



**HAL**  
open science

# Modélisation petite échelle de l'atmosphère de Vénus : Convection et onde de gravité

Maxence Lefèvre

► **To cite this version:**

Maxence Lefèvre. Modélisation petite échelle de l'atmosphère de Vénus : Convection et onde de gravité. Planétologie et astrophysique de la terre [astro-ph.EP]. Sorbonne Université, 2018. Français. NNT: . tel-02924996v1

**HAL Id: tel-02924996**

**<https://theses.hal.science/tel-02924996v1>**

Submitted on 19 Feb 2019 (v1), last revised 28 Aug 2020 (v2)

**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.

SORBONNE UNIVERSITÉ  
ÉCOLE DOCTORALE 129  
SCIENCES DE L'ENVIRONNEMENT

# THÈSE

pour obtenir le titre de

**Docteur en Sciences**

de Sorbonne Université

**Mention : PLANÉTOLOGIE**

Présentée et soutenue par

Maxence LEFÈVRE

## **Modélisation petite échelle de l'atmosphère de Vénus : Convection et onde de gravité**

Thèse dirigée par Sébastien LEBONNOIS et Aymeric SPIGA

préparée au Laboratoire de Météorologie Dynamique

soutenue le 26 septembre 2018

### **Jury :**

<i>Rapporteurs :</i>	Ann Carine VANDAELE	-	IASB, Belgique
	Scot RAFKIN	-	Southwest Research Institute, États-Unis
<i>Examineurs :</i>	Colin WILSON	-	University of Oxford, Grand-Bretagne
	Riwal PLOUGONVEN	-	LMD Polytechnique
<i>Invité :</i>	Caroline MULLER	-	LMD ENS





## Remerciements

Je vais commencer évidemment par remercier Sébastien et Aymeric qui m'ont accueillis en tant que stagiaire de M2 puis en thèse. J'ai passé 3.5 très belles années, j'ai adoré être sous votre direction pour votre soutien, votre disponibilité, votre écoute et tous vos précieux conseils qui m'ont poussés à toujours faire plus, mais également pour le fait de se sentir d'égal à égal à vous dans les conversations scientifiques. Merci pour tout. Grâce à la thèse j'ai eu l'opportunité de montrer mon travail au quatre coins du monde, de Los Angeles à Kobe en passant Riga ou Oxford, qui resteront des souvenirs incroyables. J'ai aussi eu l'opportunité de faire du Ski pour la première fois aux Houches avec deux professeurs de choix : François Forget et Jérémy Leconte.

Il y a deux personnes également que j'aimerais remercier qui sont à l'origine du choix de la planétologie et de la modélisation numérique, Jean-Pierre Bibring et François Forget. Arrivant de Normandie en 2012, j'avais envie de faire de l'astro sans avoir un champ de prédilection, mais après avoir suivi les cours de planétologie du M1 d'Orsay donnés par Jean-Pierre Bibring mon choix était fait. J'ai ensuite intégré le master planéto et au PNP en 2015 j'ai vu une présentation de François et c'est là que j'ai compris que la modélisation c'était cool, il m'a ensuite aiguillé vers des gens qui cherchaient des stagiaires, Sébastien et Aymeric, et *here I am*.

J'aimerais aussi remercier Riwal Plougonven, aujourd'hui président du jury, et Emmanuel Marcq d'avoir formé mon jury de thèse, d'avoir suivi l'avancement du travail de thèse et me faire réfléchir sur l'après-thèse. Pendant ma deuxième et troisième j'ai donné des enseignements à Jussieu et j'aimerais remercier Hélène Chepfer, Laurence Touchon ainsi que Pacôme Delva pour m'avoir donné l'opportunité de donner ces cours, le contact avec les élèves a été une expérience très enrichissante.

Ensuite, j'aimerais remercier tous les gens du LMD pour la super ambiance qui règne dans les couloirs, j'aurai du mal à tous vous citer. Je pense particulièrement à tous mes co-bureaux et notamment Binta qui avec son sourire a rendu le bureau joyeux et Traoré fou. Merci à tous les membres de l'équipe planéto bonne humeur quotidienne, les autres membres de l'équipe vénusienne, Gabriella et Itziar, qui s'est malheureusement dépeuplé. Un merci à tous les doctorants que je vais pas tous citer ici mais qui sont tous super. Un remerciement spécial à Martin, qui par delà toutes ces qualités est venu me chercher pour un projet annexe à nos thèses respectives qui est à l'origine de mon post-doc à Oxford. Merci également les collègues doctorant du LATMOS, comme Yann et nos réunions de M2 tout les deux, Sabrina, Audrey, Léa, Aurélien en autres. Une pensée aussi pour les collègues de conférence, comme Laura et Laura ainsi que Loïc et Arnaud.

Je remercie évidemment mes colocs, François, Hugo, Théo et Benjamin, pour ces années pleines de souvenirs incroyables qui ont malgré eux participé à la réussite de cette thèse.

Et enfin ma famille pour son soutien durant toutes ces années.



---

**Résumé :** Les observations par les missions *Venus Express* et *Akatsuki* ont apporté une vision sans précédent de la turbulence de l'atmosphère de Vénus. L'extension verticale de la couche convective présente au cœur des nuages ainsi que sa variabilité avec la latitude et l'heure locale ont été étudiées, des ondes de gravité de petite échelle ont été observées au-dessus et en dessous de la convection. Les mesures par radio-occultation au sommet des nuages, vers 70 km d'altitude, ont rapporté une atmosphère stable, cependant des cellules ont été observées à ces altitudes aux basses latitudes à midi. Récemment, des ondes stationnaires de grande échelle en forme d'arc de cercle ont été observées au-dessus des plus grands reliefs dans les tropiques. Malgré toutes ces observations des questions demeurent : Quelle est la variabilité de la convection avec la latitude et l'heure locale ? Qu'elle est l'organisation tridimensionnelle de la convection ? Comment sont générées les ondes de gravité observées ? Quelle est la cause de la convection au sommet des nuages ? Comment cette convection est-elle organisée ? Comment sont générées les ondes de montagne et comment se propagent-elles ?

Pour répondre à ces questions nous avons décidé d'utiliser le modèle WRF pour pouvoir résoudre la turbulence de petite échelle. Le transfert radiatif du modèle de circulation générale (GCM) de Vénus du LMD a été couplé à ce modèle pour être le plus réaliste possible. Avec les simulations aux grands tourbillons, l'activité convective dans l'atmosphère de Vénus a pu être étudiée. Une couche convective de 9 km d'épaisseur est présente entre 46 et 55 km, des ondes de gravité d'amplitude de 0.5 K sont générées. Le vent d'environnement a un impact significatif sur ces ondes, les ascendances bloquent la propagation de l'écoulement au-dessus de la couche convective et cela génère des ondes de plusieurs Kelvin d'amplitude. À midi, l'absorption ultraviolet du rayonnement solaire par l'absorbant inconnu engendre une activité convective au sommet des nuages entre 66 et 73 km.

Avec le mode *mesoscale*, l'intégralité des processus physiques représentés dans le GCM a été couplé au modèle WRF et les ondes de montagne ont ainsi été étudiées. Les plus grands reliefs des tropiques engendrent des ondes de montagnes de grande échelle similaires en amplitude et en extension latitudinale aux observations. La propagation verticale a été étudiée, les deux couches de faible stabilité, entre 18 et 30 km et 48 et 55 km sont à l'origine d'ondes piégées qui se propagent horizontalement. La variation de la stabilité des premiers kilomètres de l'atmosphère au cours de la journée joue un rôle majeur dans une variation de l'amplitude des ondes. La dynamique de l'atmosphère dans les régions polaires a aussi été explorée avec ce modèle.

En parallèle, des études sur l'activité convective dans des atmosphères exoplanétaires ont été réalisées. L'augmentation de l'activité convective avec la température des naines brunes et des exoplanètes géantes jeunes a été étudiée ainsi que l'impact du flux solaire sur la convection pour les exoplanètes rocheuses en rotation synchrone.

**Mots clés :** Vénus, modélisation petite échelle, convection, onde de gravité, ondes de montagne, turbulence atmosphérique

---

---

## Mesoscale modeling of the atmosphere of Venus : convection and gravity wave

**Abstract :** The observations made by the mission *Venus Express* and *Akatsuki* gave unprecedented insight of the turbulence of the atmosphere of Venus. The vertical extension of the cloud convective layer as well as the variability with latitude and local time has been studied, small-scale gravity waves have been observed both above and below this convection layer. Despite a stable atmosphere, cellular features have been observed at the top of the cloud at low latitude at noon. Recently large stationary bow-shape waves have been measured above the main topographic features at low latitude. Despite these observations, some questions remain : What is the cause of the variability with latitude and local time of the convective layer ? What is three-dimensional organization of the convection ? What are the characteristics of the observed small-scale gravity waves ? What is the cause of the convective activity at the top of the clouds ? How the mountain waves are generated and how they propagate ?

In order to address these questions we used the WRF dynamical core to be able to resolve small-scale turbulence. With Large-Eddy Simulations (LES), simulations were performed to resolve the convective activity of the cloud layer and the induced gravity waves. The vertical extension of the resolved convective layer is from 46 to 55 km, consistent with observations. Small-scale gravity waves are induced by this convective activity with an amplitude less than a Kelvin, smaller than the observations. The background wind has a strong effect on those waves. With obstacle effect, the updrafts above the convection block the flow and force it to go above, waves of more than a Kelvin of amplitude are generated. At noon, the strong absorption of the solar radiation by the unknown ultraviolet absorber induces convection activity at the top of the cloud between 66 and 73 km.

With the *mesoscale* mode, high-resolution topography produces stationary bow-shape waves with amplitude and latitudinal extension consistent with observations. The vertical propagation has been studied, the two low static stability region between 18 to 30 km and 48 to 55 km produce trap lee waves and perturb the waves. Diurnal variation of the near-surface stability of the atmosphere plays a key role on the intensity of the waves. The polar activity was also investigated.

In addition, studies about the turbulence in exoplanetary atmosphere, convection inside the brown dwarfs and young giant exoplanet as well as the behavior of the convective activity and its role on the clouds for rocky tidally-locked exoplanet such as Proxima-b were conducted.

**Keywords :** Venus, mesoscale modeling, convection, gravity waves, mountain waves, atmospheric turbulence

---

# Table des matières

<b>1</b>	<b>L'environnement vénusien</b>	<b>1</b>
1.1	Historique de l'observation de Vénus . . . . .	1
1.2	Venus Express et Akatsuki . . . . .	7
1.2.1	Venus Express . . . . .	7
1.2.2	Akatsuki . . . . .	9
1.3	Caractéristiques de l'atmosphère de Vénus . . . . .	11
1.3.1	Généralités . . . . .	11
1.3.2	Dynamique de l'atmosphère . . . . .	13
1.3.3	Turbulence et dynamique petites échelles . . . . .	16
1.3.4	Surface et géologie . . . . .	29
1.3.5	Couche de nuages et chimie de l'atmosphère . . . . .	31
<b>2</b>	<b>Outils de la modélisation météorologique</b>	<b>37</b>
2.1	Les modèles météorologiques . . . . .	37
2.1.1	Principes . . . . .	37
2.2	Modélisation de l'atmosphère de Vénus . . . . .	41
2.2.1	Historique . . . . .	41
2.2.2	Le GCM Vénus de l'IPSL . . . . .	44
2.3	Le modèle WRF . . . . .	47
2.4	Le modèle méso-échelle de Vénus du LMD . . . . .	50
2.4.1	Le mode <i>Large Eddy Simulation</i> . . . . .	51
2.4.2	Le mode <i>mesoscale</i> . . . . .	53
<b>3</b>	<b>Étude de la convection et des ondes de gravité à l'aide du modèle LES <i>off-line</i></b>	<b>57</b>
3.1	Motivation et description des résultats . . . . .	57
3.2	Article : <i>Three-dimensional turbulence-resolving modeling of the Venusian cloud layer and induced gravity waves</i> . . . . .	58
3.2.1	Introduction . . . . .	58
3.2.2	Large Eddy Simulations for Venus . . . . .	60
3.2.3	Simulated Convection and Gravity Waves . . . . .	63
3.2.4	The induced gravity waves . . . . .	65
3.2.5	Variability with Local Time and Latitude . . . . .	69
3.2.6	Impact of the Global Circulation and the Cloud Model . . . . .	74
3.2.7	Conclusion . . . . .	76
<b>4</b>	<b>Étude de la turbulence petit échelle dans l'atmosphère vénusienne à l'aide du modèle LES <i>on-line</i></b>	<b>77</b>
4.1	Motivation et description des résultats . . . . .	77
4.2	Article : <i>Three-dimensional turbulence-resolving modeling of the Venusian cloud layer and induced gravity waves. Inclusion of complete radiative transfer and wind shear</i> . . . . .	78
4.2.1	Intro . . . . .	78
4.2.2	The model . . . . .	80



4.2.3	Simulation settings . . . . .	82
4.2.4	Main layer : Convection and gravity waves . . . . .	83
4.2.5	Impact of the wind shear . . . . .	90
4.2.6	Dynamics at the top of the cloud . . . . .	94
4.2.7	Conclusion . . . . .	97
4.3	La couche limite convective . . . . .	99
<b>5</b>	<b>Les ondes de montagne dans l'atmosphère vénusienne</b>	<b>103</b>
5.1	Initialisation et post-processing . . . . .	103
5.2	Génération et propagation . . . . .	106
5.3	Onde de montagne au sommet des nuages . . . . .	108
5.3.1	Aphrodite Terra . . . . .	108
5.3.2	Ondes de montagne au-dessus d'Atla Regio et Beta Regio . . . . .	113
5.4	La dynamique des Pôles . . . . .	113
<b>6</b>	<b>Applications exoplanétaires</b>	<b>119</b>
6.1	Exoplanètes géantes jeunes et naines brunes . . . . .	120
6.2	Exoplanètes telluriques en rotation synchrone . . . . .	123
<b>7</b>	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>131</b>
7.1	Conclusion . . . . .	131
7.2	Perspectives . . . . .	132
	<b>Bibliographie</b>	<b>137</b>

# Table des figures

1.1	Table de Vénus compris dans le Codex de Dresde . . . . .	2
1.2	Schéma du transit de Vénus par Lomonosov . . . . .	3
1.3	le "Y" par <i>Pioneer Venus</i> et <i>Akatsuki</i> . . . . .	5
1.4	Premières images de la surface par les missions Soviétiques . . . . .	6
1.5	Carte radar obtenue par <i>Magellan</i> . . . . .	7
1.6	Schéma de la sonde et Orbite de <i>Venus Express</i> . . . . .	8
1.7	Schéma de la sonde et Orbite de <i>Akatsuki</i> . . . . .	10
1.8	Schéma des observations d' <i>Akatsuki</i> . . . . .	11
1.9	Comparaison des profils thermiques de Vénus et de la Terre . . . . .	13
1.10	Profils verticaux du vent zonal . . . . .	14
1.11	Mécanisme de la super-rotation GRW . . . . .	15
1.12	Suivi temporel de la structure en "Y" . . . . .	16
1.13	Schéma illustrant la stabilité atmosphérique . . . . .	17
1.14	Organisation tridimensionnelle de la convection . . . . .	20
1.15	Observations de la couche convective dans les nuages vénusiens . . . . .	21
1.16	Observations au sommet des nuages d'activité convective . . . . .	22
1.17	Modélisation des ondes de montagne . . . . .	26
1.18	Ondes de gravité observées au sommet de la couche nuageuse vénusienne . . . . .	28
1.19	Observations d'ondes de montagne par <i>Akatsuki</i> . . . . .	29
1.20	Carte du relief de Vénus obtenue par <i>Magellan</i> . . . . .	30
1.21	Structure vertical en température des nuages . . . . .	32
1.22	Structure verticale de la distribution multimodale des nuages . . . . .	33
1.23	Concentrations d'espèces traces obtenues par <i>Venus Express</i> et des modèles photo-chimiques . . . . .	35
1.24	Schéma de la turbulence dans l'atmosphère de Vénus . . . . .	36
2.1	Schéma des processus pris en compte dans la modélisation du climat . . . . .	39
2.2	Exemples de grilles utilisées dans les modèles de circulation générale . . . . .	40
2.3	Intercomparaison des GCM vénusiens . . . . .	43
2.4	Résultats du modèle de Baker et al. (2000a) . . . . .	44
2.5	Résultats du modèle d'Imamura et al. (2014) . . . . .	45
2.6	Structure thermique du GCM Vénus . . . . .	47
2.7	Schéma de la grille de WRF . . . . .	49
2.8	Répartition des niveaux verticaux du LES on-line . . . . .	52
2.9	Carte du relief de Vénus utilisé dans le mesoscale . . . . .	54
2.10	Schéma des bornes du mode mesoscale . . . . .	55
3.1	Vertical profile of the the three types of heating rates . . . . .	61
3.2	Initial static stability (K/km) vertical profile . . . . .	62
3.3	static stability and potential temperature vertical profile . . . . .	63
3.4	Snapshots of the convective vertical motions . . . . .	64
3.5	Vertical profile of the turbulent heat flux . . . . .	65
3.6	Schematic representation the convective cells and convection heat flux . . . . .	66

3.7	Snapshots of the gravity waves via temperature perturbation . . . . .	66
3.8	Snapshots of the gravity waves via vertical wind perturbation . . . . .	67
3.9	Vertical wind perturbations and wavelet Power Spectrum . . . . .	68
3.10	Variability with local time . . . . .	70
3.11	Snapshots of the convective vertical motion . . . . .	70
3.12	Snapshots of the gravity waves . . . . .	71
3.13	Global dynamics heating rates . . . . .	71
3.14	Variability with local time . . . . .	72
3.15	Variability with local time . . . . .	73
3.16	LMD Venus GCM vertical wind . . . . .	73
3.17	Impact of the global circulation dynamics . . . . .	74
3.18	Impact of the cloud model . . . . .	75
4.1	Vertical profile of the large-scale dynamical heating rate . . . . .	82
4.2	Heating rate at the Equator at noon . . . . .	83
4.3	The Venus cloud mixing layer . . . . .	84
4.4	The cloud convective vertical motions . . . . .	85
4.5	Domain averaged vertical profile of the turbulent heat flux . . . . .	86
4.6	the induced gravity waves . . . . .	86
4.7	Variability with local time of the convection . . . . .	88
4.8	Variability with local time of the gravity waves . . . . .	88
4.9	Variability with latitude of the convection . . . . .	89
4.10	GMC vertical profile of horizontal wind . . . . .	90
4.11	Impact of the wind shear on the convection . . . . .	91
4.12	Impact of the wind shear on the gravity waves . . . . .	91
4.13	Impact of the wind shear on the gravity waves at 57 km . . . . .	92
4.14	Gravity waves at 70 km . . . . .	93
4.15	Domain averaged vertical momentum flux . . . . .	94
4.16	Domain averaged vertical profile of potential temperature at the top of the clouds . . . . .	95
4.17	Snapshots of the convective vertical motions at the top of the clouds . . . . .	95
4.18	Venus cloud top forcing . . . . .	96
4.19	Vertical profile of the turbulent heat flux at the top of the clouds . . . . .	97
4.20	Variability with local time of the convection at the top of the clouds . . . . .	98
4.21	Variability with latitude of the convection at the top of the clouds . . . . .	99
4.22	Turbulence dans la couche limite du GCM Vénus du LMD . . . . .	100
4.23	Turbulence dans la couche limite résolue par le LES . . . . .	101
5.1	Relief utilisé pour le modèle <i>mesoscale</i> . . . . .	104
5.2	Domaines sélectionnés des trois zones d'intérêts . . . . .	104
5.3	Schéma du traitement des simulations . . . . .	105
5.4	Coupe verticale du vent verticale pour Atla Regio . . . . .	106
5.5	Coupe verticale du paramètre de Scorer pour Atla Regio . . . . .	107
5.6	Coupe verticale du flux de transport de moment cinétique pour Atla Regio . . . . .	108
5.7	Coupe du vent verticale, du paramètre de Scorer et du flux de transport de moment cinétique pour Aphrodite Terra et Beta Regio . . . . .	109
5.8	Carte du relief du domaine d'Aphrodite Terra . . . . .	110

---

5.9	Signal de l'anomalie en température au sommet des nuages au-dessus d'Aphrodite Terra . . . . .	110
5.10	Signaux filtrés par le filtre basse-fréquence par le filtre haute-fréquence . . . . .	111
5.11	Signal de l'anomalie en température au sommet des nuages au-dessus d'Aphrodite Terra . . . . .	112
5.12	Variation au cours de la journée de la de la stabilité statique proche de la surface . . .	112
5.13	Signal de l'anomalie en température au sommet des nuages au-dessus d'Atla Regio .	114
5.14	Signal de l'anomalie en température au sommet des nuages au-dessus de Beta Regio	115
5.15	Activités polaires résolus par le modèle . . . . .	116
5.16	Onde de montagne au-dessus d'Ishtar Terra . . . . .	117
5.17	Vent zonal dans la région polaire nord . . . . .	117
6.1	Diagramme des exoplanètes découvertes en fonction de leur masse et de leur période orbitale . . . . .	120
6.2	Illustration de la transition L/T . . . . .	121
6.3	Diagramme magnitude-couleur du modèle Exo-REM 1D . . . . .	122
6.4	Profils verticaux des taux de chauffage appliqués au LES . . . . .	122
6.5	Activité convective résolue par le LES . . . . .	123
6.6	Comparaison de la vitesse verticale dans la convection et des taux de chauffage . . .	124
6.7	Schéma des possibles climats planétaires . . . . .	125
6.8	Température de surface de Proxima-b en fonction de la composition atmosphérique .	126
6.9	Activité convective pour le cas TOGA-COARE . . . . .	127
6.10	Impact de la convection sur la concentration d'eau . . . . .	127
6.11	Activité convective pour Proxima-b . . . . .	128
6.12	Impact de la convection sur la concentration d'eau . . . . .	129
7.1	Exemple d'application du modèle photochimique au LES . . . . .	133



# Liste des tableaux

1.1	Tableau des missions spatiales vénusienne . . . . .	4
1.2	Caractéristiques des instruments à bord de <i>Venus Express</i> . . . . .	9
1.3	Caractéristiques des instruments à bord de <i>Akatsuki</i> . . . . .	11
1.4	Comparaison des paramètres orbitaux et atmosphériques entre la Terre et Vénus . . . . .	12
2.1	Comparaison des caractéristiques des modes LES et <i>mesoscale</i> du modèle WRF . . . . .	51
2.2	Différents paramètres LES off-line et on-line . . . . .	53
2.3	Calendriers terrestre et vénusien utilisés dans le modèle WRF . . . . .	53



# L'environnement vénusien

---

## Sommaire

<b>1.1</b>	<b>Historique de l'observation de Vénus</b>	<b>1</b>
<b>1.2</b>	<b>Venus Express et Akatsuki</b>	<b>7</b>
1.2.1	Venus Express	7
1.2.2	Akatsuki	9
<b>1.3</b>	<b>Caractéristiques de l'atmosphère de Vénus</b>	<b>11</b>
1.3.1	Généralités	11
1.3.2	Dynamique de l'atmosphère	13
1.3.3	Turbulence et dynamique petites échelles	16
1.3.4	Surface et géologie	29
1.3.5	Couche de nuages et chimie de l'atmosphère	31

---

De nos jours, Vénus est connue comme la seconde planète du système solaire, cependant avant la révolution képlérienne elle était connue comme une des étoiles les plus brillantes dans le ciel. Dans ce chapitre les observations de Vénus de l'antiquité à nos jours ainsi que l'état des connaissances de son atmosphère vont être discutés.

## 1.1 Historique de l'observation de Vénus

On retrouve des traces d'observations de Vénus dans des civilisations aux quatre coins de la planète, les plus anciennes sont des tablettes mésopotamiennes qui datent du deuxième millénaire avant notre ère. De par sa trajectoire dans le ciel, présente au coucher ou au lever du soleil, certaines civilisations croyaient en 2 corps distincts. C'est le cas pour les Égyptiens et les Grecs anciens. Pour la plupart des civilisations cette étoile est associée à l'amour, la féminité, la fertilité. Le nom actuel vient de la déesse romaine de l'amour, Vénus, la déesse grecque Aphrodite. Vénus était très présente dans les civilisations pré-précolombiennes et tout particulièrement les Mayas. Appelé *Chac ek* (la grande étoile), son positionnement était très étudié et soupçonné d'avoir des effets sur la vie et la société. Les Mayas croyaient très fortement en un lien entre les cycles des phénomènes célestes et les cycles historiques et civilisationnelles. Par exemple commencer une bataille à tel moment d'un cycle pouvait être un mauvais présage, ou bien la première apparition de Vénus après la conjonction inférieure, lorsque la Terre et Vénus sont alignées du même côté du Soleil, était vu comme un jour néfaste. Dans le codex de Dresde, ensemble de texte maya constituant le calendrier, six pages appelées la table de Venus (Figure 1.1) traitent des observations de Vénus. Ce codex est daté entre le XII et XIVe siècle. Les Mayas avaient calculé la période synodique, temps mis par une planète pour revenir à la même configuration Terre-planète-Soleil, de Vénus de 584 jours ainsi que les phases de Vénus (Martin, 1995; Gerardo, 2016).





FIG. 1.1 – Les quatre premières pages de la table de Venus compris dans le Codex de Dresde. La première page est appelée la préface et donne la contextualisation et les autres pages donnent les informations sur les positions de Vénus dans le ciel.

