, Erich et Martin G. Tomasko (2011). « The haze and methane distributions on Neptune from HST-STIS spectroscopy ». In : *Icarus* 211.1, p. 780-797. DOI : [10.1016/j.icarus.2010.08.013](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2010.08.013).
- Kasahara, Akira (1974). « Various Vertical Coordinate Systems Used for Numerical Weather Prediction ». In : *Monthly Weather Review* 102.7, p. 509-522. DOI : [https://doi.org/10.1175/1520-0493\(1974\)102<0509:VVCSUF>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0493(1974)102<0509:VVCSUF>2.0.CO;2). URL : https://journals.ametsoc.org/view/journals/mwre/102/7/1520-0493_1974_102_0509_vvcsuf_2_0_co_2.xml.
- Kaspi, Yohai, Adam P. Showman, William B. Hubbard, Oded Aharonson et Ravit Helled (2013). « Atmospheric confinement of jet streams on Uranus and Neptune ». In : *Nature* 497.7449, p. 344-347. DOI : [10.1038/nature12131](https://doi.org/10.1038/nature12131).

- Khare, B. N., C. Sagan, E. T. Arakawa, F. Suits, T. A. Callcott et M. W. Williams (1984). « Optical constants of organic tholins produced in a simulated Titanian atmosphere : From soft x-ray to microwave frequencies ». In : *Icarus* 60.1, p. 127-137. DOI : [10.1016/0019-1035\(84\)90142-8](https://doi.org/10.1016/0019-1035(84)90142-8).
- Khare, B. N., W. R. Thompson, L. Cheng, C. Chyba, C. Sagan, E. T. Arakawa, C. Meisse et P. S. Tuminello (1993). « Production and Optical Constants of Ice Tholin from Charged Particle Irradiation of (1 :6) C₂H₆/H₂O at 77 K ». In : *Icarus* 103.2, p. 290-300. DOI : [10.1006/icar.1993.1071](https://doi.org/10.1006/icar.1993.1071).
- Kinnersley, Jonathan S. et Steven Pawson (1996). « The Descent Rates of the Shear Zones of the Equatorial QBO. » In : *Journal of Atmospheric Sciences* 53.14, p. 1937-1949. DOI : [10.1175/1520-0469\(1996\)053<1937:TDR0TS>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1996)053<1937:TDR0TS>2.0.CO;2).
- Kite, Edwin S., Jr. Fegley Bruce, Laura Schaefer et Eric B. Ford (2019). « Superabundance of Exoplanet Sub-Neptunes Explained by Fugacity Crisis ». In : *Astrophysical Journal, Letters* 887.2, L33, p. L33. DOI : [10.3847/2041-8213/ab59d9](https://doi.org/10.3847/2041-8213/ab59d9). arXiv : [1912.02701 \[astro-ph.EP\]](https://arxiv.org/abs/1912.02701).
- Kite, Edwin S., Jr. Fegley Bruce, Laura Schaefer et Eric B. Ford (2020). « Atmosphere Origins for Exoplanet Sub-Neptunes ». In : *Astrophysical Journal* 891.2, 111, p. 111. DOI : [10.3847/1538-4357/ab6ffb](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab6ffb). arXiv : [2001.09269 \[astro-ph.EP\]](https://arxiv.org/abs/2001.09269).
- Kuroda, Takeshi, Alexander S. Medvedev, Paul Hartogh et Masaaki Takahashi (2009). « Correction to “Semiannual oscillations in the atmosphere of Mars” ». In : *Geophysical Research Letters* 36.1. DOI : <https://doi.org/10.1029/2008GL037046>. eprint : <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/2008GL037046>. URL : <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2008GL037046>.
- Lacis, A. A. et V. Oinas (1991). « A description of the correlated-k distribution method for modelling nongray gaseous absorption, thermal emission, and multiple scattering in vertically inhomogeneous atmospheres ». In : *Journal of Geophysical Research* 96, p. 9027-9064. DOI : [10.1029/90JD01945](https://doi.org/10.1029/90JD01945).
- Lacis, Andrew A. et James Hansen (1974). « A Parameterization for the Absorption of Solar Radiation in the Earth’s Atmosphere. » In : *Journal of Atmospheric Sciences* 31.1, p. 118-133. DOI : [10.1175/1520-0469\(1974\)031<0118:APFTA0>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1974)031<0118:APFTA0>2.0.CO;2).
- Lane, Arthur L., Charles W. Hord, Robert A. West, Larry W. Esposito, Karen E. Simmons, Robert M. Nelson, Brad D. Wallis, Bonnie J. Buratti, Linda J. Horn, Amara L. Graps et Wayne R. Pryor (1986). « Photometry from Voyager 2 : Initial Results from the Uranian Atmosphere, Satellites, and Rings ». In : *Science* 233.4759, p. 65-70. DOI : [10.1126/science.233.4759.65](https://doi.org/10.1126/science.233.4759.65).
- Lebonnois, Sébastien, Frédéric Hourdin, Vincent Eymet, Audrey Cresspin, Richard Fournier et François Forget (2010). « Superrotation of Venus’ atmosphere analyzed with a full general circulation model ». In : *Journal of Geophysical Research (Planets)* 115.E6, E06006, E06006. DOI : [10.1029/2009JE003458](https://doi.org/10.1029/2009JE003458).
- Lellouch, E., P. Hartogh, H. Feuchtgruber, B. Vandenbussche, T. de Graauw, R. Moreno, C. Jarchow, T. Cavalié, G. Orton, M. Banaszekiewicz, M. I. Blecka, D. Bockelée-Morvan, J. Crovisier, T. Encrenaz, T. Fulton, M. Küppers, L. M. Lara, D. C. Lis, A. S.

- Medvedev, M. Rengel, H. Sagawa, B. Swinyard, S. Szutowicz, F. Bensch, E. Bergin, F. Billebaud, N. Biver, G. A. Blake, J. A. D. L. Blommaert, J. Cernicharo, R. Courtin, G. R. Davis, L. Decin, P. Encrenaz, A. Gonzalez, E. Jehin, M. Kidger, D. Naylor, G. Portyankina, R. Schieder, S. Sidher, N. Thomas, M. de Val-Borro, E. Verdugo, C. Waelkens, H. Walker, H. Aarts, C. Comito, J. H. Kawamura, A. Maestrini, T. Peacocke, R. Teipen, T. Tils et K. Wildeman (2010). « First results of Herschel-PACS observations of Neptune ». In : *Astronomy and Astrophysics* 518, L152, p. L152. DOI : [10.1051/0004-6361/201014600](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201014600). arXiv : [1006.0114](https://arxiv.org/abs/1006.0114) [[astro-ph.EP](#)].
- Lellouch, E., R. Moreno, G. S. Orton, H. Feuchtgruber, T. Cavalié, J. I. Moses, P. Hartogh, C. Jarchow et H. Sagawa (2015). « New constraints on the CH₄ vertical profile in Uranus and Neptune from Herschel observations ». In : *Astronomy and Astrophysics* 579, A121, A121. DOI : [10.1051/0004-6361/201526518](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201526518).
- Leovy, Conway B., A. J. Friedson et Glenn S. Orton (1991). « The quasiquadrennial oscillation of Jupiter's equatorial stratosphere ». In : *Nature* 354.6352, p. 380-382. DOI : [10.1038/354380a0](https://doi.org/10.1038/354380a0).
- Levison, Harold F., Alessandro Morbidelli, Kleomenis Tsiganis, David Nesvorný et Rodney Gomes (2011). « Late Orbital Instabilities in the Outer Planets Induced by Interaction with a Self-gravitating Planetesimal Disk ». In : *Astronomical Journal* 142.5, 152, p. 152. DOI : [10.1088/0004-6256/142/5/152](https://doi.org/10.1088/0004-6256/142/5/152).
- Levison, Harold F., Alessandro Morbidelli, Christa Van Laerhoven, Rodney Gomes et Kleomenis Tsiganis (2008). « Origin of the structure of the Kuiper belt during a dynamical instability in the orbits of Uranus and Neptune ». In : *Icarus* 196.1, p. 258-273. DOI : [10.1016/j.icarus.2007.11.035](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2007.11.035). arXiv : [0712.0553](https://arxiv.org/abs/0712.0553) [[astro-ph](#)].
- Levison, Harold F. et Glen R. Stewart (2001). « Remarks on Modeling the Formation of Uranus and Neptune ». In : *Icarus* 153.1, p. 224-228. DOI : [10.1006/icar.2001.6672](https://doi.org/10.1006/icar.2001.6672).
- Li, Cheng, Tianhao Le, Xi Zhang et Yuk L. Yung (2018). « A high-performance atmospheric radiation package : With applications to the radiative energy budgets of giant planets ». In : *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 217, p. 353-362. DOI : [10.1016/j.jqsrt.2018.06.002](https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2018.06.002). arXiv : [1806.02573](https://arxiv.org/abs/1806.02573) [[astro-ph.EP](#)].
- Lian, Yuan et Adam P. Showman (2010). « Generation of equatorial jets by large-scale latent heating on the giant planets ». In : *Icarus* 207.1, p. 373-393. DOI : [10.1016/j.icarus.2009.10.006](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2009.10.006). arXiv : [0910.3065](https://arxiv.org/abs/0910.3065) [[astro-ph.EP](#)].
- Limaye, Sanjay S. et Lawrence A. Sromovsky (1991). « Winds of Neptune : Voyager observations of cloud motions ». In : *Journal of Geophysical Research* 96, p. 18941-18960. DOI : [10.1029/91JA01701](https://doi.org/10.1029/91JA01701).
- Lindal, G. F., J. R. Lyons, D. N. Sweetnam, V. R. Eshleman, D. P. Hinson et G. L. Tyler (1987). « The atmosphere of Uranus : Results of radio occultation measurements with Voyager 2 ». In : *Journal of Geophysical Research* 92.A13, p. 14987-15001. DOI : [10.1029/JA092iA13p14987](https://doi.org/10.1029/JA092iA13p14987).
- Lindal, G. F., D. N. Sweetnam et V. R. Eshleman (1985). « The atmosphere of Saturn - an analysis of the Voyager radio occultation measurements ». In : *Astronomical Journal* 90, p. 1136-1146. DOI : [10.1086/113820](https://doi.org/10.1086/113820).

- Lindal, Gunnar F. (1992). « The Atmosphere of Neptune : an Analysis of Radio Occultation Data Acquired with Voyager 2 ». In : *The Astronomical Journal* 103, p. 967. DOI : [10.1086/116119](https://doi.org/10.1086/116119).
- Lindzen, Richard S. et James R. Holton (1968). « A Theory of the Quasi-Biennial Oscillation. » In : *Journal of Atmospheric Sciences* 25.6, p. 1095-1107. DOI : [10.1175/1520-0469\(1968\)025<1095:ATOTQB>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1968)025<1095:ATOTQB>2.0.CO;2).
- Liu, Junjun et Tapio Schneider (2010). « Mechanisms of Jet Formation on the Giant Planets ». In : *Journal of Atmospheric Sciences* 67.11, p. 3652-3672. DOI : [10.1175/2010JAS3492.1](https://doi.org/10.1175/2010JAS3492.1). arXiv : [0910.3682](https://arxiv.org/abs/0910.3682) [astro-ph.EP].
- Lockwood, G. W. (2019). « Final compilation of photometry of Uranus and Neptune, 1972-2016. » In : *Icarus* 324, p. 77-85. DOI : [10.1016/j.icarus.2019.01.024](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2019.01.024).
- Lockwood, G. W. et Mikołaj Jerzykiewicz (2006). « Photometric variability of Uranus and Neptune, 1950 2004 ». In : *Icarus* 180.2, p. 442-452. DOI : [10.1016/j.icarus.2005.09.009](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2005.09.009).
- Luszcz-Cook, S. H., K. de Kleer, I. de Pater, M. Adamkovics et H. B. Hammel (2016). « Retrieving Neptune’s aerosol properties from Keck OSIRIS observations. I. Dark regions ». In : *Icarus* 276, p. 52-87. DOI : [10.1016/j.icarus.2016.04.032](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2016.04.032). arXiv : [1706.05049](https://arxiv.org/abs/1706.05049) [astro-ph.EP].
- Luszcz-Cook, S. H., I. de Pater, M. Adamkovics et H. B. Hammel (2010). « Seeing double at Neptune’s south pole ». In : *Icarus* 208.2, p. 938-944. DOI : [10.1016/j.icarus.2010.03.007](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2010.03.007). arXiv : [1003.3240](https://arxiv.org/abs/1003.3240) [astro-ph.EP].
- Luszcz-Cook, Statia Honora (2012). « Millimeter and Near-Infrared Observations of Neptune’s Atmospheric Dynamics ». Thèse de doct. University of California, Berkeley.
- Margolis, J. S. (1993). « Measurement of hydrogen-broadened methane lines in the ν_4 band at 296 and 200K. » In : *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 50.4, p. 431-441. DOI : [10.1016/0022-4073\(93\)90073-Q](https://doi.org/10.1016/0022-4073(93)90073-Q).
- Marley, Mark S. et Christopher P. McKay (1999). « Thermal Structure of Uranus’ Atmosphere ». In : *Icarus* 138.2, p. 268-286. DOI : [10.1006/icar.1998.6071](https://doi.org/10.1006/icar.1998.6071).
- Marten, A., D. Gautier, T. Owen, D. B. Sanders, H. E. Matthews, S. K. Atreya, R. P. J. Tilanus et J. R. Deane (1993). « First Observations of CO and HCN on Neptune and Uranus at Millimeter Wavelengths and Their Implications for Atmospheric Chemistry ». In : *Astrophysical Journal* 406, p. 285. DOI : [10.1086/172440](https://doi.org/10.1086/172440).
- Marten, A., H. E. Matthews, T. Owen, R. Moreno, T. Hidayat et Y. Biraud (2005). « Improved constraints on Neptune’s atmosphere from submillimetre-wavelength observations ». In : *Astronomy and Astrophysics* 429, p. 1097-1105. DOI : [10.1051/0004-6361:20041695](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20041695).
- Martin, Shuleen Chau, Imke de Pater et Philip Marcus (2012). « Neptune’s zonal winds from near-IR Keck adaptive optics imaging in August 2001 ». In : *Astrophysics and Space Science* 337.1, p. 65-78. DOI : [10.1007/s10509-011-0847-y](https://doi.org/10.1007/s10509-011-0847-y).
- Martonchik, John V. et Glenn S. Orton (1994). « Optical constants of liquid and solid methane ». In : *Ao* 33.36, p. 8306-8317. DOI : [10.1364/AO.33.008306](https://doi.org/10.1364/AO.33.008306).
- Mason, E. A. et S. C. Saxena (1959). « Thermal Conductivity of Multicomponent Gas Mixtures. II ». In : *The Journal of Chemical Physics* 31.2, p. 511-514. DOI : [10.1063/1.1729881](https://doi.org/10.1063/1.1729881).

- 1063/1.1730386. eprint : <https://doi.org/10.1063/1.1730386>. URL : <https://doi.org/10.1063/1.1730386>.
- Massie, S. T. et D. M. Hunten (1982). « Conversion of para and ortho hydrogen in the Jovian planets ». In : *Icarus* 49.2, p. 213-226. DOI : [10.1016/0019-1035\(82\)90073-2](https://doi.org/10.1016/0019-1035(82)90073-2).
- Mayor, Michel et Didier Queloz (1995). « A Jupiter-mass companion to a solar-type star ». In : *Nature* 378.6555, p. 355-359. DOI : [10.1038/378355a0](https://doi.org/10.1038/378355a0).
- McDowell, Robin S. (1987). « Rotational partition functions for spherical-top molecules ». In : *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 38.5, p. 337-346. ISSN : 0022-4073. DOI : [https://doi.org/10.1016/0022-4073\(87\)90028-8](https://doi.org/10.1016/0022-4073(87)90028-8). URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0022407387900288>.
- McIntyre, M. E. (1980). « An introduction to the generalized Lagrangian-mean description of wave, mean-flow interaction ». In : *Pure and Applied Geophysics* 118.1, p. 152-176. DOI : [10.1007/BF01586449](https://doi.org/10.1007/BF01586449).
- Meador, W. E. et W. R. Weaver (1980). « Two-stream approximations to radiative transfer in planetary atmospheres : a unified description of existing methods and a new improvement. » In : *Journal of Atmospheric Sciences* 37, p. 630-643. DOI : [10.1175/1520-0469\(1980\)037<0630:TSATRT>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1980)037<0630:TSATRT>2.0.CO;2).
- Mehl, James B., Marcia L. Huber et Allan H. Harvey (2010). « Ab Initio Transport Coefficients of Gaseous Hydrogen ». In : *International Journal of Thermophysics* 31.4-5, p. 740-755. DOI : [10.1007/s10765-009-0697-9](https://doi.org/10.1007/s10765-009-0697-9).
- Melin, Henrik, L. N. Fletcher, T. S. Stallard, S. Miller, L. M. Trafton, L. Moore, J. O'Donoghue, R. J. Vervack, N. Dello Russo, L. Lamy, C. Tao et M. N. Chowdhury (2019). « The H₃⁺ ionosphere of Uranus : decades-long cooling and local-time morphology ». In : *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A* 377.2154, 20180408, p. 20180408. DOI : [10.1098/rsta.2018.0408](https://doi.org/10.1098/rsta.2018.0408).
- Molter, Edward, 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 et Feige Wang (2019). « Analysis of Neptune's 2017 bright equatorial storm ». In : *Icarus* 321, p. 324-345. DOI : [10.1016/j.icarus.2018.11.018](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2018.11.018). arXiv : [1811.08468](https://arxiv.org/abs/1811.08468) [astro-ph.EP].
- Moore, L., J. I. Moses, H. Melin, T. S. Stallard et J. O'Donoghue (2020). « Atmospheric implications of the lack of H₃⁺ detection at Neptune ». In : *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A* 378.2187, 20200100, p. 20200100. DOI : [10.1098/rsta.2020.0100](https://doi.org/10.1098/rsta.2020.0100).
- Morbidelli, A., H. F. Levison, K. Tsiganis et R. Gomes (2005). « Chaotic capture of Jupiter's Trojan asteroids in the early Solar System ». In : *Nature* 435.7041, p. 462-465. DOI : [10.1038/nature03540](https://doi.org/10.1038/nature03540).
- Morbidelli, Alessandro, Kleomenis Tsiganis, Aurélien Crida, Harold F. Levison et Rodney Gomes (2007). « Dynamics of the Giant Planets of the Solar System in the Gaseous Protoplanetary Disk and Their Relationship to the Current Orbital Architecture ».

- In : *Astronomical Journal* 134.5, p. 1790-1798. DOI : [10.1086/521705](https://doi.org/10.1086/521705). arXiv : [0706.1713](https://arxiv.org/abs/0706.1713) [astro-ph].
- Moses, J. I., T. Cavalié, L. N. Fletcher et M. T. Roman (2020). « Atmospheric chemistry on Uranus and Neptune ». In : *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A* 378.2187, 20190477, p. 20190477. DOI : [10.1098/rsta.2019.0477](https://doi.org/10.1098/rsta.2019.0477). arXiv : [2006.11367](https://arxiv.org/abs/2006.11367) [astro-ph.EP].
- Moses, J. I., T. Fouchet, B. Bézard, G. R. Gladstone, E. Lellouch et H. Feuchtgruber (2005). « Photochemistry and diffusion in Jupiter's stratosphere : Constraints from ISO observations and comparisons with other giant planets ». In : *Journal of Geophysical Research (Planets)* 110.E8, E08001, E08001. DOI : [10.1029/2005JE002411](https://doi.org/10.1029/2005JE002411).
- Moses, Julianne I., Mark Allen et Yuk L. Yung (1989). « Neptune's visual albedo variations over a solar cycle : A pre-Voyager look at ion-induced nucleation and cloud formation in Neptune's troposphere ». In : *Geophysics Research Letters* 16.12, p. 1489-1492. DOI : [10.1029/GL016i012p01489](https://doi.org/10.1029/GL016i012p01489).
- Moses, Julianne I., Leigh N. Fletcher, Thomas K. Greathouse, Glenn S. Orton et Vincent Hue (2018). « Seasonal stratospheric photochemistry on Uranus and Neptune ». In : *Icarus* 307, p. 124-145. DOI : [10.1016/j.icarus.2018.02.004](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2018.02.004). arXiv : [1803.10338](https://arxiv.org/abs/1803.10338) [astro-ph.EP].
- Moses, Julianne I., Kathy Rages et James B. Pollack (1995). « An analysis of Neptune's stratospheric haze using high-phase-angle voyager images. » In : *Icarus* 113.2, p. 232-266. DOI : [10.1006/icar.1995.1022](https://doi.org/10.1006/icar.1995.1022).
- Mousis, O., D. H. Atkinson, T. Cavalié, L. N. Fletcher, M. J. Amato, S. Aslam, F. Ferri, J. -B. Renard, T. Spilker, E. Venkatapathy, P. Wurz, K. Aplin, A. Coustenis, M. Deleuil, M. Dobrijevic, T. Fouchet, T. Guillot, P. Hartogh, T. Hewagama, M. D. Hofstadter, V. Hue, R. Hueso, J. -P. Lebreton, E. Lellouch, J. Moses, G. S. Orton, J. C. Pearl, A. Sánchez-Lavega, A. Simon, O. Venot, J. H. Waite, R. K. Achterberg, S. Atreya, F. Billebaud, M. Blanc, F. Borget, B. Brugger, S. Charnoz, T. Chiavassa, V. Cottini, L. d'Hendecourt, G. Danger, T. Encrenaz, N. J. P. Gorius, L. Jorda, B. Marty, R. Moreno, A. Morse, C. Nixon, K. Reh, T. Ronnet, F. -X. Schmider, S. Sheridan, C. Sotin, P. Vernazza et G. L. Villanueva (2018). « Scientific rationale for Uranus and Neptune in situ explorations ». In : *Planetary Space Science* 155, p. 12-40. DOI : [10.1016/j.pss.2017.10.005](https://doi.org/10.1016/j.pss.2017.10.005). arXiv : [1708.00235](https://arxiv.org/abs/1708.00235) [astro-ph.EP].
- Nesvorný, David (2011). « Young Solar System's Fifth Giant Planet ? » In : *Astrophysical Journal, Letters* 742.2, L22, p. L22. DOI : [10.1088/2041-8205/742/2/L22](https://doi.org/10.1088/2041-8205/742/2/L22). arXiv : [1109.2949](https://arxiv.org/abs/1109.2949) [astro-ph.EP].
- Nettelmann, N., R. Helled, J. J. Fortney et R. Redmer (2013). « New indication for a dichotomy in the interior structure of Uranus and Neptune from the application of modified shape and rotation data ». In : *Planetary Space Science* 77, p. 143-151. DOI : [10.1016/j.pss.2012.06.019](https://doi.org/10.1016/j.pss.2012.06.019). arXiv : [1207.2309](https://arxiv.org/abs/1207.2309) [astro-ph.EP].
- Newburn R. L., Jr. et S. Gulkis (1973). « A survey of the outer planets Jupiter, Saturn, Uranus, Neptune, Pluto, and their satellites ». In : *Space Science Reviews* 14.2, p. 179-271. DOI : [10.1007/BF02432098](https://doi.org/10.1007/BF02432098).