À partir du XVI<sup>e</sup> siècle, plusieurs astronomes vont révolutionner la conception du monde tel qu'on le concevait alors. Nicolas Copernic, Johannes Kepler et Galilée remettent en cause le modèle géocentrique et posent les bases du système héliocentrique que nous connaissons aujourd'hui. En 1610, Galilée apporte une nouvelle preuve du non-géocentrisme : l'observation des phases de Vénus. Il observe la variation dans le temps de la partie éclairée du fait de la rotation de la Terre et de Vénus autour du Soleil. Le diamètre de Vénus varie pendant les différentes phases, étant minimum quand celle-ci est pleine.

Il faut attendre plus d'un siècle pour que l'atmosphère de Vénus soit mise en évidence. En 1761, lors d'un transit de Vénus devant le Soleil observé depuis Saint-Petersbourg, le polymathe russe et fondateur de l'université de Moscou (qui porte son nom) Mikhail Lomonosov observe l'atmosphère par un épaississement de la planète (Figure 1.2). C'est la première découverte d'une atmosphère en dehors de la Terre.

À la suite de cette découverte, de nombreuses observations télescopiques ont été réalisées, et un siècle après [Huggins and Miller \(1861\)](#) montrent à l'aide d'un spectroscope que la planète est couverte de nuages. Une similitude avec les nuages terrestres est d'abord envisagée, par [Arrhenius \(1918\)](#) par exemple qui pense que l'humidité serait environ six fois supérieure à celle sur Terre. Par la suite, de nombreux observateurs ont essayé de chercher s'il y avait de l'eau dans cette atmosphère. Durant ces recherches, il a été observé que l'atmosphère de Vénus est plus dense que celle de la Terre et que la rotation de planète était très lente, environ 243 jours ([Schiaparelli, 1890](#)). Deux observations photographiques réalisées dans l'UV ([Wright, 1927](#); [Ross, 1928](#)) mettent en évidence un absorbant dans

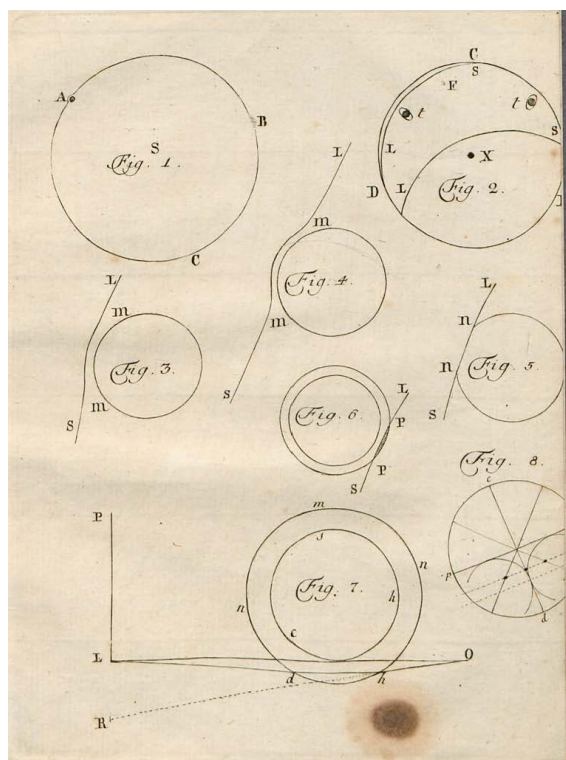


FIG. 1.2 – Schéma de Lomonosov représentant le transit de Vénus, la déviation du rayonnement solaire par l'atmosphère vénusienne est particulièrement visible. **Lomonosov (1761)**

la couche de nuages dont la nature fait encore débat. Des mesures infrarouge par **Adams and Dunham (1932)**, toujours pour chercher la présence d'eau, mettent en évidence que le dioxyde de carbone est le composant principal de l'atmosphère. La présence d'un effet de serre est alors supposée (**Wildt, 1940**) en prédisant une température de surface entre 366 et 408 K. L'hypothèse d'une deuxième Terre diminue considérablement. Avec des mesures micro-onde **Mayer et al. (1958)** estiment la température de surface entre 487 et 740 K. Ces valeurs très élevées seront confirmées par les missions spatiales.

Malgré toutes ces découvertes faites depuis la Terre, en ce milieu de XXe siècle énormément de questions concernant l'atmosphère de Vénus demeuraient encore : Quelles sont les conditions atmosphériques au sol ? Quelle est la composition des nuages ? Quelle est la dynamique de l'atmosphère ?

Les avancées technologiques sur fond de guerre froide, et sa proximité à la Terre font de Vénus un enjeu stratégique particulièrement intéressant pour la conquête spatiale. Le tableau 1.1 résume les différentes missions à destination de Vénus.

Le 4 février 1961 la sonde *Tyazhely Sputnik* fut le premier engin spatial à destination de Vénus à décoller mais elle échoua à quitter l'orbite terrestre. Lors des 6 années qui ont suivi les missions soviétiques et américaines furent toutes des échecs à l'exception du survol fait par *Mariner 2* à une distance minimum de 34 773 km qui met en évidence une température chaude pour la surface et froide pour les nuages. Le 18 octobre 1967, la sonde *Venera 4* brise la malédiction soviétique et ses 15 échecs, et devient le premier objet fait par l'Homme à se poser sur une autre planète. En 1978, la mission *Pioneer Venus*, et ses 13 ans de fonctionnement pour *Pioneer Venus 1*, est un immense succès. Les caractéristiques des nuages mesurées sont encore largement utilisées. La complexité des nuages vénusiens est souvent illustrée par une image prise par la sonde *Pioneer Venus Orbiter* (voir

TAB. 1.1 – Tableau récapitulatif des missions spatiales réussies avec pour objectif Vénus. D'autres survols ont été réalisés par *Mariner 10*, *Galileo*, *Cassini* et *MESSANGER*. Deux autres survols sont prévus par la sonde *BepiColombo* en 2020 et 2021.

Mission	Année (durée)	Agence spatiale	Type
Mariner 2	Décembre 1962-Janvier 1963	NASA (USA)	Survol
Venera 4	18 octobre 1967	IKI (URSS)	Atterrisseur
Venera 5	Janvier 1969-Mai 1969	IKI	Orbiteur et atterrisseur
Venera 7	15 décembre 1970	IKI	Atterrisseur
Mariner 10	Février 1974-Mars 1975	NASA	Survol
Pioneer Venus Orbiter	Décembre 1978-Aout 1992	NASA	Orbiteur
Pioneer Venus Multiprobe	9 décembre 1978	NASA	4 sondes atmosphériques
Venera 11	Décembre 1978-Février 1980	IKI	Survol et atterrisseur
Venera 13	1 mars 1982	IKI	Survol et atterrisseur
Vega 1	Juin 1985	IKI	Survol, atterrisseur et ballon
Vega 2	Juin 1985	IKI	Survol, atterrisseur et ballon
Magellan	Aout 1990-Octobre 1994	NASA	Orbiteur
Venus Express	Avril 2006-Décembre 2014	ESA (UE)	Orbiteur
Akatsuki	Décembre 2015-En cours	JAXA (Japon)	Orbiteur

la Figure 1.3) et sa structure en "Y".

Pendant 10 ans les Soviétiques sont les seuls à envoyer des sondes vers Vénus. Le 1er mars 1982, la sonde *Venera 13* envoie les premières images en couleurs de la surface de la planète (Figure 1.4). Trois ans plus tard les premiers ballons sont lancés dans une autre atmosphère que celle de la Terre avec les missions *VeGa 1* et *2* qui donneront des mesures *in-situ* des vents dans les nuages (Sagdeev et al., 1986b).

Les missions *Venera* ont permis de mettre en évidence la géomorphologie de Vénus comme l'absence de tectonique active et les traces de volcanisme ancien. En 1989, la mission de la NASA *Magellan* cartographie à l'aide d'un radar près de 94 % de la surface de Vénus (Figure 1.5).

Depuis, deux nouveaux acteurs sont entrés dans l'étude de Vénus, l'Europe avec la mission *Venus Express* (Svedhem et al., 2009) et le Japon avec l'orbiteur *Akatsuki* (Nakamura et al., 2011) encore en activité. Les instruments de ces missions sont détaillés dans la section suivante. Les 8 années de missions pour *Venus Express* ont permis notamment le suivi de la dynamique atmosphérique et des espèces chimiques.

Un retour de la Russie vers Vénus après 40 ans d'absence est prévu vers 2030 avec la mission *Venera-D*. Il faudra aussi compter sur l'Inde qui, après avoir envoyé une sonde autour de Mars en 2014, envisage une mission vers Vénus dans un futur proche. Aucune des missions récemment proposées à la NASA vers Vénus n'a été sélectionnée. La mission *EnVision* proposée à l'ESA est actuellement en finale pour l'opportunité M5 avec deux autres missions. *EnVision* a pour objectif l'étude de la géologie et de l'intérieur de Vénus à l'aide notamment d'un radar à synthèse d'ouverture (Ghail et al., 2018) dont sa résolution peut aller jusqu'à 1 m. La sélection d'une des trois missions sera faite en 2021 pour un départ prévu en 2032.

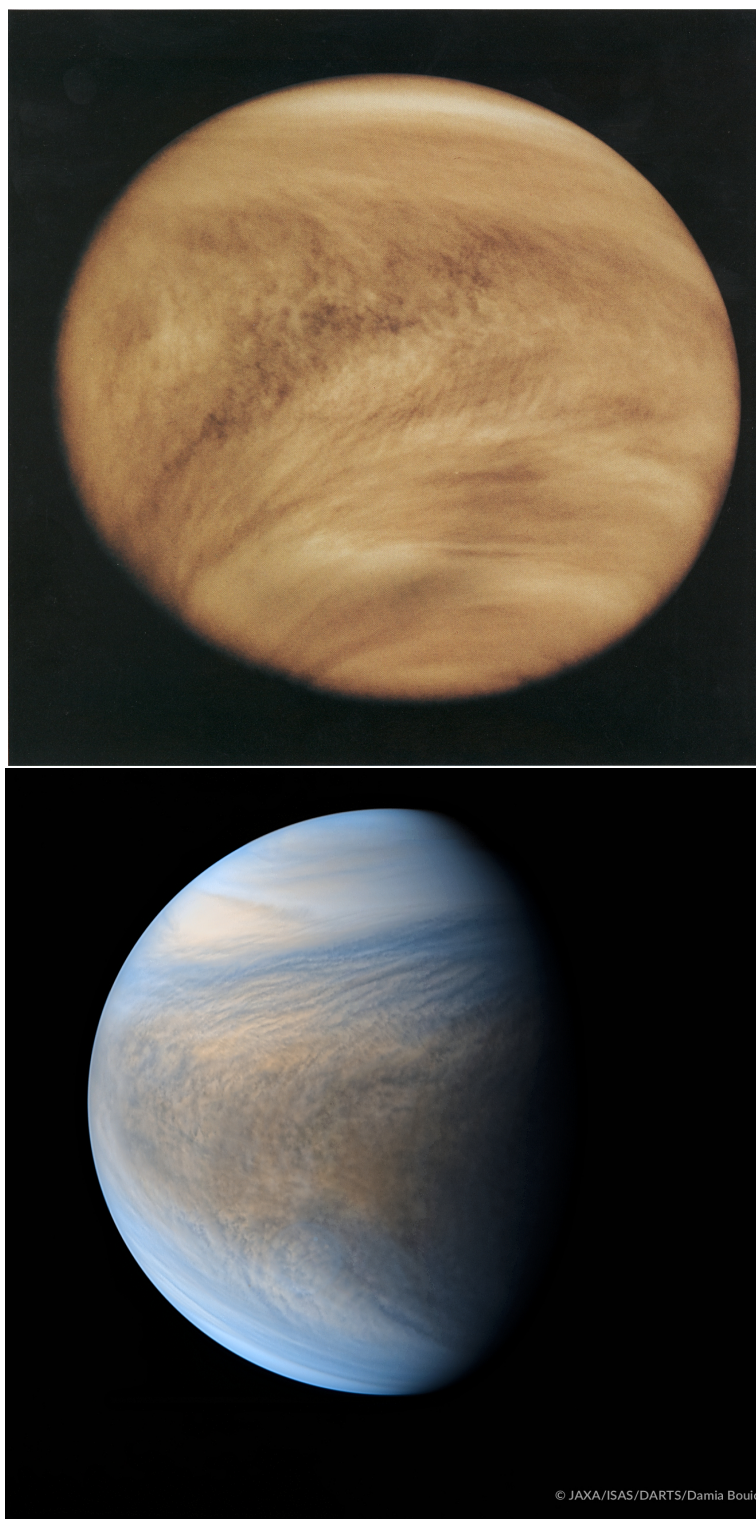


FIG. 1.3 – Image iconique de Vénus obtenue lors de la mission *Pioneer Venus Orbiter* (gauche) et par *Akatsuki* (droite). Prise dans l'UV, elle montre la structure de l'atmosphère au sommet des nuages et la fameuse structure dit en "Y".

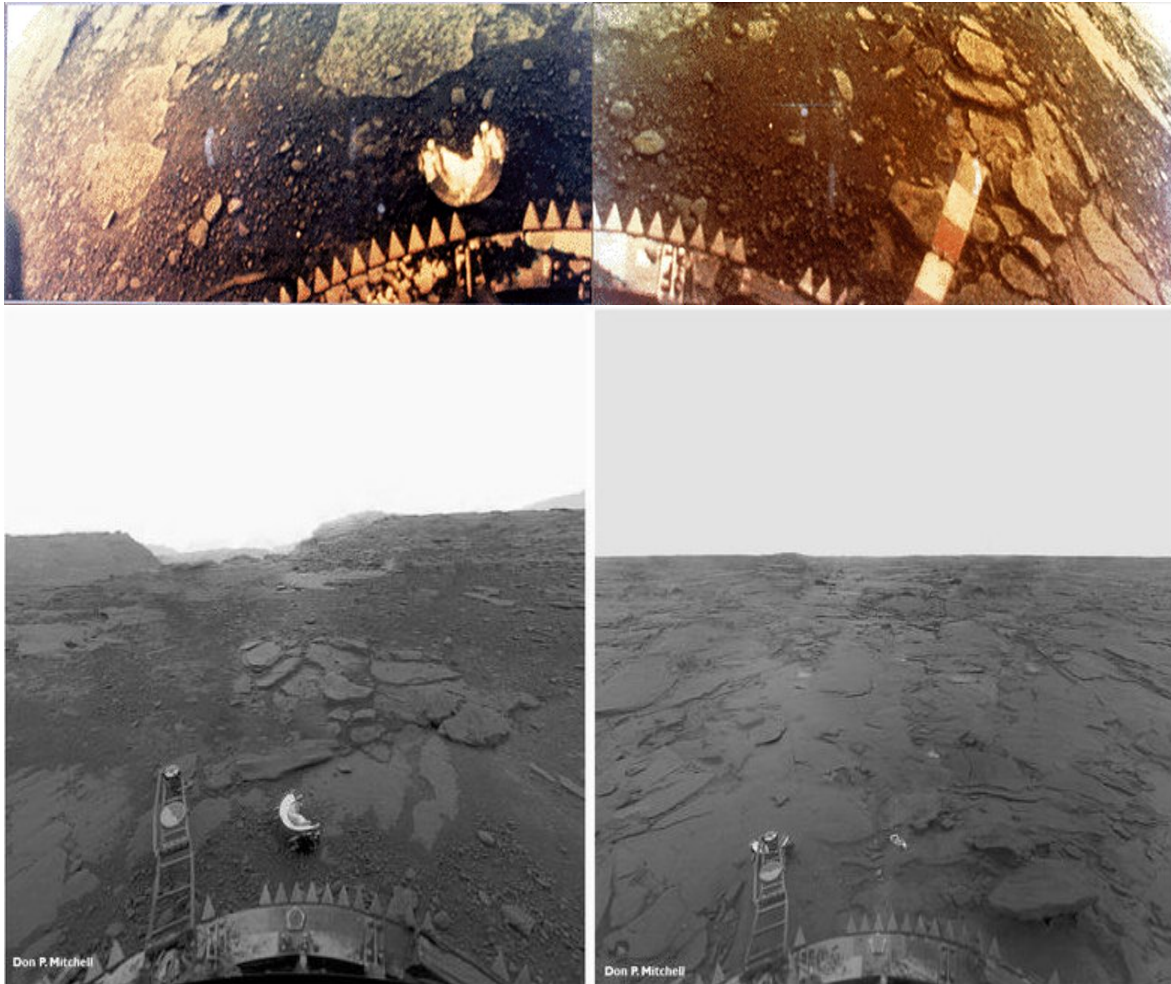


FIG. 1.4 – Les missions soviétiques ont été les premières à faire des images de la surface de Vénus. En haut, la première image couleur de la surface envoyée par la sonde soviétique *Venera 13* qui a survécu environ 2h à la surface de Vénus. On y voit un sol stérile et sec de type volcanique. La toute première image obtenue de la surface vénusienne date de 1975 et la mission *Venera 9*. En bas, la perspective des images de *Venera 13* a été redressée par Don P. Mitchell ([http://mentallandscape.com/V\\_Venus.htm](http://mentallandscape.com/V_Venus.htm)). Cela permet de mieux apprécier la vue.

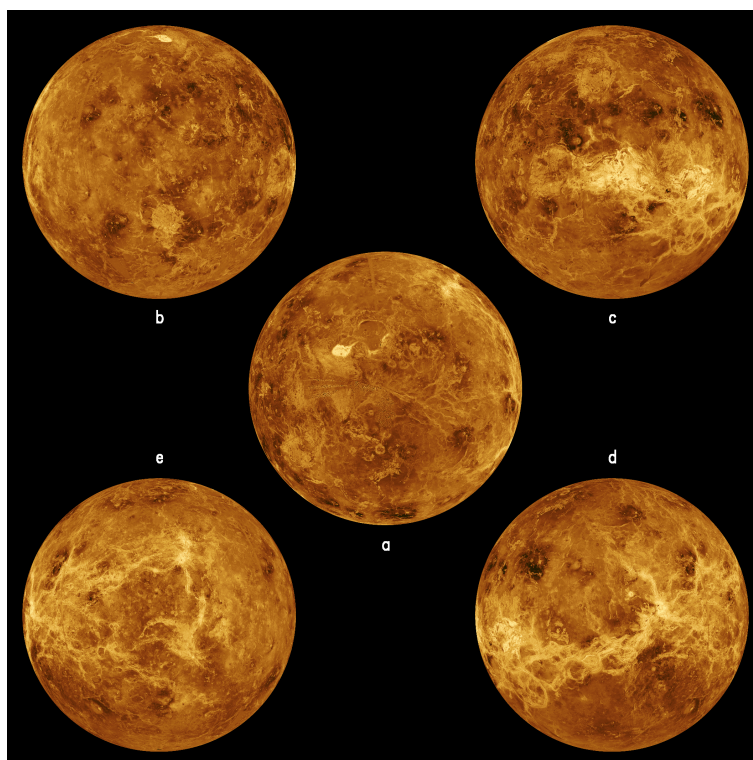


FIG. 1.5 – Représentation de la surface de Vénus obtenue avec le radar de la mission Magellan qui a cartographié 94 % de la surface. C'est la carte la plus précise à l'heure actuelle. Crédit : NASA

## 1.2 Venus Express et Akatsuki

Les données observationnelles récentes sur lesquelles se base ce travail de thèse ont été obtenues avec les missions *Venus Express* et *Akatsuki*. Cette partie sera consacrée à un rapide historique de ces missions ainsi qu'à la description des instruments.

### 1.2.1 Venus Express

*Venus Express* est la première mission de l'ESA destinée à l'exploration de Vénus. Le principe de base de la mission ainsi que certains instruments sont basés sur les missions de l'ESA *Mars Express* et *Rosetta*, ce qui a permis de réduire considérablement le temps de développement de la mission. Le satellite est lancé le 9 novembre 2005 de Baïkonour au Kazakhstan à bord d'une fusée *Soyuz*. Après un voyage direct vers Vénus, la sonde arrive le 11 avril 2006 à proximité de la planète et sera le 18 mai sur son orbite de travail. L'orbite choisie est une orbite très elliptique, quasi-polaire avec une période de 24h visible sur la figure 1.6. La sonde arrive avec à son bord sept instruments (Svedhem et al., 2009) et pour objectif d'étudier la circulation atmosphérique, le rôle de l'effet de serre et son évolution, l'activité tectonique et volcanique de Vénus ainsi que de comprendre les origines des différences entre le Terre et Vénus.

Ces sept instruments, visibles sur la Figure 1.6, sont l'instrument ASPERA-4, le magnétomètre MAG, le spectromètre PFS, le spectromètre SPICAV, le spectroimageur VIRTIS, le radiomètre VeRa et la caméra VMC

L'instrument ASPERA-4 (*Analyser of Space Plasma and Energetic Atmos*) est destiné à la mesure de l'interaction entre le vent solaire et l'atmosphère vénusienne. Il est similaire à l'instrument

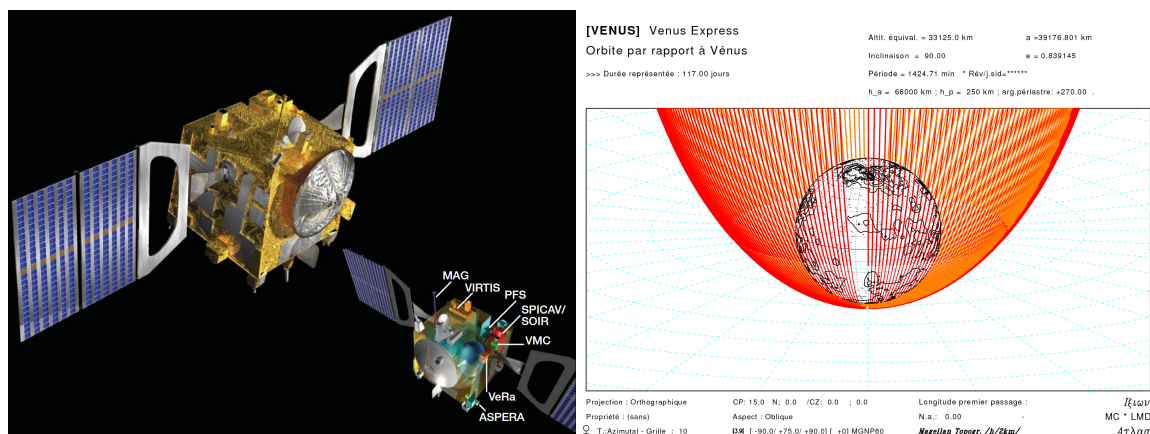


FIG. 1.6 – Gauche : Représentation de la sonde *Venus Express* et de ses instruments (Svedhem et al., 2007). Droite : Orbite de *Venus Express* pendant 1 jour vénusien (<http://clim-serv.ipsl.polytechnique.fr/ixion/>).

ASPERA-3 présent sur la mission *Mars Express*. Il se décompose en 2 parties, une pour l'analyse des ions et des électrons et l'autre pour les particules neutres. L'instrument est capable de mesurer des électrons entre 1 eV et 15 KeV et de séparer les ions en fonction de leur masse. Les énergies mesurées pour les particules neutres se situent entre 100 eV et 60 KeV.

Le magnétomètre MAG mesure le champ magnétique de Vénus et son interaction avec le vent solaire ainsi que de possibles éclairs. MAG est un dérivé de l'instrument ROMAP sur la sonde *Rosetta*. La gamme de mesure de l'instrument est entre 1 et 128 Hz.

L'instrument PFS (*Planetary Fourier Spectrometer*) est un spectromètre IR avec deux canaux, un dans le proche IR entre 0.9 et 5.5  $\mu\text{m}$  et un dans l'IR lointain entre 5.5 et 45  $\mu\text{m}$ . Cet instrument est commun à la mission russe *Mars-96* malheureusement perdu au décollage et à la mission *Mars Express*. Il a pour but de mesurer le champ de température entre 55 et 100 km d'altitude de jour comme de nuit, de mesurer la température de surface ainsi l'abondance d'espèces dans la basse et moyenne atmosphère. L'instrument n'a malheureusement pas pu réaliser de mesures, il est resté bloqué sur le mode de calibration interne.

Le spectromètre SPICAV/SOIR (*Spectroscopy of the Investigation of the Characteristics of the Atmosphere of Venus/Solar Occultation in the Infrared*) est un ensemble de trois spectromètres avec pour objectif de mesurer le profil thermique atmosphérique et la composition atmosphérique dans la haute atmosphère ( $\text{SO}_2$ , COS, CO, HCl, ...) ainsi que la mesure du rapport D/H. L'instrument fonctionne avec trois canaux, 110-310  $\mu\text{m}$ , 0.7-1.7  $\mu\text{m}$  et 2.2-4.4  $\mu\text{m}$ .

L'instrument VIRTIS (*Visible and Infrared Thermal Imaging Spectrometer*) est un spectro-imageur composé de VIRTIS-M, spectroimageur avec un canal dans le visible (0.27-1.1  $\mu\text{m}$ ) et dans l'IR (1.05-5.2  $\mu\text{m}$ ) et de VIRTIS-H, un spectromètre haute résolution fonctionnant entre 1.8 et 5.0  $\mu\text{m}$ . Le but de cet instrument est l'étude du vortex polaire, des émissions non-LTE, de l'abondance d'espèces, de réaliser des cartes de vents ou encore de la structure des nuages à différentes altitudes.

Le radiomètre VeRa (*Venus Radio*) est un appareil avec pour objectif de mesurer la température et la densité de l'atmosphère entre 40 et 90 km ainsi que des mesures de la surface et des mesures de densité d'ions dans la ionosphère en utilisant la radio occultation radar dans les bandes X et S.

La caméra VMC (*Venus Monitoring Camera*) est une caméra avec 4 canaux spectraux, 265, 513, 965 et 1000 nm. Le canal UV a pour objectif de cartographier le sommet des nuages. Ces images servent à la mesure des vents horizontaux et à étudier la morphologie des nuages. Le canal à 1.0  $\mu\text{m}$

TAB. 1.2 – Caractéristiques des instruments à bord de *Venus Express*

Nom	Caractéristiques	Intérêts scientifiques
ASPERA-4	1 eV et 15 KeV pour les particules chargées 100 eV et 60 KeV pour les particules neutres	vent solaire
MAG	1 et 128 Hz	champ magnétique
PFS	2 canaux IR : 0.9-5.5 $\mu\text{m}$ et 5.5-45 $\mu\text{m}$	température (55-100 km) température de surface abondance d'espèces
SPICAV/SOIR	3 canaux IR : 110-310, 0.7-1.7 et 2.2-4.4 $\mu\text{m}$	profil thermique et composition
VIRITS	canal visible : 0.27-1.1 $\mu\text{m}$ IR : 1.05-5.2 $\mu\text{m}$	dynamique des nuages, vortex polaire et abondance d'espèces
VeRa	Bandes X et S	température et densité (40-90 km)
VMC	4 canaux : 265, 513, 965 et 1000 nm	cartographie du sommet des nuages

a pour but de cartographier la brillance de la surface durant la nuit. Les deux autres canaux servent à la mesure de l'airglow de  $\text{O}_2$  et à la mesure de la vapeur d'eau.

Le tableau 1.2 récapitule les caractéristiques des instruments.

La mission a fourni beaucoup de données précieuses quant à la dynamique de l'atmosphère et à sa chimie complexe, qui sont nécessaires à la compréhension de Vénus. Beaucoup de résultats seront explicités un peu plus loin dans ce chapitre. La triple prolongation de la mission, une première fois jusqu'en 2009, puis jusqu'en 2012 et enfin jusqu'en décembre 2014 qui par manque de carburant marque la fin de la mission, a permis un suivi exceptionnel pendant 8 ans de l'atmosphère de Vénus.

### 1.2.2 Akatsuki

La mission japonaise *Akatsuki* ou *Venus Climate Orbiter* est la première mission de l'agence spatiale japonaise JAXA à explorer la planète Vénus. En japonais *Akatsuki* veut dire Aube. Elle a décollé le 21 mai 2010 depuis Tanegashima à bord d'une fusée H-IIA 202. La mise en orbite était prévue le 6 décembre de la même année mais cette manœuvre échoua. Un dépôt de sel au niveau de la valve entre l'hélium pressurisé et le carburant provoqua un changement du rapport oxydant/combustible et endommagea durablement la chambre de combustion. La conséquence est que le satellite s'est retrouvé alors en orbite héliocentrique et a dû faire plusieurs révolutions autour du Soleil avant de revenir à proximité de Vénus en décembre 2015. Pendant ces cinq ans les ingénieurs et l'équipe d'*Akatsuki* ont mis au point une stratégie qui s'avéra payante. Grâce au système de contrôle par réaction (*Reaction Control System*) consistant en deux moteurs propulsant du gaz et ayant une poussée de 23 et 4 N (contre 500 N pour le moteur principal) la sonde fut placée en orbite le 7 décembre 2015. Cependant l'orbite d'insertion est différente de celle initialement choisie, ce qui affecte les objectifs scientifiques. L'orbite originellement prévue était une orbite équatoriale d'environ 30h autour de la planète contre 9 jours actuellement voir (figure 1.7). La fréquence d'observations au périastre est donc diminuée et le suivi temporel plus compliqué. Malgré ces péripéties, la sonde *Akatsuki* orbite aujourd'hui autour de Vénus avec à son bord six instruments (Nakamura et al., 2011).

Ces six instruments, visibles sur la Figure 1.7, sont les caméras IR1, IR2, LIR, LAC, l'imageur UVI et le radiomètre USO



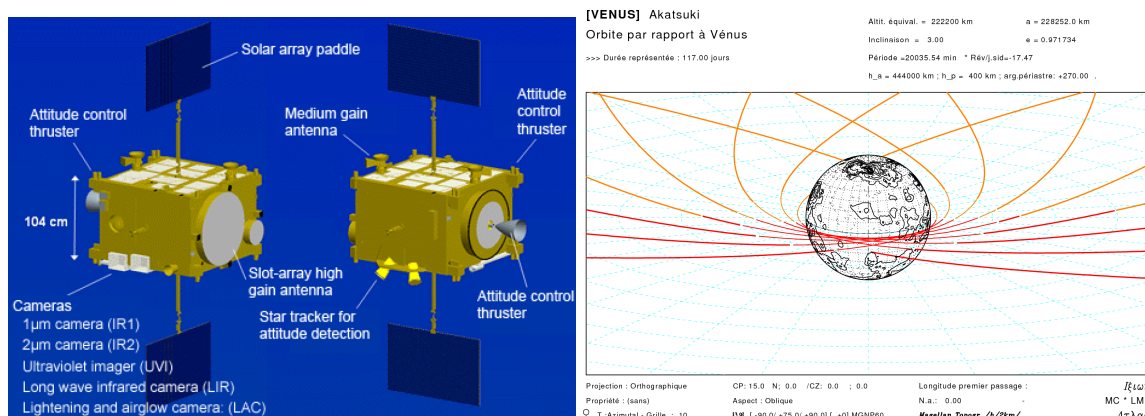


FIG. 1.7 – Gauche : Représentation de la sonde *Akatsuki* et de ses instruments (Nakamura et al., 2011). Droite : Orbite de *Akatsuki* pendant 1 jour vénusien (<http://climserv.ipsl.polytechnique.fr/ixion/>)

L'instrument IR1 est une caméra qui mesure l'atmosphère de Vénus de jour à  $0.90 \mu\text{m}$  et de nuit à  $0.90$ ,  $0.97$  et  $1.01 \mu\text{m}$ . Ces fenêtres permettent d'observer toute l'atmosphère. À  $0.90 \mu\text{m}$ , les mesures de structures fines et de la vitesse des vents des nuages sont effectuées la journée, et l'émission thermique de la surface est mesurée la nuit. L'absorption de l'eau est mesurée à  $0.97 \mu\text{m}$  et permet une estimation d'abondance en dessous des nuages. À  $1.01 \mu\text{m}$ , la surface est étudiée et principalement le volcanisme actif.

La caméra IR2 a trois canaux principaux de mesure, à  $1.73$ ,  $2.26$ ,  $2.32 \mu\text{m}$ . Les deux premiers sont des bandes d'absorption du  $\text{CO}_2$  tandis que la dernière est une bande du  $\text{CO}$ . Le canal à  $2.26 \mu\text{m}$  sert à suivre le mouvement des nuages entre  $50$  et  $55 \text{ km}$ . Les canaux à  $2.26 \mu\text{m}$  et  $2.32 \mu\text{m}$  servent à extraire la distribution de  $\text{CO}$  entre  $35$  et  $50 \text{ km}$ . Conjointement avec l'instrument IR1, les bandes à  $1.73$  et  $2.26 \mu\text{m}$  sont utilisées pour la mesure de la distribution temporelle et spatiale des particules dans les nuages. Deux bandes supplémentaires, à  $1.65$  et  $2.02 \mu\text{m}$ , servent la journée à la mesure du sommet de la couche nuageuse.

L'instrument LIR (*Longwave Infrared Camera*) est une caméra qui mesure l'émission thermique du sommet des nuages entre  $8$  et  $12 \mu\text{m}$  à toute heure locale. L'altitude du sommet des nuages peut ainsi être calculée avec une précision de quelques centaines de mètres. Grâce à cette résolution, des cellules de convection et une activité ondulatoire peuvent être observées.

La caméra LAC (*Lighting and Airglow Camera*) est dédiée à la recherche d'éclair la nuit via la bande de l'oxygène à  $777.4 \text{ nm}$ . Deux autres canaux, à  $552.5$  et  $557.5 \text{ nm}$  servent à la mesure de l'airglow de l'oxygène moléculaire et atomique à environ  $100 \text{ km}$  d'altitude pour une étude de la circulation générale mais aussi de l'activité à petite-échelle.

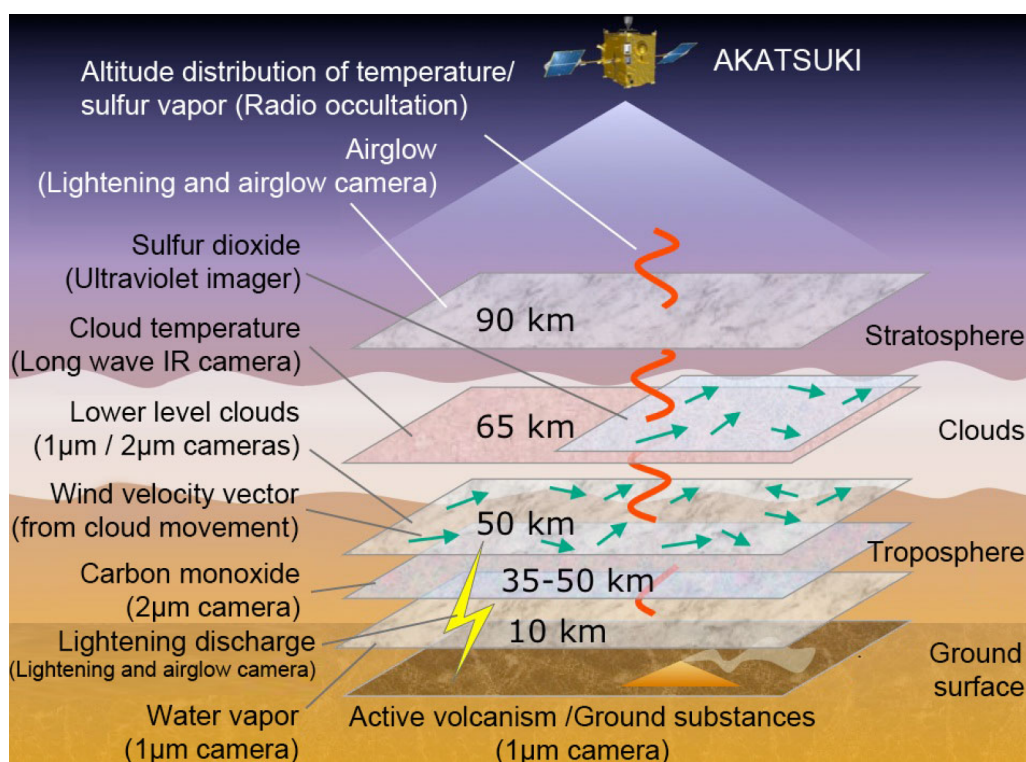
L'instrument UVI (*Ultraviolet Imager*) est conçu pour la mesure du rayonnement ultraviolet diffusé par le sommet des nuages. Pour cela l'instrument possède deux canaux, un à  $283 \text{ nm}$  dédié à l'observation du  $\text{SO}_2$  et un à  $265 \text{ nm}$  dédié à cet absorbeur inconnu. UVI permettra de faire le lien entre la structure du nuage et la distribution spatiale de ces 2 éléments.

USO (*Ultra-Stable oscillator*) est un instrument de radiosondage de l'atmosphère à  $38 \text{ MHz}$ . USO est capable de sonder entre  $32$  et  $90 \text{ km}$  d'altitude. La couche convective et les ondes de gravité dans les nuages mais aussi la distribution en dessous du nuage de  $\text{H}_2\text{SO}_4$  peuvent être mesurées.

Le tableau 1.3 résume les caractéristiques des instruments et la Figure 1.8 les objectifs de ces mesures faites entre la surface et  $100 \text{ km}$  d'altitude. La mission est actuellement en cours mais malheureusement les instruments IR 1 et IR 2 ont cessé de fonctionner.

TAB. 1.3 – Caractéristiques des instruments à bord d'*Akatsuki*.

Nom	Caractéristiques	Intérêts scientifiques
IR1	3 canaux : 0.90, 0.97 et 1.01 $\mu\text{m}$	dynamique des nuages, abondance $\text{H}_2\text{O}$
IR2	3 canaux : 1.73, 2.26, 2.32 $\mu\text{m}$	abondance $\text{CO}_2$ et $\text{CO}$ , dynamique des nuages
LIR	8 et 12 $\mu\text{m}$	altitude du sommet des nuages
LAC	3 canaux : 552.5, 557.5 et 777.4 nm	recherche d'éclair, airglow de l' $\text{O}_2$
UVI	2 canaux : 283 et 265 nm	rayonnement UV diffusé par les nuages
USO	38 MHz	convection, ondes de gravité distribution de $\text{H}_2\text{SO}_4$ 32-90 km

FIG. 1.8 – Synthèse tridimensionnelle des observations réalisées par les divers instruments de la sonde *Akatsuki*. Nakamura et al. (2011).

## 1.3 Caractéristiques de l'atmosphère de Vénus

### 1.3.1 Généralités

Vénus est la deuxième des quatre planètes telluriques du système solaire avec Mercure, Mars et de la Terre. Le tableau 1.4 compare les principales caractéristiques de Vénus et la Terre.

De ce tableau on peut noter des similitudes, par exemple Vénus et la Terre ont une taille et une masse très similaire, mais aussi des différences notoires. La composition atmosphérique et la densité de l'atmosphère sont extrêmement différentes, ce qui induit pour Vénus un fort effet de serre par le  $\text{CO}_2$  et des conditions très défavorables à une forme de vie telle qu'on la conçoit sur Terre.

La rotation de Vénus est unique dans le système solaire pour une planète. Malgré leurs similitudes

TAB. 1.4 – Comparaison des paramètres orbitaux et atmosphériques entre la Terre et Vénus

	Vénus	Terre
Distance au Soleil ( $10^6$ km)	108,21	149,6
Rayon (km)	6051,8	6378,1
Masse ( $10^{24}$ kg)	4,8676	5,9726
Gravité ( $m s^{-2}$ )	8,87	9,81
Excentricité ( $^{\circ}$ )	0,0068	0,0167
Inclinaison ( $^{\circ}$ )	177,36	23,44
Révolution (jours)	224,695	365,246
Rotation (heures)	-5332,6 (~243 jours)	23,9345
Jour solaire (heures)	2802 (~ 116,75 j)	24
Pression moyenne au sol ( $10^5$ Pa)	93,319	1,015
Température au sol (K)	730	280
Composition atmosphérique	CO <sub>2</sub> : 96,5 % N <sub>2</sub> : 3,5 %	N <sub>2</sub> : 78 % O <sub>2</sub> : 21 %
traces	SO <sub>2</sub> , CO, H <sub>2</sub> O, HCL	Ar (1 %), CO <sub>2</sub> , H <sub>2</sub> O

en taille et masse, Vénus a une rotation beaucoup plus lente que la Terre ce qui se traduit par le fait qu'un jour sidéral est plus long qu'une année. Cette caractéristique a des conséquences sur la circulation atmosphérique décrites plus loin. De plus c'est l'unique planète à avoir une rotation rétrograde c'est-à-dire dans le sens inverse de la rotation de la Terre, ou encore dans le sens des aiguilles d'une montre. Autre différence notable avec la Terre, son inclinaison est très faible (environ  $3^{\circ}$ ), les saisons sont très peu marquées sur Vénus. Une autre spécificité de l'atmosphère de Vénus est la présence d'une couche globale de nuages d'acide sulfurique et d'eau entre 45 et 70 km.

Les différences entre les atmosphères de la Terre et de Vénus s'illustrent très bien en comparant les profils thermiques (Figure 1.9). Sur la Terre (à droite) on distingue 3 zones principales. Premièrement la troposphère entre la surface et  $\sim 15$  km d'altitude où la température décroît de manière adiabatique ( $6.5 \text{ K km}^{-1}$ ). Ensuite la stratosphère entre 15 et 50 km où la température augmente grâce au rayonnement UV de l'ozone. Et enfin la mésosphère avec une diminution de la température par le rayonnement du CO<sub>2</sub>. Sur Vénus, contrairement à la Terre, la température ne fait que décroître avec l'altitude avec cependant, 3 régimes différents. De la surface à environ 65 km, la température décroît de manière adiabatique ( $7.7 \text{ K km}^{-1}$ ). En l'absence de stratosphère, la mésosphère s'étend jusqu'à environ 120 km. Au-dessus, la structure thermique change en fonction de l'insolation, passant d'une thermosphère de jour à une cryosphère de nuit. On peut noter le double impact de la couche nuageuse sur le bilan du rayonnement. D'une part le fort albédo, entre 0.76 (Moroz et al., 1985) et 0.80 (Tomasko et al., 1980), et la très forte épaisseur optique, entre 25 et 44 (Grinspoon et al., 1993), font que seulement 1.5 % du flux solaire incident arrive au sol (Avduevskij et al., 1973), ce qui a tendance à refroidir l'atmosphère profonde. D'autre part, les nuages induisent un effet de serre supplémentaire à celui du CO<sub>2</sub> (Titov et al., 2007) et réchauffent l'atmosphère profonde.

Le profil thermique est donc bien connu et a été étudié par les différentes missions spatiales. Cependant les conditions de température et de pression sur les 12 premiers kilomètres de l'atmosphère restent mystérieuses. En effet, seule la sonde de descente *VeGa-2* a pu faire des mesures jusqu'à la surface (Linkin et al., 1986a, 1987). Les 12 km premiers kilomètres de l'atmosphère vénusienne sont

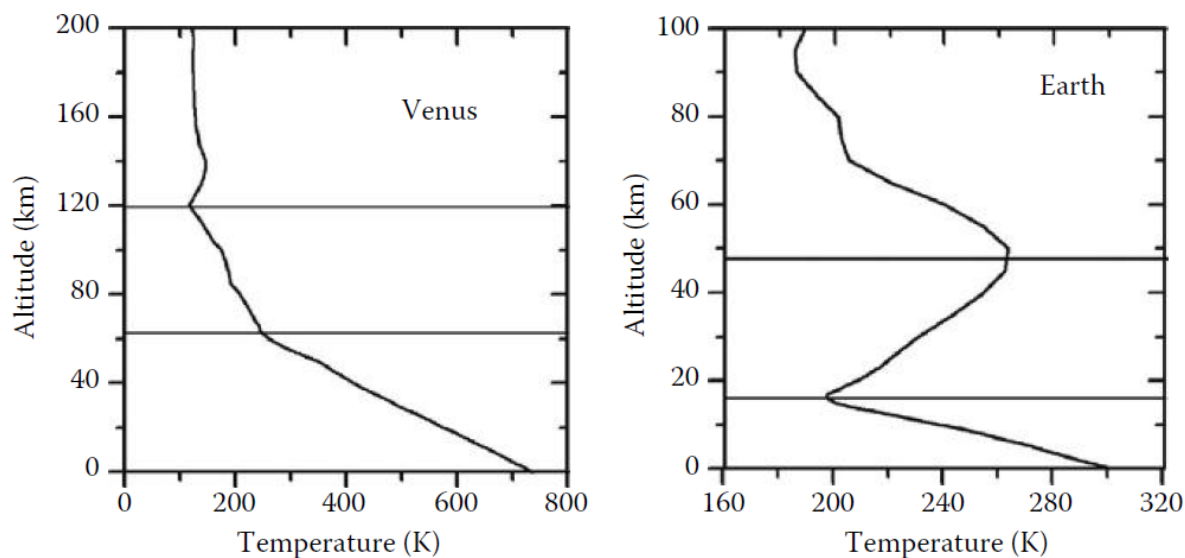


FIG. 1.9 – Comparaison des profils thermiques de Vénus (à gauche) et de la Terre (à droite) [Sánchez-Lavega \(2010\)](#).

donc quasiment inconnus. Une meilleure connaissance de cette zone d'échange entre la surface et l'atmosphère permettrait d'en savoir plus sur les échanges de moment angulaire.

### 1.3.2 Dynamique de l'atmosphère

Du fait de sa faible rotation, l'équilibre dynamique de l'atmosphère est très différent de la Terre. Sur la Terre, les gradients de pression sont contrebalancés par la force de Coriolis, c'est l'équilibre géostrophique, en résulte des vents se dirigeant vers l'est parallèles aux isobares. Sur Vénus, l'équilibre se fait entre les forces centrifuges et les gradients de pression, c'est ce qu'on appelle l'équilibre cyclostrophique. Une des conséquences de cette faible rotation est l'extension jusqu'au pôle de la circulation thermique directe, la cellule de Hadley et des vents zonaux rétrogrades (d'est en ouest, Figure 1.10). À 70 km d'altitude, les vents zonaux dépassent les  $100 \text{ m s}^{-1}$  ([Sánchez-Lavega et al., 2008](#)). À cette altitude, les masses d'air font un tour complet de la planète en environ 4 jours tandis que le corps solide tourne lui en 243 jours, l'atmosphère est alors dite en super-rotation.

La principale source de transport dans l'atmosphère est la circulation thermique directe, la cellule de Hadley. Le chauffage solaire, plus important à l'équateur qu'aux pôles, crée un gradient de température vers les régions plus froides. Les masses d'air sont ainsi transportées vers les pôles et refroidies. Aux hautes latitudes, les masses d'air maintenant plus froides que l'environnement plongent et se réchauffent adiabatiquement. Sur Vénus, cette circulation s'étend de l'équateur aux hautes latitudes tandis que sur Terre, l'extension de la cellule s'arrête à  $30^\circ$  de latitude du fait de la force de Coriolis et de l'effet de l'inertie thermique des océans.

L'atmosphère de Vénus est en super-rotation, le transport de moment cinétique par la cellule de Hadley seul explique cet état aux hautes latitudes mais pas les valeurs des vents à l'équateur ([Hide, 1969](#)). Le mécanisme principal pour expliquer la super-rotation équatoriale est le mécanisme dit de Gierasch-Rossow-Williams (GRW) dont le principe est un équilibre du transport de moment

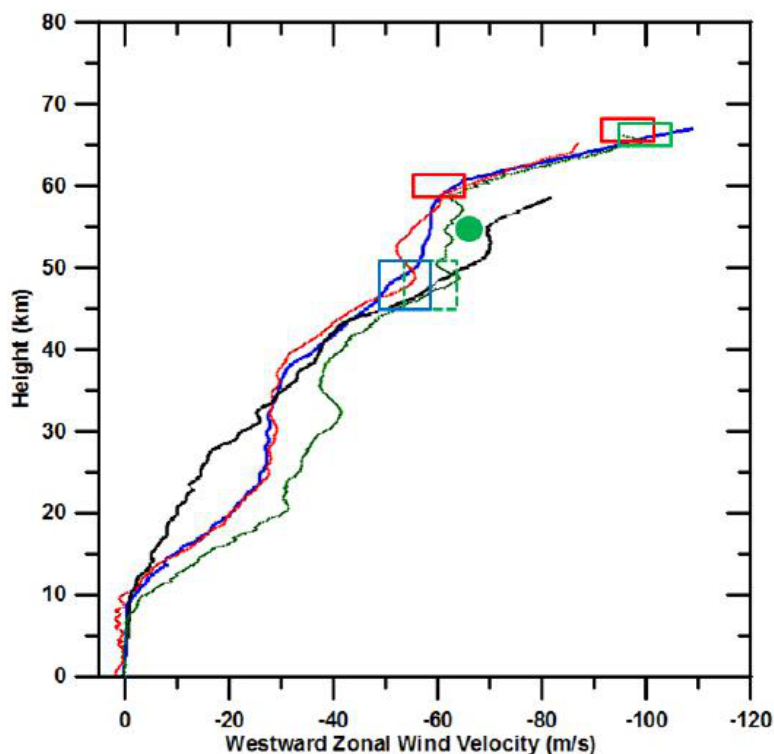


FIG. 1.10 – Comparaison de profils verticaux du vent zonal. Les lignes continues sont les mesures de *Pioneer Venus* : du *Sounder* (vert), sonde *North* (noir), sonde *Night* (rouge), sonde *Day* (bleue). Le point vert est les mesures faites par les ballons *VeGa* 1 et 2. Les rectangles sont les mesures de VIRTIS, rouge pour la journée et bleu pour la nuit. La super-rotation est maximum à 70 km, au sommet des nuages, avec des vents de plus de  $100 \text{ m s}^{-1}$ . [Sánchez-Lavega et al. \(2017\)](#).

cinétique entre le transport du sol vers le sommet de l'atmosphère et de l'équateur vers les pôles fait par la cellule de Hadley, et le transport fait par les ondes planétaires des pôles vers l'équateur et vers le sol ([Gierasch, 1975](#); [Rossow and Williams, 1979](#)). La Figure 1.11 montre le mécanisme de GRW et la redistribution de moment cinétique. D'autres mécanismes impliquant des ondes de marées thermiques ([Newman and Leovy, 1992](#); [Takagi and Matsuda, 2007](#); [Lebonnois et al., 2010](#)) ou des ondes de gravité ([Leovy, 1973](#); [Hou and Farrell, 1987](#)) pourraient contribuer au transport vertical de moment cinétique. Cette redistribution via des ondes pourrait être la cause du jet équatorial mesuré par IR2/*Akatsuki* ([Horinouchi et al., 2017](#)).

Comme sur la Terre des ondes planétaires de grandes échelles participent à la circulation atmosphérique. Parmi les ondes planétaires observées dans l'atmosphère de Vénus, il y a les ondes de Kelvin, les ondes de Rossby, les ondes de marées thermiques.

Une onde de Kelvin est la conséquence du contrebalancement de la force de Coriolis par l'atmosphère contre un guide d'onde, en l'occurrence l'équateur. Une telle onde de nombre d'onde 1 avec une longueur d'onde verticale de 6 à 8 km et de période de 4 à 5 jours terrestres a été observée grâce à l'albédo ultraviolet lors de la mission *Pioneer Venus* ([del Genio and Rossow, 1990](#)). Ces variations d'albédo s'accompagnent d'oscillations du vent zonal équatorial observées avec *Pioneer Venus* ([Rossow et al., 1990](#)) et *Venus Express* ([Kouyama et al., 2013](#)).