- O'Donoghue, J., L. Moore, T. Bhakyaipabul, H. Melin, T. Stallard, J. E. P. Connerney et C. Tao (2021). « Global upper-atmospheric heating on Jupiter by the polar aurorae ». In : *Nature* 596.7870, p. 54-57. DOI : [10.1038/s41586-021-03706-w](https://doi.org/10.1038/s41586-021-03706-w).
- Ockert, Maureen E., Jeffrey N. Cuzzi, Carolyn C. Porco et Torrence V. Johnson (1987). « Uranian ring photometry : Results from Voyager 2 ». In : *Journal of Geophysical Research* 92.A13, p. 14969-14978. DOI : [10.1029/JA092iA13p14969](https://doi.org/10.1029/JA092iA13p14969).
- Orton, G. S., T. Encrenaz, C. Leyrat, R. Puetter et A. J. Friedson (2007). « Evidence for methane escape and strong seasonal and dynamical perturbations of Neptune's atmospheric temperatures ». In : *Astronomy and Astrophysics* 473.1, p. L5-L8. DOI : [10.1051/0004-6361:20078277](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20078277).
- Orton, G. S., 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 et M. Shure (1991). « Thermal maps of Jupiter - Spatial organization and time dependence of stratospheric temperatures, 1980 to 1990 ». In : *Science* 252.5005, p. 537-542. DOI : [10.1126/science.252.5005.537](https://doi.org/10.1126/science.252.5005.537).
- Orton, G. S., M. J. Griffin, P. A. R. Ade, I. G. Nolt, J. V. Radostitz, E. I. Robson et W. K. Gear (1986). « Submillimeter and millimeter observations of Uranus and Neptune ». In : *Icarus* 67.2, p. 289-304. DOI : [10.1016/0019-1035\(86\)90110-7](https://doi.org/10.1016/0019-1035(86)90110-7).
- Orton, Glenn S., Leigh N. Fletcher, Therese Encrenaz, Cedric Leyrat, Henry G. Roe, Takuya Fujiyoshi et Eric Pantin (2015). « Thermal imaging of Uranus : Upper-tropospheric temperatures one season after Voyager ». In : *Icarus* 260, p. 94-102. DOI : [10.1016/j.icarus.2015.07.004](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2015.07.004).
- Orton, Glenn S., Leigh N. Fletcher, Junjun Liu, Tapio Schneider, Padma A. Yanamandra-Fisher, Imke de Pater, Michelle Edwards, Thomas R. Geballe, Heidi B. Hammel, Takuya Fujiyoshi, Therese Encrenaz, Eric Pantin, Olivier Mousis et Tetsuharu Fuse (2012). « Recovery and characterization of Neptune's near-polar stratospheric hot spot ». In : *Planetary Space Science* 61.1, p. 161-167. DOI : [10.1016/j.pss.2011.06.013](https://doi.org/10.1016/j.pss.2011.06.013).
- Orton, Glenn S., Leigh N. Fletcher, Julianne I. Moses, Amy K. Mainzer, Dean Hines, Heidi B. Hammel, F. Javier Martin-Torres, Martin Burgdorf, Cecile Merlet et Michael R. Line (2014). « Mid-infrared spectroscopy of Uranus from the Spitzer Infrared Spectrometer : 1. Determination of the mean temperature structure of the upper troposphere and stratosphere ». In : *Icarus* 243, p. 494-513. DOI : [10.1016/j.icarus.2014.07.010](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2014.07.010). arXiv : [1407.2120](https://arxiv.org/abs/1407.2120) [astro-ph.EP].
- Orton, Glenn S., A. James Friedson, Padmavati A. Yanamandra-Fisher, John Caldwell, Heidi B. Hammel, Kevin H. Baines, Jay T. Bergstralh, Terry Z. Martin, Robert A. West, Jr. Veeder Glenn J., David K. Lynch, Ray Russell, Michael E. Malcom, William F. Golisch, David M. Griep, Charles D. Kaminski, Alan T. Tokunaga, Thomas Herbst et Mark Shure (1994). « Spatial Organization and Time Dependence of Jupiter's Tropospheric Temperatures, 1980-1993 ». In : *Science* 265.5172, p. 625-631. DOI : [10.1126/science.265.5172.625](https://doi.org/10.1126/science.265.5172.625).
- Orton, Glenn S., Padma A. Yanamandra-Fisher, Brendan M. Fisher, A. James Friedson, Paul D. Parrish, Jesse F. Nelson, Amber Swenson Bauermeister, Leigh Fletcher, Da-

- niel 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 et Eric Tollestrup (2008). « Semi-annual oscillations in Saturn's low-latitude stratospheric temperatures ». In : *Nature* 453.7192, p. 196-199. DOI : [10.1038/nature06897](https://doi.org/10.1038/nature06897).
- Panetta, R. Lee (1993). « Zonal Jets in Wide Baroclinically Unstable Regions : Persistence and Scale Selection. » In : *Journal of Atmospheric Sciences* 50.14, p. 2073-2106. DOI : [10.1175/1520-0469\(1993\)050<2073:ZJIWBU>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1993)050<2073:ZJIWBU>2.0.CO;2).
- Pearl, J. C. et B. J. Conrath (1991). « The albedo, effective temperature, and energy balance of Neptune, as determined from Voyager data ». In : *Journal of Geophysical Research* 96, p. 18921-18930. DOI : [10.1029/91JA01087](https://doi.org/10.1029/91JA01087).
- Pearl, J. C., B. J. Conrath, R. A. Hanel, J. A. Pirraglia et A. Coustenis (1990). « The albedo, effective temperature, and energy balance of Uranus, as determined from Voyager IRIS data ». In : *Icarus* 84.1, p. 12-28. DOI : [10.1016/0019-1035\(90\)90155-3](https://doi.org/10.1016/0019-1035(90)90155-3).
- Plumb, Alan R. et Robert C. Bell (1982). « A model of the quasi-biennial oscillation on an equatorial beta-plane ». In : *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 108.456, p. 335-352. DOI : [10.1002/qj.49710845604](https://doi.org/10.1002/qj.49710845604).
- Plumb, R. A. (1984). « The quasi-biennial oscillation ». In : *Dynamics of the Middle Atmosphere*, p. 217.
- Plumb, R. Alan (2002). « Stratospheric Transport ». In : *Journal of the Meteorological Society of Japan. Ser. II* 80.4B, p. 793-809. DOI : [10.2151/jmsj.80.793](https://doi.org/10.2151/jmsj.80.793).
- Polichtchouk, I., J.Y-K. Cho, C. Watkins, H.Th. Thrastarson, O.M. Umurhan et M. de la Torre Juárez (2014). « Intercomparison of general circulation models for hot extrasolar planets ». In : *Icarus* 229, p. 355-377. ISSN : 0019-1035. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2013.11.027>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103513005010>.
- Pollack, James B., Kathy Rages, Shelly K. Pope, Martin G. Tomasko, Paul N. Romani et Sushil K. Atreya (1987). « Nature of the stratospheric haze on Uranus : Evidence for condensed hydrocarbons ». In : *Journal of Geophysical Research* 92.A13, p. 15037-15065. DOI : [10.1029/JA092iA13p15037](https://doi.org/10.1029/JA092iA13p15037).
- Pryor, Wayne R., Robert A. West, Karen E. Simmons et Mona Delitsky (1992). « High-phase-angle observations of Neptune at 2650 and 7500 Å : Haze structure and particle properties ». In : *Icarus* 99.2, p. 302-317. DOI : [10.1016/0019-1035\(92\)90148-Z](https://doi.org/10.1016/0019-1035(92)90148-Z).
- Purser, James (1988). « Degradation of Numerical Differencing Caused by Fourier Filtering at High Latitudes ». In : *Monthly Weather Review* 116.5, p. 1057-1066. DOI : [https://doi.org/10.1175/1520-0493\(1988\)116<1057:DONDCB>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0493(1988)116<1057:DONDCB>2.0.CO;2). URL : https://journals.ametsoc.org/view/journals/mwre/116/5/1520-0493_1988_116_1057_dondcb_2_0_co_2.xml.
- Rages, K., J. B. Pollack, M. G. Tomasko et L. R. Doose (1991). « Properties of scatterers in the troposphere and lower stratosphere of Uranus based on Voyager imaging data ». In : *Icarus* 89.2, p. 359-376. DOI : [10.1016/0019-1035\(91\)90183-T](https://doi.org/10.1016/0019-1035(91)90183-T).

- Reed, Richard J. (1965). « The Quasi-Biennial Oscillation of the Atmosphere Between 30 and 50 km Over Ascension Island ». In : *Journal of Atmospheric Sciences* 22.3, p. 331-333. DOI : [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1965\)022<0331:TQB00T>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1965)022<0331:TQB00T>2.0.CO;2). URL : https://journals.ametsoc.org/view/journals/atsc/22/3/1520-0469_1965_022_0331_tqboot_2_0_co_2.xml.
- Reed, Richard J., William J. Campbell, Lowell A. Rasmussen et Dale G. Rogers (1961). « Evidence of a downward-propagating, annual wind reversal in the equatorial stratosphere ». In : *Journal of Geophysical Research (1896-1977)* 66.3, p. 813-818. DOI : <https://doi.org/10.1029/JZ066i003p00813>. eprint : <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/JZ066i003p00813>. URL : <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/JZ066i003p00813>.
- Rey, Michaël, Andrei V. Nikitin, Bruno Bézard, Pascal Rannou, Athena Coustenis et Vladimir G. Tyuterev (2018). « New accurate theoretical line lists of $^{12}\text{CH}_4$ and $^{13}\text{CH}_4$ in the 0-13400 cm^{-1} range : Application to the modeling of methane absorption in Titan's atmosphere ». In : *Icarus* 303, p. 114-130. DOI : [10.1016/j.icarus.2017.12.045](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2017.12.045).
- Rhines, P. B. (1975). « Waves and turbulence on a beta-plane ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 69, p. 417-443. DOI : [10.1017/S0022112075001504](https://doi.org/10.1017/S0022112075001504).
- Ringler, T.D., J. Thuburn, J.B. Klemp et W.C. Skamarock (2010). « A unified approach to energy conservation and potential vorticity dynamics for arbitrarily-structured C-grids ». In : *Journal of Computational Physics* 229.9, p. 3065-3090. ISSN : 0021-9991. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.jcp.2009.12.007>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0021999109006780>.
- Rípodas, P., A. Gassmann, J. Förstner, D. Majewski, M. Giorgetta, P. Korn, L. Kornblueh, H. Wan, G. Zängl, L. Bonaventura et T. Heinze (2009). « Icosahedral Shallow Water Model (ICOSWM) : results of shallow water test cases and sensitivity to model parameters ». In : *Geoscientific Model Development* 2.2, p. 231-251. DOI : [10.5194/gmd-2-231-2009](https://doi.org/10.5194/gmd-2-231-2009). URL : <https://gmd.copernicus.org/articles/2/231/2009/>.
- Rizk, Bashar et Donald M. Hunten (1990). « Solar heating of the Uranian mesopause by dust of ring origin ». In : *Icarus* 88.2, p. 429-447. DOI : [10.1016/0019-1035\(90\)90093-0](https://doi.org/10.1016/0019-1035(90)90093-0).
- Roman, Michael T., Don Banfield et Peter J. Gierasch (2018). « Aerosols and methane in the ice giant atmospheres inferred from spatially resolved, near-infrared spectra : I. Uranus, 2001-2007 ». In : *Icarus* 310, p. 54-76. DOI : [10.1016/j.icarus.2017.10.036](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2017.10.036). arXiv : [1710.09866](https://arxiv.org/abs/1710.09866) [astro-ph.EP].
- Roman, Michael T., Leigh N. Fletcher, Glenn S. Orton, Thomas K. Greathouse, Julianne I. Moses, Naomi Rowe-Gurney, Patrick G. J. Irwin, Arrate Antuñano, James Sinclair, Yasumasa Kasaba, Takuya Fujiyoshi, Imke de Pater et Heidi B. Hammel (2022). « Subseasonal Variation in Neptune's Mid-infrared Emission ». In : *The Planetary Science Journal* 3.4, 78, p. 78. DOI : [10.3847/PSJ/ac5aa4](https://doi.org/10.3847/PSJ/ac5aa4). arXiv : [2112.00033](https://arxiv.org/abs/2112.00033) [astro-ph.EP].
- Roman, Michael T., Leigh N. Fletcher, Glenn S. Orton, Naomi Rowe-Gurney et Patrick G. J. Irwin (2020). « Uranus in Northern Midspring : Persistent Atmospheric

- Temperatures and Circulations Inferred from Thermal Imaging ». In : *Astronomical Journal* 159.2, 45, p. 45. DOI : [10.3847/1538-3881/ab5dc7](https://doi.org/10.3847/1538-3881/ab5dc7). arXiv : [1911.12830](https://arxiv.org/abs/1911.12830) [astro-ph.EP].
- Roques, F., B. Sicardy, R. G. French, W. B. Hubbard, A. Barucci, P. Bouchet, A. Brahic, J. -A. Gehrels, T. Gehrels, I. Grenier, T. Le Bertre, J. Lecacheux, J. P. Maillard, R. A. McLaren, C. Perrier, F. Vilas et M. D. Waterworth (1994). « Neptune's upper stratosphere, 1983-1990 : ground-based stellar occultation observations III. Temperature profiles ». In : *Astronomy and Astrophysics* 288, p. 985-1011.
- Rosenqvist, Jan, Emmanuel Lellouch, Paul N. Romani, Gabriel Paubert et Therese Encrenaz (1992). « Millimeter-Wave Observations of Saturn, Uranus, and Neptune : CO and HCN on Neptune ». In : *Astrophysical Journal, Letters* 392, p. L99. DOI : [10.1086/186435](https://doi.org/10.1086/186435).
- Rowe-Gurney, Naomi, Leigh N. Fletcher, Glenn S. Orton, Michael T. Roman, Amy Mainzer, Julianne I. Moses, Imke de Pater et Patrick G. J. Irwin (2021). « Longitudinal variations in the stratosphere of Uranus from the Spitzer infrared spectrometer ». In : *Icarus* 365, 114506, p. 114506. DOI : [10.1016/j.icarus.2021.114506](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2021.114506). arXiv : [2104.13113](https://arxiv.org/abs/2104.13113) [astro-ph.EP].
- Sadourny, Robert, Akio Arakawa et Yale Mintz (1968). « Integration of the Nondivergent Barotropic Vorticity Equation with AN Icosahedral-Hexagonal Grid for the SPHERE1 ». In : *Monthly Weather Review* 96.6, p. 351. DOI : [10.1175/1520-0493\(1968\)096<0351:IOTNBV>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0493(1968)096<0351:IOTNBV>2.0.CO;2).
- Sanchez-Lavega, A. (2011). *An Introduction to Planetary Atmospheres*. Boca Raton, Florida : CRC Press. ISBN : 9781420067323. DOI : [10.1201/9781439894668](https://doi.org/10.1201/9781439894668).
- Schneider, Tapio (2004). « The Tropopause and the Thermal Stratification in the Extratropics of a Dry Atmosphere ». In : *Journal of the Atmospheric Sciences* 61.12, p. 1317-1340. DOI : [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(2004\)061<1317:TTATTS>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(2004)061<1317:TTATTS>2.0.CO;2). URL : https://journals.ametsoc.org/view/journals/atsc/61/12/1520-0469_2004_061_1317_ttatts_2.0.co_2.xml.
- Schneider, Tapio (2005). « Zonal Momentum Balance, Potential Vorticity Dynamics, and Mass Fluxes on Near-Surface Isentropes ». In : *Journal of the Atmospheric Sciences* 62.6, p. 1884-1900. DOI : <https://doi.org/10.1175/JAS3341.1>. URL : <https://journals.ametsoc.org/view/journals/atsc/62/6/jas3341.1.xml>.
- Schneider, Tapio et Junjun Liu (2009). « Formation of Jets and Equatorial Superrotation on Jupiter ». In : *Journal of the Atmospheric Sciences* 66.3, p. 579. DOI : [10.1175/2008JAS2798.1](https://doi.org/10.1175/2008JAS2798.1). arXiv : [0809.4302](https://arxiv.org/abs/0809.4302) [astro-ph].
- Seager, S. (2010). *Exoplanets*.
- Seviour, William J. M., Neal Butchart et Steven C. Hardiman (2012). « The Brewer-Dobson circulation inferred from ERA-Interim ». In : *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 138.665, p. 878-888. DOI : <https://doi.org/10.1002/qj.966>. eprint : <https://rmets.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/qj.966>. URL : <https://rmets.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/qj.966>.
- Shaw, Tiffany A. et Theodore G. Shepherd (2007). « Angular Momentum Conservation and Gravity Wave Drag Parameterization : Implications for Climate Models ». In :

- Journal of the Atmospheric Sciences* 64.1, p. 190-203. DOI : <https://doi.org/10.1175/JAS3823.1>. URL : <https://journals.ametsoc.org/view/journals/atsc/64/1/jas3823.1.xml>.
- Showman, A. P., J. Y. -K. Cho et K. Menou (2010). « Atmospheric Circulation of Exoplanets ». In : *Exoplanets*. Sous la dir. de S. Seager, p. 471-516.
- Showman, Adam P., Xianyu Tan et Vivien Parmentier (2020). « Atmospheric Dynamics of Hot Giant Planets and Brown Dwarfs ». In : *Space Science Reviews* 216.8, 139, p. 139. DOI : [10.1007/s11214-020-00758-8](https://doi.org/10.1007/s11214-020-00758-8). arXiv : [2007.15363](https://arxiv.org/abs/2007.15363) [astro-ph.EP].
- Simon-Miller, Amy A., Barney J. Conrath, Peter J. Gierasch, Glenn S. Orton, Richard K. Achterberg, F. Michael Flasar et Brendan M. Fisher (2006). « Jupiter's atmospheric temperatures : From Voyager IRIS to Cassini CIRS ». In : *Icarus* 180.1, p. 98-112. DOI : [10.1016/j.icarus.2005.07.019](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2005.07.019).
- Simon-Miller, Amy A., Bradley W. Poston, Glenn S. Orton et Brendan Fisher (2007). « Wind variations in Jupiter's equatorial atmosphere : A QJO counterpart ? » In : *Icarus* 186.1, p. 192-203. DOI : [10.1016/j.icarus.2006.08.009](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2006.08.009).
- Skamarock, William C., Joseph B. Klemp, Michael G. Duda, Laura D. Fowler, Sang-Hun Park et Todd D. Ringler (2012). « A Multiscale Nonhydrostatic Atmospheric Model Using Centroidal Voronoi Tessellations and C-Grid Staggering ». In : *Monthly Weather Review* 140.9, p. 3090-3105. DOI : <https://doi.org/10.1175/MWR-D-11-00215.1>. URL : <https://journals.ametsoc.org/view/journals/mwre/140/9/mwr-d-11-00215.1.xml>.
- Smith, B. A., 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 et J. Veverka (1989). « Voyager 2 at Neptune : Imaging Science Results ». In : *Science* 246.4936, p. 1422-1449. DOI : [10.1126/science.246.4936.1422](https://doi.org/10.1126/science.246.4936.1422).
- Smith, B. A., 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 et J. Veverka (1986). « Voyager 2 in the Uranian System : Imaging Science Results ». In : *Science* 233.4759, p. 43-64. DOI : [10.1126/science.233.4759.43](https://doi.org/10.1126/science.233.4759.43).

- Soderlund, K. M., M. H. Heimpel, E. M. King et J. M. Aurnou (2013). « Turbulent models of ice giant internal dynamics : Dynamos, heat transfer, and zonal flows ». In : *Icarus* 224.1, p. 97-113. DOI : [10.1016/j.icarus.2013.02.014](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2013.02.014).
- Soubiran, François et Burkhard Militzer (2015). « Miscibility Calculations for Water and Hydrogen in Giant Planets ». In : *Astrophysical Journal* 806.2, 228, p. 228. DOI : [10.1088/0004-637X/806/2/228](https://doi.org/10.1088/0004-637X/806/2/228). arXiv : [1505.07885](https://arxiv.org/abs/1505.07885) [astro-ph.EP].
- Soyuer, Deniz, François Soubiran et Ravit Helled (2020). « Constraining the depth of the winds on Uranus and Neptune via Ohmic dissipation ». In : *Monthly Notices of the RAS* 498.1, p. 621-638. DOI : [10.1093/mnras/staa2461](https://doi.org/10.1093/mnras/staa2461). arXiv : [2008.05291](https://arxiv.org/abs/2008.05291) [astro-ph.EP].
- Spiga, Aymeric, Sandrine Guerlet, Ehouarn Millour, Mikel Indurain, Yann Meurdesoif, Simon Cabanes, Thomas Dubos, Jérémy Leconte, Alexandre Boissinot, Sébastien Lebonnois, Mélody Sylvestre et Thierry Fouchet (2020). « Global climate modeling of Saturn's atmosphere. Part II : Multi-annual high-resolution dynamical simulations ». In : *Icarus* 335, 113377, p. 113377. DOI : [10.1016/j.icarus.2019.07.011](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2019.07.011). arXiv : [1811.01250](https://arxiv.org/abs/1811.01250) [astro-ph.EP].
- Sromovsky, L. A. (2005). « Accurate and approximate calculations of Raman scattering in the atmosphere of Neptune ». In : *Icarus* 173.1, p. 254-283. DOI : [10.1016/j.icarus.2004.08.008](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2004.08.008). arXiv : [1504.02726](https://arxiv.org/abs/1504.02726) [astro-ph.EP].
- Sromovsky, L. A., I. de Pater, P. M. Fry, H. B. Hammel et P. Marcus (2015). « High S/N Keck and Gemini AO imaging of Uranus during 2012-2014 : New cloud patterns, increasing activity, and improved wind measurements ». In : *Icarus* 258, p. 192-223. DOI : [10.1016/j.icarus.2015.05.029](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2015.05.029). arXiv : [1512.05009](https://arxiv.org/abs/1512.05009) [astro-ph.EP].
- Sromovsky, L. A. et P. M. Fry (2005). « Dynamics of cloud features on Uranus ». In : *Icarus* 179.2, p. 459-484. ISSN : 0019-1035. DOI : <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2005.07.022>. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103505002642>.
- Sromovsky, L. A. et P. M. Fry (2007). « Spatially resolved cloud structure on Uranus : Implications of near-IR adaptive optics imaging ». In : *Icarus* 192.2, p. 527-557. DOI : [10.1016/j.icarus.2007.07.017](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2007.07.017).
- Sromovsky, L. A., P. M. Fry et K. H. Baines (2002). « The Unusual Dynamics of Northern Dark Spots on Neptune ». In : *Icarus* 156.1, p. 16-36. DOI : [10.1006/icar.2001.6761](https://doi.org/10.1006/icar.2001.6761).
- Sromovsky, L. A., P. M. Fry, T. E. Dowling, K. H. Baines et S. S. Limaye (2001a). « Coordinated 1996 HST and IRTF Imaging of Neptune and Triton. III. Neptune's Atmospheric Circulation and Cloud Structure ». In : *Icarus* 149.2, p. 459-488. DOI : [10.1006/icar.2000.6564](https://doi.org/10.1006/icar.2000.6564).
- Sromovsky, L. A., P. M. Fry, T. E. Dowling, K. H. Baines et S. S. Limaye (2001b). « Neptune's Atmospheric Circulation and Cloud Morphology : Changes Revealed by 1998 HST Imaging ». In : *Icarus* 150.2, p. 244-260. DOI : [10.1006/icar.2000.6574](https://doi.org/10.1006/icar.2000.6574).
- Sromovsky, L. A., P. M. Fry, H. B. Hammel, W. M. Ahue, I. de Pater, K. A. Rages, M. R. Showalter et M. A. van Dam (2009). « Uranus at equinox : Cloud morphology and dynamics ». In : *Icarus* 203.1, p. 265-286. DOI : [10.1016/j.icarus.2009.04.015](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2009.04.015). arXiv : [1503.01957](https://arxiv.org/abs/1503.01957) [astro-ph.EP].

- Sromovsky, L. A., P. M. Fry, H. B. Hammel, I. de Pater et K. A. Rages (2012). « Post-equinox dynamics and polar cloud structure on Uranus ». In : *Icarus* 220.2, p. 694-712. DOI : [10.1016/j.icarus.2012.05.029](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2012.05.029). arXiv : [1503.00592](https://arxiv.org/abs/1503.00592) [[astro-ph.EP](#)].
- Sromovsky, L. A., P. M. Fry et J. H. Kim (2011). « Methane on Uranus : The case for a compact CH₄ cloud layer at low latitudes and a severe CH₄ depletion at high-latitudes based on re-analysis of Voyager occultation measurements and STIS spectroscopy ». In : *Icarus* 215.1, p. 292-312. DOI : [10.1016/j.icarus.2011.06.024](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2011.06.024). arXiv : [1503.02476](https://arxiv.org/abs/1503.02476) [[astro-ph.EP](#)].
- Sromovsky, L. A., P. M. Fry, S. S. Limaye et K. H. Baines (2003). « The nature of Neptune's increasing brightness : evidence for a seasonal response * ». In : *Icarus* 163.1, p. 256-261. DOI : [10.1016/S0019-1035\(03\)00069-1](https://doi.org/10.1016/S0019-1035(03)00069-1).
- Sromovsky, L. A., E. Karkoschka, P. M. Fry, I. de Pater et H. B. Hammel (2019). « The methane distribution and polar brightening on Uranus based on HST/STIS, Keck/NIRC2, and IRTF/SpeX observations through 2015 ». In : *Icarus* 317, p. 266-306. DOI : [10.1016/j.icarus.2018.06.026](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2018.06.026). arXiv : [1806.01154](https://arxiv.org/abs/1806.01154) [[astro-ph.EP](#)].
- Sromovsky, L. A., E. Karkoschka, P. M. Fry, H. B. Hammel, I. de Pater et K. Rages (2014). « Methane depletion in both polar regions of Uranus inferred from HST/STIS and Keck/NIRC2 observations ». In : *Icarus* 238, p. 137-155. DOI : [10.1016/j.icarus.2014.05.016](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2014.05.016). arXiv : [1502.06480](https://arxiv.org/abs/1502.06480) [[astro-ph.EP](#)].
- Sromovsky, Lawrence A., Sanjay S. Limaye et Patrick M. Fry (1995). « Clouds and circulation on Neptune : Implications of 1991 HST observations. » In : *Icarus* 118.1, p. 25-38. DOI : [10.1006/icar.1995.1175](https://doi.org/10.1006/icar.1995.1175).
- Staniforth, Andrew et John Thuburn (2012). « Horizontal grids for global weather and climate prediction models : a review ». In : *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 138.662, p. 1-26. DOI : <https://doi.org/10.1002/qj.958>. eprint : <https://rmets.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/qj.958>. URL : <https://rmets.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/qj.958>.
- Stevens, M. H., D. F. Strobel et F. Herbert (1993). « An Analysis of the Voyager 2 Ultraviolet Spectrometer Occultation Data at Uranus : Inferring Heat Sources and Model Atmospheres ». In : *Icarus* 101.1, p. 45-63. DOI : [10.1006/icar.1993.1005](https://doi.org/10.1006/icar.1993.1005).
- Stevenson, D. J. (1982). « Interiors of the Giant Planets ». In : *Annual Review of Earth and Planetary Sciences* 10, p. 257. DOI : [10.1146/annurev.ea.10.050182.001353](https://doi.org/10.1146/annurev.ea.10.050182.001353).
- Stone, E. C. et E. D. Miner (1989). « The Voyager 2 Encounter with the Neptunian System ». In : *Science* 246.4936, p. 1417-1421. DOI : [10.1126/science.246.4936.1417](https://doi.org/10.1126/science.246.4936.1417).
- Sun, Zi-Ping, Gerald Schubert et Carol R. Stoker (1991). « Thermal and humidity winds in outer planet atmospheres ». In : *Icarus* 91.1, p. 154-160. DOI : [10.1016/0019-1035\(91\)90134-F](https://doi.org/10.1016/0019-1035(91)90134-F).
- Takahashi, Masaaki (1996). « Simulation of the stratospheric Quasi-Biennial Oscillation using a general circulation model ». In : *Geophysics Research Letters* 23.6, p. 661-664. DOI : [10.1029/95GL03413](https://doi.org/10.1029/95GL03413).
- Takahashi, Masaaki (1999). « Simulation of the Quasi-Biennial Oscillation in a general circulation model ». In : *Geophysical Research Letters* 26.9, p. 1307-1310.

- DOI : <https://doi.org/10.1029/1999GL900188>. eprint : <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/1999GL900188>. URL : <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/1999GL900188>.
- Taylor, R. H., A. Borysow et L. Frommhold (1988). « Concerning the rototranslational absorption spectra of He-CH₄ pairs. » In : *Journal of Molecular Spectroscopy* 129.1, p. 45-58. DOI : [10.1016/0022-2852\(88\)90257-3](https://doi.org/10.1016/0022-2852(88)90257-3).
- Teifel, V. G. (1983). « Methane abundance in the atmosphere of Uranus ». In : *Icarus* 53.3, p. 389-398. DOI : [10.1016/0019-1035\(83\)90204-X](https://doi.org/10.1016/0019-1035(83)90204-X).
- Tice, Dane S., Patrick G. J. Irwin, Leigh N. Fletcher, Nick A. Teanby, Jane Hurley, Glenn S. Orton et Gary R. Davis (2013). « Uranus' cloud particle properties and latitudinal methane variation from IRTF SpeX observations ». In : *Icarus* 223.2, p. 684-698. DOI : [10.1016/j.icarus.2013.01.006](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2013.01.006).
- Toledo, Daniel, Patrick G. J. Irwin, Pascal Rannou, Leigh N. Fletcher, Nicholas A. Teanby, Michael H. Wong et Glenn S. Orton (2020). « Constraints on Neptune's haze structure and formation from VLT observations in the H-band ». In : *Icarus* 350, 113808, p. 113808. DOI : [10.1016/j.icarus.2020.113808](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2020.113808).
- Toledo, Daniel, Patrick G. J. Irwin, Pascal Rannou, Nicholas A. Teanby, Amy A. Simon, Michael H. Wong et Glenn S. Orton (2019). « Constraints on Uranus's haze structure, formation and transport ». In : *Icarus* 333, p. 1-11. DOI : [10.1016/j.icarus.2019.05.018](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2019.05.018).
- Tollefson, Joshua, Imke de Pater, Stacia Luszcz-Cook et David DeBoer (2019). « Neptune's Latitudinal Variations as Viewed with ALMA ». In : *Astronomical Journal* 157.6, 251, p. 251. DOI : [10.3847/1538-3881/ab1fdf](https://doi.org/10.3847/1538-3881/ab1fdf). arXiv : [1905.03384](https://arxiv.org/abs/1905.03384) [astro-ph.EP].
- Tollefson, Joshua, Imke de Pater, Philip S. Marcus, Stacia Luszcz-Cook, Lawrence A. Sromovsky, Patrick M. Fry, Leigh N. Fletcher et Michael H. Wong (2018). « Vertical wind shear in Neptune's upper atmosphere explained with a modified thermal wind equation ». In : *Icarus* 311, p. 317-339. DOI : [10.1016/j.icarus.2018.04.009](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2018.04.009).
- Toon, Owen B., C. P. McKay, T. P. Ackerman et K. Santhanam (1989). « Rapid calculation of radiative heating rates and photodissociation rates in inhomogeneous multiple scattering atmospheres ». In : *Journal of Geophysical Research* 94, p. 16287-16301. DOI : [10.1029/JD094iD13p16287](https://doi.org/10.1029/JD094iD13p16287).
- Tung, Ka Kit (1986). « Nongeostrophic Theory of Zonally Averaged Circulation. Part I : Formulation ». In : *Journal of Atmospheric Sciences* 43.22, p. 2600-2618. DOI : [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1986\)043<2600:NT0ZAC>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1986)043<2600:NT0ZAC>2.0.CO;2). URL : https://journals.ametsoc.org/view/journals/atsc/43/22/1520-0469_1986_043_2600_ntozac_2_0_co_2.xml.
- Turbet, Martin, Jérémy Leconte, Franck Selsis, Emeline Bolmont, François Forget, Ignasi Ribas, Sean N. Raymond et Guillem Anglada-Escudé (2016). « The habitability of Proxima Centauri b. II. Possible climates and observability ». In : *Astronomy and Astrophysics* 596, A112, A112. DOI : [10.1051/0004-6361/201629577](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201629577). arXiv : [1608.06827](https://arxiv.org/abs/1608.06827) [astro-ph.EP].
- Tyler, G. L., D. N. Sweetnam, J. D. Anderson, S. E. Borutzki, J. K. Campbell, V. R. Eshleman, D. L. Gresh, E. M. Gurrola, D. P. Hinson, N. Kawashima, E. R. Kursinski,

- G. S. Levy, G. F. Lindal, J. R. Lyons, E. A. Marouf, P. A. Rosen, R. A. Simpson et G. E. Wood (1989). « Voyager Radio Science Observations of Neptune and Triton ». In : *Science* 246.4936, p. 1466-1473. DOI : [10.1126/science.246.4936.1466](https://doi.org/10.1126/science.246.4936.1466).
- Tyler, G. L., D. N. Sweetnam, J. D. Anderson, J. K. Campbell, V. R. Eshleman, D. P. Hinson, G. S. Levy, G. F. Lindal, E. A. Marouf et R. A. Simpson (1986). « Voyager 2 Radio Science Observations of the Uranian System : Atmosphere, Rings, and Satellites ». In : *Science* 233.4759, p. 79-84. DOI : [10.1126/science.233.4759.79](https://doi.org/10.1126/science.233.4759.79).
- Uckert, K., N. J. Chanover, C. B. Olkin, L. A. Young, H. B. Hammel, C. Miller et J. M. Bauer (2014). « An investigation of the temperature variations in Neptune's upper stratosphere including a July 2008 stellar occultation event ». In : *Icarus* 232, p. 22-33. DOI : [10.1016/j.icarus.2014.01.004](https://doi.org/10.1016/j.icarus.2014.01.004).
- Vasavada, Ashwin R. et Adam P. Showman (2005). « Jovian atmospheric dynamics : an update after Galileo and Cassini ». In : *Reports on Progress in Physics* 68.8, p. 1935-1996. DOI : [10.1088/0034-4885/68/8/R06](https://doi.org/10.1088/0034-4885/68/8/R06).
- Vatant d'Ollone, Jan (2020). « Numerical modelling of the seasonal variations in Titan's atmosphere ». 2020SORUS401. Thèse de doct. URL : <http://www.theses.fr/2020SORUS401>.
- Wallace, L. (1980). « The structure of the Uranus atmosphere ». In : *Icarus* 43.3, p. 231-259. DOI : [10.1016/0019-1035\(80\)90172-4](https://doi.org/10.1016/0019-1035(80)90172-4).
- Wallace, L. (1983). « The seasonal variation of the thermal structure of the atmosphere of Uranus ». In : *Icarus* 54.1, p. 110-132. DOI : [10.1016/0019-1035\(83\)90073-8](https://doi.org/10.1016/0019-1035(83)90073-8).
- Wallace, L. (1984). « The seasonal variation of the thermal structure of the atmosphere of Neptune ». In : *Icarus* 59.3, p. 367-375. DOI : [10.1016/0019-1035\(84\)90107-6](https://doi.org/10.1016/0019-1035(84)90107-6).
- Wan, H., M. A. Giorgetta, G. Zängl, M. Restelli, D. Majewski, L. Bonaventura, K. Fröhlich, D. Reinert, P. Rípodas, L. Kornbluh et J. Förstner (2013). « The ICON-1.2 hydrostatic atmospheric dynamical core on triangular grids – Part 1 : Formulation and performance of the baseline version ». In : *Geoscientific Model Development* 6.3, p. 735-763. DOI : [10.5194/gmd-6-735-2013](https://doi.org/10.5194/gmd-6-735-2013). URL : <https://gmd.copernicus.org/articles/6/735/2013/>.
- Wang, Yiping (1993). « Energy Balance and Solar Heating in Neptune's Upper Atmosphere ». Thèse de doct. University of Arizona.
- Wenkert, Daniel, Robert G. Deen et Walter L. Bunch (2022). « Uranus and Neptune Albedos May Need Revision ». In : *AGU Fall Meeting Abstracts*. T. 2022, P32E-1865, P32E-1865.
- West, R. A., A. L. Lane, C. W. Hord, L. W. Esposito, K. E. Simmons, R. M. Nelson et B. D. Wallis (1987). « Temperature and aerosol structure of the nightside Uranian stratosphere from Voyager 2 photopolarimeter stellar occultation measurements ». In : *Journal of Geophysical Research* 92.A13, p. 15030-15036. DOI : [10.1029/JA092iA13p15030](https://doi.org/10.1029/JA092iA13p15030).
- West, Robert, David Crisp et Luke Chen (1990). « Mapping transformations for broadband atmospheric radiation calculations. » In : *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 43, p. 191-199. DOI : [10.1016/0022-4073\(90\)90051-7](https://doi.org/10.1016/0022-4073(90)90051-7).

- West, Robert A., Kevin H. Baines et James B. Pollack (1991). « Clouds and aerosols in the Uranian atmosphere. » In : *Uranus*. Sous la dir. de Jay T. Bergstralh, Ellis D. Miner et Mildred S. Matthews, p. 296-324.
- WILLIAMSON, David L. (2007). « The Evolution of Dynamical Cores for Global Atmospheric Models ». In : *Journal of the Meteorological Society of Japan. Ser. II* 85B, p. 241-269. DOI : [10.2151/jmsj.85B.241](https://doi.org/10.2151/jmsj.85B.241).
- Wilson, Hugh F., Michael L. Wong et Burkhard Militzer (2013). « Superionic to Superionic Phase Change in Water : Consequences for the Interiors of Uranus and Neptune ». In : *Physical Review Letters* 110.15, 151102, p. 151102. DOI : [10.1103/PhysRevLett.110.151102](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.151102). arXiv : [1211.6482](https://arxiv.org/abs/1211.6482) [astro-ph.EP].
- Wolszczan, A. et D. A. Frail (1992). « A planetary system around the millisecond pulsar PSR1257 + 12 ». In : *Nature* 355.6356, p. 145-147. DOI : [10.1038/355145a0](https://doi.org/10.1038/355145a0).
- Wong, Michael H., Joshua Tollefson, Andrew I. Hsu, Imke de Pater, Amy A. Simon, Ricardo Hueso, Agustín Sánchez-Lavega, Lawrence Sromovsky, Patrick Fry, Stacia Luszcz-Cook, Heidi Hammel, Marc Delcroix, Katherine de Kleer, Glenn S. Orton et Christoph Baranec (2018). « A New Dark Vortex on Neptune ». In : *Astronomical Journal* 155.3, 117, p. 117. DOI : [10.3847/1538-3881/aaa6d6](https://doi.org/10.3847/1538-3881/aaa6d6).
- Wordsworth, R. D., F. Forget, F. Selsis, J. -B. Madeleine, E. Millour et V. Eymet (2010). « Is Gliese 581d habitable? Some constraints from radiative-convective climate modeling ». In : *Astronomy and Astrophysics* 522, A22, A22. DOI : [10.1051/0004-6361/201015053](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201015053). arXiv : [1005.5098](https://arxiv.org/abs/1005.5098) [astro-ph.EP].
- Yano, Jun-Ichi, Olivier Talagrand et Pierre Drossart (2005). « Deep two-dimensional turbulence : An idealized model for atmospheric jets of the giant outer planets ». In : *Geophysical and Astrophysical Fluid Dynamics* 99.2, p. 137-150. DOI : [10.1080/03091920412331336398](https://doi.org/10.1080/03091920412331336398).
- Yelle, R. V., L. R. Doose, M. G. Tomasko et D. F. Strobel (1987). « Analysis of Raman scattered LY- α emissions from the atmosphere of Uranus ». In : *Geophysics Research Letters* 14.5, p. 483-486. DOI : [10.1029/GL014i005p00483](https://doi.org/10.1029/GL014i005p00483).
- Yelle, Roger V., Floyd Herbert, Bill R. Sandel, Jr. Vervack Ronald J. et Thomas M. Wentzel (1993). « The Distribution Hydrocarbons in Neptune's Upper Atmosphere ». In : *Icarus* 104.1, p. 38-59. DOI : [10.1006/icar.1993.1081](https://doi.org/10.1006/icar.1993.1081).
- Yelle, Roger V., John C. McConnell, Darrell F. Strobel et Lyn R. Doose (1989). « The far ultraviolet reflection spectrum of Uranus : Results from the Voyager encounter ». In : *Icarus* 77.2, p. 439-456. DOI : [10.1016/0019-1035\(89\)90098-5](https://doi.org/10.1016/0019-1035(89)90098-5).
- Young, Leslie A., Amanda S. Bosh, Marc Buie, J. L. Elliot et Lawrence H. Wasserman (2001). « Uranus after Solstice : Results from the 1998 November 6 Occultation ». In : *Icarus* 153.2, p. 236-247. DOI : [10.1006/icar.2001.6698](https://doi.org/10.1006/icar.2001.6698).
- Zhang, Xi, Robert A. West, Patrick G. J. Irwin, Conor A. Nixon et Yuk L. Yung (2015). « Aerosol influence on energy balance of the middle atmosphere of Jupiter ». In : *Nature Communications* 6, 10231, p. 10231. DOI : [10.1038/ncomms10231](https://doi.org/10.1038/ncomms10231).
- Zheng, Chunguang et Aleksandra Borysow (1995). « Modeling of collision-induced infrared absorption spectra of H₂ pairs in the first overtone band at temperatures from 20 to 500K. » In : *Icarus* 113.1, p. 84-90. DOI : [10.1006/icar.1995.1006](https://doi.org/10.1006/icar.1995.1006).

Zorzi, Andrea, Edward Molter et Imke de Pater (2019). « Long-term Evolution of Neptune's Atmosphere ». In : *EPSC-DPS Joint Meeting 2019*. T. 2019, EPSC-DPS2019-1318, EPSC-DPS2019-1318.

Annexe A

Article de thèse

Radiative-convective models of the atmospheres of Uranus and Neptune: Heating sources & seasonal effects

Gwenaël Milcareck^{1,2}, Sandrine Guerlet^{1,3}, Franck Montmessin², Aymeric Spiga¹, Jérémy Leconte⁴, Ehouarn Millour¹, Noé Clément⁴, Leigh N. Fletcher⁵, Michael T. Roman⁵, Emmanuel Lellouch³, Raphaël Moreno³, Thibault Cavalié^{4,3}, and Óscar Carrión-González³

¹ Laboratoire de Météorologie Dynamique/Institut Pierre-Simon Laplace (LMD/IPSL), Sorbonne Université, CNRS, École Polytechnique, Institut Polytechnique de Paris, École Normale Supérieure (ENS), PSL Research University, 4 place Jussieu BC99, 75005 Paris, France

² Laboratoire Atmosphères, Milieux, Observations spatiales (LATMOS), IPSL, Observatoire de Versailles St-Quentin-en-Yvelines, Université de Versailles St-Quentin-en-Yvelines, CNRS, 11 boulevard d'Alembert, 78280 Guyancourt, France

³ Laboratoire d'Études Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique (LESIA), Observatoire de Paris, CNRS, Sorbonne Université, Université Paris-Diderot, Meudon, France

⁴ Laboratoire d'Astrophysique de Bordeaux, Université de Bordeaux, CNRS, B18N, allée Geoffroy Saint-Hilaire, 33615 Pessac, France

⁵ School of Physics & Astronomy, University of Leicester, University Road, Leicester, LE1 7RH, United Kingdom

May 17, 2024

ABSTRACT

Context. The observations made during the Voyager 2 flyby have shown that the stratosphere of Uranus and that of Neptune are warmer than expected by previous models. In addition, no seasonal variability of the thermal structure has been observed on Uranus since Voyager 2 era and significant subseasonal variations have been revealed on Neptune.

Aims. In this paper, we evaluate different realistic heat sources that can induce sufficient heating to warm the atmosphere of these planets and we estimate the seasonal effects on the thermal structure.

Methods. The seasonal radiative-convective model developed by the Laboratoire de Météorologie Dynamique was used to reproduce the thermal structure of these planets. Three hypotheses for the heating sources were explored separately: aerosol layers, a higher methane mole fraction, and thermospheric conduction.

Results. Our modelling indicates that aerosols with plausible scattering properties can produce the requisite heating for Uranus, but not for Neptune. Alternatively, greater stratospheric methane abundances can provide the missing heating on both planets, but the large values needed are inconsistent with current observational constraints. In contrast, adding thermospheric conduction cannot warm the stratosphere of both planets alone. The combination of these heat sources is also investigated. In the upper troposphere of both planets, the meridional thermal structures produced by our model are found inconsistent with those retrieved from Voyager 2/IRIS data. Furthermore, our models predict seasonal variations should exist within the stratospheres of both planets while observations showed that Uranus seems to be invariant to meridional contrasts and only subseasonal temperature trends are visible on Neptune. However, a warm south pole is seen in our simulations of Neptune as observed since 2003.

Key words. ice giants – Uranus – Neptune – radiative transfer – atmosphere – aerosols – methane – conduction – temperature

1. Introduction

Located at 19 and 30 AU respectively from the Sun, Uranus and Neptune are known as cold worlds. The irradiance received at the top of their atmospheres is indeed particularly low: it is 3.69 W.m⁻² for Uranus and 1.51 W.m⁻² for Neptune (on Earth, it is 1361 W.m⁻²). With an albedo of 0.30 and 0.29 for Uranus (Pearl et al. 1990) and Neptune (Pearl & Conrath 1991), respectively, the energy balance implies an absorbed energy flux of 0.64 W.m⁻² for Uranus and 0.27 W.m⁻² for Neptune. These planets differ in their internal energy flux: it is 0.042 ± 0.047 W.m⁻² at most for Uranus (Pearl et al. 1990) while it is estimated at 0.43 ± 0.09 W.m⁻² on Neptune (Pearl & Conrath 1991). Thus, the internal energy flux is greater than the absorbed solar energy in the case of Neptune. With an obliquity of 28.32°, seasonal variations are expected on Neptune. In the case of Uranus, its obliquity of 97.77° means that its rotation axis is almost on its orbital plane and thus, on an annual average, Uranus receives

a greater solar flux at the poles than at the equator, unlike the other planets of the Solar System. In summary, these two planets are characterised by low sunlight and long orbital periods (~84 terrestrial years for Uranus and ~165 years for Neptune), by very marked seasonal variations in irradiance (especially for Uranus), and, in the case of Neptune, strong competition between internal energy flux and absorbed solar flux. These differences impact the energy balance of these planets and therefore their atmospheric temperatures.

Temperature measurements are notably difficult due to the distance and the low infrared radiation emitted by these planets. The most precise measurements of the upper tropospheric temperature structure come from the Voyager 2 flyby. The radio-occultation experiment provided 1D profiles on Uranus at latitude 2-6° S during northern winter solstice at ~ 271° in solar longitude (Ls) (Lindal et al. 1987) and at latitude 59-62° N

35 during northern autumn ($L_s \approx 235^\circ$) on Neptune (Lindal 1992)
 36 (see fig. 2). At 1000 hPa, the temperatures reach ~ 76 K on
 37 Uranus and ~ 71 K on Neptune. Temperature profiles derived
 38 from disk-averaged spectra from the Spitzer Infrared Spectrom-
 39 eter for Uranus (Orton et al. 2014), the Infrared Space Observa-
 40 tory for Neptune (Burgdorf et al. 2003), and AKARI (Fletcher
 41 et al. 2010b) confirm the temperature observed in the tropo-
 42 sphere by Voyager 2 (fig. 2).

43 Near 100 hPa, a particularly cold tropopause has been ob-
 44 served by Voyager 2. From radio-occultations, the minimum is
 45 53 K on Uranus and 52 K for Neptune. These temperatures are
 46 cold enough for methane to condense. IRIS (Infrared Interfer-
 47 ometer Spectrometer and Radiometer) observations from Voy-
 48 ager 2 reveal a complex meridional thermal structure near the
 49 tropopause for Uranus (Flasar et al. 1987; Conrath et al. 1998;
 50 Orton et al. 2015) and Neptune (Conrath et al. 1989, 1991, 1998;
 51 Fletcher et al. 2014). On zonal-mean temperature maps, an
 52 equatorial maximum and a local minimum at mid-latitudes in
 53 each hemisphere are observed for both planets.

54 The stratosphere of both planets has been observed by Voy-
 55 ager 2, space-based and ground-based observatories. Radio oc-
 56 cultations from Voyager 2 indicate a temperature of the order
 57 of ~ 80 K at 1 hPa on Uranus and ~ 125 K at the same level
 58 on Neptune. The Voyager 2 PhotoPolarimeter Subsystem (PPS)
 59 experiment provided information on temperatures in the ura-
 60 nian lower-stratosphere near 1 hPa at 68.9°N (Lane et al. 1986;
 61 West et al. 1987) through a UV stellar occultation. Assuming an
 62 aerosol-free atmosphere, the PPS temperature retrieval showed
 63 a lower stratosphere warmer by 10 K at ~ 3 hPa than temper-
 64 ature measurements from radio occultation. Greathouse et al.
 65 (2011) and Fletcher et al. (2014) explored meridional temper-
 66 ature variations in Neptune’s stratosphere with thermal-infrared
 67 images from Keck/Long Wavelength Spectrometer (Keck/LWS)
 68 in 2003, Gemini-N/MICHELLE in 2005, VLT Imager and
 69 Spectrometer for mid-Infrared (VLT/VISIR) in 2006, Gemini-
 70 S/Thermal-Region Camera Spectrograph (Gemini-S/TRCS),
 71 and Gemini-N/Texas Echelon Cross Echelle Spectrograph
 72 (Gemini-N/TEXES) in 2007. Assuming a spatially constant
 73 methane abundance, the stratospheric temperature seems to have
 74 been latitudinally isothermal since the Voyager 2 flyby. How-
 75 ever, Roman et al. (2022) showed important spatial and tem-
 76 poral variations in the meridional temperature. On Uranus, Ro-
 77 man et al. (2020) suggest that the meridional temperature gra-
 78 dient displays a similar structure to that seen at the tropopause.
 79 In the upper stratosphere, UltraViolet Spectrometer (UVS) mea-
 80 surements from Voyager 2 and ground-based stellar occultations
 81 showed that this region is particularly hot (on average 150 K at
 82 1 Pa for both planets). However, observations from Voyager 2
 83 and from Earth are inconsistent for both planets. Temperatures
 84 measured from Earth are lower than those from Voyager 2 and
 85 vary very strongly vertically. Temperature differences can reach
 86 100 K at 1 Pa (Saunders et al. 2023).

87 To interpret the observed temperature profiles, several
 88 radiative-convective equilibrium models have been built and
 89 used. The simulated stratospheric temperatures are, by far, too
 90 cold compared to the observed ones. The temperature mismatch
 91 can reach 30 K in the lower-stratosphere for both planets (Wal-
 92 lace 1983; Appleby 1986; Friedson & Ingersoll 1987; Marley
 93 & McKay 1999; Greathouse et al. 2011; Li et al. 2018). This
 94 ‘energy crisis’ (Friedson & Ingersoll 1987) is also present in
 95 the thermosphere where there are several hundred Kelvin dif-
 96 ferences between observations and models (Melin et al. 2019).
 97 Many hypotheses have been explored to explain this difference
 98 in the stratosphere and thermosphere. Appleby (1986) concluded

that the presence of a ‘continuum absorber’ in the stratosphere
 – which may be aerosols – could significantly contribute to the
 energy balance on Uranus but not entirely on Neptune. However,
 Marley & McKay (1999) showed that adding stratospheric hazes
 based on the assumption of spherical Mie scattering particles did
 not warm this region appreciably on Uranus. On Neptune, the
 same conclusion was established (Moses et al. 1995). Alterna-
 tively, a heat flux from an unknown source in the thermosphere
 (Stevens et al. 1993) that conducts heat to lower levels is not
 sufficient to warm the stratosphere of Uranus (Marley & McKay
 1999) and Neptune (Wang 1993). On Uranus, by adding a small
 abundance of methane in the lower thermosphere, Marley &
 McKay (1999) managed to reconcile the observed and modelled
 temperatures, as in this scenario the stratosphere is warmed by
 the methane that radiates downwards (Marley & McKay 1999).
 However, this scenario implies elevated methane abundance val-
 ues at homopause levels that are inconsistent with Voyager 2 and
 ground-based observations.

Previous radiative-convective models predicted that Uranus’
 stratospheric temperatures should undergo seasonal variations
 over the course of its 84-year orbital period (Wallace 1983;
 Friedson & Ingersoll 1987; Conrath et al. 1990). Nonetheless, no
 similar trend has been observed since the Voyager 2 flyby (Ro-
 man et al. 2020) except on stellar occultations where an appar-
 ent seasonal variation is possible in the high stratosphere (Young
 et al. 2001; Hammel et al. 2006). On the contrary, the tempera-
 ture has changed considerably on Neptune since the Voyager 2
 era. Significant sub-seasonal variations in the stratosphere have
 been discovered that could be related to solar activity (Roman
 et al. 2022) or inertia-gravity waves (Hammel et al. 2006; Uckert
 et al. 2014). At higher pressures, models predict limited seasonal
 effects on temperatures near the tropopause (Wallace 1984), and
 the thermal structure seems to have remained invariant since the
 Voyager 2 flyby (Orton et al. 2015; Roman et al. 2020), except
 at the poles (Fletcher et al. 2014).

Understanding the origin of the energy crisis on the ice gi-
 ants is one of the current major challenges in planetary science.
 Current 1D radiative-convective models do not reproduce the ob-
 served temperature structure or the seasonal variability without
 adding one or more heating sources. To reproduce the thermal
 structure of the atmosphere of Uranus and Neptune and its sea-
 sonal variability, a seasonal radiative-convective model designed
 for ice giants is introduced in section 2 with a description of the
 different parameters used. The temperature profile obtained with
 our clear-sky model is described in section 3. Section 4 explores
 several additional heat sources that can warm the stratosphere of
 both planets. The simulated meridional temperature structure is
 discussed and compared with the observations in section 5, along
 with the expected seasonal variability.

2. Methodology

Here, we describe the 1D seasonal radiative-convective equi-
 librium model tailored for ice giants developed at Laboratoire
 de Météorologie Dynamique, which aims at understanding the
 radiative heat sources, the seasonal variability and the thermal
 structure of Uranus’ and Neptune’s atmospheres. This model
 was previously used to simulate the radiative forcing on exo-
 planets (Wordsworth et al. 2010; Turet et al. 2016) and, more
 recently, on Jupiter and Saturn (Guerlet et al. 2014, 2020).

Radiative transfer equations are solved in a column of atmo-
 sphere discretized in layers using the two-stream approximation,
 including multiple scattering as proposed by Toon et al. (1989)
 and depending on opacity sources that control the heating and

cooling rates. In addition to these opacity sources, a radiative flux at the bottom corresponding to the measured internal heat flux is also added in the case of Neptune (not for Uranus, as it is negligible). As suggested by Zhang (2023a,b), the internal heat flux in ice giants could vary with latitude and even fluctuate over time; however, this effect has never been quantified and we did not explore this possibility in our study. To emulate convective mixing, a convective adjustment scheme relaxes the temperature profile towards the adiabatic lapse rate (Hourdin et al. 1993) if an unstable lapse rate is encountered during a simulation. The tropospheric lapse rate is controlled by the standard gravity and the heat capacity fixed at one value. We choose to fix the heat capacity at the value calculated at 3000 hPa (corresponds to the bottom of our model) by using the temperature observed and the abundance of hydrogen for a given ortho:para ratio, helium and methane at this level. On Uranus, a heat capacity of $8600 \text{ J.K}^{-1}.\text{kg}^{-1}$ is found, consistent with the "intermediate" ortho:para ratio case from Massie & Hunten (1982). On Neptune, the heat capacity is chosen for H_2 at equilibrium and set at $9100 \text{ J.K}^{-1}.\text{kg}^{-1}$.