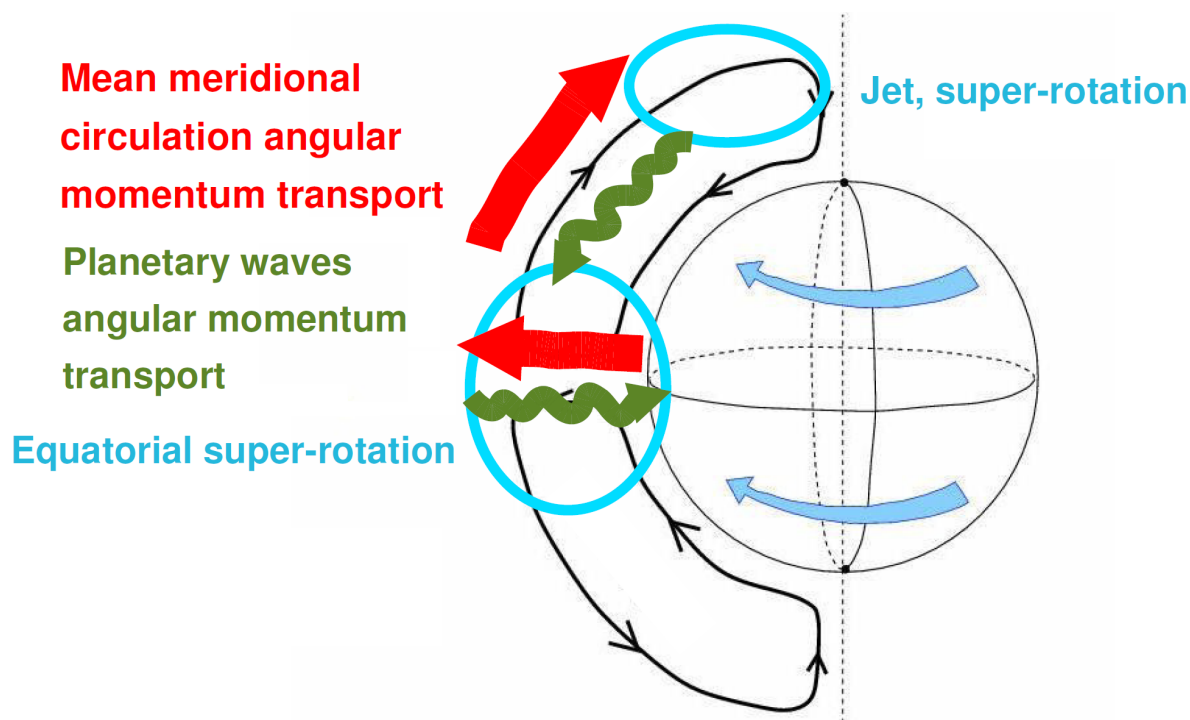


FIG. 1.11 – Illustration du mécanisme de la super-rotation GRW. Le maintien de cet état dynamique est fait par l'équilibre du transport du moment cinétique. D'un côté la circulation de Hadley amène le moment cinétique de la surface vers le sommet et de l'équateur vers les pôles tandis que les ondes planétaires le transportent vers l'équateur et vers la surface. Crédit S. Lebonnois.

Une onde de Rossby résulte de la conservation de la vorticité potentielle, perturbée par la rotation de la Terre et la variation de la force de Coriolis avec la latitude. Une telle onde a aussi été observée par la sonde *Pioneer Venus* (del Genio and Rossow, 1990) avec elle aussi un nombre d'onde 1 mais de longueur d'onde verticale entre 20 et 30 km et de période de 5 à 6 jours terrestres. Des fluctuations associées dans le vent zonal ont également été mesurées (Rossow et al., 1990; Kouyama et al., 2013). La combinaison d'onde de Kelvin et d'onde de Rossby pourrait être la cause de la structure en "Y" observée dans l'UV (Lee and Richardson, 2010; Yamamoto and Tanaka, 1997). Sur la Figure 1.12 on suit l'évolution de cette structure au sommet des nuages pendant quasiment 1 mois terrestre, on voit la grande activité atmosphérique aussi bien spatiale que temporelle.

Les ondes de marées thermiques sont des ondes dues à la dilatation de l'atmosphère par la variation temporelle du chauffage solaire. Des ondes de marées thermiques de nombre d'onde 1 (diurne) et 2 (semi-diurne) et plus ont été observées depuis la Terre (Apt et al., 1980) ainsi qu'avec *Pioneer Venus Orbiter* (Schofield and Taylor, 1983). Le mode semi-diurne prédomine entre le sommet des nuages et environ 90 km d'altitude tandis que c'est le mode diurne qui domine au-dessus (Zasova et al., 2007).

Les pôles des planètes à rotation rapide sont connus pour être le siège de dynamique très particulière. La Terre (Vaugh et al., 2017), Mars (Toigo et al., 2017) et les planètes géantes comme Jupiter (Adriani et al., 2018) possèdent des circulations polaires très spécifiques. Sur Vénus, malgré sa faible

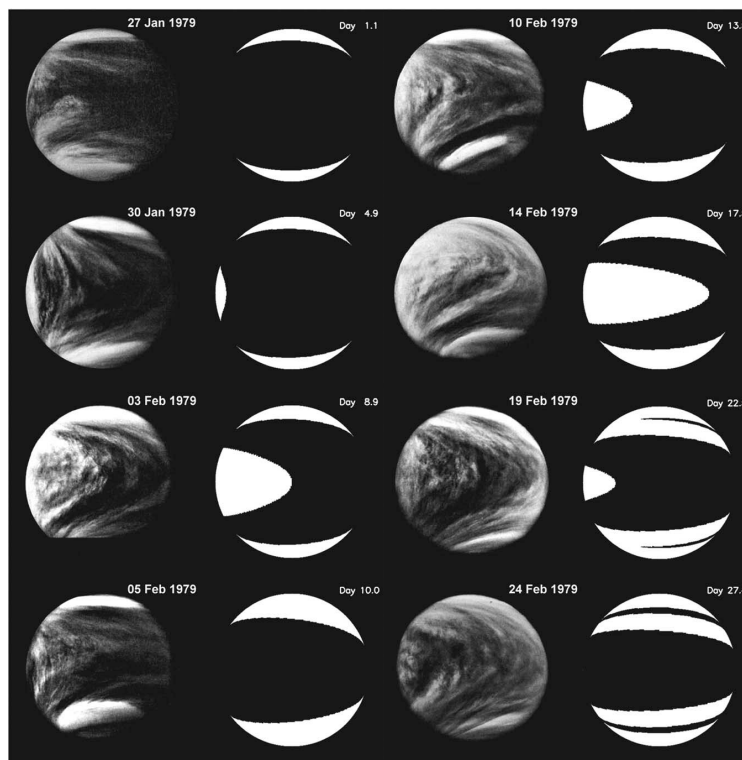


FIG. 1.12 – Suivi temporel de la structure en “Y” à partir des images UV *Pioneer Venus*. En moins d’un mois terrestre cette structure a beaucoup évolué dénotant l’activité atmosphérique dans le nuage. [Peralta et al. \(2015\)](#)

rotation, de telles régions ont été observées aux pôles. *VIRTIS/Venus Express* a observé que le pôle Sud était brillant et entouré d’un « collier froid », c’est-à-dire une région où la température est plus froide qu’aux moyennes latitudes et qu’aux pôles. Une observation similaire avait été faite du pôle Nord par la sonde *Pioneer Venus Orbiter* ([Taylor et al., 1979](#)). Aux pôles de Vénus, des structures cycloniques complexes et variables dans le temps sont observées. La stabilité de cette structure est très variable, un évènement cyclonique peut durer jusqu’à une dizaine de jours ([Piccioni et al., 2007](#)) ou changer complètement d’un jour sur l’autre ([Luz et al., 2011](#)). Ces cyclones peuvent avoir 1, 2 ou bien 3 centres de rotation qui tournent autour du pôle ([Garate-Lopez et al., 2013](#)). Ces structures s’étendent au-delà de  $75^\circ$  de latitude et entre 55 et 65 km en altitude ([Garate-Lopez et al., 2015](#)).

### 1.3.3 Turbulence et dynamique petites échelles

Depuis les premières missions spatiales, de l’activité à plus petite échelle a été observée dans la couche de nuage. Les missions *Mariner 10* ([Belton et al., 1976](#)) et *Pioneer Venus* ([Rossow et al., 1980](#)) ont utilisé le marqueur UV pour suivre les structures au sommet des nuages. Il a été mis en évidence des structures organisées en cellules de taille entre 200 et 1000 km. La sonde *Pioneer Venus Orbiter* fut l’une des premières à étudier la dynamique méso-échelle de l’atmosphère de Vénus. Une région de stabilité statique nulle entre 50 et 55 km a ainsi été détectée ([Seiff et al., 1980](#)).

**Stabilité de l’atmosphère** Pour étudier la stabilité de l’atmosphère une grandeur est très utilisée, c’est la stabilité statique  $S = \frac{dT}{dz} + \frac{g}{C_p}$ , la comparaison entre le gradient vertical de température et

le gradient adiabatique  $\Gamma_d = -g/C_p$  avec  $g$  l'accélération de pesanteur et  $C_p$  la capacité thermique. Si  $S$  est positive l'atmosphère est stable, nulle l'atmosphère est neutre, et négative l'atmosphère est instable. La stabilité verticale est une notion fondamentale en physique atmosphérique.

Pour étudier les mouvements adiabatiques de l'atmosphère on définit généralement la température potentielle  $\theta$  comme

$$\theta = T \left( \frac{P_0}{P} \right)^\kappa \quad (1.1)$$

avec  $T$  la température,  $P$  la pression  $\kappa = (\gamma - 1)/\gamma$  et  $\gamma = C_p/C_v$  le rapport entre les capacités thermique et calorifique. Cette grandeur correspond à la température qu'aurait une masse d'air ramenée de façon adiabatique à l'altitude de pression  $P_0$ . La stabilité statique et la température potentielle sont liées par la relation  $S = \frac{T}{\theta} \frac{d\theta}{dz}$ . Sur Vénus cette définition est incorrecte, nous y reviendrons par la suite. Une parcelle est dite stable si  $S$  ou  $d\theta/dz > 0$  et elle est dite instable si  $S$  ou  $d\theta/dz < 0$ . Si la parcelle subit un mouvement adiabatique sur une hauteur  $z$ , la température potentielle sera constante sur cette hauteur et  $S$  sera nulle.

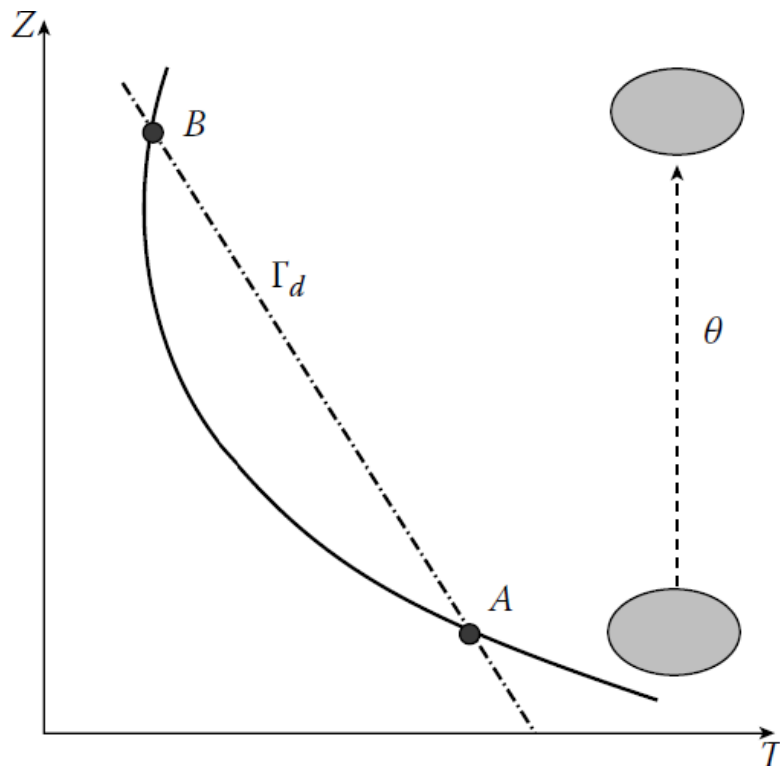


FIG. 1.13 – Schéma illustrant la stabilité atmosphérique. La courbe en trait plein est le profil vertical de température et le trait en pointillé le gradient adiabatique. Le point A est instable, il va monter de manière adiabatique jusqu'au point B stable. [Sánchez-Lavega \(2010\)](#)

Sur la Figure 1.13 est représentée la température en fonction de l'altitude (trait plein) et le gradient adiabatique (trait pointillé). Entre A et B, on a  $dT/dz < \Gamma$ , le profil de température est dit superadiabatique. L'atmosphère est alors instable aux mouvements verticaux. Une parcelle entre ces 2 points va donc monter adiabatiquement du fait de sa température supérieure à l'environnement et de sa densité plus faible, la température potentielle  $\theta$  est conservée. Arrivé au point B,  $dT/dz > \Gamma$ ,



l'atmosphère est stable et la parcelle arrête de monter.

Considérons une parcelle de température  $T'$  et l'environnement de température  $T$  à la même altitude, correspondant à la même pression  $P_0$ . On peut alors définir par la loi des gaz parfait la densité de la parcelle  $\rho' = P_0/RT'$  et de l'environnement  $\rho = P_0/RT$ .

Si lors d'un processus adiabatique  $T' > T$ , alors  $\rho' < \rho$  et la parcelle commence à monter suivant la force de flottaison (*buoyancy* en anglais)  $gV(\rho - \rho')$ . Par le principe fondamental de la dynamique on obtient alors

$$\rho'V \frac{d^2 z'}{dt^2} = gV(\rho - \rho') \quad (1.2)$$

Avec  $z'$  le déplacement de la parcelle.

Pour un faible déplacement, on peut écrire  $T'$  et  $T$  en fonction d'une température de référence (celle du point 1 par exemple) et du gradient adiabatique  $\Gamma' = -g/C_p$  et du gradient de l'environnement  $\Gamma = dT/dz$ . On a donc  $T' = T_0 - \Gamma'z'$  et  $T = T_0 - \Gamma z'$

En combinant cela à l'équation précédente on obtient

$$\frac{d^2 z'}{dt^2} = g\left(\frac{T'}{T} - 1\right) = g\left(\frac{T_0 - \Gamma'z'}{T_0 - \Gamma z'} - 1\right) = g\left(\frac{\Gamma - \Gamma'}{T_0 - \Gamma z'}\right)z' = \frac{g}{T}(\Gamma - \Gamma')z' \quad (1.3)$$

On peut réécrire l'équation de la manière suivant

$$\frac{d^2 z'}{dt^2} + N_B^2 z' = 0 \quad (1.4)$$

Avec  $N_B^2 = \frac{g}{T}(\Gamma' - \Gamma) = \frac{g}{T}\left(\frac{dT}{dz} + \frac{g}{C_p}\right)$  la fréquence Brunt-Väisälä.

On peut aussi définir cette fréquence en fonction de la température potentielle  $N_B^2 = \frac{g}{\theta} \frac{d\theta}{dz}$  en prenant en compte la définition de la température potentielle de l'équation 1.1 qui ne s'applique pas à Vénus.

L'atmosphère est dite stable quand  $dT/dz < -g/C_p$ , i.e.  $N_B^2 > 0$ . La parcelle devient un oscillateur harmonique de fréquence  $N_B$ . Quand  $dT/dz = -g/C_p$  l'atmosphère est dite neutre, la parcelle est à l'équilibre avec l'environnement. L'atmosphère est dite instable quand  $dT/dz > -g/C_p$ , i.e.  $N_B$  est imaginaire et le déplacement de la parcelle augmente exponentiellement avec le temps. Cette instabilité entraîne des mouvements convectifs qui vont rétablir la neutralité de l'atmosphère.

## Régime convectif

**Théorie et observations terrestres** Cette valeur nulle de stabilité statique indique que l'atmosphère est très bien mélangée via des mouvements adiabatiques. C'est le signe probable d'une situation de convection. La convection induit un transfert thermique par déplacement de matière. L'exemple le plus courant pour illustrer ce phénomène est celui d'une casserole d'eau bouillante. L'eau est chauffée par-dessous et cherche à minimiser son énergie en évacuant cette chaleur. Il existe plusieurs mécanismes de transfert thermique. Le rayonnement de type corps noir en est un. La conduction qui par agitation thermique des molécules permet le transfert de chaleur sans déplacement de matière en fait aussi partie. Et il y a enfin la convection qui agit avec un déplacement de matière et

transferts adiabatiques pour le système fluide. Lorsque que le chauffage est trop intense, le rayonnement et la diffusion ne sont plus assez efficaces pour transporter la chaleur et c'est alors que le milieu rentre dans un régime convectif pour pouvoir évacuer l'excédent de chaleur. Dans le cas de la casserole, des parcelles d'eau chaude vont monter pour transporter la chaleur jusqu'à un niveau d'équilibre, le haut de la casserole pour l'eau. Par conservation de la masse des parcelles vont également se déplacer vers le bas.

On définit le nombre de Rayleigh  $R_a$  pour savoir si le fluide est dans un régime convectif

$$R_a = \frac{\text{pousse d'Archimede}}{\text{dissipation thermique}} = \frac{\rho g \alpha \Delta T d^3}{\kappa \eta} \quad (1.5)$$

avec  $\rho$  la densité ( $\text{kg m}^{-3}$ ),  $g$  la gravité ( $\text{m s}^{-2}$ ),  $\alpha$  le coefficient d'expansion thermique ( $\text{K}^{-1}$ ),  $\Delta T$  la différence de température entre le haut et le bas de la couche (K),  $d$  l'épaisseur de la couche (m),  $\kappa$  la diffusivité thermique ( $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$ ) et  $\eta$  la viscosité dynamique (Pa s). Si le nombre de Rayleigh est inférieur à un seuil qui dépend du milieu alors le transfert thermique se fait par conduction, c'est-à-dire sans transport de matière. Tandis que si  $R_a$  est supérieur à ce seuil la convection est favorisée.

L'organisation tridimensionnelle de la convection est complexe. La Figure 1.14 montre les deux types d'organisation tridimensionnelle de la convection, en rouleau ou en cellule polygonale. Le choix entre les différents modes dépend du nombre de Rayleigh  $R_a$  ainsi que du nombre de Prandtl  $P = \frac{\nu}{\kappa}$ , le rapport entre la viscosité cinématique et la diffusivité thermique et qui traduit la rapidité des phénomènes thermiques et des phénomènes hydrodynamiques dans un fluide (Manneville, 2006). Le mode polygonal est une combinaison de plusieurs rouleaux, 3 pour une cellule hexagonale. On peut séparer une cellule polygonale en deux types : les cellules dites ouvertes et les cellules dites fermées. Les cellules ouvertes ont pour caractéristique d'avoir le centre de la structure formée de subsidences larges avec de fines ascendances entre chaque cellule. Les cellules fermées sont le contraire, les ascendances forment le centre des cellules. La distinction entre les 2 modes pourrait être due à la dépendance en température de la viscosité du milieu (Busse, 2006). Expérimentalement, les cellules fermées sont plus souvent observées dans les liquides tandis que les cellules ouvertes le sont dans les gaz. Pour des grands nombres de Rayleigh, supérieures à  $10^4$ , les deux types sont stables.

Dans l'atmosphère terrestre, on observe aussi bien des rouleaux que des cellules polygonales ouvertes et fermées (Agee et al., 1973; Atkinson and Wu Zhang, 1996). La taille typique des rouleaux observés sont de 2 à 3 km d'épaisseur avec une largeur comprise entre 2 et 10 km et une longueur entre 20 et 200 km. Les cellules polygonales ont une épaisseur entre 1 et 3 km et un diamètre entre 10 et 40 km.

La mesure de la vitesse des vents verticaux dans la convection est difficile et plusieurs théories ont donc été développées pour estimer l'amplitude de ces vents. Avec le calcul de l'énergie potentielle de convection disponible (*Convective available potential energy*, CAPE) on peut estimer la vitesse verticale comme  $w \sim \sqrt{2g \frac{\Delta T}{T} \Delta z}$  avec  $\Delta T$  la différence de température à la valeur moyenne dans la couche,  $T$  la température moyenne dans la couche et  $\Delta z$  l'épaisseur de couche (Sánchez-Lavega, 2010). La théorie de la distance de mélange (*mixing-length theory*) (Gierasch et al., 1997) donne la formulation  $w = \left(\frac{R^* F}{C_p \rho}\right)^{1/3}$  avec  $F$  le flux de chaleur convective. Sur Vénus, la première méthode donne des vents de l'ordre de 15 à 20  $\text{m s}^{-1}$  tandis que la deuxième méthode donne des vents d'environ 1  $\text{m s}^{-1}$ .

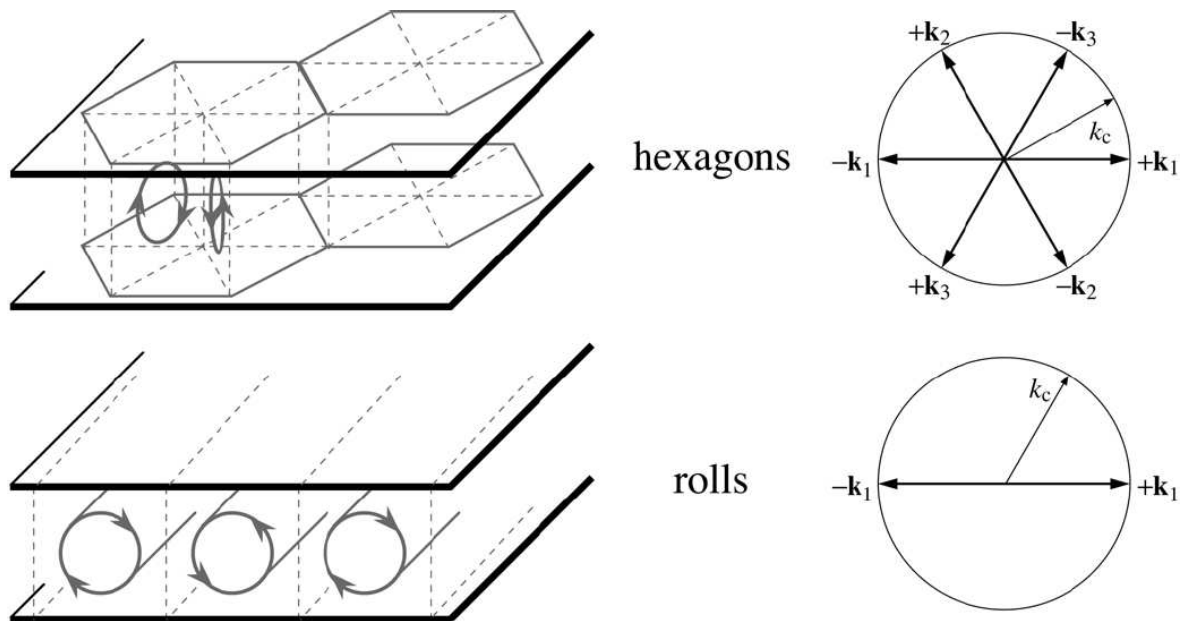


FIG. 1.14 – Organisation tridimensionnelle de la convection. On dénote 2 types d'organisation, en rouleau (*rolls* ligne du bas) et en cellule polygonale, ici hexagonale (*hexagons* en haut). [Manneville \(2006\)](#)

Sur Terre il existe de nombreux phénomènes convectifs dont la source est souvent liée au changement de phase de l'eau. Cependant sur Vénus, la couche convective dans les nuages est due au chauffage de l'atmosphère profonde, son fonctionnement est similaire à celui de l'eau dans la casserole. Par analogie, la source du chauffage est le rayonnement infrarouge des couches inférieures ([Pollack et al., 1980](#)) qui va déstabiliser l'atmosphère et entraîner des mouvements verticaux, et le sommet est la couche de l'atmosphère où son rayonnement infrarouge arrive à atteindre l'espace.

**Observations vénusiennes** L'épaisseur de la couche convective a été mesurée par radio-occultation avec les missions *Venera* ([Iakovlev et al., 1991](#)) et *Magellan* ([Hinson and Jenkins, 1995](#)), mais c'est surtout avec la mission *Venus Express* que cette couche a été la plus étudiée ([Tellmann et al., 2009](#); [Ando et al., 2015](#)). L'extension maximale de la couche a été mesurée à environ 10 km, entre 49 et 59 km d'altitude. Une forte variabilité de cette épaisseur avec la latitude a aussi été observée. La couche semble plus profonde à haute latitude qu'aux tropiques (voir Figure 1.15). La mission *Akatsuki* a aussi apporté de précieuses informations sur cette couche, les premiers résultats ([Imamura et al., 2017](#)) montrent une variabilité de cette couche en fonction de l'heure locale. Elle semble être plus profonde de nuit que de jour, un comportement non observé par *Venus Express*.

Deux ballons ont été envoyés dans la couche convective avec les missions *VeGa* ([Sagdeev et al., 1986a](#)), ils ont flotté à environ 54 km d'altitude à 7°N et 7°S pendant une quarantaine d'heures. Les ballons ont mesuré des vents verticaux entre -3.5 et 2 m s<sup>-1</sup> dans la couche convective ([Linkin et al., 1986b](#)) ainsi que des cellules convectives de taille allant de la centaine de mètres à quelques dizaines de kilomètres ([Kerzhanovich et al., 1986](#)). Ces vitesses de vent verticales sont entre les deux estimations précédemment citées.