Orbital and planetary settings are added to take seasonal effects on temperature into account. The most important parameter is the obliquity, which is set to 97.77° for Uranus and 28.32° for Neptune. Because Uranus and Neptune have radiative time constants ranging from years to decades (Conrath et al. 1990, 1998; Li et al. 2018), a daily averaged solar flux is considered and calculations of the radiative heating and cooling rates are performed typically once every 25 planetary days.

All seasonal radiative-convective simulations presented in this paper employ a pressure grid consisting of 48 levels between 3000 hPa and 5 Pa which covers the upper troposphere and the lower stratosphere. The radiative spin-up is ensured by running 30 Uranian years and 16 Neptunian years. Regarding the radiative forcings, all opacity contributions are separated into two parts: a thermal infrared one ($10\text{--}3200 \text{ cm}^{-1}$) which controls the cooling rate and a visible one ($2020\text{--}33300 \text{ cm}^{-1}$) which controls the heating rate. Like gas giant planets, radiative cooling results from collision-induced absorption (mainly $\text{H}_2\text{--H}_2$ and $\text{H}_2\text{--He}$) in the thermal infrared in the lower atmosphere along with thermal emission by the main hydrocarbons (CH_4 , C_2H_2 , C_2H_6) in the stratosphere. Radiative heating results from the absorption of visible and near-infrared solar photons by methane and collision-induced absorption in the lower atmosphere (Conrath et al. 1990, 1998; Li et al. 2018). The effect of clouds and hazes are considered later in section 4.1.

Thermal emission and visible/near-infrared absorption by hydrocarbons are key to the radiative cooling and heating in ice giant atmospheres. As line-by-line calculations are too time-consuming for model applications, correlated-k coefficients for different spectral bands and temperature–pressure values are pre-calculated offline (Goody et al. 1989; Wordsworth et al. 2010). The k-distribution model was obtained as described by Guerlet et al. (2014) for Saturn with the same compounds. Briefly, we start by computing the high-resolution spectra of the absorption coefficients $k(\nu)$ of hydrocarbons (CH_4 , C_2H_2 , C_2H_6) line-by-line from the spectroscopic data of HITRAN 2016 and Rey et al. (2018) according to their vertical distribution (fig. 1) and their methane isotope content (CH_3D , ^{13}C) on a rough temperature–pressure grid (9 values between 40 and 190 K and 12 layers between 10^9 and 0.1 Pa). Then, the spectra are discretized into several spectral bands (20 bands for the thermal part and 26 bands in the visible part) between 0.3 and $1000 \mu\text{m}$ which results from a good compromise between bandwidth and number of bands in order to maintain good precision and a fairly short reading

time. For each spectral band and T-p value, high-resolution absorption coefficients $k(\nu)$ are sorted by strength, then converted into a cumulative probability function $g(k)$ (with g varying from 0 to 1), and finally this function is inverted to obtain $k(g)$. This is now a smooth function that replaces $k(\nu)$ and can be integrated over typically 16 Gauss points (8 sampled between 0 and 0.95, plus 8 sampled between 0.95 and 1). Like Guerlet et al. (2014), H_2 -broadened coefficients are used instead of air-broadened coefficients for methane and ethane (Halsey et al. 1988; Margolis 1993). During a GCM run, these tabulated coefficients are interpolated at the temperature computed by the model at a given time step, at each pressure level. Non-local thermodynamic equilibrium effects from CH_4 on the temperature are not taken into account because it starts to be significant at pressures lower than 3 Pa for Uranus and 0.5 Pa for Neptune (Appleby 1990), which is above the top boundary of our model. We note that all opacity sources (not only the hydrocarbon ones) are calculated on the spectral bands used by the k-distribution model.

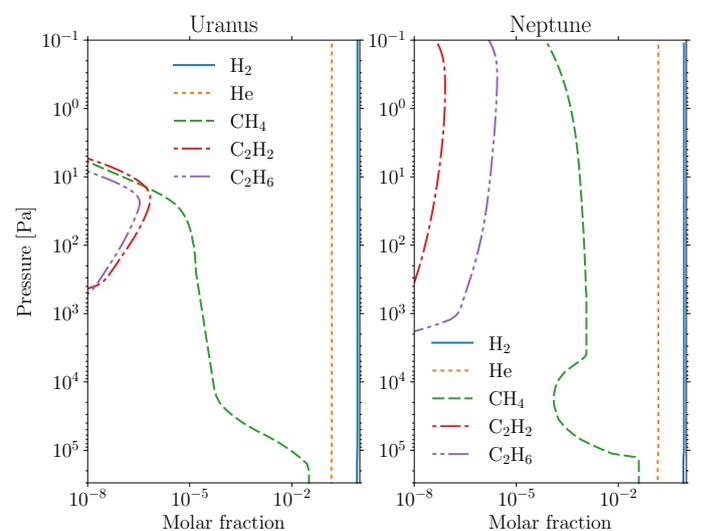


Fig. 1. Vertical molar fraction of the gases on Uranus (left) and Neptune (right) used by the model. Collision-induced absorptions and emissions of H_2 and He contribute to radiative heating and cooling throughout the entire atmospheric column, as absorption and emission by methane (except on Uranus, where its abundance becomes insignificant at pressures below ~ 10 Pa). The other hydrocarbons are active only in the stratosphere for pressures between ~ 1 hPa and ~ 7 Pa on Uranus and below ~ 10 hPa on Neptune.

We consider collision-induced absorption (CIA) from $\text{H}_2\text{--H}_2$ (Borysow 1991; Zheng & Borysow 1995; Borysow et al. 2000; Fletcher et al. 2018), $\text{H}_2\text{--He}$ (Borysow et al. 1989; Borysow & Frommhold 1989), $\text{H}_2\text{--CH}_4$ (Borysow & Frommhold 1986), He--CH_4 (Taylor et al. 1988) and $\text{CH}_4\text{--CH}_4$ (Borysow & Frommhold 1987) according to the vertical distribution of each species (fig. 1). For $\text{H}_2\text{--H}_2$, $\text{H}_2\text{--He}$ and $\text{H}_2\text{--CH}_4$ data, the hydrogen ortho:para ratio is set to the equilibrium as observed (on average) on both planets.

Rayleigh scattering following the method described in Hansen & Travis (1974) from the three main gases (H_2 , He , CH_4) is included. Raman scattering by molecular hydrogen is neglected because its optical depth is lower than that of Rayleigh scattering (Sromovsky 2005) and the heating and cooling rate of Rayleigh scattering is already much lower than hydrocarbons or CIA contributions (100 to 1000 times lower). CIA and Rayleigh scattering are interpolated on the same grid of the k-distribution model (pressure, temperature and wavelength).

261 The abundance of methane on Uranus and Neptune is known
 262 to vary with latitude and altitude. Indeed, in the troposphere of
 263 Neptune, the molar fraction of methane at the equator reaches 6
 264 to 8% while at the poles, it decreases to 2 to 4% (Karkoschka
 265 & Tomasko 2011; Irwin et al. 2019). On Uranus, the gradient
 266 is less marked with a methane mole fraction reaching 3 to 4%
 267 at the equator and $\sim 1\%$ at the poles (Karkoschka & Tomasko
 268 2009; Sromovsky et al. 2019). This latitudinal variation is ac-
 269 companied by a vertical variation linked to the condensation of
 270 methane near 1000 hPa and to the photochemistry, eddy and
 271 molecular diffusion in the middle and upper atmosphere. On
 272 Uranus, due to a more stratified atmosphere, the methane ho-
 273 mopause exists at higher pressures (between 10 and 1 Pa) than
 274 on Neptune (between 10^{-2} and 10^{-3} Pa) (Moses et al. 2018).
 275 These variations have the consequence of strongly playing on the
 276 competition between the different sources of opacity according
 277 to latitude and altitude. The detailed examination of methane's
 278 vertical profile can be found in Section 4.2. In the case of the
 279 model used here, only variations in altitude are taken into ac-
 280 count and the methane is assumed to be horizontally uniform and
 281 constant over time. For Uranus, the methane mole fraction pro-
 282 file below the 100 Pa level (3.2%) from Lellouch et al. (2015) is
 283 combined with the annual average profile from the photochemi-
 284 cal model of Moses et al. (2018) above the 100 Pa level (fig. 1).
 285 On Neptune, the methane deep tropospheric value is set to 4%
 286 based on latitudinally averaged retrieved values by Irwin et al.
 287 (2019); near the condensation level, the profile from Lellouch
 288 et al. (2015) is used and above this level, the annual average pro-
 289 file from Moses et al. (2018) is chosen. We take this variation on
 290 the abundance of H_2 and He into account, and the molar fraction
 291 of He/H_2 is fixed at 0.15/0.85 for both planets (Conrath et al.
 292 1987; Burgdorf et al. 2003). Concerning the vertical distribution
 293 of hydrocarbons (C_2H_2 , C_2H_6 , CH_3D , ^{13}C), they are set to an
 294 annual-averaged profile derived from the photochemical model
 295 of Moses et al. (2018). Variations in chemical distributions are
 296 predicted by photochemical models which alter the heating and
 297 cooling rates but the effect is expected to be secondary to direct
 298 variation in seasonal insolation at the pressures considered.

299 3. Vertical thermal structure: Clear-sky models

300 Using our 1D radiative-convective model with the paramet-
 301 ers described above, we simulated temperature profiles for
 302 both planets at the latitudes and solar longitudes corresponding
 303 to Voyager 2 radio-occultation profiles. The temperature pro-
 304 files that derived from Voyager 2 were obtained at $2-6^\circ S$ and
 305 $L_s \approx 271^\circ$ for Uranus (Lindal et al. 1987; Lindal 1992) and at $59-62^\circ N$
 306 and $L_s \approx 235^\circ$ for Neptune (Lindal 1992). We caution that
 307 the Lindal (1992) Voyager 2 temperature profile of Neptune was
 308 derived assuming a He/H_2 ratio of 0.19/0.81 that is higher than
 309 the more recently derived 0.15/0.85 ratio (Burgdorf et al. 2003).
 310 Using a lower He/H_2 ratio in the radio-occultation data anal-
 311 ysis would lead to a temperature profile colder by only a few
 312 Kelvins, and would not change our conclusions. To complete
 313 data in the stratosphere for comparison purposes, the globally
 314 averaged temperatures retrieved by Orton et al. (2014) at $L_s \approx 0^\circ$
 315 for Uranus and Lellouch et al. (2015) at $L_s \approx 279^\circ$ for Neptune are
 316 taking into account. The simulated temperature profiles obtained
 317 here are shown in fig. 2.

318 The predicted tropospheric temperatures for both planets are
 319 similar as expected. This similarity is due to the lack of internal
 320 heat flux on Uranus and to the excess in the case of Neptune.
 321 Sensitivity tests were performed by parameterising the internal
 322 energy flux at the upper and lower limits estimated by Pearl et al.

(1990); Pearl & Conrath (1991). On Uranus, the tropospheric 323
 temperature obtained at 3000 hPa is warmer by 2 K and on Nep- 324
 tune, it is 5 K warmer (resp. colder) using the high (resp. lower) 325
 limit of 0.53 W.m^{-2} (resp. 0.38 W.m^{-2}). The tropospheric tem- 326
 peratures on Neptune are thus sensitive to the internal heat flux. 327
 Concerning their stratosphere, as in previous studies, an impor- 328
 tant gap called 'energy crisis' exists between the temperature 329
 retrieved by the observations and the simulated ones. The dif- 330
 ference begins at the top of the troposphere on Uranus (~ 500 331
 hPa) and at the tropopause on Neptune (~ 100 hPa). The tem- 332
 perature mismatch reaches ~ 70 K on Uranus at 10 Pa and ~ 25 333
 K on Neptune at 100 Pa. Our model predicts also that Neptune's 334
 stratosphere is warmer than Uranus' despite its larger distance to 335
 the Sun. For instance, at 1 hPa, our model predicts that Neptune 336
 is 35 K warmer than Uranus. This can be explained by a signifi- 337
 cantly higher abundance of methane in Neptune's stratosphere 338
 (1.3×10^{-5} on Uranus and 1×10^{-4} on Neptune at 1 hPa), imply- 339
 ing a larger heating rate. This is consistent with the results of 340
 Li et al. (2018) who computed the different contributions of the 341
 gaseous opacity sources to the heating and cooling rates: at pres- 342
 sures lower than 50 hPa, methane is the dominant heating source. 343
 Regarding the cooling rates, on Uranus, they are dominated by 344
 the CIA opacities throughout the atmosphere while on Neptune, 345
 CIA opacities control the cooling rates at pressures higher than 346
 1–2 hPa and hydrocarbons are the dominant contributors at lower 347
 pressures. We note that like in our simulations, Li et al. (2018) 348
 (who did not take haze opacities into account) reported a heating 349
 deficit in both planets' stratospheres. 350

To further evaluate our results, we computed the Bond 351
 albedo, based on simulations performed at all latitudes. Pearl 352
 et al. (1990) and Pearl & Conrath (1991) inferred a Bond albedo 353
 of 0.30 ± 0.05 and 0.29 ± 0.05 based on Voyager 2 observations for 354
 Uranus and Neptune, respectively. Our values of 0.27 and 0.25 355
 are in rough agreement with the ones derived from observations. 356
 We note however that the reanalysis of full-disk reflectivity data 357
 from Voyager 2 flyby hints at a Bond albedo that may be higher 358
 on Uranus and lower on Neptune (Wenkert et al. 2022). In the 359
 next section, we explore other radiative heat sources that could 360
 increase the temperature above the tropopause while maintaining 361
 a realistic Bond albedo value (keeping in mind that these values 362
 may be overestimated or underestimated). 363

364 4. Supplementary heat sources in the stratosphere

365 4.1. Aerosol and cloud layers

366 Thermochemical models (Pryor et al. 1992; Baines & Hammel 367
 1994) predict, from the temperature profile and the hydrocar- 368
 bon abundances (CH_4 , C_2H_6 , C_2H_2), that a thick methane cloud 369
 should be located at ~ 1500 hPa and that other hydrocarbons 370
 should condense in the lower stratosphere and be optically thin 371
 for both planets. Several scenarios of the vertical distribution of 372
 clouds and hazes have been proposed for Uranus and Neptune to 373
 reproduce observations in different portions of the visible and 374
 near-infrared (NIR) spectrum. However, numerous sources of 375
 uncertainty exist that make the characterisation of the haze/cloud 376
 structure very challenging. These include uncertainties in the 377
 spectral dependence of optical properties, in the latitudinal and 378
 vertical variation of methane abundance, in seasonal changes of 379
 cloud distribution, in the difficulty in seeing the contribution of 380
 haze/cloud opacities due to the spectral dominance of methane 381
 gas in the NIR and uncertainties linked to the narrow spectral 382
 windows of observations. Nevertheless, these studies have es- 383
 tablished a first-order vertical structure on ice giants.

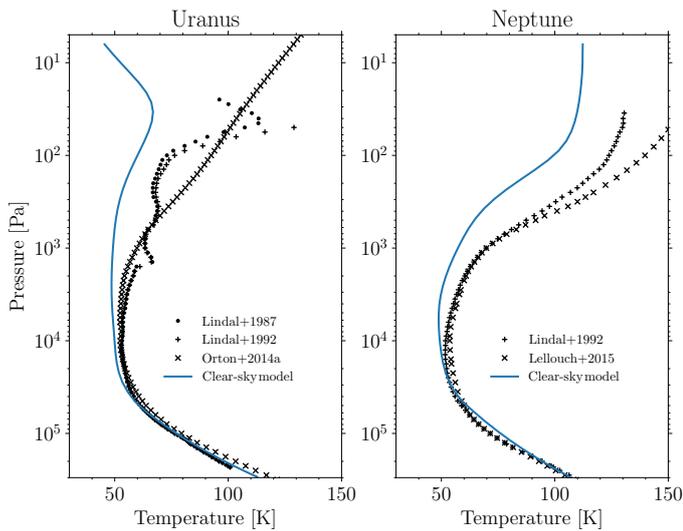


Fig. 2. Temperature simulated by the clear-sky model in blue on Uranus (left) and Neptune (right) at the same latitude and solar longitude as the observations (see text). Observed temperature profiles are from Lindal et al. (1987) (black dots), Lindal (1992) (black plus), Orton et al. (2014) (black cross) for Uranus and Lellouch et al. (2015) (black cross) for Neptune.

In the domain of study of our model (between 3000 hPa and 5 Pa), Uranus' atmosphere is thought to comprise at least one optically thin haze layer with a particle mean radius of $\sim 0.1 \mu\text{m}$ located above the CH_4 condensation level and an optically thick cloud layer located between 1000 and 3000 hPa with larger particle size ($\sim 1 \mu\text{m}$). The existence of the methane cloud layer remains although thermodynamically expected because some scenarios do not need such a cloud at the level of methane condensation (Sromovsky & Fry 2007; Karkoschka & Tomasko 2009; Irwin et al. 2012, 2015; Roman et al. 2018; Sromovsky et al. 2019). Some more complex haze/cloud scenarios with more haze layers exist (Sromovsky & Fry 2007; Sromovsky et al. 2011, 2014). Concerning the optical properties of the haze located in the upper troposphere (Tice et al. 2013; Sromovsky et al. 2014) or the lower stratosphere (Sromovsky & Fry 2007; Karkoschka & Tomasko 2009; Sromovsky et al. 2011; Tice et al. 2013; Irwin et al. 2015, 2017), they are poorly constrained. Moreover, latitudinal variations in optical depth, refractive index and particle radius have been found recently for the upper haze (Sromovsky et al. 2011; Roman et al. 2018; Sromovsky et al. 2019), adding difficulty in identifying the optical properties of haze particles.

Concerning Neptune, a lot of scenarios have also been proposed to reproduce the vertical haze/cloud structure. These studies retrieved a similar vertical haze/cloud structure but optically thinner in comparison to Uranus. The haze particle radii are also found to be smaller ($\sim 0.1 \mu\text{m}$) than that of the deep cloud particles ($\sim 1 \mu\text{m}$) (Karkoschka & Tomasko 2011; Luszcz-Cook et al. 2016; Irwin et al. 2019). As on Uranus, the optical properties are also poorly constrained (Karkoschka & Tomasko 2011; Irwin et al. 2011, 2016; Luszcz-Cook et al. 2016; Irwin et al. 2019) and the existence and altitude of the tropospheric methane cloud is uncertain (Karkoschka & Tomasko 2011). Due to the intense cloud activity, the retrieved properties from various scenarios are also latitudinally dependent.

Nearly all these models were based on narrow-band observations, with a limited spectral range. Irwin et al. (2022) reanalysed a combined set of observations (IRTF/SpEx, HST/STIS, Gemini/NIFS) to cover a broader spectral range ($0.3\text{--}2.5 \mu\text{m}$) than

other studies in order to better characterise the vertical structure of haze/cloud layers in ice giants and their optical properties from visible to near-infrared light. By using this combined spectrum and a radiative transfer model, the following vertical structure (in the vertical range of our model) has been found for both planets:

- A vertically extended photochemical haze at pressures lower than 1000 hPa composed of submicron-sized particles which are more scattering at visible wavelengths and more absorbing at UV and longer wavelengths (see their imaginary refractive index in fig.3 for Uranus and fig.4 for Neptune);
- A compact aerosol layer concentrated near the methane condensation level at 1000-2000 hPa composed of micron-sized particles with similar optical properties to the optically thin extended haze above it (see fig.3 and 4).

On Neptune, Irwin et al. (2022) added a thin methane cloud layer near the tropopause to fit the reflectance spectrum at wavelengths longer than $\sim 1 \mu\text{m}$. We note that this tropopause cloud is very spatially variable rather than globally uniform, corresponding to the patchy clouds seen in NIR data. Concerning the absence of methane cloud at ~ 1000 hPa on Uranus and Neptune, the authors argue that the presence of aerosols at 1000-2000 hPa acting as cloud-condensation nuclei, causes such a rapid condensation of methane that the newly formed methane ice precipitates instantly. Because the study by Irwin et al. (2022) is the most comprehensive one to date, we thus base our aerosol parametrisation on their results.

In our model, the effects of clouds and hazes on radiative heating and cooling rates are simulated using the following inputs: their total optical depth, their vertical distribution (parameterised with a given bottom pressure level and a fractional scale height), the weighted mean of their particle radius distribution with their effective variance, and the optical properties of the species. The latter are the extinction coefficient, the single scattering albedo and the asymmetry factor which are calculated by a Mie code (Bohren & Huffman 1983) as a function of wavelength for a given particle radius and refractive index (the real part n_r and the imaginary part n_i). The vertical distribution of the vertically extended photochemical haze on both planets is less constrained. For the next investigations, we adopt the value of the fractional scale height adopted by Irwin et al. (2022) where the aerosols are uniformly present from 1600 hPa to the top of our model (~ 5 Pa). The reality is necessarily more complex, with a more irregular distribution and an altitude above which the atmosphere is effectively clear of hazes.

For the hazes, the weighted average of all best-fitting retrieved refractive index (n_i) spectra deduced by Irwin et al. (2022) are used, but they are only available in the visible/NIR part of the spectrum. Knowing the refractive index in the thermal infrared is necessary to account for thermal emission from hazes. Thus, three different ad hoc values of refractive index (1×10^{-1} , 1×10^{-2} , 1×10^{-3}) in this spectral range have been tested (fig.3 for Uranus and fig.4 for Neptune) to estimate the amount of radiative cooling by these hazes. In the case of Neptune, the refractive index from Martonchik & Orton (1994) is used for the additional methane cloud located at the tropopause.

Before evaluating the radiative impact of aerosols on the temperature profile, preliminary tests according to the ranges of the different parameters of these cloud and haze layers (Table 2 in Irwin et al. (2022)) are necessary in order to verify if the Bond albedo obtained by our model is consistent with the one retrieved during the Voyager 2 flyby. The best-fit scenario for both planets is given in table 1 and the Bond albedo from these parameters

Haze/cloud layer	Parameter	Uranus	Neptune
Vertically extended photochemical haze	Bottom pressure (hPa) p_1	1600	1600
	Fractional scale height f_1	2.0	2.0
	Optical depth (at $0.8 \mu\text{m}$) τ_1	0.04	0.05
Haze concentrated near CH_4 condensation level	Bottom pressure (hPa) p_2	1500	2000
	Fractional scale height f_2	0.1	0.1
	Optical depth (at $0.8 \mu\text{m}$) τ_2	2.0	1.0
Methane cloud at the tropopause	Bottom pressure (hPa) p_{CH_4}	-	200
	Fractional scale height f_{CH_4}	-	0.1
	Optical depth (at $0.8 \mu\text{m}$) τ_{CH_4}	-	0.03
	Particle radius (μm) r_{CH_4}	-	2.5

Table 1. Best-fit haze scenario adapted from Irwin et al. (2022) that is consistent with the Bond albedo retrieved during the Voyager 2 flyby (Pearl et al. 1990; Pearl & Conrath 1991).

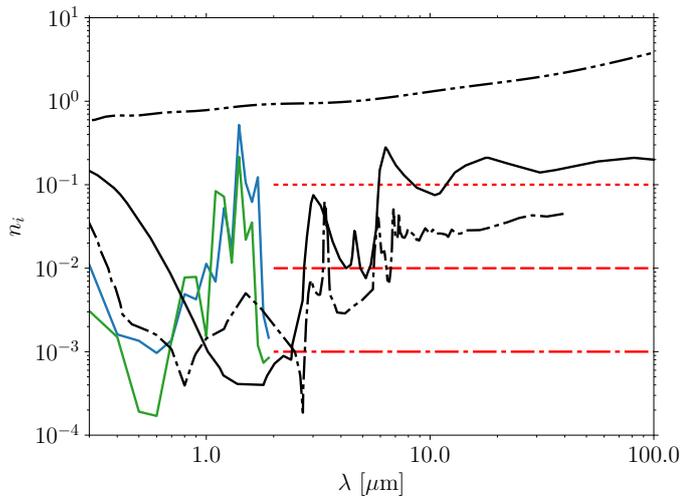


Fig. 3. Uranus: Imaginary refractive indices for Uranus. The blue line corresponds to the vertically extended photochemical haze and the green line to the concentrated haze located near the CH_4 condensation level from Irwin et al. (2022). Three different ad hoc values (1×10^{-1} , 1×10^{-2} , 1×10^{-3}) in the thermal infrared ($> 2 \mu\text{m}$) are added (red lines). For reference, refractive indices of tholins (Khare et al. 1984), ice tholins (Khare et al. 1993) and black carbon (Jäger et al. 1998) are also shown in solid, dotted-dashed and double dotted-dashed black lines respectively.

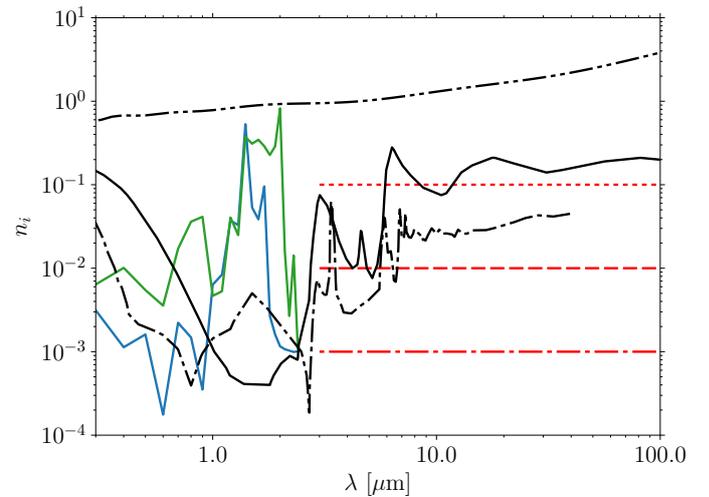


Fig. 4. Same as fig. 3 but for Neptune.