L'étendue de la mission *Venus Express*, de 2006 à 2014, a permis une étude du sommet de la

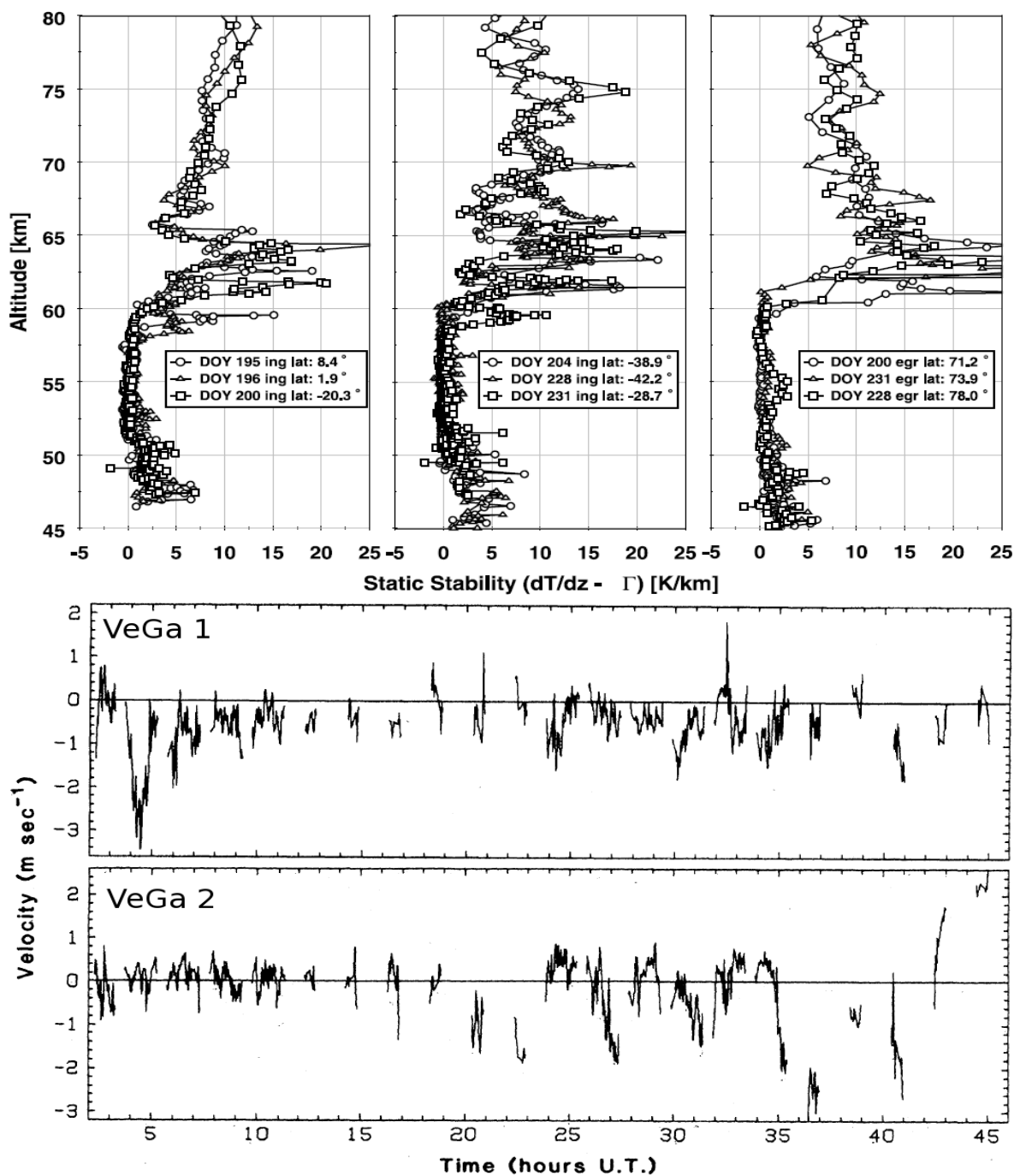


FIG. 1.15 – Observations de la couche convective dans les nuages. À gauche : l'extension verticale de la couche convective déterminé par radio-occultation (Tellmann et al., 2009). La convection s'étend de 49 à 59 km avec une augmentation de cette extension aux hautes latitudes. À droite : l'intensité des vents verticaux dans la couche convective mesurée par les ballons VeGa 1 et 2 (Linkin et al., 1986b). Ces vents atteignent des vitesses de l'ordre de  $\pm 3.5$  m s $^{-1}$ .

couche nuageuse sur plusieurs années Vénus (Markiewicz et al., 2007; Titov et al., 2012; Hueso et al., 2015). Différentes morphologies de nuages ont ainsi pu être observées avec l'instrument VMC et plusieurs régimes dynamiques ont été mis en évidence du côté jour. Aux basses latitudes, les nuages sont plutôt moutonneux et sombres (Figure 1.16) ce qui suggère une activité convective (Markiewicz et al., 2007; Titov et al., 2012). Des cellules de convection de tailles allant de 20 à une centaine de kilomètres ont été déterminées à partir de ces observations. Une telle activité avait été observée par les missions *Mariner 10* (Murray et al., 1974), *Pioneer Venus* (Belton et al., 1976; Rossow et al., 1980) ainsi que *Galileo* (Belton et al., 1991; Toigo et al., 1994). Les tailles des cellules étaient alors mesurées de quelques centaines de kilomètres jusqu'à 1000 km (Covey and Schubert, 1981; Baker and Schubert, 1992) et pourraient être des groupements de cellules plus petites. Cependant les mesures de la stabilité de l'atmosphère montrent une stabilité élevée au sommet des nuages, ce qui fait de ces cellules convectives un mystère de plus au sujet de Vénus. Vers 50° de latitude, les nuages ont tendance à être plus striés, ce qui laisse donc présager un régime laminaire. Enfin à plus hautes latitudes, les nuages sont clairs et quasiment sans structure dynamique visible.

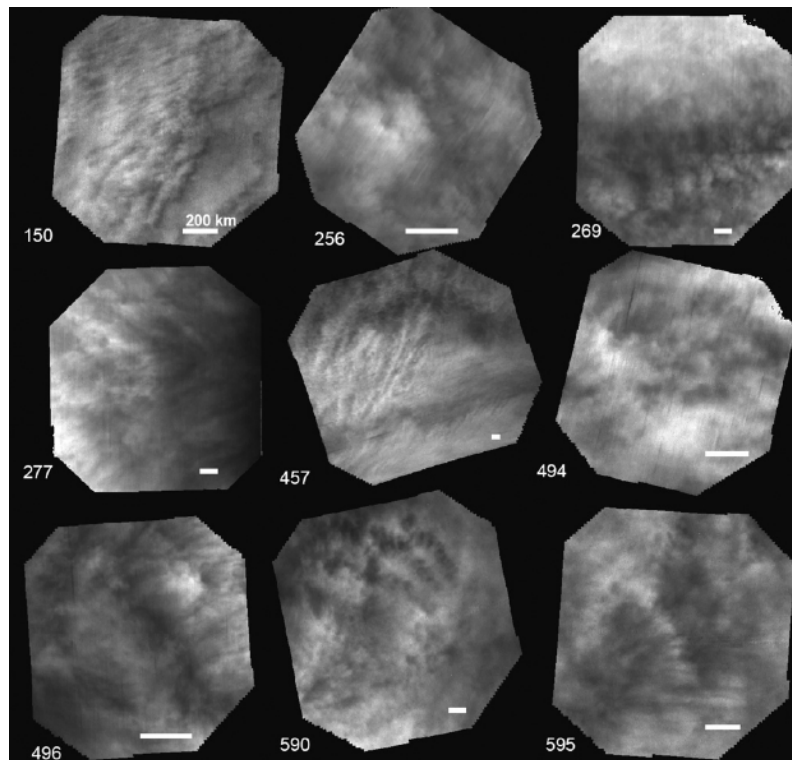


FIG. 1.16 – Observations du sommet des nuages vers 70 km d'altitude par VMC (Titov et al., 2008) à l'équateur vers midi, des cellules entre quelques dizaines et la centaine de kilomètres sont visibles laissant présager une activité convective.

### Ondes de gravité

**Théorie et observations terrestres** Outre la présence d'une zone de convection dans les nuages, les mesures de la température et de la stabilité statique faites par la mission *Pioneer Venus* ont permis de mettre en lumière des ondes de petite échelle dans la couche de nuages (Woo et al.,

1980; Seiff et al., 1980; Counselman et al., 1980; Kliore and Patel, 1980). Des ondes interprétées comme des ondes de gravité de longueur d'onde verticale entre 6 et 8 km ont été mesurées.

Les ondes de gravité sont la conséquence de mouvements verticaux d'une parcelle hors équilibre causés par la force de rappel de flottaison et par la gravité. Ces ondes se forment dans une atmosphère stratifiée stable ( $N_B > 0$ ). Ces ondes peuvent se propager en altitude suivant les variations de stabilité de l'atmosphère et le cisaillement du vent. La densité de l'air diminuant avec l'altitude, l'amplitude des ondes augmente lors de la propagation verticale. Cette amplitude va augmenter jusqu'à atteindre un niveau critique. Ce niveau est atteint lorsque la vitesse de phase de l'onde atteint la valeur du vent d'environnement. L'onde "dépose" alors de la quantité de mouvement et de la chaleur dans l'environnement.

De telles ondes sont fréquentes sur Terre, elles sont observées et théorisées depuis plus d'un demi-siècle (Hines, 1960). Cependant les premières mesures de la quantité de mouvement ont été faites seulement dans les années 80 (Vincent and Reid, 1983) à l'aide d'un radar haute fréquence. Depuis plusieurs méthodes sont utilisées pour mesurer et caractériser les ondes de gravité (Frits and Alexander, 2003). Les mesures satellites de profil de température dont l'état moyen est retranché permettent de mesurer les ondes et de retrouver leur flux de quantité de mouvement (Ern et al., 2004; Preusse et al., 2009). La technique du radiosondage permet d'obtenir des mesures du vent horizontal et de la température jusqu'à 25-30 km (Allen and Vincent, 1995). Des mesures à haute résolution verticale à l'aide de lidars Rayleigh permettent l'étude d'onde de gravité (Wilson et al., 1991a,b). Des mesures dans la stratosphère faites à bord d'avion (Nastrom et al., 1987) et de ballons pressurisés (Hertzog and Vial, 2001) participent à l'étude des ondes de gravité terrestres en aidant notamment à faire le lien entre les caractéristiques des ondes et leurs sources.

En parallèle des mesures des ondes, des simulations numériques ont montré l'importance de ces ondes sur la dynamique de l'atmosphère terrestre. Un rôle important a pu être mis en évidence dans l'Oscillation Quasi-Biennale (QBO) avec une participation à l'accélération de la circulation moyenne (Dunkerton, 1997). Les ondes de gravité pourraient avoir un rôle dans le déclenchement des Réchauffements Stratosphériques Soudains (SSW) ainsi qu'influencer la circulation atmosphérique à la suite de ces phénomènes (Angot et al., 2012).

Des ondes de gravité ont aussi été observées dans l'atmosphère martienne (Magalhães et al., 1999; Hinson et al., 1999), avec des longueurs d'onde verticales inférieures à 10 km elles sont responsables de grandes variations de densité et de température (jusqu'à 50 %), mais également dans les atmosphères de Jupiter (Young et al., 1997; Arregi et al., 2009), Titan (Hinson and Tyler, 1983) ou encore Pluton (Person et al., 2008). Des ondes de gravité ont également été observées sur Vénus, ces observations seront détaillées dans la suite.

Les propriétés des ondes sont dérivées de la linéarisation des équations primitives autour d'un état de base hydrostatique dont les champs ne dépendent que de la coordonnée verticale  $z$  (Frits and Alexander, 2003).

$$\frac{Du}{Dt} = \frac{\partial \Phi}{\partial x} + fv \quad (1.6)$$

$$\frac{Dv}{Dt} = \frac{\partial \Phi}{\partial y} - fu \quad (1.7)$$

$$\frac{Dw}{Dt} = \frac{\partial \Phi}{\partial z} + \frac{\Phi}{H} - g\tilde{\rho} \quad (1.8)$$

$$\frac{\tilde{\rho}}{t} = \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial w}{\partial z} + \frac{w}{H} \quad (1.9)$$

$$\tilde{\Theta} + \tilde{\rho} = \frac{\Phi}{c_s^2} \quad (1.10)$$

$$\frac{\tilde{\Theta}}{Dt} = -\frac{N_B^2}{g}w \quad (1.11)$$

Avec  $\Phi$  le géopotential,  $f$  le paramètre de Coriolis,  $H$  l'échelle de hauteur,  $\theta$  la température potentielle,  $c_s$  la vitesse du son,  $\tilde{\rho} = \frac{\rho}{\bar{\rho}}$  et  $\tilde{\Theta} = \frac{\Theta}{\bar{\Theta}}$ . Dans la suite de chapitre  $\bar{X}$  signifie la valeur moyenne de  $X$ .

On applique maintenant une solution de type onde monochromatique de vecteur d'onde  $(k, l, m)$  et de pulsation absolue  $\omega$ . On nommera  $\tilde{\omega} = \omega - k\bar{u} - l\bar{v} - m\bar{w}$  la fréquence intrinsèque, c'est-à-dire la fréquence observée dans le référentiel  $(\bar{u}, \bar{v}, \bar{w})$ , et  $\tilde{m} = m + i/2H$  le nombre d'onde vertical corrigé par les effets de décroissance de la densité

$$F = \text{Re}[e^{z/2H} \hat{F} e^{i(kx+ly+mz)-\omega t}] \quad \text{avec} \quad F \equiv u, v, w, \rho, \Theta, \Phi \quad (1.12)$$

On applique ensuite l'approximation WKB (Wentzel, Kramers et Brillouin, 1926), les champs météorologiques varient peu dans le temps caractéristique des perturbations. On obtient alors les relations de polarisation suivantes

$$i\tilde{\omega}\hat{u} = ik\hat{\Phi} - f\hat{v} \quad (1.13)$$

$$i\tilde{\omega}\hat{v} = il\hat{\Phi} + f\hat{u} \quad (1.14)$$

$$i\tilde{\omega}\hat{w} = im\hat{\Phi} + g\hat{\rho} \quad (1.15)$$

$$i\tilde{\omega}\hat{\rho} = ik\hat{u} + il\hat{v} + im\hat{w} \quad (1.16)$$

$$\hat{\Theta} = \frac{\hat{\Phi}}{c_s^2} - \hat{\rho} \quad (1.17)$$

$$i\tilde{\omega}\hat{\rho} = -\frac{N_B^2}{g}\hat{w} \quad (1.18)$$

Pour les ondes de gravité on considère  $c_s \rightarrow \infty$ , on peut alors en déduire la relation de dispersion dans le cas non-hydrostatique suivante

$$\tilde{\omega}^2 = f^2 \frac{\tilde{m}^2}{k^2 + l^2 + m^2 + \frac{1}{4H^2}} + N_B^2 \frac{k^2 + l^2}{k^2 + l^2 + m^2 + \frac{1}{4H^2}} \quad (1.19)$$

Une des différences majeures entre Vénus et la Terre est la force de Coriolis. La faible rotation de Vénus comparée à la Terre entraîne une force de Coriolis,  $2\Omega \sin\phi$  avec  $\Omega$  la vitesse angulaire de rotation et  $\phi$  la latitude, plus de 100 fois plus faible, on peut alors la négliger. L'échelle de hauteur

est de l'ordre de 7 km et  $1/4H^2$  de l'ordre  $5 \cdot 10^{-9} \text{ m}^{-2}$  (Peralta et al., 2014) ce qui est faible devant  $m^2$  (environ  $1 \cdot 10^{-7} \text{ m}^{-2}$ ). L'onde est alors dite dans le régime de haute-fréquence et la relation de dispersion devient alors (Fritts and Alexander, 2003)

$$\omega^2 = \frac{N_B^2(k^2 + l^2)}{k^2 + l^2 + m^2} = N_B^2 \cos^2 \alpha \quad (1.20)$$

avec  $\alpha$  l'angle entre la verticale et la ligne de phase constante.

Les expressions des vitesses de groupe horizontales  $c_{gh}$  et verticales  $c_{gz}$  sont alors

$$(c_{gh}, c_{gz}) = (\bar{u}_h, 0) + \frac{N_B m}{(k_h^2 + m^2)} \frac{(m, -N_B)}{\sqrt{k_h^2 + m^2}} \quad (1.21)$$

Avec  $k_h = \sqrt{k^2 + l^2}$  le nombre d'onde horizontal et  $\bar{u}_h$  le vent horizontal d'environnement.

Une quantité importante pour les échanges entre les ondes et l'environnement est le flux d'Eliassen-Palm (EP) et plus spécifiquement sa composante verticale qui traduit l'amplitude du flux de quantité mouvement ainsi que le flux de chaleur turbulent transporté par les ondes. En appliquant l'approximation WKB la composante verticale du flux EP s'écrit comme

$$\overline{F^z} = -\frac{\rho}{2} \Re\{\widehat{u}\widehat{w}^\dagger\} = -\rho \overline{u'w'} \quad (1.22)$$

avec  $\rho$  la densité de l'atmosphère,  $\Re\{\widehat{u}\widehat{w}^\dagger\}$  la partie réelle de la composante verticale du produit  $\widehat{u}\widehat{w}^\dagger$  et  $\overline{u'w'}$  la valeur moyenne du produit de l'écart à la valeur moyenne de  $u$  et  $w$ .

Les sources générant des ondes de gravité sont multiples, les plus fréquentes sont la topographie (Queney, 1947), les ajustements géostrophiques (Matsumoto, 1961), la convection (Alexander and Holton, 1997), le cisaillement de vent (Fritts, 1982) ou encore les interactions onde-onde (Yeh and Liu, 1985). Dans l'environnement vénusien, les sources principales sont la topographie et les mouvements convectifs, nous allons donc nous intéresser à ces 2 sources d'ondes de gravité.

Des ondes sont déclenchées par l'interaction entre le vent de surface incident et l'obstacle topographique dans une atmosphère stratifiée stable (Queney, 1947; Durran, 2003). Le principe est simple, la présence de la montagne perturbe l'écoulement en l'obligeant soit à la contourner soit à passer au-dessus. Lorsque l'écoulement passe par-dessus il perturbe l'atmosphère stable et stratifiée. Cette perturbation engendre les ondes de montagne. De telles ondes sont observées sur Terre au-dessus de montagnes importantes comme les Alpes (Jiang and Doyle, 2004) ou les Andes (Pulido et al., 2013) par exemple. L'intensité de ces ondes dépend de la hauteur de l'obstacle et de la vitesse des vents de surface mais aussi de la stabilité de l'atmosphère et du cisaillement vertical du vent horizontal qui vont impacter la propagation de l'onde. La modélisation bidimensionnelle (Klemp and Lilly, 1978) ainsi que tridimensionnelle (Clark and Gall, 1982) ont permis une étude détaillée de ce mécanisme. L'obstacle force des ondes stationnaires par rapport au sol telles que  $\omega = 0$ . Sur Vénus la présence de forte élévations de terrains, principalement dans les tropiques, laisse présager la formation de telles ondes mais la présence de deux couches mélangées entre 18 et 30 km et entre 50 et 60 km (couche convective) devrait perturber la propagation verticale.

Pour caractériser la propulsion de l'écoulement à passer au-dessus d'une montagne on introduit un nombre adimensionnel  $H_n = \frac{HN_B}{U}$  avec  $H$  la hauteur de l'obstacle,  $N_B$  la fréquence Brunt-Väisälä et  $U$  la vitesse de l'écoulement avec l'obstacle (Smith, 1979). Ce nombre compare la longueur d'onde verticale de l'onde stationnaire et la hauteur de la montagne. Quand  $H_n$  est inférieur à 1,



l'écoulement va majoritairement passer au-dessus de la montagne et générer des ondes. Lorsque  $H_n$  est négligeable devant 1, i.e. la montagne très grande devant la longueur d'onde verticale de l'onde de montagne, alors on est dans le régime linéaire et l'onde se comporte comme dans la figure 1.17-a. Tandis que si  $H_n$  est plus grand que 1 l'écoulement va majoritairement contourner l'obstacle. Quand  $H_n$  tend vers 1 on est alors dans le régime non-linéaire (Durrant, 2003). Cette non-linéarité induit des effets de sillage, de blocage et de points de stagnation visible dans la figure 1.17-d.

Si l'écoulement est majoritairement hydrostatique, l'onde sera non-dispersive avec une vitesse de phase constante égale à  $-U$ . Ce sont les ondes de la colonne de gauche de la figure 1.17. Lorsque l'écoulement est non-hydrostatique il y a génération d'ondes au-delà de la montagne appelées ondes piégées (*trapped lee waves*) visibles dans la colonne de droite de la figure 1.17. L'équation d'une onde montagne bidimensionnelle dans un écoulement de Boussinesq est l'équation de Taylor-Goldstein (Lott, 1998)

$$\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} + \left( \frac{N_B^2}{U^2} - \frac{1}{U} \frac{d^2 U}{dz^2} \right) w = \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} + l^2 w = 0 \quad (1.23)$$

Avec  $l^2$  appelé le paramètre de Scorer (Scorer, 1949). Lorsque ce paramètre décroît fortement avec l'altitude cela induit des ondes évanescentes se propageant vers le haut, les harmoniques les plus courts sont alors réfléchies vers le bas, ce qui entraîne la génération d'ondes piégées se propageant uniquement à l'horizontal.

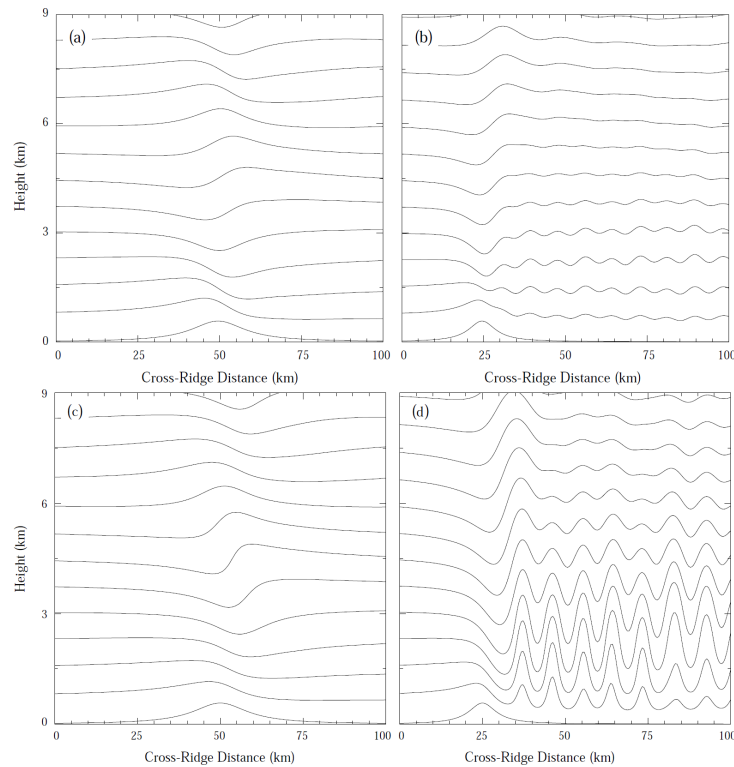


FIG. 1.17 – Modélisation des ondes de montagne visibles via les lignes de courant. En haut : ondes prédites par la théorie linéaire. En bas : ondes affectées par les termes non-linéaires. À gauche : ondes dans un écoulement hydrostatique. À droite : ondes affectées par les mouvements non-hydrostatiques. Durrant (2003)

La convection comme source d'ondes de gravité est un phénomène connu depuis plusieurs décennies mais relativement peu étudié. De telles ondes à hautes fréquences ont été mesurées (Sato, 1992;

Alexander and Pfister, 1995; McLandress et al., 2000) mais devant le peu d'observations la modélisation numérique a joué un rôle important à la compréhension de la génération d'onde par la convection (Piani et al., 2000). Contrairement aux ondes de montagne, les ondes issues de la convection n'ont pas de vitesse de phase ou de fréquence dominante. La convection produit tout un spectre d'onde. Les ondes sont générées par trois mécanismes (Clark et al., 1986; Fovell et al., 1992; Ansong and Sutherland, 2010) :

- L'oscillateur mécanique consiste en l'excitation par les ascendances et subsidences de l'atmosphère stable de part et d'autre de la convection à une fréquence spécifique
  - La génération par obstacle est le fait qu'au-dessus de la convection par exemple, une ascendance va agir comme un obstacle pour le vent environnant, à la manière d'une montagne au sol
  - L'effet de chaleur profonde, lié au relâchement de chaleur latente dans un système convectif
- Sur Vénus ce dernier mécanisme est négligeable du fait de la faible quantité d'eau.