485 is 0.35 for Uranus and 0.34 for Neptune, which corresponds for
486 both planets to the upper limit of the Bond albedo retrieved dur-
487 ing Voyager 2 era. Knowing that the Bond albedo observed is
488 maybe overestimated on Neptune, the albedo obtained by our
489 model may not be realistic. We note that without the methane
490 cloud layer only at the tropopause, the Bond albedo obtained is
491 equal to 0.29.

492 We find that including hazes significantly warms Uranus’
493 stratosphere: our simulated temperature profiles for the three dif-
494 ferent thermal infrared refractive index values closely approxi-
495 mate Voyager 2 observations (fig.5). The difference between the
496 simulated temperature without aerosol layers and the observed
497 temperature reached 70 K in the lower stratosphere (~ 10 Pa). By
498 adding these aerosols, it is only ~ 5 -10 K at this level depend-
499 ing on the value of n_i in the thermal infrared. At the tropopause and
500 lower stratosphere, the thermal structure is now more consistent
501 with the observed tropopause level than the case without haze
502 layers. This difference is explained by the absence of radiative
503 species sufficiently absorbent to warm the atmosphere at these

504 levels. The refractive index of this aerosol layer is fairly high
505 near the ultraviolet and in the near-infrared, and the opacity is
506 high enough for the absorption to be significant to allow heating.
507 The results of our simulations are different from previous publi-
508 cations where it was assumed that aerosols had little or no effect
509 on heating the stratosphere (Marley & McKay 1999; Moses et al.
510 1995). This will be discussed in section 4.4. However, at pres-
511 sures below 30 Pa, the heating is no longer sufficient to main-
512 tain a profile similar to that observed, due to a lower opacity of
513 the aerosol layer. The profile becomes almost isothermal and de-
514 parts from the temperature profile observed on Uranus. Another
515 heating source seems to be required at the top of our model to
516 better match the observations. Complementary tests by changing
517 the optical indices of aerosol layers by those of tholins and ice
518 tholins were performed. Ice tholins-like particles indeed seem to
519 be a good candidate for the haze (Irwin et al. 2022) as they have
520 similar refractive indexes (Fig.3 & 4). When using the ice tholins
521 optical indices (Fig. 6), we also report a warming effect but it is
522 less important than when using the haze properties of Irwin et al.
523 (2022). Rather, a similar warming is simulated by our model by
524 replacing the optical indices of Irwin et al. (2022) by those of
525 tholins.

526 In the case of Neptune, the heating produced by aerosol lay-
527 ers is in a relative sense less important than the one obtained
528 on Uranus (Fig.5) because absorption in near-infrared light is al-
529 ready dominated by methane in the stratosphere (unlike Uranus).
530

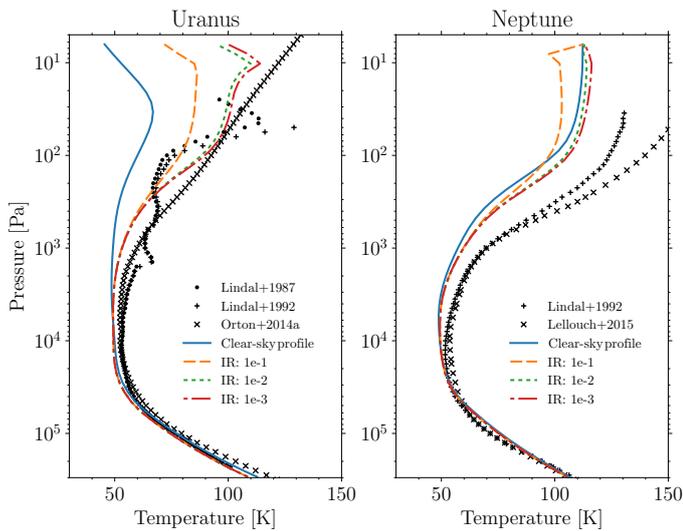


Fig. 5. Simulated temperature profiles of Uranus (left) and Neptune (right) with the Irwin et al. (2022) haze scenario for three different values of the absorption coefficient in the thermal infrared. The dashed orange line is the case with an imaginary index of 10^{-1} in the thermal infrared, the dotted green line is the 10^{-2} case, and the dotted-dashed red line is the 10^{-3} case. For n_i lower than 10^{-3} in the thermal infrared, we obtain the same temperature profile as the case at 10^{-3} . In comparison, the temperature reached without aerosols was added as a blue line and the different observations are shown in black as described in fig.2.

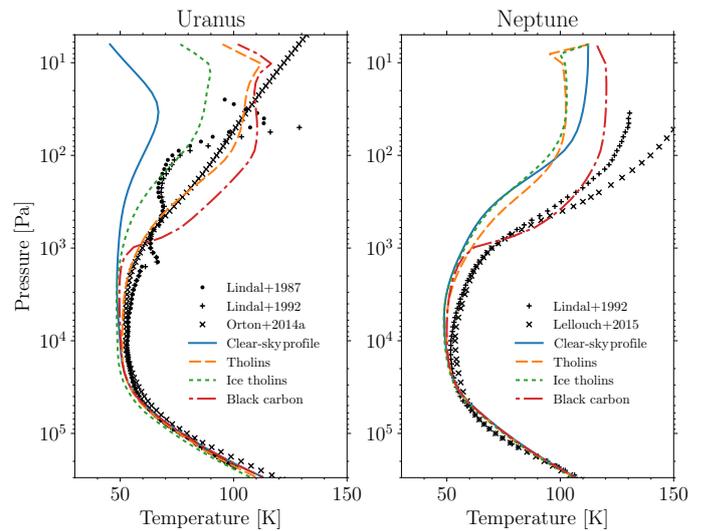


Fig. 6. Simulated temperature profiles of Uranus (left) and Neptune (right) with the Irwin et al. (2022) haze scenario but with different optical indices. The dashed orange line is the case where the Irwin et al. (2022) optical indices were replaced by those of tholins (Khare et al. 1984) and the dotted green line corresponds to ice tholins (Khare et al. 1993). The dotted-dashed red line is the temperature simulated with an ad hoc black carbon dust layer located between 5 and 1000 Pa. In comparison, the temperature reached without aerosols is displayed as a blue line and the different observations are shown in black as described in fig.2.

530 Adding the aerosol scenario only adds 5 K compared to the sim-
 531 ulation without aerosol at ~ 1 hPa. Moreover, assuming the high-
 532 est value for n_i in the thermal infrared yields a net cooling effect
 533 for $p < 1$ hPa due to a large thermal emission. At pressures above
 534 the 1 hPa level, the temperature becomes also almost isothermal.
 535 By replacing the optical indices by tholins or ice tholins, no sig-
 536 nificant change is observed (Fig. 6).

537 Another interesting candidate for the haze material is the
 538 rings of these planets. UVS observations showed that the hy-
 539 drogen exosphere of Uranus extends to the rings and therefore
 540 can transport dust materials into the atmosphere (Broadfoot et al.
 541 1986; Herbert et al. 1987). Rizk & Hunten (1990) showed that
 542 dust particles falling from rings in a small latitude band centred
 543 at the equator can significantly warm the high stratosphere of
 544 Uranus. The particles from the rings are known to be very dark,
 545 similar to black carbon (Ockert et al. 1987; Karkoschka 1997).
 546 We performed tests by adding an arbitrary haze layer with optical
 547 constants of black carbon retrieved in laboratory from a pyrolysis
 548 experiment (Jäger et al. 1998) without the haze scenario from
 549 Irwin et al. (2022). An optically thin ($\tau = 0.01$ at 160 nm) layer
 550 of this type of particle with a small radius ($0.1 \mu\text{m}$) confined ar-
 551 bitrarily between 1000 and 5 Pa can warm this entire vertical
 552 range. The Bond albedo of 0.27 obtained is consistent with the
 553 value calculated during the Voyager 2 era (0.30 ± 5). Adding this
 554 layer on Neptune gives a similar warming (fig.6) but the opti-
 555 cal depth must be greater than on Uranus ($\tau = 0.05$ at 160 nm).
 556 This greater opacity means that the atmosphere is darker, with a
 557 Bond albedo equal to 0.22, inconsistent with the observed value
 558 (0.29 ± 5). Moreover, such a ring-flowing material on Neptune re-
 559 mains speculative due to the lack of observations of an exosphere
 560 extending to the rings.

561 Similarly to West et al. (1991) and Marley & McKay (1999),
 562 we find that ethane (C_2H_6), acetylene (C_2H_2) and diacetylene
 563 (C_4H_2) ices are insufficiently dark in the UV and visible and
 564 too optically thin to absorb significant amounts of solar flux on

both planets by using Baines & Hammel (1994) haze scenario. 565
 Acetylene haze has an anti-greenhouse effect and results in a 566
 decrease in temperature by 5 to 10 K on Uranus. This haze could 567
 be responsible for the low temperature observed between 70 and 568
 300 Pa. On Neptune, no significant effect is visible. 569

4.2. Stratospheric methane abundance 570

571 The abundance of methane is rather poorly constrained on both 572
 planets. We explore the impact of the methane abundance on 573
 our simulated profile to assess if the mismatch between models 574
 and observations could be solved by setting a specific methane 575
 abundance within current observational errors.

576 Various estimates of the methane abundance obtained in 577
 Uranus' atmosphere are summarised in fig.7. The general ob- 578
 served trend is a strong decrease above the tropopause level, 579
 where methane decreases from typically $\sim 10^{-4}$ at 100 hPa to be- 580
 low 10^{-6} at the 1 hPa level. This trend is qualitatively repro- 581
 duced by the seasonal photochemical model of Moses et al. (2018, 582
 2020), although that model significantly exceeds the methane 583
 abundance derived from Voyager 2/UVS by Yelle et al. (1987, 584
 1989) at 1–10 hPa. Assuming a lower value of the eddy dif- 585
 fusion coefficient in the photochemical model (hence resulting 586
 in a lower homopause level) can match the UVS methane data. 587
 However, this results in a strong underestimation of the acety- 588
 lene abundance derived from UV/visible spectrum and thermal 589
 infrared (see discussion in Moses et al. (2005) and references 590
 therein). This suggests that the homopause level may vary with 591
 latitude and/or season, or that the methane abundances derived 592
 from UVS were strongly underestimated. Measurement discrep- 593
 ancies in the methane abundance are also found in the lower 594
 stratosphere, where Lellouch et al. (2015) derived a volume mix- 595
 ing ratio (vmr) equal to 9.2×10^{-5} near 100 hPa from Herschel far 596
 infrared and sub-mm observations (compatible with analyses of

597 ISO measurements by Encrenaz et al. (1998)), while the analysis
 598 of Spitzer/InfraRed Spectrograph (Spitzer/IRS) observations by
 599 Orton et al. (2014) is consistent with a much smaller abundance,
 600 of 1.6×10^{-5} , at that pressure level.

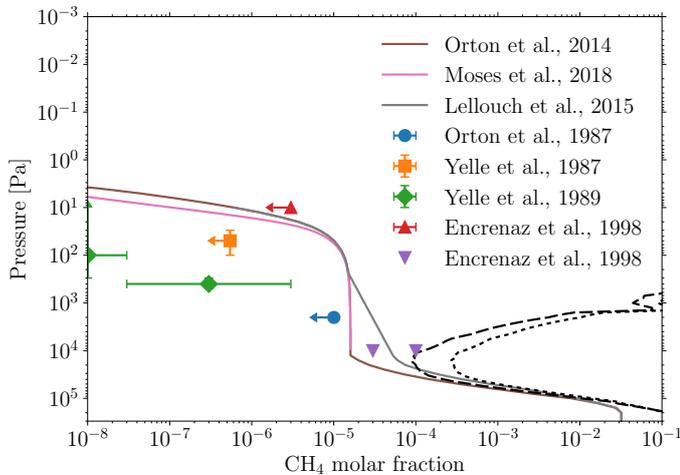


Fig. 7. Methane volume mixing ratio in the atmosphere of Uranus estimated by different observations and models. The dotted line represents the liquid saturated CH_4 vmr calculated from Lindal et al. (1987) temperature profile and the dashed line is the ice saturated CH_4 vmr. The nominal CH_4 vmr profile used in our model is Lellouch et al. (2015) below the 100 Pa level and Moses et al. (2018) above the 100 Pa level.

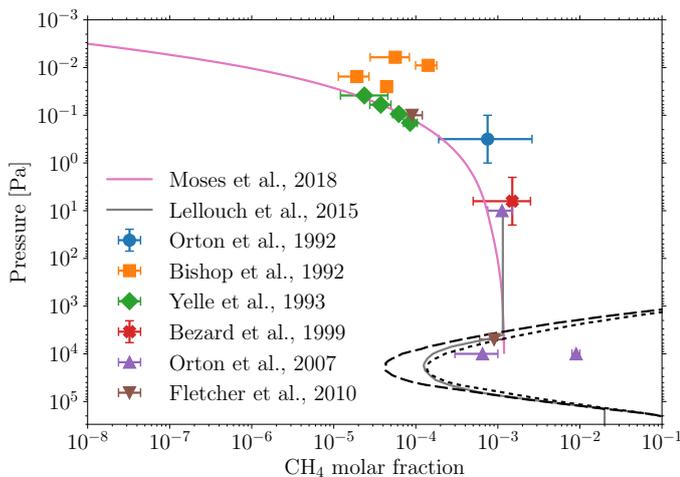


Fig. 8. Methane volume mixing ratio in the atmosphere of Neptune retrieved by different observations and models. The dotted line represents the liquid saturated CH_4 vmr calculated from Lindal (1992) temperature profile and the dashed line is the ice saturated CH_4 vmr. The CH_4 vmr profile used in our model is Lellouch et al. (2015) between 1500 and 100 hPa from and Moses et al. (2018) above 100 hPa level. Below the 1500 hPa, the CH_4 vmr value from Irwin et al. (2019) is assumed.

601 For Neptune, several estimations of the stratospheric CH_4
 602 vmr profile exist (fig.8). From ground-based spectroscopic in-
 603 frared observations, CH_4 vmr estimations below the 1 Pa level
 604 and above the tropopause seem to be in agreement with each
 605 other with a value of $\sim 1 \times 10^{-3}$. At lower pressures, a dis-
 606 crepancy between observations appears. From Voyager 2/UVS
 607 solar occultation lightcurves, Bishop et al. (1992) constrained
 608 the abundance of methane to be in the range $0.2 - 1.5 \times 10^{-4}$
 609 between 0.006 and 0.025 Pa. However, with the same dataset,
 610 Yelle et al. (1993) derived almost the same values but at higher

611 pressures (~ 0.1 Pa). Using the disk-averaged infrared spectra ob-
 612 tained by Akari, Fletcher et al. (2010b) derived a similar value at
 613 this pressure level. The photochemical model from Moses et al.
 614 (2018) is also consistent with the latter estimations of CH_4 vmr
 615 at this level and also reproduces the CH_4 vmr estimated in the
 616 lower stratosphere.

617 The nominal methane profile used in our model consists in
 618 the Lellouch et al. (2015) profile below the 100 Pa level for
 619 Uranus (1000 Pa for Neptune) and Moses et al. (2018) above
 620 it. On Neptune, the methane tropospheric value is set to 4% fol-
 621 lowing Irwin et al. (2019)). However, the aforementioned dis-
 622 crepancies in different observed methane values in the lower
 623 stratosphere and/or in the homopause altitude level (fig. 7 & 8)
 624 leave room to test other methane profiles and evaluate their in-
 625 fluence on the temperature profile. We also test unrealistically
 626 high methane abundance profiles to evaluate what would be the
 627 amount of methane needed to match the observed temperatures.
 628 For Uranus, tests were carried out by multiplying by 2, 4, 6, 8
 629 and 10 our nominal case of CH_4 vmr above the methane con-
 630 densation level, with the constraint of never exceeding CH_4 local liq-
 631 uid saturation. The highest methane abundance tested for Uranus
 632 is similar to the mean CH_4 vmr retrieved on Neptune's lower
 633 stratosphere. In the case of Neptune, the methane homopause
 634 level is already above the top of the model (~ 5 Pa). So, only tests
 635 by multiplying the CH_4 vmr above the a priori methane con-
 636 densation level have been done without exceeding CH_4 local liquid
 637 saturation on Neptune (fig. 8).

638 The tests presented in this section have been made with-
 639 out any haze/cloud layers. Results obtained with different val-
 640 ues of methane abundance show that the stratosphere of Uranus
 641 is highly sensitive to the amount of methane (fig.9). A value of
 642 10^{-4} for the CH_4 vmr throughout the lower stratosphere, which
 643 corresponds to a saturated case at the tropopause, can sufficiently
 644 warm these levels to match the observations. This amount is too
 645 large compared to the globally averaged observations (Lellouch
 646 et al. 2015) (3 to 10 times higher depending on the pressure
 647 level). One could argue the possibility of a greater local methane
 648 abundance at the location of the Voyager 2 radio-occultation pro-
 649 file. However, the globally averaged temperature being similar to
 650 the Voyager 2 temperature, this assertion is unlikely but strong
 651 and temporal methane gradients as for C_2H_2 (Roman et al. 2022)
 652 can exist. Supplementary tests have been made by increasing
 653 only the homopause of the nominal profile from 100 to 10 Pa
 654 by maintaining the vertical gradient between 100 and 200 Pa.
 655 A warming has been observed but it remained confined to the
 656 last levels of our model (for pressures lower than ~ 50 Pa). The
 657 Bond albedo obtained for all abundances tested is similar to the
 658 clear-sky Bond albedo (see section 3).

659 By adding the best-fit haze/cloud scenario, the amount of ad-
 660 ditional methane necessary to warm the stratosphere is much less
 661 important, or even not needed considering that the temperature
 662 simulated only with the cloud model is already close to the Voy-
 663 ager 2 profiles. An amount 2 to 4 times higher than our reference
 664 profile, still consistent with the range of observations (fig.11),
 665 enables the temperature profile of Voyager 2 to be matched.
 666 Thus, a higher abundance of methane can partly account for the
 667 warm observed temperatures on Uranus.

668 In any of the tested scenarios described above, the combi-
 669 nation of haze/cloud scenarios and various methane abundance
 670 profiles remain insufficient to reproduce the observed tempera-
 671 ture on Uranus at pressures lower than 30 Pa. An additional heat-
 672 ing is required at the top of the model to reduce the gap between
 673 the simulated temperature and the observed one.

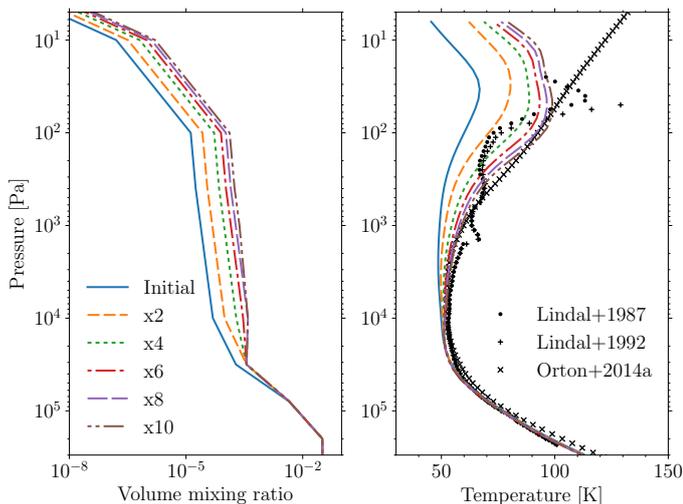


Fig. 9. Simulated temperature profiles with different methane abundances on Uranus. Left: CH₄ vmr profile (solid blue line, see section 3), with two (short dashed orange curve), four (dotted green curve), six (dotted-dashed red curve), eight (long dashed violet curve), and ten (double dotted-dashed maroon curve) times the nominal abundance. Right: the corresponding simulated temperature profiles. The black symbols are the observed temperatures described in fig.2 .

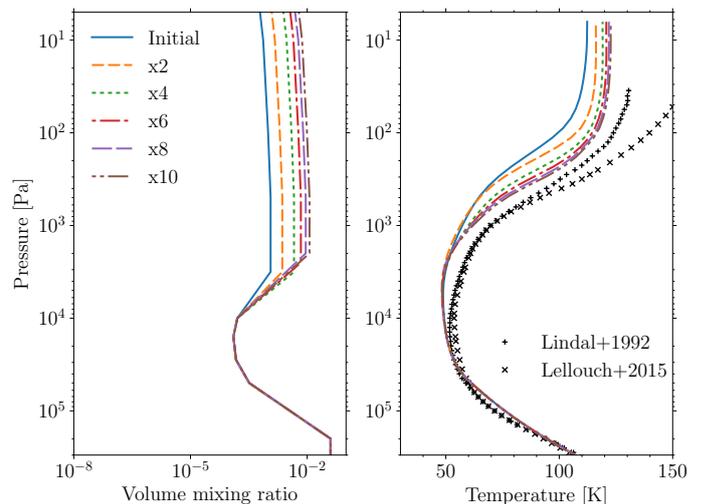


Fig. 10. Simulated temperature profiles with different methane abundances on Neptune. Left: CH₄ vmr profile on Neptune with the nominal CH₄ vmr profile (solid blue line, see section 3), or with that abundance multiplied by two (short dashed orange curve), four (dotted green curve), six (dotted-dashed red curve), eight (long dashed violet curve), and ten (double dotted-dashed maroon curve) above the methane condensation level. Right: the corresponding simulated temperature profiles. The black symbols correspond to the observed temperatures described in fig.2 .

674 On Neptune, the atmosphere is far less sensitive to the addition
675 of higher methane amounts (fig.10) at any level because
676 the spectral windows of the methane are already saturated. To be
677 close to the observed temperature, the methane abundance would
678 have to be 100 times greater than that measured. Thus, a higher
679 methane abundance cannot be the solution to the energy crisis on
680 Neptune, even with additional heating from aerosol.

681 4.3. Thermospheric conduction

682 The thermospheres of Uranus and Neptune are well-known for
683 the energy crisis problem. The temperature expected from solar
684 heating is inconsistent with the observed ones at these levels
685 (Melin et al. 2019). A temperature of 750 K has been measured
686 at the expected level of the thermopause by UV stellar and solar
687 occultations on Uranus (Broadfoot et al. 1986) and UV solar
688 occultation on Neptune (Broadfoot et al. 1989) during the flyby
689 of Voyager 2. Since then, a significant and constant decrease in
690 temperature, based on several measurements of H₃⁺ from ground-
691 based observations, has been observed on Uranus (Melin et al.
692 2019). Since 1992, the cooling rate was 8K per terrestrial year
693 such that in 2018, the temperature reached 486 K. In the case
694 of Neptune, no measurement of the thermospheric temperature
695 has been made since the Voyager 2 flyby. However, Moore et al.
696 (2020) suggest from H₃⁺ upper limits and models that the upper
697 atmosphere may have significantly cooled since the Voyager 2 era.
698 In any case, the thermosphere is warmer than expected. Atomic
699 and molecular hydrogen being inefficient radiators, the heat energy
700 on the thermosphere is lost by radiative cooling of H₃⁺ and is
701 carried downwards by conduction to lower levels. Our model does
702 not cover the thermosphere. However, the stratosphere of both
703 planets is contiguous to the warm thermosphere and thus their
704 upper part can be warmed by conduction.

705 The heat flux Q_c resulting from the thermospheric conduction
706 is approximated as

$$706 Q_c = -k \frac{\Delta T}{\Delta z}, \quad (1)$$

707 where k is the thermal conduction coefficient of the atmosphere,
708 ΔT is the temperature range over a thickness Δz located
709 between the bottom and the top of the thermosphere. The thermal
710 conduction coefficient k is calculated by the semi-empirical
711 formula from Mason & Saxena (1959) for a gas mixture of ortho-
712 hydrogen, parahydrogen at equilibrium and helium using data
713 from Mehl et al. (2010) and Hurly & B. (2007). From these
714 results, an interpolation formula expressed as $k = AT^S$ is used
715 to determine the conduction flux from the thermosphere to add
716 at the top of our model. Between 20 and 200 K, the coefficient A
717 is equal to $1.064 \times 10^{-3} \text{ J.m}^{-1}.\text{s}^{-1}.\text{K}^{-(S+1)}$ and S to 0.906.

718 To determine the Q_c flux at the bottom of the thermosphere,
719 we need to estimate the temperature gradient in the thermosphere,
720 above our model top. In the case of Uranus, two temperature
721 gradients have been tested on the basis of the available
722 observations (table 2). The first one (UC1) corresponds to the
723 values deduced from stellar and solar occultations by Broadfoot
724 et al. (1986) (reworked by Melin et al. (2019)). The second
725 gradient (UC2) is that obtained by Herbert et al. (1987), also
726 derived from stellar and solar occultations during the Voyager 2
727 flyby. In the first case, the conductive flux obtained is equal to
728 $5.90 \times 10^{-8} \text{ W.m}^{-2}.\text{km}^{-1}$ whereas in the second case, the
729 conductive flux is much higher due to a greater temperature
730 gradient ($1.00 \times 10^{-6} \text{ W.m}^{-2}.\text{km}^{-1}$). Unrealistic cases were
731 tested in order to assess the conductive flux required to heat
732 the stratosphere and bring the observed temperatures and the
733 simulated ones into agreement. On Uranus, a conductive flux
734 of $1.36 \times 10^{-3} \text{ W.m}^{-2}$ (UC3), corresponding to a thermospheric
735 gradient of $+7 \text{ K.km}^{-1}$, is required, and in the case of
736 Neptune, the flux must reach $1.56 \times 10^{-2} \text{ W.m}^{-2}$ (NC2),
737 corresponding to a temperature gradient of $+60 \text{ K.km}^{-1}$
738 in the thermosphere.