**Observations vénusiennes** Les missions *Venera* (Timofeeva et al., 1978; Iakovlev et al., 1991) et *Magellan* (Hinson and Jenkins, 1995; Jenkins et al., 1994) ont mis en évidence la présence d'ondes de gravité dans les nuages de Vénus. Des ondes d'amplitude de 4 K ont ainsi été mesurées avec des longueurs d'ondes verticales d'environ 2.5 km. La mission *Venus Express* a exploré la dynamique de l'atmosphère et a détecté des ondes de petites échelles au sommet de la couche nuageuse grâce aux instruments VMC, VIRTIS et VeRa. Les instruments ont mesuré des longueurs d'ondes verticales entre 2 et 3.5 km (Tellmann et al., 2012) et allant de deux à plusieurs centaines de kilomètres horizontalement (Peralta et al., 2008; Piccialli et al., 2014). Les ondes de petites échelles sont visibles sur la Figure 1.18a. Ces observations ont aussi permis de déterminer la variabilité spatiale de ces ondes. Elles sont principalement observées aux hautes latitudes, et pour celles observées dans l'hémisphère nord avec une direction préférentielle vers le pôle Nord (Piccialli et al., 2014) (Fig 1.18b). Des ondes de gravité ont aussi été observées dans la thermosphère (Garcia et al., 2009) au pôle Sud entre 100 et 140 km d'altitude avec des longueurs d'onde horizontales entre 90 et 400 km, la source de ces ondes serait le vortex polaire.

L'influence de la topographie sur la dynamique des ondes de petite échelle est encore peu connue du fait du faible nombre d'observations. Les seules mesures ont été obtenues avec les ballons lors de la mission *VeGa* (Blamont et al., 1986; Sagdeev et al., 1986a). Ces ondes ont donc surtout été étudiées via la modélisation (Young et al., 1987, 1994), avec la mise en évidence du rôle de la stabilité et du profil de vent dans la propagation des ondes ainsi que des phénomènes d'ondes piégées, de résonance et d'ondes évanescents. Mais les récentes missions ont permis d'apporter de nouveaux éléments. Il a été observé avec l'instrument VMC des corrélations entre le vent zonal et la topographie (Bertaux et al., 2016). Les variations longitudinales du vent zonal montrent dans certains cas une similarité avec les variations d'élévation décalées parfois jusqu'à 20° de longitude. Ces corrélations sont attribuées à des ondes de gravité stationnaires créées par la topographie. Une onde stationnaire de grande échelle a par la suite été observée au-dessus d'Aphrodite Terra par les instruments LIR et UVI d'*Akatsuki* (Fukuhara et al., 2017). Cette onde a été observée pendant plusieurs jours terrestres consécutifs avec une extension latitudinale d'environ 60°. D'autres ondes de grande échelle ont aussi été observées au-dessus des plus grandes montagnes (Kouyama et al., 2017). Ces ondes semblent être présentes en fin d'après-midi. Des ondes similaires ont aussi été observées au-dessus de Beta Regio avec l'instrument *Akatsuki*/IR2 (2.02  $\mu\text{m}$ , Satoh et al., 2017). Depuis ces récentes observations, de nouvelles analyses ont été réalisées sur les données obtenues avec l'instrument VIRTIS à bord

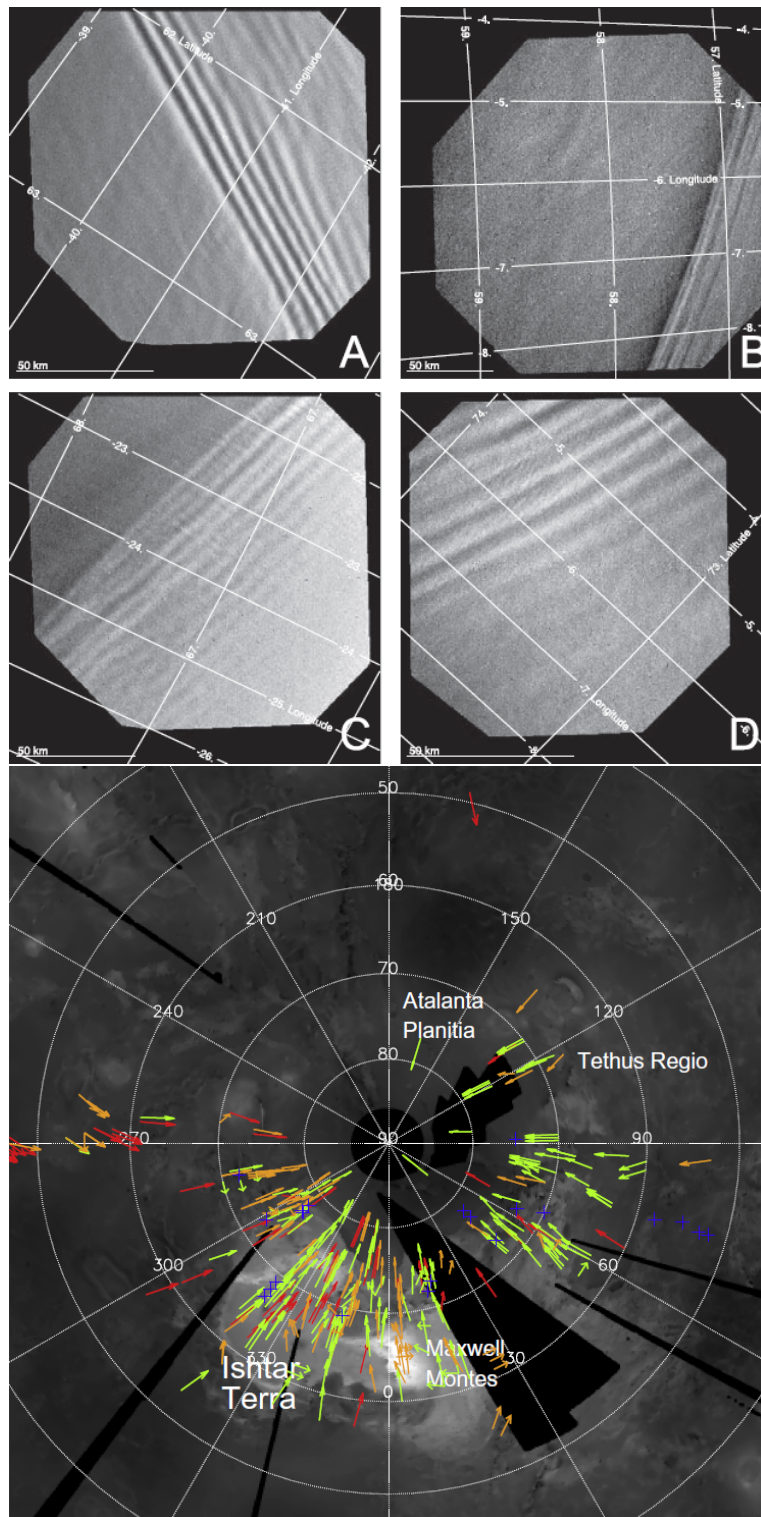


FIG. 1.18 – Ondes de gravité observées au sommet de la couche nuageuse par VMC (Piccialli et al., 2014). À gauche : des ondes de petites échelles ont été observées avec longueurs d’onde entre 2 et 20 km et des fronts linéaires. À droite : la direction des ondes (flèches) est superposée à la topographie. Les ondes se dirigeraient préférentiellement vers les pôles.

de *Venus Express*, plus de 400 ondes stationnaires ou quasi-stationnaires ont ainsi été observées au-dessus des plus grandes élévations de terrain de l'hémisphère Sud (Peralta et al., 2017).

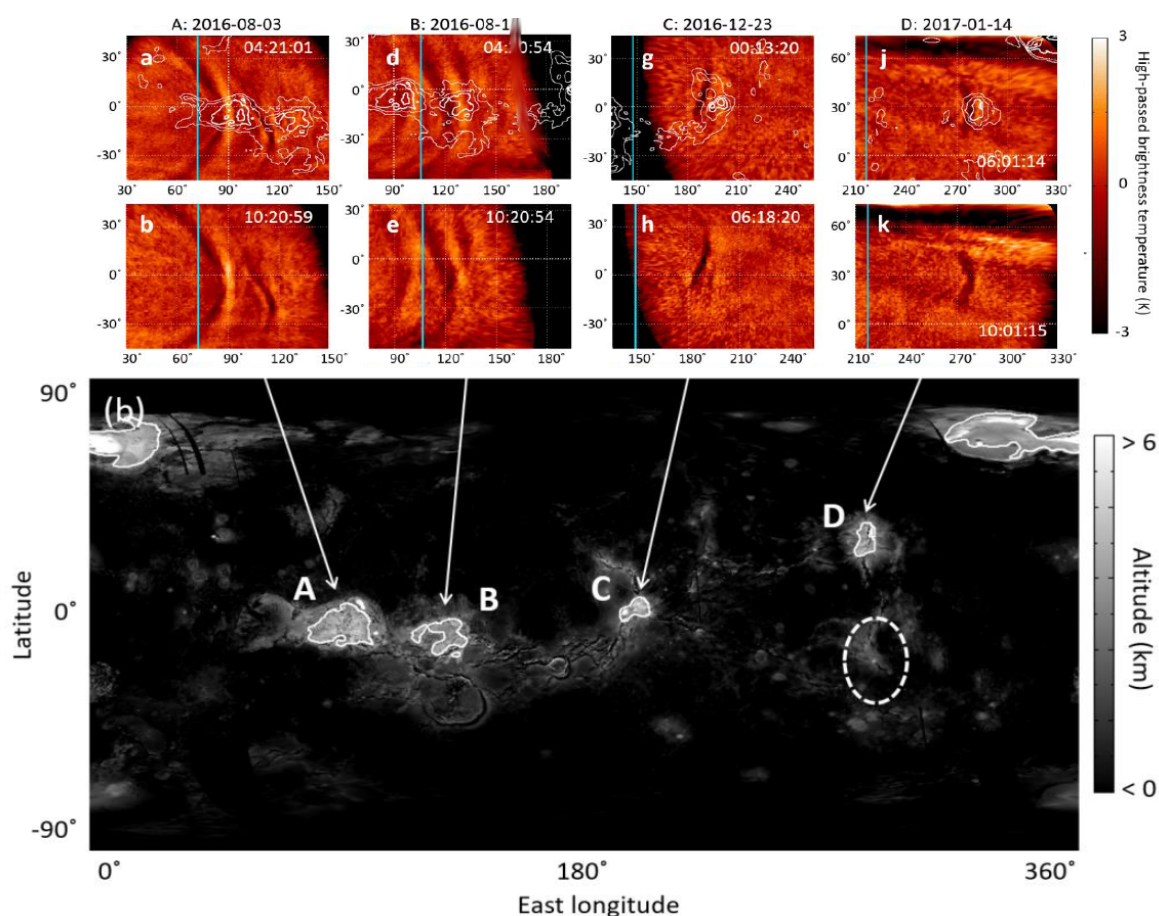


FIG. 1.19 – Mesures d'ondes de montagne par *Akatsuki* (Kouyama et al., 2017). Le panneau du haut montre quatre séries de température de brillance moyenne au sommet des nuages superposées à la topographie. Ces quatre séries représentent les observations faites au-dessus des quatre montagnes des tropiques : Aphrodite Terra, composée d'Ovda Regio et de Thetis Regio, Atla Regio et Beta Regio placées sur la carte dans la partie inférieure de la figure et notées respectivement A, B, C et D. Les traits bleus sur les panneaux du haut correspondent au terminateur.

### 1.3.4 Surface et géologie

Vénus étant recouverte d'une couche de nuages son étude est impossible dans le domaine visible et l'imagerie radar est une des solutions pour pouvoir accéder à la surface. La cartographie de Vénus a été entreprise avec des observations depuis le sol (Campbell and Burns, 1980) mais c'est avec les missions spatiales que Vénus se découvre réellement. La mission *Pioneer Venus* (Pettengill et al., 1980) a couvert 90 % de la surface avec une résolution horizontale inférieure à 150 km et verticale d'environ 200 m. Les missions *Venera 15* et *16* ont participé à cet effort (Barsukov et al., 1986), en couvrant seulement 20 % de la surface mais à une résolution horizontale entre 1 et 5 km et verticale de 50 m. Enfin *Magellan* a cartographié plus de 94 % de la surface avec une résolution horizontale

allant de 1 à 5 km et verticale de 80 m (Figure 1.20), il s'agit de la carte la plus précise actuellement. Les missions russes *Venera* ont été les premières à se poser à la surface et ont donné des informations importantes sur la composition du sol. Le sol y est stérile, principalement basaltique et couvert de rochers. Les images haute résolution obtenues avec la mission *Magellan* ont permis l'étude de la surface. Plus de 960 cratères d'impacts ont été comptabilisés (Schaber et al., 1992), en utilisant les modèles de cratérisation on estime ainsi l'âge de la surface à environ 750 millions d'années. La distribution en taille des cratères est cohérente avec un filtrage atmosphérique ce qui suggère que l'atmosphère actuelle a au moins le même âge.

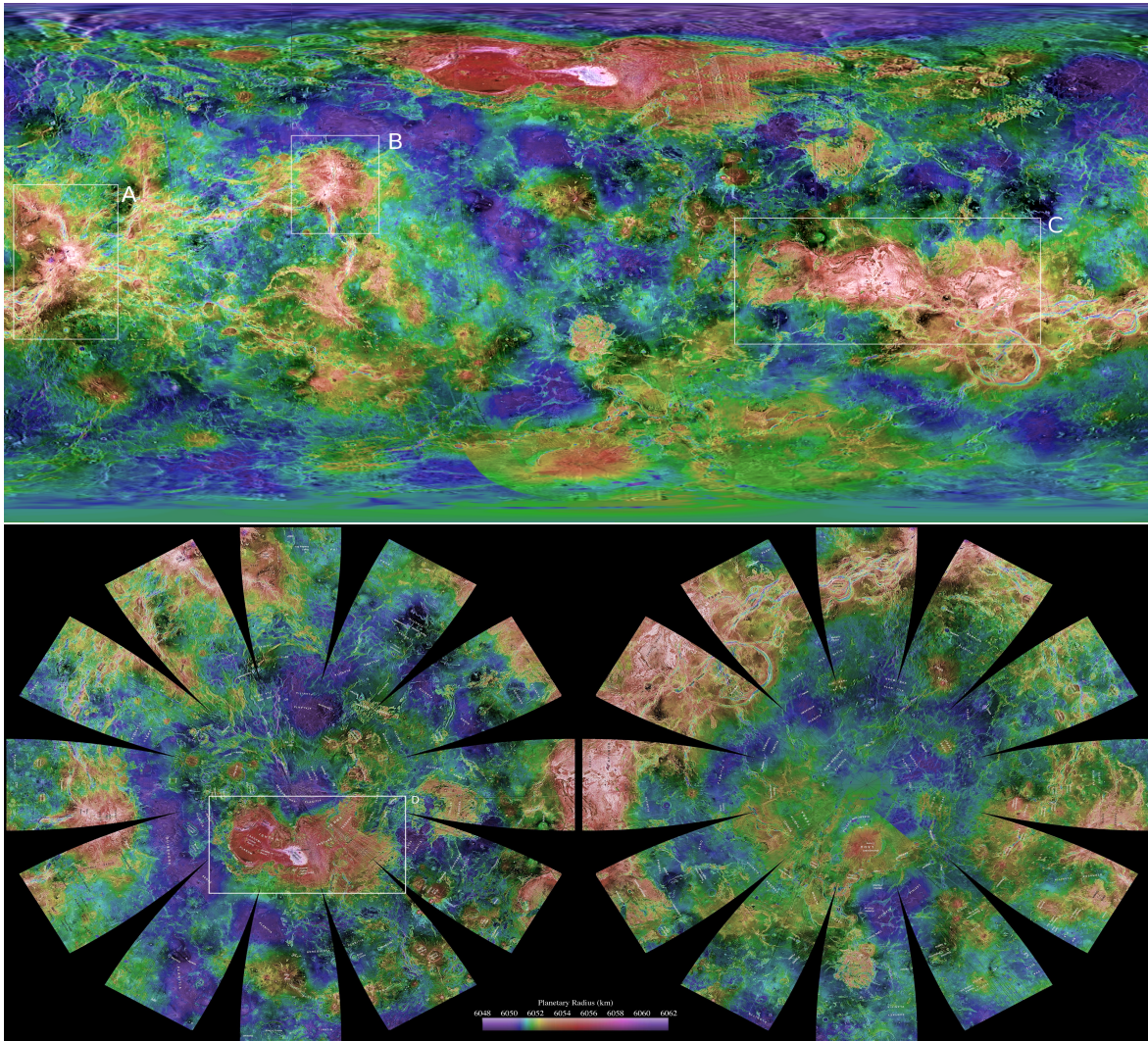


FIG. 1.20 – Carte de la surface de Vénus obtenue par Magellan en projection cylindrique (haut) et projection polaire (bas) avec à droite le pôle nord et à gauche le pôle Sud. L'élévation s'étend sur seulement 14 km contre environ 20 km pour la Terre et 26 km pour Mars. On peut noter aussi le faible nombre de cratères. On retrouve les montagnes citées plus haut dans la région équatoriale ainsi que la plus grande d'entre elles Ishtar Terra près du pôle nord. <http://solar-views.com/raw/venus/venuscyl15.jpg> et <https://cseligman.com/text/planets/magellanmap.htm>

La surface est dominée par quatre structures d'élévation élevée : Atla Regio (A) qui culmine à

plus de 8 km au-dessus du niveau de référence, Beta Regio (B), Aphrodite Terre (C) et ses fameuses pinces et Ishtar Terra (D) point culminant de la planète avec Maxwell Montes et ses 10 km au-dessus du niveau de référence. Il y a aussi des structures volcaniques de différentes morphologies. La planète est couverte à 80 % de plaines basaltiques. Il y a présence de structures annulaires attribuées à de la tectonique et/ou volcaniques, des dômes formés par du magma visqueux et des volcans boucliers allant jusqu'à plusieurs centaines de kilomètres de long (Basilevsky and McGill, 2007). Les plus larges de ces structures pourraient être des points chauds ou du manteau (Smrekar et al., 2007). L'absence de tectonique des plaques actuelles est une indication des différences de la dynamique interne entre Vénus et la Terre malgré une activité volcanique récente pour les deux. L'instrument VIRTIS de la mission *Venus Express* a mis en évidence des anomalies d'émissivité à proximité des points chauds attribués à du volcanisme récent ou actif (Smrekar et al., 2010). La question du volcanisme vénusien est un des sujets les plus brûlants de la communauté. Des processus éoliens ont aussi été observés tels que des *wind streaks* de différents types, deux champs de dunes proches du cratère Aglaonice et de Ishtar Terra ainsi que de possibles méga yardangs, crêtes rocheuses créées par l'érosion éolienne, de plus d'1 km de long près d'Aphrodite Terra (Greeley et al., 1992, 1995).

Les principales structures géologiques ont pour la plupart des noms féminins de déesses principalement des diverses mythologies faisant écho au nom de la planète. On trouve par exemple pour les montagnes *Akna* la déesse maya de la naissance, *Danu* mère des dieux celtes, *Maât* déesse égyptienne de la vérité et de la justice, *Freyja* mère d'Odin ou encore *Gula* déesse babylonienne de la guérison. Pour les cratères les noms sont associés à des personnalités artistiques ou scientifiques féminines et les vallées portent le nom de la planète dans différentes langues.

### 1.3.5 Couche de nuages et chimie de l'atmosphère

La couche de nuages vénusienne couvre entièrement le globe et s'étend de 45 km à environ 70 km d'altitude. La Figure 1.21 montre l'organisation verticale des nuages. Les nuages sont compris entre deux couches de brumes allant de 30 km jusqu'à la base du nuage et du sommet de la couche nuageuse jusqu'à environ 90 km. Les nuages sont structurés verticalement en trois différentes parties. Nous allons discuter de la composition et de la structure si particulière de la couche nuageuse ainsi que de sa variabilité spatiale et temporelle.

Les nuages sont composés d'une solution binaire d'eau et d'acide sulfurique (Young, 1973), i.e. ces deux espèces sont présentes sous forme liquide. Le nuage supérieur (au-dessus de 56 km) et les brumes supérieures sont formés par photochimie (Young, 1973) alors que les nuages intermédiaire et inférieur sont des nuages formés par condensation de l'acide sulfurique et de l'eau à l'image des stratocumulus sur Terre. La nature des brumes inférieures reste inconnue à ce jour.

Les observations de l'instrument LCPS à bord de *Pioneer Venus* (Knollenberg and Hunten, 1979, 1980) ont permis de déterminer pour la première fois la distribution en taille des gouttes (Figure 1.22). Grâce à l'instrument SPICAV/SOIR des informations sur les couches supérieures ont été obtenues (Wilquet et al., 2009; Rossi et al., 2015). Ces observations révèlent un nuage avec différentes populations de gouttes avec des tailles et des altitudes différentes.

On classe les types de gouttes en fonction de leur taille en 5 catégories que l'on appelle mode.

- Le mode 0 correspond à des gouttes de très petite taille avec un rayon inférieur à  $0,06 \mu\text{m}$ . Ce mode est présent dans la partie haute du nuage. Ce mode est introduit pour combler les lacunes d'opacité infrarouge et est peu étudié.
- Le mode 1 est constitué de gouttelettes petites, avec un rayon d'environ  $0,1 \mu\text{m}$ . C'est le mode

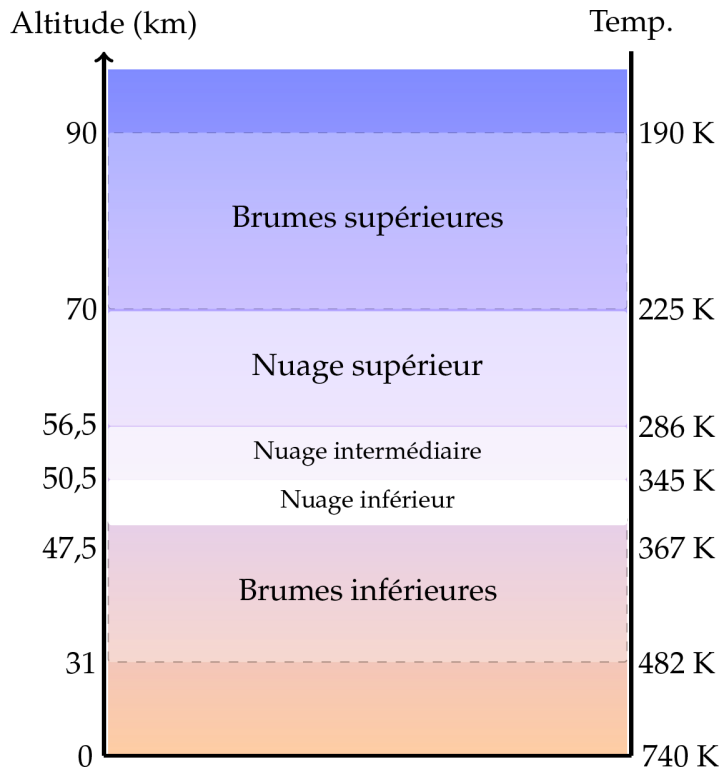


FIG. 1.21 – Structure verticale du nuage en température. Le nuage se décompose en trois parties le nuage inférieur, intermédiaire et supérieur et est compris entre 2 couches de brumes. Rossi (2015)

le plus abondant, il est présent dans tout le nuage et compose aussi dans les brumes au-dessus des nuages.

- Le mode 2 représente des gouttelettes sphériques d'acide sulfurique de la taille d'environ  $1.0 \mu\text{m}$ . Il est le résultat de la coagulation/coalescence des gouttelettes du mode 1. Ce mode est présent dans tout le nuage et a été observé également au-dessus (Wilquet et al., 2009).
- Le mode 2' est proche du mode 2 avec des gouttes de rayon de  $1.4 \mu\text{m}$ .
- Le mode 3 est celui dont les gouttelettes sont les plus grosses avec un rayon médian de  $3.65 \mu\text{m}$ . Il n'est présent que dans les basses couches du nuage, entre 47 et 56 km. Il y a actuellement débat sur la nature du mode 3. Il pourrait s'agir de gouttelettes entièrement liquides, d'un noyau solide entouré d'une pellicule liquide ou même d'un cristal, par exemple  $\text{NOHSO}_4$  (Esposito et al., 1983).

Les brumes sous les nuages sont également constituées de particules de taille similaire au mode 1, mais ne sont pas constituées d'acide sulfurique. Leur nature est inconnue.

La détermination de l'altitude du sommet de la couche nuageuse, nécessaire pour comprendre les mécanismes de formation et de maintien du nuage, a été l'objet de nombreuses mesures qui ont pointé une forte variation avec la latitude. La pression au sommet du nuage est estimée à environ 50 mb (entre 65 et 70 km) pour l'ensemble de la planète (Hansen and Travis, 1974). Kawabata et al. (1980) mesurent une différence de la pression au sommet des nuages entre l'équateur (28 mb) et les pôles (40 mb). L'épaisseur optique des brumes à 365 nm varie de la même manière, de 0,8 à l'équateur à 0,06 aux pôles. Le nuage est donc plus épais à l'équateur qu'aux pôles. Plusieurs mesures ont été réalisées avec la mission *Venus Express*. À l'aide de l'instrument VIRTIS et de la bande d'absorption du  $\text{CO}_2$  à  $1.5 \mu\text{m}$ , Ignatiev et al. (2009) a mesuré une altitude de  $74 \pm 1$  km de l'équateur jusqu'à environ  $50^\circ$  qui diminue jusqu'entre 65 et 68 km aux pôles. Avec le canal UV de VMC, Titov et al.