739 For Neptune, the influence of thermospheric conduction is
740 much less plausible according to observations. Indeed, for the
741 pressures considered above our model top, between 10 and 0.04
742 Pa (Yelle et al. 1993), there is a vertically thick isothermal
743 temperature zone (stratopause) but poorly constrained. It is only

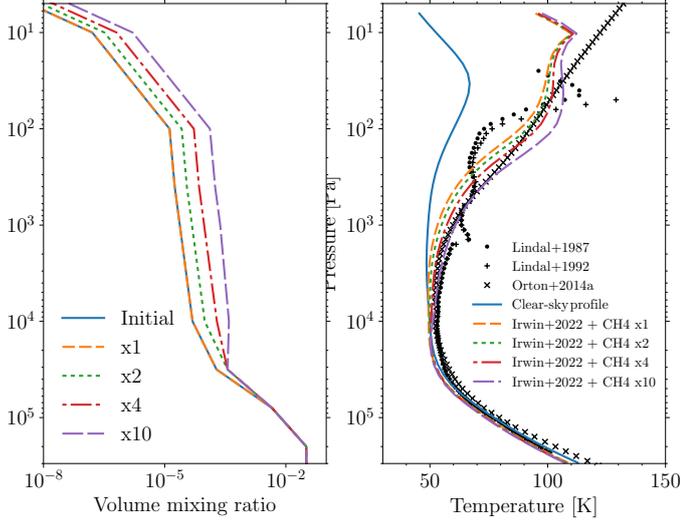


Fig. 11. Simulated temperature profiles with different abundance of methane on Uranus with the Irwin et al. (2022) haze scenario. Left: CH₄ vmr profile on Uranus (blue line and short dashed orange line) or with that abundance multiplied by a factor of two (dotted green line), four (dotted-dashed red line), ten (long dashed violet line). Right: the corresponding simulated temperature profiles. The solid blue line corresponds to the clear-sky model (see section 3) with a nominal CH₄ vmr profile. The black symbols are the observed temperatures described in fig.2.

743 pressures below 0.04 Pa that we enter the thermosphere with
744 a positive temperature gradient. If we disregard this isothermal
745 zone, the conduction flux resulting from this gradient is equal to
746 $7.38 \times 10^{-8} \text{ W.m}^{-2}.\text{km}^{-1}$ (model NC1 in table 2).

Name	ΔT (K)	Δz (km)	$Q_{c,bottom}$ (W.m^{-2})
UC1	170-500	1100	6.5×10^{-5}
UC2	150-500	260	2.62×10^{-4}
UC3	150-500	50	1.36×10^{-3}
NC1	150-750	1450	1.07×10^{-4}
NC2	150-750	10	1.56×10^{-2}

Table 2. Heat fluxes tested for Uranus and Neptune as a function of the temperature range in the thermosphere and the thickness of this layer. For Uranus, two values of conductivity were tested (see text). $Q_{c,top}$ corresponds to the value of conduction flux at the top of the thermosphere and is equal to 0.

747 From these heat fluxes, the heating rate from thermospheric
748 conduction is parameterised as follows:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{\rho c_p} \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z} \right) \quad (2)$$

749 with c_p the specific heat capacity at constant pressure, ρ the den-
750 sity. The thermospheric conduction flux is fixed at the last level
751 of our model where the formula can be rewritten as

$$\frac{\Delta T}{\Delta t} = \frac{1}{\rho c_p} \frac{Q_{c,bottom}}{\Delta z}. \quad (3)$$

752 On Uranus, in the case without aerosols (fig.12), the top of
753 our model (at pressures below 50 Pa) is sensitive to a conduc-
754 tive heat flux. All cases show that the thermospheric conduction

cannot warm levels below the 50 Pa level on Uranus and Nep- 755
tune. This is expected, as the vertical temperature gradient be- 756
comes very small and as radiative effects start to dominate heat 757
exchanges at these levels. In the UC2 case, the temperature gain 758
obtained from heat conduction on the last pressure level (5 Pa) 759
of our model is 70 K while it is of the order of 10K in the UC1 760
case. With aerosols (fig.13), the UC2 scenario allows the temper- 761
ature to be increased by 15 K at the top of the model and to keep 762
a more realistic temperature gradient in the upper stratosphere. 763
Concerning Neptune, the atmosphere remains insensitive to such 764
a flux except on the top of our model (for pressures below 10 Pa). 765
Moreover, the methane already dominates radiative exchanges 766
at these pressure levels (unlike Uranus, where the methane ho- 767
mopause resides at much higher pressures). The same is true by 768
adding the aerosol scenario. In any case, thermal conduction can- 769
not be a solution to the energy crisis in the middle stratosphere 770
of Neptune. In addition, the thermospheric conduction creates a 771
temperature gradient in the upper stratosphere inconsistent with 772
the isothermal zone present above the 10 Pa level (Yelle et al. 773
1993). 774

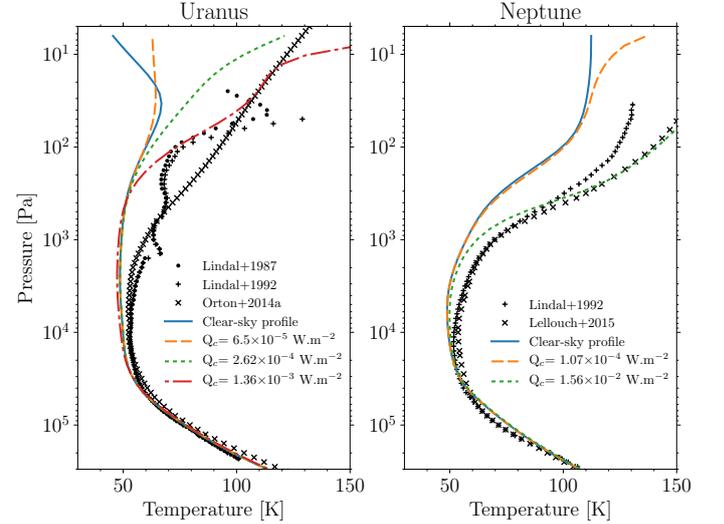


Fig. 12. Scenario with no hazes including heat conduction. Left: sim-
ulated temperature profiles on Uranus for the UC1 (dashed orange curve),
UC2 (dotted green curve) and UC3 (dotted-dashed red curve) thermo-
spheric conduction scenarios. Right: simulated temperature profiles on
Neptune for NC1 (dashed orange curve) and NC2 (dotted green curve)
thermospheric conduction scenario. The solid blue line is the clear-sky
model (section 3). The black symbols are the observed temperatures de-
scribed in fig.2.

4.4. Discussion

775
776 Previous radiative-convective models (Appleby 1986; Fried-
777 son & Ingersoll 1987; Wang 1993; Marley & McKay 1999;
778 Greathouse et al. 2011; Li et al. 2018) failed to correctly re-
779 produce the temperature profile observed by Voyager 2 without
780 additional heat sources. They all featured a temperature profile
781 from the tropopause to the stratosphere that was too cold com-
782 pared to the data, like our clear-sky profile on Uranus and Nep-
783 tune (fig.2). 784

Adding more methane in the stratosphere was one of the first
hypotheses considered as the missing heat source for these two
planets, especially for Neptune. Marley & McKay (1999) inves-
tigated this issue on Uranus by setting realistic methane values.
Due to poor constraints on the methane abundance on Uranus, a

789 wide range of values were tested. Assuming small abundances
 790 of 10^{-7} to 10^{-10} (consistent with the Voyager 2 UVS results
 791 by Herbert et al. (1987) and Stevens et al. (1993)) in the upper
 792 stratosphere (between 3 and 0.3 Pa), they found that methane
 793 radiates downwards and warms the atmosphere above 50 Pa by
 794 up to 15 K. By using similar values of methane abundance at
 795 these levels and without hazes, we reproduce a similar result
 796 on Uranus where an increase of 10 K at 10 Pa is seen. For the
 797 low stratosphere and the tropopause, a CH_4 vmr 10 times higher
 798 than observed is necessary to warm these levels in both Marley
 799 & McKay (1999) and our simulations. In the case of Neptune,
 800 Greathouse et al. (2011) found that an increase of the CH_4 abun-
 801 dance by a factor of 8 was needed to bring the retrieved tem-
 802 perature and the simulated ones into agreement, but in our sim-
 803 ulations, an even higher abundance (more than 10 times the ob-
 804 served profile) would be needed (fig.10). However, as explained
 805 here and by the authors, such a high abundance is inconsistent
 806 with respect to previous observations (Lellouch et al. 2010).

807 With the difficulty of reproducing the observed tempera-
 808 ture profile with a realistic methane abundance, the hypothesis
 809 of aerosols that absorb the solar flux, locally or globally, was
 810 quickly proposed (Appleby 1986; Lindal et al. 1987; Pollack
 811 et al. 1987; Bezdard 1990; Rizk & Hunten 1990). Appleby (1986)
 812 analysed the geometric albedo spectrum from the International
 813 Ultraviolet Explorer and found sufficient heating by adding an
 814 aerosol layer distributed uniformly between 500 and 3×10^{-2} hPa
 815 which absorbed 15% of the total solar irradiance on Uranus. On
 816 Neptune, they found that adding an aerosol heating source in
 817 the radiative zone does not totally solve the gap between the ob-
 818 served and simulated temperature profiles. However, with the re-
 819 analysis by Karkoschka (1994) of the IUE spectrum, Marley &
 820 McKay (1999) found that the reanalysed spectrum was inconsis-
 821 tent with the aerosol heating from Appleby (1986).

was similar to their 'cold baseline profile' (a case without hazes).
 This lack of heating by haze in their model may be explained by
 the assumption of small stratospheric haze particles in the sce-
 nario of Rages et al. (1991) (decreasing from a radius of 0.05
 μm at 500 Pa to 0.01 μm at 40 Pa). This drop in particle size
 has the effect of favouring scattering rather than absorption at
 lower pressures. By increasing the imaginary index of refraction
 of Rages et al. (1991) haze scenario, the aerosols become suffi-
 ciently darker in the ultraviolet to warm the stratosphere (Marley
 & McKay 1999). However, the observed UV geometric albedo
 is not reproduced (Marley & McKay 1999) and the analysis of
 a Raman scattered Lyman- α emission in ultraviolet (Yelle et al.
 1987) shows that the atmosphere above the 0.5 hPa level seems
 to be clear on Uranus. Marley & McKay (1999) thus rejected the
 hazes as a possible solution of the energy crisis on Uranus. The
 haze scenario from Irwin et al. (2022), which is derived from the
 analyses of reflected spectra between 0.4 and 2.3 μm , can warm
 the stratosphere of Uranus and be close to the Voyager 2 profile
 (fig.5) with a particle radius sufficiently large to lead absorption
 and do not need to be dark in the UV. The low amount of methane
 in Uranus' stratosphere allows any hazes slightly opaque in the
 visible and NIR light to be an important heat source, which is not
 the case on Neptune due to higher amounts of methane. The na-
 ture of these hazes is uncertain but could be similar to tholins or
 ice tholins (Irwin et al. 2022). Using optical constants of tholins
 instead of those of Irwin et al. (2022) allows one to obtain a sim-
 ilar heating to that produced by Irwin's hazes (fig.6). The Bond
 albedo obtained with the tholins (0.29 for Uranus and 0.27 for
 Neptune) is also close to the observed values. The Bond albedo
 calculated with the ice tholins is still consistent with the obser-
 vations for Neptune (0.33) but for Uranus, the ice tholins reflect
 too much light (0.38). The real vertical distribution of the strato-
 spheric hazes is also unknown. A more complex vertical struc-
 ture is expected with local minima and maxima of optical depth
 and different particle radius (Toledo et al. 2019, 2020). Then,
 the efficiency of the heating by the aerosols can be different be-
 tween the layers compared with our simulations. The aerosols
 may also be organised into bands in the same way as we see for
 Jupiter and Saturn. On Uranus, several bands have been revealed
 in near-infrared images (Sromovsky et al. 2015).

On the other hand, we note that Li et al. (2018) raised a prob-
 lem concerning the presence of oxygen-bearing species like carbon
 monoxide (Cavalié et al. 2014), which can cool the atmo-
 sphere and compensate for other heating sources. This hypoth-
 esis was not tested here and its importance has not been deter-
 mined. Furthermore, in this study, it was hypothesised that the
 aerosols were Mie spheres. In the stratosphere of Jupiter, Zhang
 et al. (2015) showed that fractal aggregate particles produced by
 coagulation processes dominate the heating at middle and high
 latitudes contrary to simple Mie aerosol layers. The heating effi-
 ciency is better in the case of fractal aggregate hazes because
 they are optically thinner in the mid-infrared wavelengths and
 thicker in the UV/visible (Wolf & Toon 2010). A similar config-
 uration of aerosols on ice giants has not been explored yet and
 would need to be investigated in future studies.

Rizk & Hunten (1990) proposed that dust from the rings falls
 near the equator, and behaves optically as black carbon. Using
 some assumptions on opacity, they found that the 0.1-1 Pa layer
 can be warmed with a carbon-water ice mix. In our model, by ex-
 tending this layer from the top to 1000 Pa and by using the opti-
 cal indices of black carbon (Jäger et al. 1998), the dust heating is
 sufficient to get closer to the temperature observed in the strato-
 sphere not only on Uranus but also on Neptune due its strong
 absorption continuum in the UV/visible wavelengths. However,

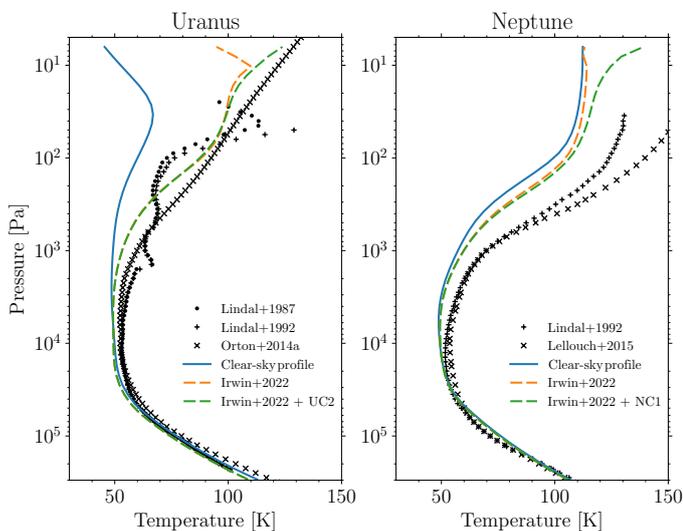


Fig. 13. Scenario with hazes including heat conduction. Left: simulated temperature profiles on Uranus with the Irwin et al. (2022) haze scenario but no conduction (long-dashed orange line) and with haze and thermospheric conduction with the UC2 flux scenario (dashed green line). Right: same for Neptune (but with the NC1 flux scenario for the dashed green line). The solid blue line is the clear-sky case (section 3) and the black symbols are the observed temperatures described in fig.2

822 Marley & McKay (1999) used the haze scenario from Rages
 823 et al. (1991) to determine the influence of hazes on the tempera-
 824 ture profile of Uranus. They found that the simulated temperature

889 this solution suffers from a lack of observation. The concentra- 949
 890 tion, vertical and meridional distribution, particle sizes and their 950
 891 full optical properties remain poorly constrained. Furthermore, 951
 892 as explained by Rizk & Hunten (1990), the ring particles fall 952
 893 only at the equator and can explain the warming only in this 953
 894 region. The dust particles would need to be advected from the 954
 895 equator to high latitudes to warm all the stratosphere. 955

896 The effect of thermospheric conduction on stratospheric 956
 897 heating has been little studied to date. For Uranus, Marley & 957
 898 McKay (1999) managed to heat the upper stratosphere by 9 K 958
 899 by adding thermospheric conduction (profile B1) to their base- 959
 900 line profile (profile B). They note that conduction has an effect 960
 901 on the temperature profile only for pressures below 50 Pa and 961
 902 that its efficiency is sensitive to the abundance of methane in the 962
 903 thermosphere, as in our simulations. Unfortunately, their study 963
 904 does not focus on the values of conductive flux at the top of 964
 905 the model. We can only see that the addition of conduction al- 965
 906 lows the upper stratosphere to be heated, but in a weak to mod- 966
 907 erate way, as observed in our simulations. The effect of ther- 967
 908 mospheric conduction on the stratosphere remains uncertain on 968
 909 Uranus due to the uncertainties on the thermospheric temper- 969
 910 ature gradient. On the one hand, ground-based stellar occultat- 970
 911 ions have shown significant temperature variability in this at- 971
 912 mospheric region (Baron et al. 1989; Young et al. 2001). On the 972
 913 other hand, measurements during the Voyager 2 flyby are incons- 973
 914 istent by several hundred Kelvins compared with ground-based 974
 915 occultations (Saunders et al. 2023). In the case of Neptune, Wang 975
 916 (1993) found that conduction had no influence for levels deeper 976
 917 than 10 Pa. We also agree with this finding because methane ab- 977
 918 sorption dominates the heating rates below this level. 978

919 To summarise, while the Uranian temperature profile can be 979
 920 reproduced with our 1D radiative-convective equilibrium model 980
 921 (with a realistic haze scenario), none of the heat sources inves- 981
 922 tigated here can properly warm Neptune’s stratosphere. The an- 982
 923 swer to the energy crisis on Neptune may lie in its dynamical 983
 924 activity. Important temperature fluctuations have been seen from 984
 925 ground-based stellar occultations in the high stratosphere and 985
 926 low thermosphere of Neptune. Roques et al. (1994) identified 986
 927 these fluctuations as the manifestation of inertia-gravity waves 987
 928 emanating from the lower atmosphere. They show that inertia- 988
 929 gravity waves dissipation can compete with the radiative heating 989
 930 and cooling rates from methane between 3 Pa and 0.03 Pa. On 990
 931 Uranus, these waves could also play a role. We defer the study 991
 932 of the impact of waves to future work. 992

933 5. Seasonal and latitudinal temperature evolution 993

934 We describe below the seasonal, 2D latitude-altitude tempera- 994
 935 ture fields obtained at radiative-equilibrium from simulations in- 995
 936 cluding the aerosols layers on Uranus and Neptune from Irwin 996
 937 et al. (2022) keeping fixed with time and the thermospheric con- 997
 938 duction (UC2 scenario) for Uranus only (fig. 13). Our model as- 998
 939 sumes methane and other hydrocarbons are horizontally uniform 999
 940 and unchanged over time. 1000

941 5.1. Overview of the simulated thermal structure 1001

942 In our simulation of Uranus’ stratosphere, maximum latitudinal 1002
 943 contrasts (pole to pole) are found to occur at 10 Pa near $L_s \approx 180^\circ$ 1003
 944 and 0° , during the equinoxes, with a temperature gradient of 1004
 945 typically 10 K between northern and southern hemispheres (see 1005
 946 fig. 14a and 16). This is shifted by $L_s = +90^\circ$ following the sol- 1006
 947 stices (fig. 16) due to its long radiative time constant (Li et al. 1007
 948 2018). The maximum temperature reached at 10 Pa is 119 K and 1008

the minimum is 108 K. A small asymmetry is visible between 949
 the northern and southern autumn (resp. spring) where the tem- 950
 perature is ~ 1.2 K higher (resp. lower) during northern autumn 951
 (resp. southern spring). This difference is explained by the ec- 952
 centricity of Uranus (equal to 0.047) which is high enough to 953
 induce a small temperature change. Indeed, the perihelion oc- 954
 curs during the northern autumn equinox ($L_s \approx 182^\circ$) where the 955
 seasonal contrast is maximum. The minimum seasonal contrast 956
 at 10 Pa occurs at $L_s \approx 55^\circ$ and 250° . Below the 1 hPa level, much 957
 lower seasonal temperature contrasts are seen. At and below the 958
 tropopause level, temperatures are found to be colder at the equa- 959
 tor than at the poles throughout the year, consistent with long ra- 960
 diative timescales and with greater insolation at the poles than at 961
 the equator on an annual average due to Uranus’ extreme obliqu- 962
 ity. On average, at 3000 hPa, the temperature meridional gradi- 963
 ent reaches ~ 15 K with a maximum of 123 K at the poles and a 964
 minimum of 108 K at the equator. Still, small seasonal changes 965
 are observed (of the order of a few Kelvins) in the upper tropo- 966
 sphere, and the location of the minimum temperature is found to 967
 oscillate within $\pm 10^\circ$ of the equator between the equinoxes. 968

On Neptune, the maximum seasonal contrast (pole to pole) 969
 at 10 Pa is greater than on Uranus due to the higher amount of 970
 methane at this level and shorter radiative timescales. The max- 971
 imum temperature gradient at 10 Pa reaches 27 K between the 972
 northern and the southern hemisphere and it occurs at $L_s \approx 140^\circ$ 973
 and 320° , hence $+50^\circ$ following the solstices (see fig. 15a and 974
 17). This seasonal shift between the solstice and maximum seasonal 975
 contrast is similar to that found on Saturn (Guerlet et al. 976
 2014; Fletcher et al. 2010a). Contrary to Uranus (and Saturn), 977
 Neptune’s small eccentricity (equal to 0.009) does not influence 978
 its seasonal forcing (~ 0.2 K). The minimum seasonal contrast 979
 at 10 Pa occurs near $L_s \approx 30^\circ$ and 210° . The seasonal tempera- 980
 ture contrast becomes insignificant (less than 5 K) at pressures 981
 greater than 10 hPa. At the tropopause (~ 100 hPa), the mini- 982
 mal temperature is found at high latitudes at the end of winter 983
 and beginning of spring, reaching 47 K, and the maximum tem- 984
 perature centred at the equator is at 51 K. In the troposphere, 985
 no significant seasonal variation is seen and the equator-to-pole 986
 temperature gradient amounts to ~ 9 K throughout the year. The 987
 maximum temperature at 3000 hPa is 112 K at the equator and 988
 the minimum at the poles is equal to 103 K. 989

990 5.2. Comparison to previous radiative-convective models 990

Several radiative-convective models were developed during the 991
 Voyager 2 era in order to predict the meridional temperature 992
 structure on Uranus and Neptune. All previous models produce 993
 seasonal temperature variations on Uranus. Wallace (1983) pre- 994
 dicted an annual thermal amplitude of the effective temperature 995
 (corresponding to ~ 300 hPa level) on Uranus of 4.9 K at the 996
 poles and 0.4 K at the equator (but with an internal heat flux 997
 of 0.32 W.m^{-2}). This annual contrast at the poles is similar in 998
 the simulation of Bevard (1990), where it amounts to 3.5 K and 999
 reaches at most 0.1 K at the equator. In our model, these differ- 1000
 ences in amplitude between the equator and the poles are also ob- 1001
 served (fig. 18c). An annual contrast of 4.1 K at the poles and 0.6 1002
 K at the equator is seen and, the maximum and minimum tem- 1003
 peratures occur near the equinoxes (at the same level), like on the 1004
 model of Wallace (1983) and Bevard (1990). Interestingly, due 1005
 to the obliquity and the radiative forcing lag, two maxima and 1006
 minima at the equator are visible (fig. 18c) at pressures higher 1007
 than 10 hPa. 1008

On Neptune, the annual thermal amplitude is found to be 1009
 greater at high latitudes than at the equator, as on Uranus. The 1010

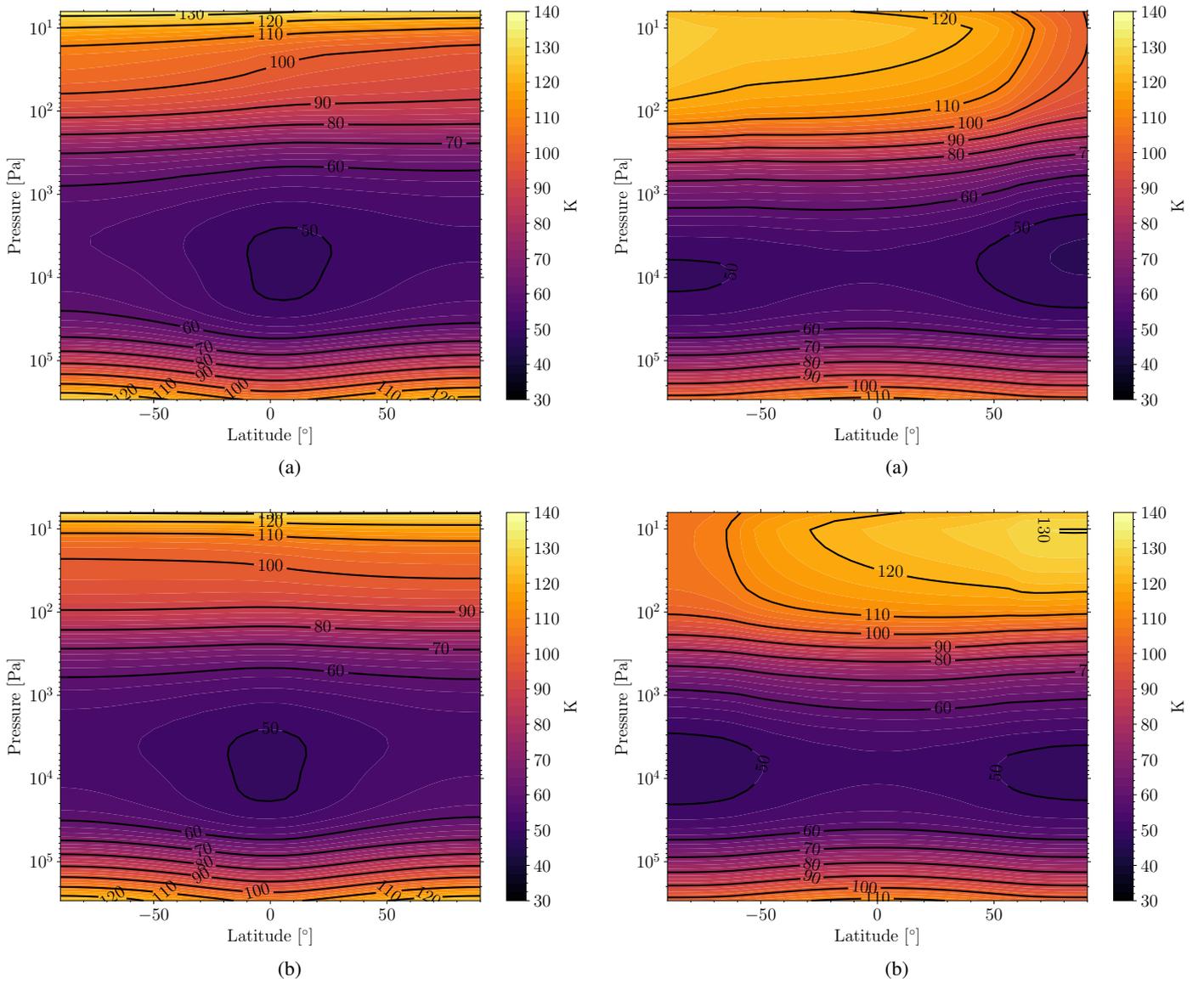


Fig. 14. Uranus: Vertical cross sections of temperature at spring equinox ($L_s=0^\circ$) (a) and northern summer solstice ($L_s=90^\circ$) (b). The temperature observed at autumn equinox and winter solstice is almost similar (because of its slightly non circular orbit) as spring equinox and summer solstice but the maximum and minimum temperature is reversed in latitude (fig.16).

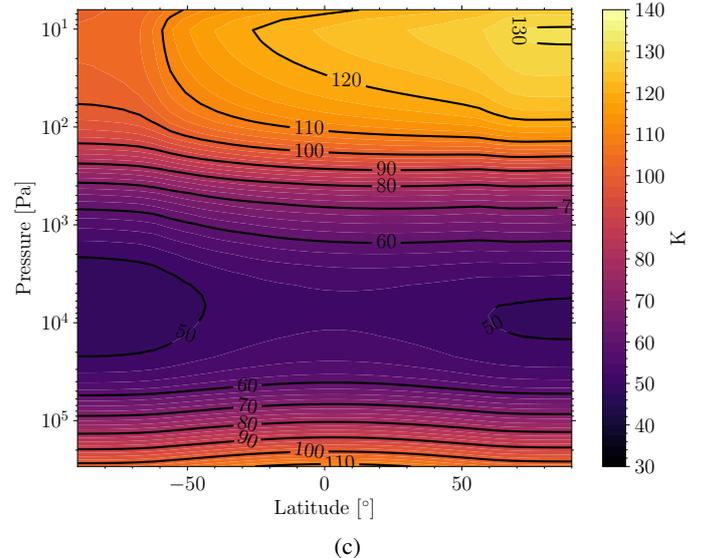


Fig. 15. Neptune: Vertical cross sections of temperature at spring equinox $L_s=0^\circ$ (a), northern summer solstice $L_s=90^\circ$ (b), and during the northern maximum stratospheric temperature contrast at $L_s=140^\circ$ (c). The temperature observed at autumn equinox, winter solstice and the maximum seasonal contrast in the other hemisphere is almost the same but the maximum and minimum temperature is reversed in latitude.

1011 Wallace (1984) and Bezdard (1990) models give similar results
 1012 but the amplitudes are very low (1 to 2 K for the poles and <0.5
 1013 K at the equator at ~ 500 hPa). This is consistent with the annual
 1014 contrast observed on our model (1.1 K at the poles and <0.1 K
 1015 at the equator) (fig.18d). The maximum north-to-south asymmetry
 1016 occurs after each solstice in our model like on the previous
 1017 models introduced above. Greathouse et al. (2011) predicts temper-
 1018 ature near the winter solstice ($L_s \approx 275^\circ$) to be 10 K warmer at
 1019 the south pole than at the equator in the upper stratosphere (0.12
 1020 hPa) and the meridional temperature gradient becomes smaller at
 1021 deeper levels (2.1 hPa). These previous predictions are in agree-
 1022 ment with our simulations (fig.15), yet none reproduce observa-
 1023 tions.

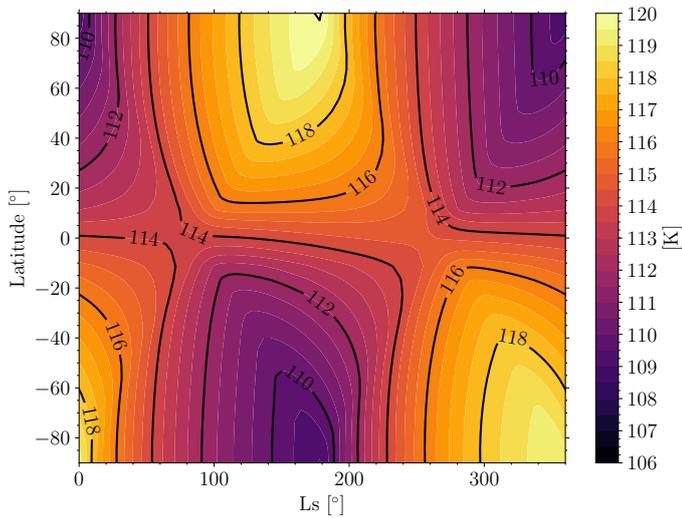


Fig. 16. Evolution of the simulated temperature at 10 Pa on Uranus during one Uranian year.

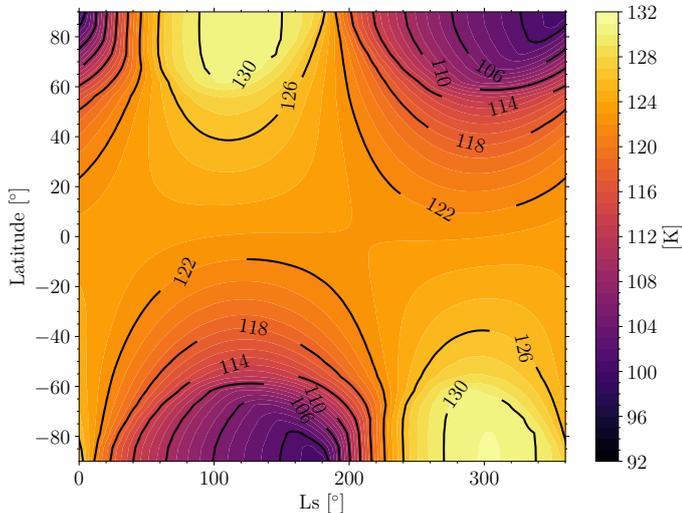


Fig. 17. Evolution of the simulated temperature at 10 Pa on Neptune during one Neptunian year.

5.3. Comparison to observed temperature contrasts on Uranus

On Uranus, very few spatially resolved observations probing the lower stratosphere have been made, contrary to Neptune (see section 5.4), due to the cold temperatures and hence a poor signal-to-noise ratio. VLT/VISIR mid-infrared images at $13\ \mu\text{m}$ (Roman et al. 2020), sensitive to the pressure level of 25 Pa, revealed that the meridional temperature trend between 20°S and 70°N remained unchanged between 2009 ($L_s \approx 7^\circ$) and 2018 ($L_s \approx 43^\circ$). They report a minimum temperature centred at the equator and a maximum at mid-latitudes (40°S and $40\text{--}60^\circ\text{N}$). In addition, localised longitudinal temperature variations that may be the manifestation of meteorological activity were reported (Rowe-Gurney et al. 2021). The meridional temperature variations simulated by our model are inconsistent with the observed ones (Roman et al. 2020) in the lower stratosphere. Our radiative equilibrium model predicts a maximum temperature at the south pole and a minimum at the north pole between 7° and 43° in solar longitude (fig.16). Concerning the seasonal variations, we predict a temperature increase (resp. decrease) of 3 K at 25 Pa

at the north (resp. south) pole between 2009 and 2018, which is at odds with the lack of observed seasonal trends between these two dates (Roman et al. 2020).

The Voyager 2/IRIS experiment provides information about the thermal structure in the upper troposphere, between 70 and 400 hPa at $L_s \approx 271^\circ$ (Conrath et al. 1998; Orton et al. 2015). In this pressure range, derived temperatures by Orton et al. (2015) show minima at mid-latitudes ($30\text{--}40^\circ\text{N}$ and $20\text{--}50^\circ\text{S}$) and maxima at the equator and the poles. Conrath et al. (1998) show only one minimum located at 30°N . The source of the discrepancy between Conrath et al. (1998) and Orton et al. (2015) is unclear (see Orton et al. (2015) for discussion). The thermal structure predicted by our model is however different (fig.19): the maximum is located at the poles and the minimum at the equator. However, the maxima and minima predicted at the tropopause are similar to those observed at higher levels, in the lower stratosphere (Roman et al. 2020). Below the 100 hPa level, the temperature on IRIS data appears to be symmetric between the two hemispheres but above this level, a very slight asymmetry is present. At the tropopause (around 70 hPa), there is a temperature difference of 1 K between the two minima at mid-latitudes, with the northern (winter) latitudes exhibiting lower temperatures. This asymmetry could be explained by the eccentricity of Uranus where the perihelion occurs during the northern autumn equinox and IRIS observations were made during the northern winter solstice. However, the 1 K variation is probably within the uncertainties on the IRIS retrievals. A similar temperature anomaly is found in our simulations (fig.16) but at higher latitudes and lower pressure. Thermal imaging performed one season after the IRIS observations (during the spring equinox in 2007) showed no significant change in tropospheric temperature between the two hemispheres. But observations after the spring equinox (Roman et al. 2020) show a very slight increase in temperature in the northern and summer hemisphere ($<0.3\ \text{K}$). A similar trend is observed in our simulations at the same period near the tropopause.

5.4. Comparison to observed temperature contrasts on Neptune

Contrary to Uranus, more measurements of the stratospheric temperature on Neptune have been made since the Voyager 2 era. Assuming a latitudinally uniform distribution of methane as Greathouse et al. (2011), Fletcher et al. (2014) compare thermal-infrared images from Keck/LWS (2003), Gemini-S/TReCS (2007) and built synthetic images from temperatures derived by IRIS on Voyager 2 (1989). A latitudinally uniform temperature is retrieved both in 1989 ($L_s \approx 235^\circ$) and 2007 ($L_s \approx 275^\circ$), except at the south pole, where a warm polar vortex became evident only after the Voyager 2 flyby. However, stratospheric temperatures inferred between 2003 ($L_s \approx 266^\circ$) and 2020 ($L_s \approx 303^\circ$) show meridional variations between 0.1 and 0.5 hPa (Roman et al. 2022). In addition, significant temporal variations are highlighted by Roman et al. (2022). Several temperature drops and increases of several Kelvins (1 to 10 K) are observed during this period. Our simulated temperatures are inconsistent with the observed trends and meridional temperatures. At the solar longitudes of the observations (between 266° and 303°), a minimum is seen at the north pole and a maximum at the south pole as expected for a model with only pure radiative forcing at the southern summer. A warm south pole is observed since at least 2003 ($L_s \approx 266^\circ$). Our simulations also predict this warm south pole where the maximum is reached between $L_s \approx 272$ and 333° at 0.1 hPa. The simulated temporal evolution of the temperature is much smoother than the observations (fig.20): the disk-averaged

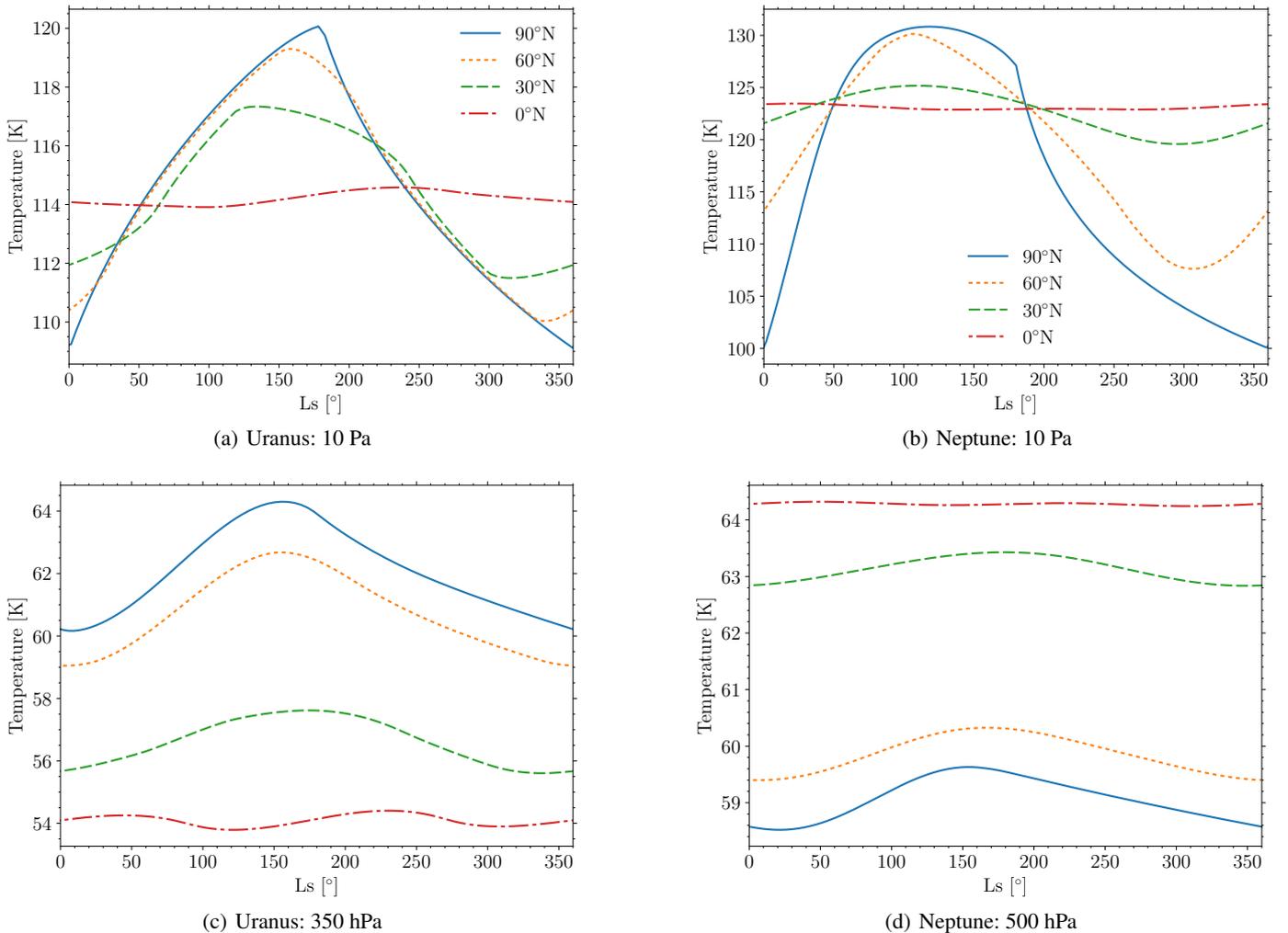


Fig. 18. Evolution of the temperature during one planetary year on Uranus (left) at 10 Pa (a) and 350 hPa (c) and on Neptune (right) at 10 Pa (b) and 500 hPa (d) for a latitude of 90°N (solid blue line), 60°N (dotted orange line), 30°N (dashed green line), and 0° (dashed-dotted red line).

1106 temperature calculated in our simulation taking the subsolar lati-
 1107 tude into account shows a little variation (~ 2 K maximum) while
 1108 the observed disk-averaged temperatures present important vari-
 1109 ations over shorter timescales at all latitudes and pressure lev-
 1110 els. We note however that most observations agree with our pre-
 1111 dicted trends. An exception concerns observations performed
 1112 near $L_s \approx 270^\circ$ by Hammel et al. (2006) where the retrieved tem-
 1113 perature significantly exceeds the general trend.

1114 At pressures lower than 0.1 hPa, a quasi-isothermal verti-
 1115 cal structure with no temporal variation (less than 3 K) is ob-
 1116 served from CH_4 emission (Fletcher et al. 2014) but to be con-
 1117 sistent with the temperature retrieved by Greathouse et al. (2011)
 1118 at 0.007 hPa, this quasi-isothermal layer must be contained be-
 1119 tween 0.1 and 0.01 hPa. A similar quasi-isothermal vertical tem-
 1120 perature is revealed by Roman et al. (2022) but an analogous
 1121 meridional temperature variation as at deeper levels (0.1 hPa) is
 1122 seen between 2003 and 2020. This vertically quasi-isothermal
 1123 layer is also observed in our actual radiative-convective simula-
 1124 tion (fig.13) at pressures below 1 hPa.

1125 Concerning the upper troposphere, Fletcher et al. (2014) re-
 1126 analysed IRIS data and retrieved the temperature between 70
 1127 and 800 hPa. A complex thermal structure has been revealed by
 1128 this dataset which is rather similar to Uranus. At the tropopause
 1129 (100 hPa), a minimum temperature of 51 K is present at mid-

1130 latitudes ($\pm 45^\circ$) and a maximum temperature is reported at the
 1131 south pole and the equator (56 K). The local minimum tempera-
 1132 ture in the northern hemisphere is slightly colder and appears to
 1133 be higher in altitude than its southern counterpart. Due to the
 1134 geometry of observation, no data beyond 40°N has been ob-
 1135 tained. Roman et al. (2022) found that the thermal structure at
 1136 the tropopause is quite different from that in the stratosphere, on
 1137 average. The minimum temperature seen at mid-latitudes near
 1138 the tropopause does not extend to the stratosphere. In our simu-
 1139 lation, the maximum temperature near the tropopause is also
 1140 found at the equator but the south pole is colder and no temper-
 1141 ature minimum is found at mid-latitudes (fig.21). At 400 hPa,
 1142 the retrieved temperature seems to be more consistent with our
 1143 model in the southern hemisphere. Retrievals from mid-infrared
 1144 spectroscopy observations performed with Keck/LWS in 2003
 1145 ($L_s \approx 266^\circ$) (Fletcher et al. 2014), VLT/VISIR in 2006 ($L_s \approx 272^\circ$),
 1146 2009 ($L_s \approx 279^\circ$) and 2018 ($L_s \approx 299^\circ$), Gemini-N/MICHELLE in
 1147 2007 ($L_s \approx 270^\circ$) and Subaru/Cooled Mid-Infrared Camera and
 1148 Spectrometer (Subaru/COMICS) in 2008 ($L_s \approx 277^\circ$) and 2020
 1149 ($L_s \approx 303^\circ$) (Roman et al. 2022) show that the temperature is un-
 1150 changed at these levels since the Voyager 2 encounter, except
 1151 for the south pole where the hot spot present at the upper tropo-
 1152 sphere and lower stratosphere (visible at 100 hPa in fig.21)
 1153 seems to be colder since 2018 but this cooling is uncertain. In

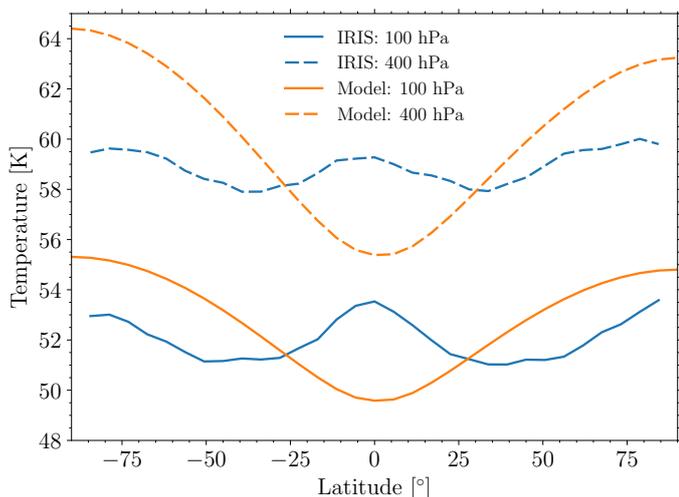


Fig. 19. Uranus: Comparison of the temperature retrieved (blue line) from the Voyager 2/IRIS experiment (Orton et al. 2015) and the simulated temperature (orange line) at 100 hPa (solid line) and 400 hPa (dashed line). Uncertainties from the spectral inversion of IRIS data are lower than 1 K.

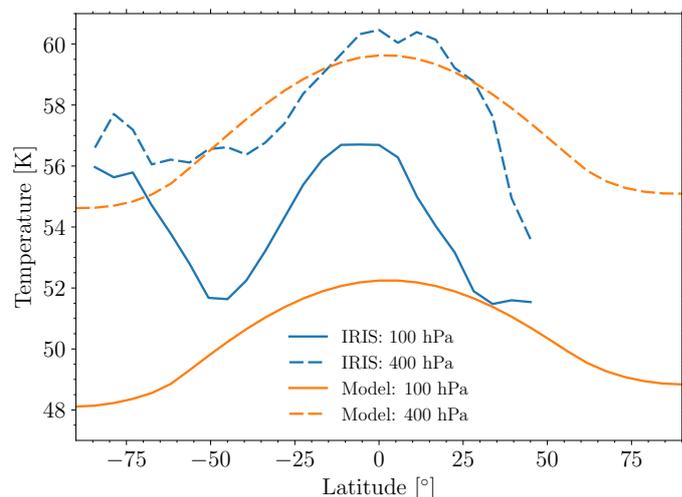


Fig. 21. Neptune: Comparison of the temperature retrieved (blue line) from IRIS experiment (Fletcher et al. 2014) and the temperature simulated (orange line) at 100 hPa (solid line) and 400 hPa (dashed line). Uncertainties from the spectral inversion of IRIS data are lower than 1 K.

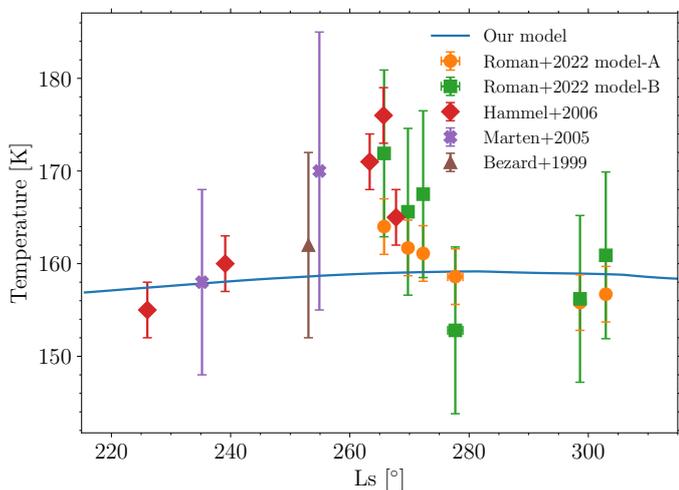


Fig. 20. Comparison of the simulated disk-averaged temperature at 10 Pa on Neptune computed given the subsolar latitude observed from Earth (blue line) and the disk-averaged temperatures retrieved by Bézard et al. (1999) at ~ 5 Pa (brown triangle), Marten et al. (2005) at ~ 10 Pa (violet cross), Hammel et al. (2006) between ~ 10 and 1 Pa (red diamond), and Roman et al. (2022) at ~ 10 Pa (green square and orange circle). Due to the global offset in temperature between our simulations and the observations (fig. 13), we have added +35K to our model results to help compare the trends in the datasets.

our simulations, no change in temperature is observed at these pressure levels.

The thermal structure at the tropopause retrieved on Uranus and Neptune are very similar despite a different solar longitude of observations and seasonal forcings (most notably their obliquity). On both planets, the extrema near the tropopause are located at the same latitude band irrespective of the season. The mismatch between the observed thermal structure and the simulated one with our model suggests that the dynamics strongly influences the meridional temperature and is active over long timescales. Flasar et al. (1987) and Conrath et al. (1987) proposed the presence of a mid-latitude upwelling and equatorial subsidence to explain the combination of low temperatures and

sub-equilibrium para-fraction, while Karkoschka & Tomasko (2009, 2011) and Sromovsky et al. (2014) proposed an equatorial upwelling to explain cloud formation and the equator-to-pole methane gradient. From the combination of zonal wind, temperature, para- H_2 measurements and the distribution of condensable volatiles, de Pater et al. (2014) and Fletcher et al. (2020) designed a model of the possible meridional circulation in the upper troposphere which reconciles the meridional temperature retrieved from IRIS observations and the meridional methane gradient. Above the methane condensation level, the proposed meridional circulation is ruled by a polar and equatorial subsidence and a mid-latitude upwelling. But below this level, the opposite is suggested by this model (with stacked circulation cells) which could explain the observed CH_4 vmr meridional gradient. The investigations of the meridional circulation on these planets remain to be confirmed with a 3D general circulation model.

In addition, the local minima visible at mid-latitudes may result from the thermal wind balance where if there is a decrease with height of the intensity of zonal jets (Fletcher et al. 2014), the meridional temperature gradients must be in balance with this decay.

If we take the latitudinal variation of methane observed in the troposphere of both planets (Karkoschka & Tomasko 2009, 2011; Sromovsky et al. 2019; Irwin et al. 2019) into account, the meridional temperature profile would be different but would still be far from the observations. On Uranus, this would imply a lower heating at the poles than at the equator, which would reduce or reverse the pole-equator contrast in our simulations. On Neptune, this contrast would be much more pronounced.

Photochemical models predict seasonal variations in hydrocarbon abundances in the stratosphere of ice giants (Moses et al. 2018). These variations could play an important role in heating and cooling in the polar regions, where variations of a factor of 10 are expected on Neptune for example.

6. Summary and conclusions

Radio occultations and the IRIS experiment from the Voyager 2 flyby provided important information about the thermal structure of Uranus and Neptune (Lindal et al. 1987; Lindal 1992; Con-

rath et al. 1998; Fletcher et al. 2014; Orton et al. 2015). Given the low irradiance, the stratosphere of both planets is warmer than expected and this problem is referred to as the energy crisis (also affecting Uranus' and Neptune's thermospheres). Previous models had difficulty or failed to reproduce the observed stratospheric temperatures. One proposed solution was a higher (but unrealistic) concentration of stratospheric methane above the cold trap coupled with thermospheric conduction from an unknown source. Radiative forcing by aerosols was either not taken into account or if it was, it did not yield significant warming, due to incomplete observational constraints on the optical properties and physical characteristics of aerosol particles.

After the Voyager 2 era, the multiplication of near-infrared and thermal infrared observations has provided better constraints on the atmospheric composition, in addition to the vertical aerosol and cloud structure of these planets and completed the temperature observations. The methane abundance on Uranus and Neptune retrieved by Lellouch et al. (2010, 2015), respectively, are lower in the stratosphere than expected by older models. Moreover, the optical properties of hazes retrieved by several studies show that they are inconsistent with hydrocarbons known to condense on these planets (C_2H_6 , C_2H_2 , and C_4H_2) according to photochemical models (Moses et al. 2018, 2020; Dobrijevic et al. 2020). The nature of the haze appears to be similar to tholins, with significant absorption in the near-infrared ($> 1 \mu m$) and more scattering in the visible, except near 300–400 nm.