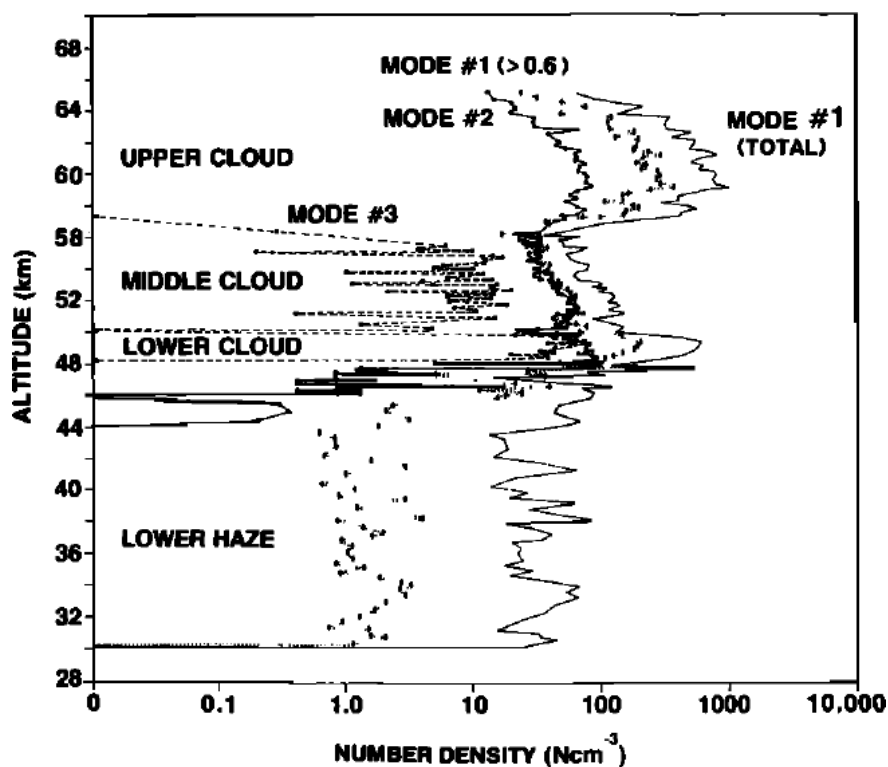


FIG. 1.22 – Structure verticale de la distribution multimodale des nuages de Vénus par l'instrument LCPS à bord de *Pioneer Venus*. On distingue les différences de distribution des trois modes par rapport à la structure des nuages. [Knollenberg and Hunten \(1980\)](#).

(2008) a mesuré une altitude de  $72 \pm 1$  km au niveau de l'équateur qui atteint 64 km dans le vortex. En utilisant également VIRTIS mais à  $2.5 \mu\text{m}$  cette fois, [Cottini et al. \(2012\)](#) mesurent une altitude de  $69.5 \pm 2$  km jusqu'aux moyennes latitudes et ensuite une descente du plafond nuageux jusqu'à 62 km proche des pôles. Une troisième mesure a été faite en utilisant VIRTIS ([Haus et al., 2014](#)) avec une autre longueur d'onde ( $1 \mu\text{m}$ ) et le sommet de la couche nuageuse est mesuré à 70 km à l'équateur et à 61 km aux pôles. Même si les valeurs ne donnent pas toujours les mêmes résultats le plafond nuageux semble être aux alentours de 72 km à l'équateur et de 63 km aux pôles. Le plancher de la couche nuageuse varie également en altitude, de 43 km à l'équateur il augmente légèrement à 46 km vers  $50^\circ$  et redescend aux alentours de 41 km aux pôles ([Cimino, 1982](#); [Barstow et al., 2012](#)).

L'une des caractéristiques les plus fascinantes des nuages de Vénus est cet absorbant inconnu. Particulièrement absorbant dans l'UV au sommet des nuages, il est utilisé comme traceur de la dynamique mais sa composition est encore non-identifiée. De nombreux candidats sont évoqués tel que  $S_x$  ([Toon et al., 1982](#); [Hapke and Graham, 1989](#)),  $\text{FeCl}_3$  ([Krasnopolsky, 1985](#)),  $\text{SCl}_2$  ([Krasnopolsky, 1986](#)),  $\text{S}_2\text{O}$  ([Hapke and Graham, 1989](#)) et OSSO ([Frandsen et al., 2016](#)) entre autres. Cependant la teneur en chlore de l'atmosphère est trop faible pour la création de telles espèces ([Krasnopolsky, 2006](#)). Les composés soufrés semblent être les meilleurs candidats. En effet des corrélations entre le  $\text{SO}_2$  et les zones sombres dans l'UV ([Lee et al., 2015](#)) ont été observées avec VMC, tandis que [Cottini et al. \(2015\)](#) attribuent ces zones sombres à un nuage plus profond. Les récentes mesures du spectre UV faites lors de passage de *MESSENGER* ([Pérez-Hoyos et al., 2018](#)) montrent que les composés soufrés  $\text{S}_2\text{O}$  et  $\text{S}_2\text{O}_2$  produisent de meilleurs accords avec les spectres. D'autres théories plus exotiques proposent des micro-organismes dont le métabolisme est basé sur le fer ou le soufre ([Limaye et al., 2018](#)).



L'atmosphère vénusienne abrite une chimie complexe qui implique des espèces soufrées, chlorées et des radicaux hydrogénés et oxygénés. Des mesures depuis le sol (Sandor et al., 2010; Encrenaz et al., 2012, 2015) et par les missions spatiales évaluent les concentrations des espèces, principalement au-dessus de la couche nuageuse, pour améliorer la compréhension de la chimie vénusienne. Avec ses 8 années d'activité, *Venus Express* a récolté énormément de données sur les espèces majeures comme CO (Marcq et al., 2008), HCl (Bertaux et al., 2007), H<sub>2</sub>O (Marcq et al., 2008; Cottini et al., 2015), SO<sub>2</sub> (Belyaev et al., 2012; Mahieux et al., 2015) et SO (Marcq et al., 2008) mais aussi pour HF, HDO ou NO. Le SO<sub>2</sub> semble avoir un comportement sur le long terme qui rend encore plus intrigante l'atmosphère de Vénus. Marcq et al. (2013) a comparé les mesures d'abondance du SO<sub>2</sub> au sommet des nuages faites avec l'instrument SPICAV avec celles de la mission *Pioneer Venus* (Esposito et al., 1997). Les quantités mesurées par *Pioneer Venus* montrent une diminution du SO<sub>2</sub> durant les 15 ans de la mission. Les données de *Venus Express* montrent une augmentation jusqu'au maximum mesuré par *Pioneer Venus* et ensuite une diminution similaire. La quantité de SO<sub>2</sub> semble avoir un cycle d'une quinzaine d'année. Ce cycle se confond de façon assez perturbante avec la variation de la période de rotation mesurée sur la même période (Mueller et al., 2012). La Figure 1.23 compile les mesures d'abondances des espèces traces obtenues avec les instruments SPICAV/SOIR et VIRTIS ainsi que les résultats de différents modèles photochimiques (Marcq et al., 2018).

Pour la chimie de l'atmosphère de Vénus on peut distinguer deux régions de comportement chimique différentes, l'atmosphère profonde et l'atmosphère photochimique. L'atmosphère profonde, de la surface à la base du nuage, est protégée des rayonnements ultraviolets absorbés par le nuage. La chimie est alors contrôlée par des réactions thermodynamiques favorisées par les hautes températures. À partir de 50 km d'altitude, les espèces sont soumises au rayonnement UV, c'est l'atmosphère photochimique.

L'objectif de thèse est l'étude de la turbulence à petite échelle de la convection et des ondes de gravité dans l'atmosphère de Vénus. Malgré toutes les observations, des questions restent en suspens sur ces phénomènes :

- Quelle est la variabilité de la convection avec la latitude et l'heure locale ?
- Comment est l'organisation tridimensionnelle de la convection ?
- Comment sont générées les ondes de gravité observées ?
- Quelle est la cause de la convection au sommet des nuages ?
- Comment cette convection est-elle organisée ?

Et de nouvelles sont apparues : Comment sont générées les ondes de montagne et comment se propagent-elles ?

Toutes ces questions sont illustrées par la figure 1.24. Pour tenter d'y répondre, un modèle a été développé durant les trois années de la thèse. Basé sur le cœur dynamique de WRF et la physique de LMDz Venus, ce modèle est capable de résoudre la convection et les ondes de gravité associées ainsi que les ondes de montagne. Dans les chapitres suivants nous nous attarderons sur les applications de ce modèle à l'atmosphère de Vénus.

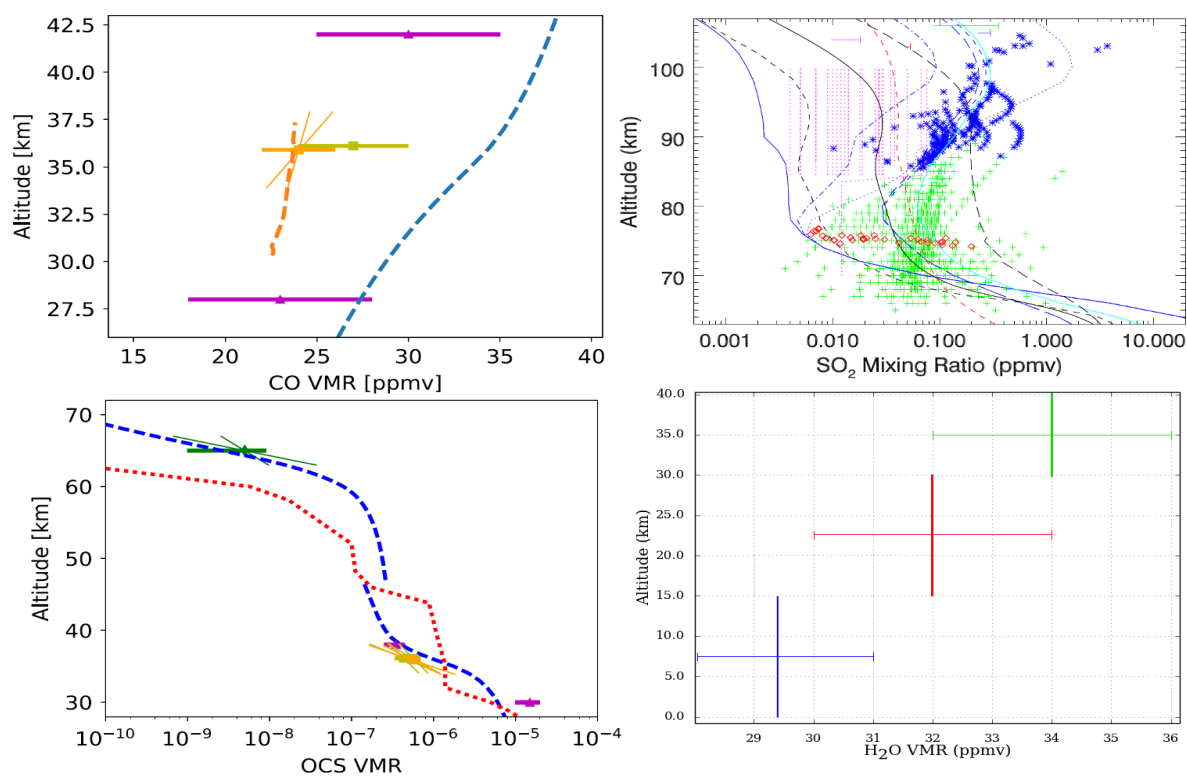


FIG. 1.23 – Concentrations de CO (en haut à gauche), SO<sub>2</sub> (en haut à droite), OCS (en abs à droite) et H<sub>2</sub>O (en bas à droite). Pour CO, les carrés violets correspondent à [Bézard and de Bergh \(2007\)](#), le carré orange à [Cottini et al. \(2012\)](#), le carré orange à [Marcq et al. \(2006\)](#) et les deux lignes pointillées correspondent aux modèles de [Yung et al. \(2009\)](#) (orange) et [Krasnopolsky \(2013\)](#). Pour SO<sub>2</sub>, les croix vertes sont les observations faites par SOIR, les asterisks bleues sont les occultations solaires réalisées avec SPICAV-UV, les diamants rouges les observations du *Hubble Space Telescope* ([Jessup et al., 2015](#)) ; les lignes bleues sont les différents modèles de [Zhang et al. \(2010, 2012\)](#), les rouges les modèles de [Mills and Allen \(2007\)](#), les noirs les modèles de [Krasnopolsky \(2012\)](#) et la cyan celui de [Parkinson et al. \(2015\)](#). Pour OCS, les diamants verts sont les observations de [Krasnopolsky \(2010\)](#), les triangles magenta ([Bézard and de Bergh, 2007](#)), jaunes ([Arney et al., 2014](#)) et oranges ([Marcq et al., 2006](#)) sont les observations sous les nuages, les lignes bleues sont les modèles de [Krasnopolsky \(2013, 2012\)](#) et la ligne rouge le modèle de [Yung et al. \(2009\)](#). Pour H<sub>2</sub>O, la courbe bleue montre les observations de [Fedorova et al. \(2015\)](#) et la courbe verte et rouge les observations de [Arney et al. \(2014\)](#). Adapté de [Marcq et al. \(2018\)](#).

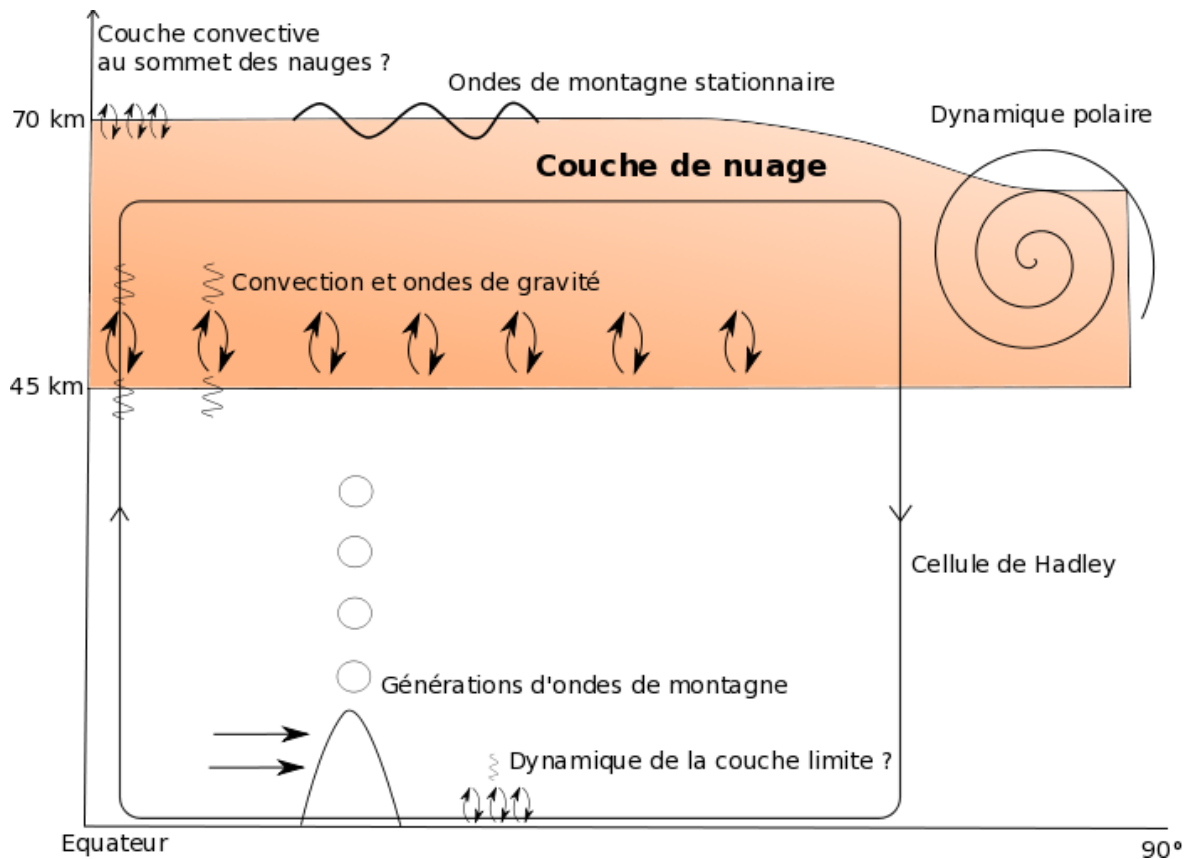


FIG. 1.24 – Schéma de la turbulence dans l'atmosphère de Vénus étudiée dans cette thèse. On y voit la convection dans la couche de nuages, entre 50 et 60 km et au sommet de la couche nuageuse à basse latitude, et les ondes de gravité associées. Sont présentes également les ondes de montagne et la turbulence dans la couche limite. L'interaction de ces phénomènes avec la circulation de grande échelle, représentée ici par la cellule de Hadley, est aussi un sujet d'étude de cette thèse. Et enfin la dynamique des pôles est aussi un thème d'applications des modèles de petites échelles.

# Outils de la modélisation météorologique

## Sommaire

<b>2.1 Les modèles météorologiques</b> . . . . .	<b>37</b>
2.1.1 Principes . . . . .	37
<b>2.2 Modélisation de l'atmosphère de Vénus</b> . . . . .	<b>41</b>
2.2.1 Historique . . . . .	41
2.2.2 Le GCM Vénus de l'IPSL . . . . .	44
<b>2.3 Le modèle WRF</b> . . . . .	<b>47</b>
<b>2.4 Le modèle méso-échelle de Vénus du LMD</b> . . . . .	<b>50</b>
2.4.1 Le mode <i>Large Eddy Simulation</i> . . . . .	51
2.4.2 Le mode <i>mesoscale</i> . . . . .	53

Dans ce chapitre nous allons discuter des modèles météorologiques qui sont l'outil principal de cette étude. Nous allons commencer par les principes fondamentaux de la modélisation atmosphérique. Ensuite nous aborderons plus spécifiquement la modélisation de l'atmosphère de Vénus. Nous nous focaliserons par la suite sur le modèle LMDz Venus puis le cœur dynamique de WRF pour finir par la description du modèle développé durant cette thèse.

## 2.1 Les modèles météorologiques

### 2.1.1 Principes

Depuis le début de XXe siècle, la dynamique du fluide atmosphérique se formule par quatre équations déterministes à quatre inconnues que sont la vitesse  $\vec{V}$  tridimensionnelle du fluide  $(u, v, w)$ , la température  $T$ , la pression  $p$ , la densité  $\rho$ . On peut aussi ajouter les rapports de mélange  $n_i$  des traceurs  $q_i$  (vapeur d'eau, CO<sub>2</sub>, ...). Pour une planète en rotation, l'évolution de ces variables est décrite par ces équations :

$$\text{Loi de Newton} \quad \frac{D\vec{V}}{Dt} = -2\vec{\Omega} \wedge \vec{V} - \frac{1}{\rho}\vec{\nabla}p + \vec{g} + \vec{F} \quad (2.1)$$

$$\text{Equation de continuité} \quad \frac{1}{\rho}\frac{D\rho}{Dt} + \nabla \cdot V = 0 \quad (2.2)$$

$$\text{Premier Principe} \quad C_p \frac{DT}{Dt} = Q + \frac{1}{\rho}\frac{Dp}{Dt} \quad (2.3)$$

$$\text{Equation des gaz parfait} \quad p = \rho RT \quad (2.4)$$

$$\text{Bilan des traceurs} \quad \frac{D(\rho q_i)}{Dt} = \rho(S_i - P_i) \quad (2.5)$$

Avec  $\Omega$  la vitesse angulaire de rotation,  $g$  la pesanteur,  $R$  la constante des gaz parfaits normalisée par la masse moléculaire de l'atmosphère,  $C_p$  la capacité thermique,  $F$  les forces de friction internes au fluide (viscosité),  $Q$  les transferts thermiques diabatiques d'énergies et les couples  $(S_i, P_i)$  les sources et puits de traceurs. Pour rappel,  $DX/Dt$  est la dérivé lagrangienne du champ  $X$ . Elle correspond à une dérivée eulérienne qui décrit la variation du champ en un point et à un terme d'advection décrivant la non-linéarité de la dynamique atmosphérique.

$$\frac{DX}{Dt} = \frac{\partial X}{\partial t} + (V \cdot \nabla)X \quad (2.6)$$

Les équations 2.1 à 2.3 et 2.5 expriment la conservation de quantité de mouvement, de la masse, de l'énergie et des quantités de traceurs. L'équation d'état 2.4 `ferme´ le système d'équations.

Le principe de la modélisation atmosphérique est donc d'intégrer numériquement les équations primitives avec des conditions limites au sol et au sommet de l'atmosphère. Pour cela il est nécessaire de discrétiser ces équations en temps et en espace. La partie du modèle qui fait ces intégrations est appelée `cœur` ou `noyau` dynamique. De nombreux types de cœurs dynamiques ont été développés tout au long du XXe siècle avec des différences dans les techniques d'intégration (différences finies, volumes finis, méthodes spectrales) ou dans le choix des systèmes de coordonnées de projection des équations. La partie du modèle qui calcule les forçages  $(F, Q, S_i, P_i)$  est appelée la `physique`. Le calcul du terme de forçage diabatique par exemple consiste à évaluer le transfert radiatif, c'est-à-dire les phénomènes d'absorption, de diffusion et d'émission du rayonnement dans le visible, l'IR et l'UV mais aussi à prendre en compte les échanges de chaleur latente lors des changements de phase des espèces atmosphériques ou encore les échanges entre la surface et l'atmosphère. La Figure 2.1 résume les différentes étapes nécessaires à la modélisation du climat.

La discrétisation en espace et en temps des équations primitives a pour conséquence que les tailles caractéristiques de certains phénomènes sont non résolues, i.e. intervenant sur des échelles spatiales inférieures à la taille de la grille. Par exemple certaines ondes atmosphériques, comme les ondes de gravité, peuvent ne pas être résolues et leurs impacts sur l'écoulement sont alors calculés par des paramétrisations sans qu'elles ne soient présentes dans la simulation. C'est aussi le cas de la convection pour les modèles de circulation générale. Ces paramétrisations sont basées sur des hypothèses liées aux observations et/ou sur des simulations à très haute résolution comme les *Large Eddy Simulations* (LES par la suite). Selon les études réalisées, le modélisateur peut choisir l'application d'une paramétrisation, avec parfois un choix parmi plusieurs hypothèses différentes, ou bien encore de ne pas utiliser de paramétrisation.

En pratique, le concept de tendances est majoritairement utilisé. Les évolutions temporelles des variables météorologiques (pression, température, vents, traceurs) entre deux pas de temps sont évaluées séparément entre la dynamique, tout ce qui concerne le transport, et la physique, tout ce qui concerne le rayonnement et la chimie principalement, avant d'être ensuite sommées et appliquées aux champs.

Il existe trois grandes classes de modèle de circulation générale qui se distinguent par leur façon de résoudre les équations différentielles de la dynamique : il y a les modèles utilisant la méthode des différences finies, des éléments finis ou des modèles dits spectraux. La méthode des différences finies consiste à faire une approximation des équations différentielles par des équations de récurrence dans

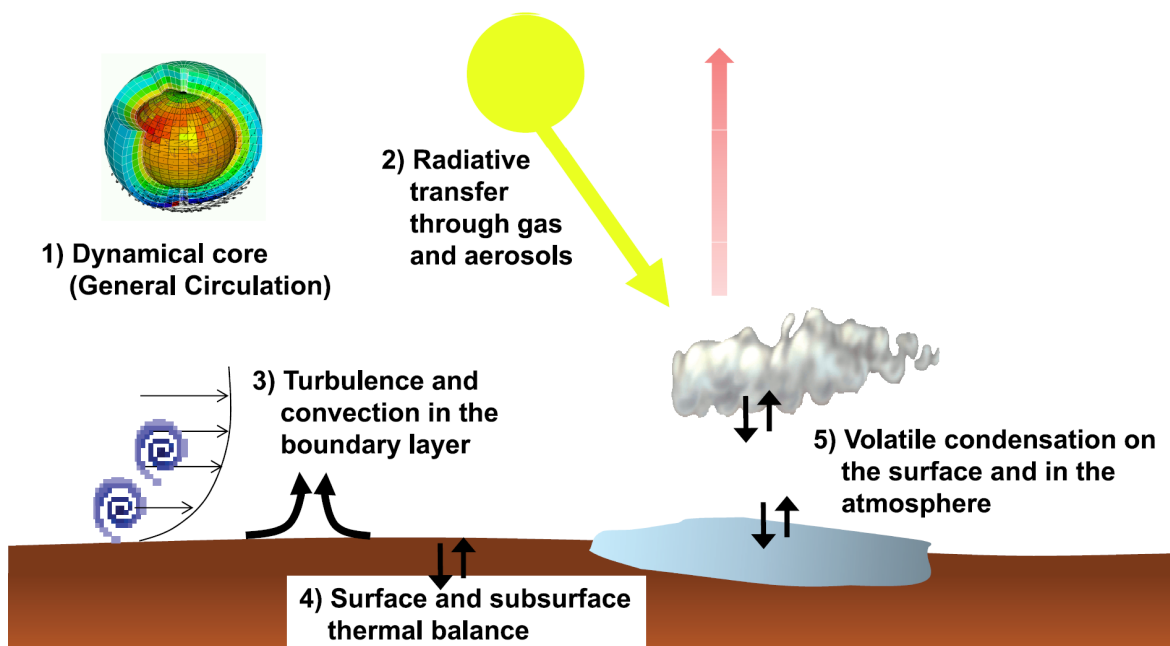


FIG. 2.1 – Schéma représentant les processus pris en compte dans la modélisation du climat. La dynamique de l'atmosphère est résolue par le cœur dynamique. Ensuite le rayonnement, l'absorption, l'échange avec la surface, le changement de phase des espèces et la turbulence, auxquelles on peut ajouter les ondes de gravité, sont calculés dans la partie physique du modèle. De [Forget and Lebonnois \(2013\)](#).

lesquelles les différences finies approximent la dérivée. La méthode des éléments finis consiste à décomposer les équations différentielles en un système d'équations polynomiales. La méthode spectrale consiste en une décomposition d'une équation différentielle en une somme de fonctions de base.