In our study, these state-of-the-art observational constraints were used to better represent the radiative forcings in the atmospheres of Uranus and Neptune. The radiative-convective equilibrium model previously developed for gas giants (Guerlet et al. 2014, 2020) was adapted here to the ice giants, firstly with only the contribution from the gaseous species. As expected, the radiative-convective model without additional heat sources produced the same results as previous models, that is, an important gap between the simulated temperature profile and the observed one (~ 70 K on Uranus at 0.1 hPa and ~ 25 K at 1 hPa on Neptune). To match the simulated profile to the observed one, several heat sources have been (re-)investigated. Altogether, our investigations have allowed us to make the following conclusions:

- The haze scenario from Irwin et al. (2022) can reconcile the simulated temperature profile and the one observed by Voyager 2 on Uranus. The heating produced by the hazes is sufficient to reduce the previous gap of 70 K to 5–10 K at 0.1 hPa. Changing the refractive index retrieved by Irwin et al. (2022) to the one of tholins (Khare et al. 1984) allows for a significant warming of the temperature profile, while warming by ice tholins is not sufficient (Khare et al. 1993). Very dark particles similar to dust particles falling from rings can also heat the stratosphere of Uranus, but they seem inconsistent with respect to the haze scenario from Irwin et al. (2022). Concerning Neptune, the simulated temperature with the haze scenario from Irwin et al. (2022) becomes 10 K warmer than the case without aerosols. However, this is still too cold in comparison to the observed temperature profile. Unlike Uranus, no significant change has been obtained if the refractive index is replaced by that of tholins or ice tholins. With a hypothetical haze layer composed of very dark particles, the stratosphere of Neptune can be warmed significantly. The Bond albedo resulting from adding the Irwin et al. (2022) aerosol layers is 0.35 on Uranus and 0.34 on Neptune, consistent with the upper limit set by Pearl et al. (1990) and Pearl & Conrath (1991). Replacing them with tholins' optical constants gives a similar Bond albedo.

- With a larger amount of stratospheric methane, it is possible to warm the temperature profile for both planets as was found in previous studies (Appleby 1986; Marley & McKay 1999). However, the methane abundance necessary to sufficiently warm the temperature profile is inconsistent with observations (Lellouch et al. 2010, 2015). A CH_4 vmr of the order of ten times higher without hazes (or four times higher with hazes) on Uranus and 100 times higher on Neptune in the stratosphere is needed (with or without hazes). Bond's albedo resulting from this greater methane abundance remains almost unchanged compared with the clear-sky model.
- Thermospheric conduction cannot warm the stratosphere alone on both planets as confirming previous studies (Wang 1993; Marley & McKay 1999). Nevertheless, in combination with hazes or a larger amount of methane, conduction allows us to better match the observed temperature profile on Uranus in the upper levels of our model (for pressures below 50 Pa). On Neptune, the effect of conduction is hardly noticeable. The difficulty to warm the stratosphere of Neptune by radiative forcing or conduction leads us to hypothesise that the heating source may have a dynamical origin.

We note that the impact of haze and cloud layers on the heating rates has been investigated with the assumption of Mie scattering theory (spherical particles). However, a more complex structure such as fractal aggregate particles would be worth testing in future studies. Zhang et al. (2015) do indeed show that this type of particle dominates the heating rates in the stratosphere of Jupiter. We cannot yet test this hypothesis in the absence of retrieved haze properties assuming fractal aggregates.

Other heat sources not investigated in this study could also warm the stratosphere, such as heat released by inertia-gravity waves dissipation (Roques et al. 1994). Auroral heating could also heat the upper atmosphere of outer planets. Brown et al. (2020) and O'Donoghue et al. (2021) show that for Saturn and Jupiter, respectively, this process can inject a huge amount of energy about the magnetic poles. However, due to their dominant zonal circulation, the redistribution of heat towards lower latitudes remains difficult to explain. O'Donoghue et al. (2021) find that planetary wave drag can advect the heat from the pole to the equator. The magnetic poles of Uranus are located at $\pm 30^\circ$ in latitude and $\pm 43^\circ$ for Neptune. It would also be interesting to study the link with solar activity (Roman et al. 2022).

The IRIS experiment on board Voyager 2 provided key information about the latitudinal thermal structure on these planets. Near the tropopause, the observed temperature is found minimal at mid-latitudes and maximal at the equator and poles on both planets. Surprisingly, despite different radiative forcing (owing to their obliquity and different solar longitude at the date of observation), their thermal structure is relatively similar. By analysing the temperature simulated in our model, two main conclusions can be drawn:

- The simulated meridional thermal structure is inconsistent with the one observed by Voyager 2 at the same solar longitude on Uranus and Neptune and also by ground-based observations. The location of minima and maxima are at odds between our simulations and the observations. For Uranus, the simulated temperature near the tropopause is quite in agreement with the one retrieved from the IRIS experiment at high latitudes. However, the local temperature maximum at the equator was not produced by our model. On Neptune, the temperature at the tropopause is only consistent at the equator. The origin of the observed local maxima and minima could be explained by a meridional circulation which

1331 consists in subsidence at the equator and poles (adiabatic
1332 warming) and upwelling at mid-latitudes (adiabatic cooling)
1333 as proposed by Fletcher et al. (2020) and by thermal wind
1334 balance.
1335 – In our simulations, a seasonal variation was seen above
1336 the tropopause where the maximum latitudinal contrast
1337 was shifted by $L_s=+90^\circ$ following the summer solstice on
1338 Uranus and $+50^\circ$ on Neptune. Below the tropopause, very
1339 slight variations were simulated on both planets, consistently
1340 with long radiative timescales. Contrary to simulations, no
1341 significant seasonal change has been observed since the Voy-
1342 ager 2 flyby at the tropopause and lower stratosphere on
1343 Uranus (Roman et al. 2020). On Neptune, significant varia-
1344 tions in temperature have been observed since the Voyager 2
1345 flyby (Roman et al. 2022). These variations cannot be ex-
1346 plained by fully radiative seasonal forcings and suggest other
1347 effects with a subseasonal trend. This may indicate that the
1348 dynamics control the thermal structure at these levels, or that
1349 the assumption of a latitudinally uniform methane abundance
1350 and aerosol distribution in the lower stratosphere is not ap-
1351 propriate.

1352 Recent and future observations from James Webb Space
1353 Telescope should provide new information on the thermal struc-
1354 ture of Uranus' and Neptune's troposphere and stratospheres
1355 with the Mid-InfraRed Instrument (MIRI) spectrometer and po-
1356 tentially on their haze physical properties and spatial distribution
1357 with the Near-Infrared Spectrograph (NIRSPEC) and the Near-
1358 InfraRed Camera (NIRCam) (Norwood et al. 2016). First spec-
1359 troscopic observations performed as part of a Guaranteed Time
1360 Observation programme (PI: Leigh Fletcher) took place in Janu-
1361 ary 2023 for Uranus and June 2023 for Neptune in the ther-
1362 mal infrared with MIRI. At that time, Uranus was close to the
1363 summer solstice ($L_s \approx 64^\circ$) and Neptune's season corresponds to
1364 southern summer ($L_s \approx 310^\circ$). At 0.1 hPa, the thermal contrast
1365 predicted from our 1D seasonal model on Uranus is 2.2 K be-
1366 tween the equator and the north pole and 7.1 K for Neptune
1367 between the equator and the south pole. These new observa-
1368 tions will enhance our knowledge of the thermal structure and its
1369 variations over time on these planets, and will help to constrain
1370 and complete future seasonal radiative-convective models. At the
1371 same time, the development of GCMs that take atmospheric dy-
1372 namics into account appears necessary, given the puzzles that
1373 remain regarding the link between their thermal structure and
1374 meridional circulation.

1375 Acknowledgements

1376 G. Milcareck, S. Guerlet and A. Spiga acknowledge funding
1377 from Agence Nationale de la Recherche (ANR) project SOUND,
1378 ANR-20-CE49-00009-01. The authors acknowledge also Jan
1379 Vatant d'Ollone for his contribution at an early stage of this
1380 project. T. Cavalié acknowledge funding from CNES. Fletcher
1381 and Roman were supported by a European Research Council
1382 Consolidator Grant (under the European Union's Horizon
1383 2020 research and innovation programme, grant agreement No
1384 723890) at the University of Leicester.

1385 References

1386 Appleby, J. F. 1986, *Icarus*, 65, 383
1387 Appleby, J. F. 1990, *Icarus*, 85, 355
1388 Baines, K. H. & Hammel, H. B. 1994, *Icarus*, 109, 20
1389 Baron, R. L., French, R. G., & Elliot, J. L. 1989, *Icarus*, 78, 119

Bezard, B. 1990, *Advances in Space Research*, 10, 89 1390
Bézar, B., Romani, P. N., Feuchtgruber, H., & Encrenaz, T. 1999, *Astrophysical*
Journal, 515, 868 1391
Bishop, J., Atreya, S. K., Romani, P. N., Sandel, B. R., & Herbert, F. 1992,
Journal of Geophysical Research, 97, 11681 1393
Bohren, C. F. & Huffman, D. R. 1983, *Absorption and scattering of light by small*
particles, Research supported by the University of Arizona and Institute of
Occupational and Environmental Health. New York 1396
Borysow, A. 1991, *Icarus*, 92, 273 1398
Borysow, A., Borysow, J., & Fu, Y. 2000, *Icarus*, 145, 601 1399
Borysow, A. & Frommhold, L. 1986, *Astrophysical Journal*, 304, 849 1400
Borysow, A. & Frommhold, L. 1987, *Astrophysical Journal*, 318, 940 1401
Borysow, A. & Frommhold, L. 1989, *Astrophysical Journal*, 341, 549 1402
Borysow, A., Frommhold, L., & Moraldi, M. 1989, *Astrophysical Journal*, 336,
495 1403
Broadfoot, A. L., Atreya, S. K., Bertaux, J. L., et al. 1989, *Science*, 246, 1459 1405
Broadfoot, A. L., Herbert, F., Holberg, J. B., et al. 1986, *Science*, 233, 74 1406
Brown, Z., Koskinen, T., Müller-Wodarg, I., et al. 2020, *Nature Astronomy*, 4,
872 1407
Burgdorf, M., Orton, G. S., Davis, G. R., et al. 2003, *Icarus*, 164, 244 1409
Cavalié, T., Moreno, R., Lellouch, E., et al. 2014, *Astronomy and Astrophysics*,
562, A33 1410
Conrath, B., Flasar, F. M., Hanel, R., et al. 1989, *Science*, 246, 1454 1412
Conrath, B., Gautier, D., Hanel, R., Lindal, G., & Marten, A. 1987, *Journal of*
Geophysical Research, 92, 15003 1413
Conrath, B. J., Flasar, F. M., & Gierasch, P. J. 1991, *Journal of Geophysical*
Research, 96, 18931 1416
Conrath, B. J., Gierasch, P. J., & Leroy, S. S. 1990, *Icarus*, 83, 255 1417
Conrath, B. J., Gierasch, P. J., & Ustinov, E. A. 1998, *Icarus*, 135, 501 1418
de Pater, I., Fletcher, L. N., Luszcz-Cook, S., et al. 2014, *Icarus*, 237, 211 1419
Dobrijevic, M., Loison, J. C., Hue, V., Cavalié, T., & Hickson, K. M. 2020,
Icarus, 335, 113375 1420
Encrenaz, T., Feuchtgruber, H., Atreya, S. K., et al. 1998, *Astronomy and Astro-*
physics, 333, L43 1422
Flasar, F. M., Conrath, B. J., Gierasch, P. J., & Pirraglia, J. A. 1987, *Journal of*
Geophysical Research, 92, 15011 1424
Fletcher, L. N., Achterberg, R. K., Greathouse, T. K., et al. 2010a, *Icarus*, 208,
337 1426
Fletcher, L. N., de Pater, I., Orton, G. S., et al. 2014, *Icarus*, 231, 146 1427
Fletcher, L. N., de Pater, I., Orton, G. S., et al. 2020, *Space Science Reviews*,
216, 21 1428
Fletcher, L. N., Drossart, P., Burgdorf, M., Orton, G. S., & Encrenaz, T. 2010b,
Astronomy and Astrophysics, 514, A17 1429
Fletcher, L. N., Gustafsson, M., & Orton, G. S. 2018, *Astrophysical Journals*,
235, 24 1430
Friedson, J. & Ingersoll, A. P. 1987, *Icarus*, 69, 135 1431
Goody, R., West, R., Chen, L., & Crisp, D. 1989, *Journal of Quantitative Spec-*
troscopy and Radiative Transfer, 42, 539 1432
Greathouse, T. K., Richter, M., Lacy, J., et al. 2011, *Icarus*, 214, 606 1433
Guerlet, S., Spiga, A., Delattre, H., & Fouchet, T. 2020, *Icarus*, 351, 113935 1434
Guerlet, S., Spiga, A., Sylvestre, M., et al. 2014, *Icarus*, 238, 110 1435
Halsey, G. W., Hillman, J. J., Nadler, S., & Jennings, D. E. 1988, *Journal of*
Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 39, 429 1436
Hammel, H. B., Lynch, D. K., Russell, R. W., et al. 2006, *Astrophysical Journal*,
644, 1326 1437
Hansen, J. E. & Travis, L. D. 1974, *Space Science Reviews*, 16, 527 1438
Herbert, F., Sandel, B. R., Yelle, R. V., et al. 1987, *Journal of Geophysical Re-*
search, 92, 15093 1439
Hourdin, F., Le van, P., Forget, F., & Talagrand, O. 1993, *Journal of Atmospheric*
Sciences, 50, 3625 1440
Hurly, J. & B., M. J. 2007, ⁴He Thermophysical Properties: New Ab Initio Cal-
culations 1441
Irwin, P. G. J., de Bergh, C., Courtin, R., et al. 2012, *Icarus*, 220, 369 1442
Irwin, P. G. J., Fletcher, L. N., Read, P. L., et al. 2016, *Icarus*, 264, 72 1443
Irwin, P. G. J., Teanby, N. A., Davis, G. R., et al. 2011, *Icarus*, 216, 141 1444
Irwin, P. G. J., Teanby, N. A., Fletcher, L. N., et al. 2022, *Journal of Geophysical*
Research (Planets), 127, e07189 1445
Irwin, P. G. J., Tice, D. S., Fletcher, L. N., et al. 2015, *Icarus*, 250, 462 1446
Irwin, P. G. J., Toledo, D., Braude, A. S., et al. 2019, *Icarus*, 331, 69 1447
Irwin, P. G. J., Wong, M. H., Simon, A. A., Orton, G. S., & Toledo, D. 2017,
Icarus, 288, 99 1448
Jäger, C., Mutschke, H., & Henning, T. 1998, *Astronomy and Astrophysics*, 332,
291 1449
Karkoschka, E. 1994, *Icarus*, 111, 174 1450
Karkoschka, E. 1997, *Icarus*, 125, 348 1451
Karkoschka, E. & Tomasko, M. 2009, *Icarus*, 202, 287 1452
Karkoschka, E. & Tomasko, M. G. 2011, *Icarus*, 211, 780 1453
Khare, B. N., Sagan, C., Arakawa, E. T., et al. 1984, *Icarus*, 60, 127 1454
Khare, B. N., Thompson, W. R., Cheng, L., et al. 1993, *Icarus*, 103, 290 1455
Lane, A. L., Hord, C. W., West, R. A., et al. 1986, *Science*, 233, 65 1456

- 1470 Lellouch, E., Hartogh, P., Feuchtgruber, H., et al. 2010, *Astronomy and Astro-*
1471 *physics*, 518, L152
- 1472 Lellouch, E., Moreno, R., Orton, G. S., et al. 2015, *Astronomy and Astrophysics*,
1473 579, A121
- 1474 Li, C., Le, T., Zhang, X., & Yung, Y. L. 2018, *Journal of Quantitative Spec-*
1475 *troscopy and Radiative Transfer*, 217, 353
- 1476 Lindal, G. F. 1992, *The Astronomical Journal*, 103, 967
- 1477 Lindal, G. F., Lyons, J. R., Sweetnam, D. N., et al. 1987, *Journal of Geophysical*
1478 *Research*, 92, 14987
- 1479 Luszcz-Cook, S. H., de Kleer, K., de Pater, I., Adamkovics, M., & Hammel,
1480 H. B. 2016, *Icarus*, 276, 52
- 1481 Margolis, J. S. 1993, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Trans-*
1482 *fer*, 50, 431
- 1483 Marley, M. S. & McKay, C. P. 1999, *Icarus*, 138, 268
- 1484 Marten, A., Matthews, H. E., Owen, T., et al. 2005, *Astronomy and Astrophysics*,
1485 429, 1097
- 1486 Martonchik, J. V. & Orton, G. S. 1994, *Ao*, 33, 8306
- 1487 Mason, E. A. & Saxena, S. C. 1959, *The Journal of Chemical Physics*, 31, 511
- 1488 Massie, S. T. & Hunten, D. M. 1982, *Icarus*, 49, 213
- 1489 Mehl, J. B., Huber, M. L., & Harvey, A. H. 2010, *International Journal of Ther-*
1490 *mophysics*, 31, 740
- 1491 Melin, H., Fletcher, L. N., Stallard, T. S., et al. 2019, *Philosophical Transactions*
1492 *of the Royal Society of London Series A*, 377, 20180408
- 1493 Moore, L., Moses, J. I., Melin, H., Stallard, T. S., & O'Donoghue, J. 2020,
1494 *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A*, 378,
1495 20200100
- 1496 Moses, J. I., Cavalié, T., Fletcher, L. N., & Roman, M. T. 2020, *Philosophical*
1497 *Transactions of the Royal Society of London Series A*, 378, 20190477
- 1498 Moses, J. I., Fletcher, L. N., Greathouse, T. K., Orton, G. S., & Hue, V. 2018,
1499 *Icarus*, 307, 124
- 1500 Moses, J. I., Fouchet, T., Bézard, B., et al. 2005, *Journal of Geophysical Research*
1501 *(Planets)*, 110, E08001
- 1502 Moses, J. I., Rages, K., & Pollack, J. B. 1995, *Icarus*, 113, 232
- 1503 Norwood, J., Hammel, H., Milam, S., et al. 2016, *Publications of the ASP*, 128,
1504 025004
- 1505 Ockert, M. E., Cuzzi, J. N., Porco, C. C., & Johnson, T. V. 1987, *Journal of*
1506 *Geophysical Research*, 92, 14969
- 1507 O'Donoghue, J., Moore, L., Bhakyaipaul, T., et al. 2021, *Nature*, 596, 54
- 1508 Orton, G. S., Fletcher, L. N., Encrenaz, T., et al. 2015, *Icarus*, 260, 94
- 1509 Orton, G. S., Fletcher, L. N., Moses, J. I., et al. 2014, *Icarus*, 243, 494
- 1510 Pearl, J. C. & Conrath, B. J. 1991, *Journal of Geophysical Research*, 96, 18921
- 1511 Pearl, J. C., Conrath, B. J., Hanel, R. A., Pirraglia, J. A., & Coustenis, A. 1990,
1512 *Icarus*, 84, 12
- 1513 Pollack, J. B., Rages, K., Pope, S. K., et al. 1987, *Journal of Geophysical Re-*
1514 *search*, 92, 15037
- 1515 Pryor, W. R., West, R. A., Simmons, K. E., & Delitsky, M. 1992, *Icarus*, 99, 302
- 1516 Rages, K., Pollack, J. B., Tomasko, M. G., & Doose, L. R. 1991, *Icarus*, 89, 359
- 1517 Rey, M., Nikitin, A. V., Bézard, B., et al. 2018, *Icarus*, 303, 114
- 1518 Rizk, B. & Hunten, D. M. 1990, *Icarus*, 88, 429
- 1519 Roman, M. T., Banfield, D., & Gierasch, P. J. 2018, *Icarus*, 310, 54
- 1520 Roman, M. T., Fletcher, L. N., Orton, G. S., et al. 2022, *The Planetary Science*
1521 *Journal*, 3, 78
- 1522 Roman, M. T., Fletcher, L. N., Orton, G. S., Rowe-Gurney, N., & Irwin, P. G. J.
1523 2020, *Astronomical Journal*, 159, 45
- 1524 Roques, F., Sicardy, B., French, R. G., et al. 1994, *Astronomy and Astrophysics*,
1525 288, 985
- 1526 Rowe-Gurney, N., Fletcher, L. N., Orton, G. S., et al. 2021, *Icarus*, 365, 114506
- 1527 Saunders, W. R., Person, M. J., Withers, P., French, R. G., & Tubthong, C. 2023,
1528 *The Planetary Science Journal*, 4, 199
- 1529 Sromovsky, L. A. 2005, *Icarus*, 173, 254
- 1530 Sromovsky, L. A., de Pater, I., Fry, P. M., Hammel, H. B., & Marcus, P. 2015,
1531 *Icarus*, 258, 192
- 1532 Sromovsky, L. A. & Fry, P. M. 2007, *Icarus*, 192, 527
- 1533 Sromovsky, L. A., Fry, P. M., & Kim, J. H. 2011, *Icarus*, 215, 292
- 1534 Sromovsky, L. A., Karkoschka, E., Fry, P. M., de Pater, I., & Hammel, H. B.
1535 2019, *Icarus*, 317, 266
- 1536 Sromovsky, L. A., Karkoschka, E., Fry, P. M., et al. 2014, *Icarus*, 238, 137
- 1537 Stevens, M. H., Strobel, D. F., & Herbert, F. 1993, *Icarus*, 101, 45
- 1538 Taylor, R. H., Borysow, A., & Frommhold, L. 1988, *Journal of Molecular Spec-*
1539 *troscopy*, 129, 45
- 1540 Tice, D. S., Irwin, P. G. J., Fletcher, L. N., et al. 2013, *Icarus*, 223, 684
- 1541 Toledo, D., Irwin, P. G. J., Rannou, P., et al. 2020, *Icarus*, 350, 113808
- 1542 Toledo, D., Irwin, P. G. J., Rannou, P., et al. 2019, *Icarus*, 333, 1
- 1543 Toon, O. B., McKay, C. P., Ackerman, T. P., & Santhanam, K. 1989, *Journal of*
1544 *Geophysical Research*, 94, 16287
- 1545 Turbet, M., Leconte, J., Selsis, F., et al. 2016, *Astronomy and Astrophysics*, 596,
1546 A112
- 1547 Uckert, K., Chanover, N. J., Olkin, C. B., et al. 2014, *Icarus*, 232, 22
- 1548 Wallace, L. 1983, *Icarus*, 54, 110
- 1549 Wallace, L. 1984, *Icarus*, 59, 367
- Wang, Y. 1993, PhD thesis, University of Arizona 1550
- Wenkert, D., Deen, R. G., & Bunch, W. L. 2022, in *AGU Fall Meeting Abstracts*,
1551 Vol. 2022, P32E-1865 1552
- West, R. A., Baines, K. H., & Pollack, J. B. 1991, in *Uranus*, ed. J. T. Bergstralh,
1553 E. D. Miner, & M. S. Matthews (University of Arizona), 296-324 1554
- West, R. A., Lane, A. L., Hord, C. W., et al. 1987, *Journal of Geophysical Re-*
1555 *search*, 92, 15030 1556
- Wolf, E. T. & Toon, O. B. 2010, *Science*, 328, 1266 1557
- Wordsworth, R. D., Forget, F., Selsis, F., et al. 2010, *Astronomy and Astro-*
1558 *physics*, 522, A22 1559
- Yelle, R. V., Doose, L. R., Tomasko, M. G., & Strobel, D. F. 1987, *Geophysics*
1560 *Research Letters*, 14, 483 1561
- Yelle, R. V., Herbert, F., Sandel, B. R., Vervack, Ronald J., J., & Wentzel, T. M.
1562 1993, *Icarus*, 104, 38 1563
- Yelle, R. V., McConnell, J. C., Strobel, D. F., & Doose, L. R. 1989, *Icarus*, 77,
1564 439 1565
- Young, L. A., Bosh, A. S., Buie, M., Elliot, J. L., & Wasserman, L. H. 2001,
1566 *Icarus*, 153, 236 1567
- Zhang, X. 2023a, *The Astrophysical Journal*, 957, 20 1568
- Zhang, X. 2023b, *The Astrophysical Journal*, 957, 21 1569
- Zhang, X., West, R. A., Irwin, P. G. J., Nixon, C. A., & Yung, Y. L. 2015, *Nature*
1570 *Communications*, 6, 10231 1571
- Zheng, C. & Borysow, A. 1995, *Icarus*, 113, 84 1572

Titre: Modélisation atmosphérique d'Uranus et de Neptune: Circulation et Structure Thermique

Mots clés: aérosols, température, vent zonal, oscillation, tourbillons

Résumé: En 1986 et 1989, Voyager 2 a exploré Uranus et Neptune, révélant une circulation zonale quasiment identique malgré des forçages saisonniers différents et une structure thermique beaucoup plus chaude qu'on ne le pensait. La compréhension de ces atmosphères est l'un des principaux défis actuels de la physique des atmosphères planétaires. Pour reproduire cette structure thermique, un modèle saisonnier radiatif-convectif a été utilisé. Il s'avère que les aérosols peuvent expliquer les différences de température observées. Cependant, sur

Neptune, l'atmosphère est restée insensible à l'ajout de sources de chaleur supplémentaires.

Pour expliquer les vents zonaux et l'activité météorologique, un modèle global du climat (GCM) a été utilisé. Ce dernier a révélé une circulation zonale et méridienne complexe sur Uranus et Neptune mais sous-estimé par rapport aux observations. Une oscillation équatoriale annuelle a pu être aussi identifiée sur Uranus. La structure thermique, influencée par la dynamique atmosphérique, s'en est trouvée modifiée.

Title: Atmospheric Modelling of Uranus and Neptune: Circulation and Thermal Structure

Keywords: aerosols, temperature, zonal wind, oscillation, eddies

Abstract: In 1986 and 1989, Voyager 2 explored Uranus and Neptune, revealing an almost identical zonal circulation despite different seasonal forcings and a thermal structure that was much warmer than previously expected. Understanding these atmospheres is one of the major current challenges in the physics of planetary atmospheres.

A seasonal radiative-convective model has been used to reproduce the thermal structure. It turns out that aerosols can explain the observed temperature differences.

However, on Neptune, the atmosphere remained insensitive to the addition of heat sources.

To explain the zonal winds and the meteorological activity, a Global Climate Model (GCM) is used. It revealed a complex zonal and meridional circulation on Uranus and Neptune, but the zonal winds are underestimated compared with observations. An annual equatorial oscillation is also identified on Uranus. The thermal structure, influenced by atmospheric dynamics, has been modified.