Pour les modèles de circulation générale, l'intégration est faite sur la totalité de la sphère et si la résolution choisie est fondamentale, la discrétisation est aussi importante. Jusqu'à il y a une quinzaine d'année, la grille latitude-longitude était quasi exclusivement utilisée. Cependant cette configuration présente un désavantage au niveau des pôles avec ces singularités qui complexifient les intégrations numériques. De nouveaux cœurs dynamiques avec des géométries plus complexes sont développés pour notamment s'affranchir de cette difficulté. Ces nouvelles grilles permettent également d'augmenter la parallélisation et de pouvoir réaliser les simulations sur grand nombre de processeur avec une grande efficacité. Un développement vers un cœur icosaédrique est en cours pour le modèle du LMD ([Dubos et al., 2015](#)). Une version vénusienne est en cours de développement avec comme objectif un cœur dynamique plus efficace numériquement, une meilleure conservation du moment cinétique et une étude possible des régions polaires et de leur vortex. Les diverses grilles sont représentées sur la Figure 2.2.

Pour modéliser des phénomènes de petites échelles ou avec une évolution rapide et ne pouvant être résolues par les GCM, telles que la convection, certaines ondes, la formation de nuages ou encore les cyclones, des modèles dit méso-échelle ont aussi été développés. Dans le cas de ces modèles, les équations de la dynamique sont intégrées sur un domaine borné, c'est une projection cartographique centrée sur une région d'intérêt adapté (mercator, lambertienne, polaire, ...) à la position du domaine sur la planète. Les modèles méso-échelles sont aussi appelés modèles à aire limitée. Ils ne sont pas

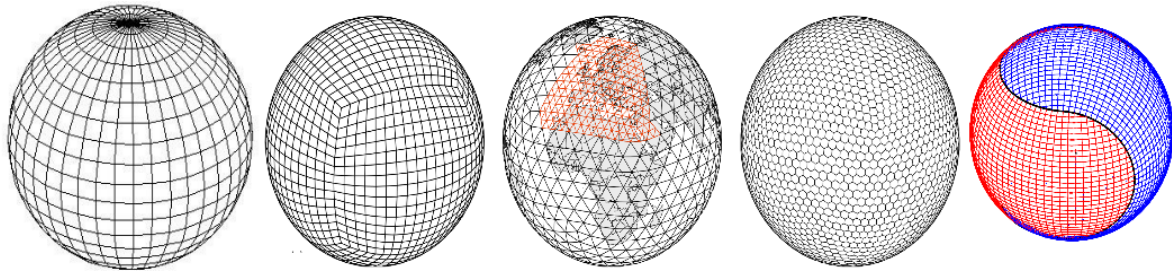


FIG. 2.2 – Exemples de grilles utilisées dans les modèles de circulation générale. En partant de la gauche, il y a la grille de projection latitude-longitude utilisé par LMDz, la grille utilisant un cube projeté sur la sphère, la grille icosaèdre à base triangulaire, la grille icosèdre à base hexagonale utilisée dans le nouveau cœur dynamique du LMD et enfin la grille appelée Ying-Yang utilisée principalement au Japon bien évidemment (Kageyama and Sato, 2004). Ces figures sont extraites de <http://mitgcm.org/cubedsphere/latlongrid-40x20-whole.jpg>, Ullrich et al. (2017) et Zerroukat and Allen (2015)

la seule méthode pour avoir un raffinement d'une zone d'intérêt, une déformation de la grille d'un modèle global est possible.

Les discrétisations horizontales et verticales varient suivant les modèles. L'équilibre hydrostatique de l'atmosphère à grande échelle permet l'utilisation de la pression comme coordonnées verticale (Eliassen, 1949). La réécriture des équations du mouvement est alors très simple et compacte. L'équation de conservation de la masse devient

$$\frac{\partial \omega}{\partial p} + \nabla_p v = 0 \quad (2.7)$$

avec  $\omega = \frac{Dp}{Dt}$

Le bilan de quantité de mouvement s'exprime alors

$$\frac{Dv}{Dt} + \nabla_p \Phi = -2\Omega \wedge v + F \quad (2.8)$$

avec  $\frac{D}{Dt}$  la dérivé lagrangienne et  $\Phi$  le géopotentiel défini comme  $d\Phi = g dz$

Cependant les phénomènes étudiés par des modèles meso-échelles sont très localisés et assujettis à de fortes accélérations verticales. Il est donc indispensable de se placer dans un cadre non-hydrostatique. La plupart des modèles meso-échelles utilisent ce formalisme. Négligé avec l'hypothèse hydrostatique, l'équation 2.1 selon la verticale devient alors

$$\frac{Dw}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g \quad (2.9)$$

Il est possible de conserver la pression comme coordonnée verticale en utilisant le formalisme de Laprise (1992) en décomposant la pression en une partie hydrostatique  $\pi$  tel que  $\partial \pi = -\rho g dz$  et une composante de perturbation non-hydrostatique  $p'$ . On peut ensuite utiliser les coordonnées de Philips qui ont la particularité de suivre l'élévation du terrain avec l'altitude.

$$\eta = \frac{\pi - \pi_{top}}{\mu} \quad \text{avec} \quad \mu = \pi_{sol} - \pi_{top} \quad (2.10)$$

## 2.2 Modélisation de l'atmosphère de Vénus

### 2.2.1 Historique

Par bien des aspects Vénus est un candidat naturel à une application extraterrestre des modèles de climat. Cependant, des différences majeures ont limité ces élans (Lebonnois et al., 2013). La rotation lente de Vénus, plus proche de l'équilibre cyclostrophique que géostrophique, ne permet pas d'appliquer les modèles idéalisés comme les modèles quasi-géostrophiques développés pour la Terre. L'équilibre radiatif est atteint pour Vénus en plusieurs dizaines d'années contre quelques années pour la Terre et Mars ce qui augmente le temps de calcul. De plus le faible nombre d'observations comparé à la Terre et Mars rend les contraintes et la validation peu aisées notamment pour l'atmosphère profonde.

#### 2.2.1.1 Modèles de circulation générale

Le modèle bidimensionnel de Kalnay de Rivas (1975) est l'un des premiers efforts de modélisation. Il montre notamment que la haute température de surface ne peut être due qu'à un effet de serre. Le modèle tridimensionnel de Young and Pollack (1977) donne des résultats surprenants. Avec 32 niveaux verticaux jusqu'à 64 km, un modèle dynamique en dimension finie pour les équations primitives et un modèle spectral pour la structure horizontale du flux, ainsi que les taux de chauffage solaire et IR calculés en direct, le vent zonal pouvait atteindre  $100 \text{ m s}^{-1}$ . Des hypothèses sur le transport de moment cinétique pour le maintien de la super-rotation ont été formulées à partir de ces résultats mais une non-conservation du moment vient contredire celles-ci. La mission *Pioneer Venus* a ensuite servi de catalyseur à la modélisation atmosphérique. Le modèle spectral de l'atmosphère de Vénus de Mayr and Harris (1983), peut avoir des vents dépassant la centaine de mètres par seconde en ajustant certains paramètres.

Par la suite les modèles idéalisés ont laissé place aux GCM complets. Aujourd'hui il existe quatre grands modèles de circulation générale vénusiens répartis entre le Japon, les états-Unis, la Grande-Bretagne et la France.

Le modèle Japonais AFES-Venus (Sugimoto et al., 2014b,a) est un modèle basé sur le cœur dynamique spectral développé pour l'étude de la Terre (Ohfuchi et al., 2004). La dynamique utilise un  $C_p$  constant ( $1000 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ ) et pas de topographie. La physique est simplifiée, le calcul des taux de chauffage IR est fait par refroidissement newtonien (proportionnel à l'écart par rapport à une température de référence) et le chauffage solaire utilise le modèle de Crisp (1986) basé sur les observations de la mission *Pioneer Venus*. Mais la très haute résolution (jusqu'à 20 km en horizontal) et la très grande stabilité du modèle en font un outil très précieux pour étudier la dynamique de l'atmosphère et la super-rotation. Des instabilités baroclines (Sugimoto et al., 2014b), des ondes de marée thermique (Takagi et al., 2018), la dynamique du vortex polaire (Ando et al., 2017) ainsi que des *Planetary-scale streak* (Kashimura et al., Nature Com. under review) ont ainsi pu être étudiés avec ce modèle.

Le modèle développé à l'université d'Oxford (Mendonça and Read, 2016) est un modèle dont le cœur dynamique utilise un formalisme en différence finie et prend en compte la variation de la capacité thermique avec la température en utilisant le formalisme de Lebonnois et al. (2010). Il y a aussi la possibilité d'inclure la topographie. Les résolutions typiquement utilisées sont  $5^\circ \times 5^\circ$  en horizontal et 37 niveaux verticaux entre la surface et 100 km. Le modèle utilise un schéma de transfert radiatif (Mendonça et al., 2015) pour le solaire (à deux faisceaux) et pour l'IR (formalisme absorption/emissivité). La super-rotation obtenue est en accord avec les observations mais avec des vents



zonaux plus faibles, jusqu'à  $95 \text{ m s}^{-1}$ .

Le modèle développé à *Aeolis Research, LA, CA* (Lee and Richardson, 2010) utilise comme base le modèle du GFDL (*Geophysical Fluid Dynamics Laboratory*). Ce modèle utilise trois cœurs dynamiques différents, avec un spectral, un en différences finie et un en volumes finis. Le forçage radiatif est idéalisé (Lee et al., 2010). Une des conclusions est la sensibilité au cœur dynamique, en effet avec le même forçage la super-rotation obtenue est différente.

Le modèle développé à L'IPSL et utilisé dans cette étude sera développé dans la partie suivante. Un travail de comparaison des différents modèles de circulation générale de Vénus dans une configuration commune idéalisée (Figure 2.3) montre bien par les différentes structures obtenues pour la super-rotation la complexité de la modélisation de cette planète ainsi que la grande sensibilité aux hypothèses de chacun des modèles.

### 2.2.1.2 Modélisation de la convection

La convection et les ondes de gravité dans l'atmosphère vénusienne, observées par les différentes missions, ont très vite suscité l'intérêt des modélisateurs, et dans les années 80 les premiers modèles numériques ont vu le jour. Les modèles de Schubert and Walterscheid (1984); Young et al. (1987) et Leroy and Ingersoll (1995) dans les années 90 étaient des modèles 1D qui s'intéressaient à la propagation des ondes de gravité dans une atmosphère vénusienne idéalisée. Dans les années 2000 ce fut les débuts des modèles à deux dimensions (Baker et al., 1998, 2000a,b; Yamamoto, 2003; McGouldrick and Toon, 2008; Imamura et al., 2014).

Le premier de ces modèles fut celui de Baker et al. (1998, 1999, 2000a,b). Ce modèle se concentre sur la couche de convection entre 47 et 55 km (Baker et al., 1998, 1999) et sur l'interaction entre cette couche et la seconde couche convective entre 18 et 30 km, soit sans (Baker et al., 2000a) ou avec (Baker et al., 2000b) un vent d'environnement. Le forçage est similaire dans les différentes expériences, un chauffage solaire idéalisé au point substellaire. Le modèle de Baker et al. (1998) résout des mouvements convectifs entre 47 et 55 km avec des vents verticaux allant jusqu'à  $7 \text{ m s}^{-1}$ . Des ondes de gravité sont aussi émises de part et d'autre de la couche convective avec des longueurs entre 5 et 30 km. Dans Baker et al. (2000a) l'émission d'ondes de gravité entre les deux couches stables est discutée (voir Figure 2.4). Deux couches convectives sont alors obtenues avec des vents verticaux allant jusqu'à  $15 \text{ m s}^{-1}$ . Baker et al. (2000b) proposent que la présence d'un vent d'environnement pourrait être la source d'un couplage entre ces 2 couches convectives et engendrer des ondes de gravité de plus grande amplitude.

Le modèle de Yamamoto (2003) est un modèle bidimensionnel dont le domaine vertical s'étend de la surface jusqu'à 100 km. Le forçage consiste en un taux de chauffage idéalisé non-nul dans la zone convective. Une couche convective se développe entre 50 et 55 km et des ondes de gravité sont générées au-dessus de la convection.

Le modèle de McGouldrick and Toon (2008) se concentre sur l'aspect photochimique de la couche nuageuse. Le forçage dynamique 2D est généré par une paramétrisation du vent vertical destiné à reproduire l'effet des mouvements convectifs similaires au modèle de Baker et al. (2000b). Avec ce modèle, les ondes de gravité ont une amplitude de plusieurs kelvins, ce qui est en accord avec les observations (Tellmann et al., 2012), ainsi que des variations de l'épaisseur optique en lien avec ces ondes. McGouldrick and Toon (2008) montrent l'impact de la convection sur les propriétés optiques des nuages.

Le modèle le plus récent est celui d'Imamura et al. (2014), lui aussi bidimensionnel. Son forçage

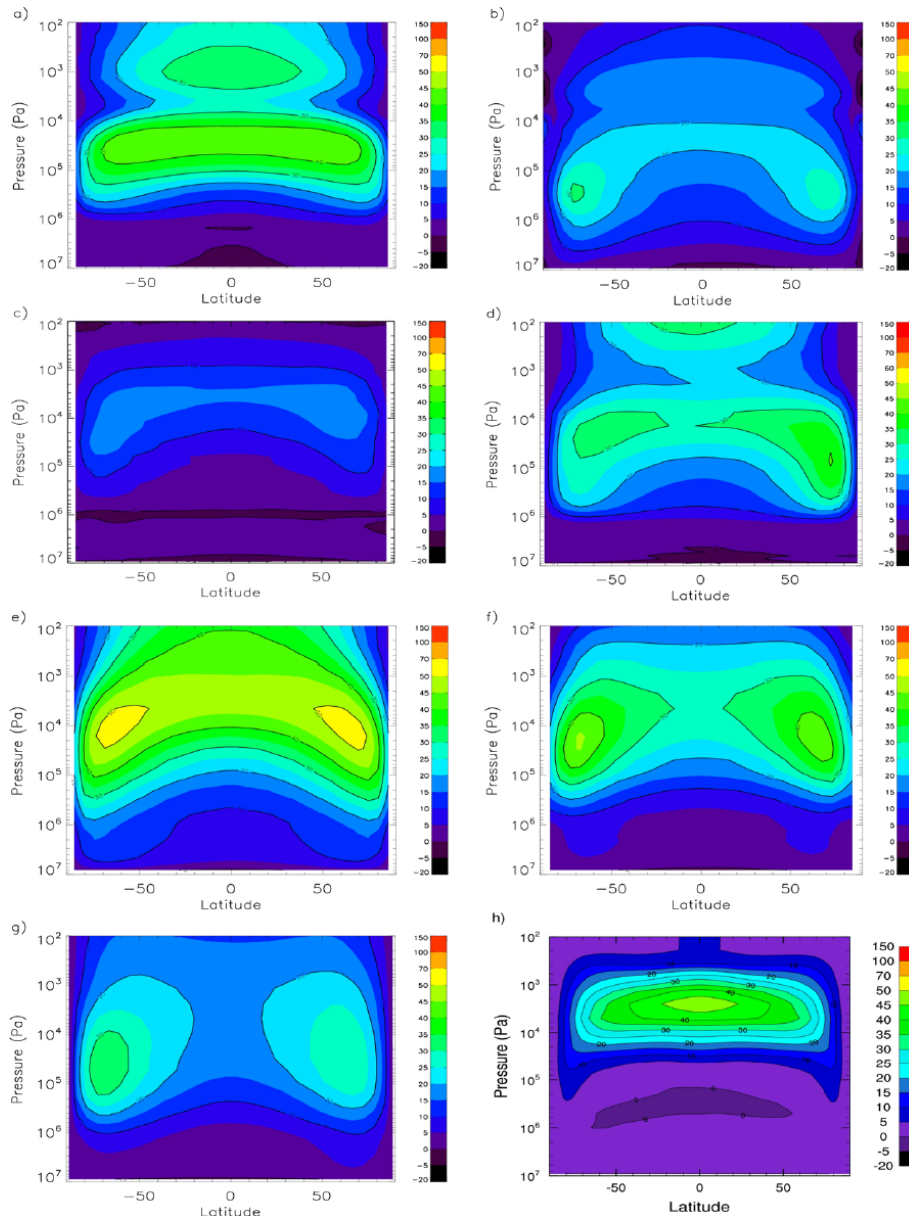


FIG. 2.3 – Moyenne zonale et temporelle du vent zonal ( $\text{m s}^{-1}$ ) des différents GCM appliquée à Vénus dans le monde obtenue lors d'une intercomparaison de ces modèles. La première colonne correspond aux modèles spectrales, la deuxième colonne aux modèles en dimension finie et la dernière ligne sont les modèles en volumes finis. Les modèles utilisés pour cette intercomparaison sont a) le modèle japonais CCSR (Yamamoto and Takahashi, 2012) (non discuté ici), b) Le modèle du LMD/IPSL, c) le modèle d'Open University (non discuté ici), d) Le modèle d'Oxford, e) f) et g) Le modèle du GFDL et h) le modèle de UCLA (non discuté ici). (Lebonnois et al., 2013)

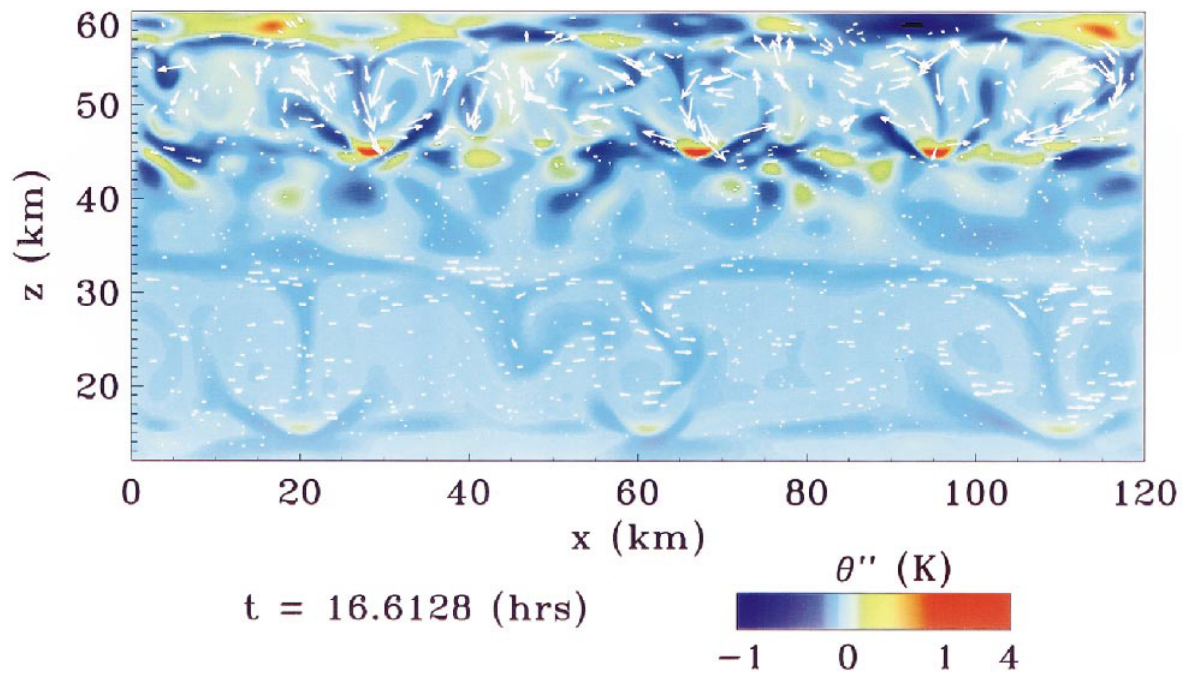


FIG. 2.4 – Instantanés de la perturbation de température (K) entre 12 et 60 km. Les flèches représentent la vitesse du vent ( $\text{m s}^{-1}$ ). On distingue la couche convective principale entre 47 et 56 km ainsi que la couche mélangée entre 17 et 31 km. [Baker et al. \(2000a\)](#)

solaire est basé sur des mesures in-situ et l'IR est une moyenne sur la planète. Le principal résultat est que l'intensité de la convection est inversement proportionnelle à l'insolation, c'est-à-dire que la convection est plus intense la nuit que le jour, voir Figure 2.5. La convection est aussi plus intense à haute latitude qu'à l'équateur ce qui est observé par les radio-occultations de *Venus Express* ([Tellmann et al., 2009](#)). L'amplitude des ondes de gravité associées à la convection est de l'ordre de  $\pm 0.5$  K, inférieure à celles observées ([Tellmann et al., 2012](#)).

[Yamamoto \(2014\)](#) a développé le premier modèle tridimensionnel capable de résoudre la convection dans la couche nuageuse de Vénus. Ce modèle utilise le cœur dynamique de WRF. Le forçage consiste néanmoins en un flux de chaleur turbulent idéalisé. La couche convective s'étend de 50 à 56 km et la convection est organisée horizontalement en cellules de 5 km de diamètre.

Outre la convection dans la couche de nuage, la turbulence dans la couche limite planétaire a aussi été étudiée en utilisant un modèle similaire. [Yamamoto \(2011\)](#) s'est concentré sur l'extension verticale de la convection et sa variabilité avec l'heure locale et [Yamamoto \(2017\)](#) sur l'amplitude des vents de surface. La couche convective s'étend de la surface jusqu'à 4 km au maximum à 12h. Les vents de surface ont une amplitude entre  $0.1$  et  $1 \text{ m s}^{-1}$  sur les 100 premiers mètres.

### 2.2.2 Le GCM Vénus de l'IPSL

Le développement du GCM LMDz Venus a commencé au début des années 2000 en utilisant le cœur dynamique développé pour la Terre ([Hourdin et al., 2013](#)). Le modèle a d'abord été adapté pour les atmosphères de Titan ([Hourdin et al., 1992](#)) et Mars ([Hourdin et al., 1993](#)).

Le modèle terrestre LMDz est développé depuis les années 80 ([Sadourny and Laval, 1984](#)). Le "z"

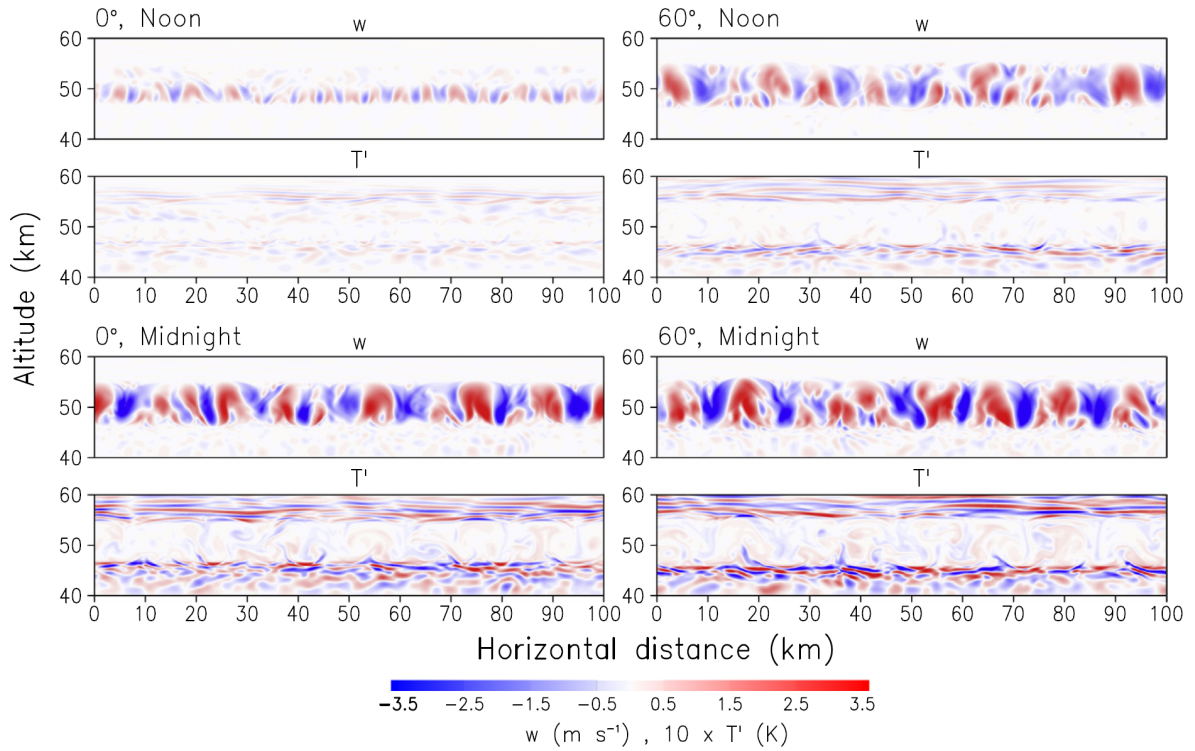


FIG. 2.5 – Quatre séries d’instantanés du modèle d’Imamura et al. (2014) représentant les vitesses verticales de la couche convective ( $\text{m s}^{-1}$ ) et les ondes de gravité associées via la perturbation en température (K) pour l’équateur à midi et minuit et  $60^\circ$  de latitude également à midi et minuit. La couche convective s’établit entre 48 et 55 km avec des vitesses verticales entre  $\pm 3 \text{ m s}^{-1}$ , proches des mesures des ballons *VeGa*. La convection est plus intense à haute latitude et la nuit. Des ondes de gravité sont générées de part et d’autre de la convection avec des amplitudes, entre  $\pm 0.3 \text{ K}$ , inférieures d’un ordre de grandeur aux observations de *Venus Express*.

vient de zoom et se réfère à la possibilité de raffiner la grille dans une région choisie. Le modèle LMDz intègre les équations primitives décrites plus haut. Pour cela, le modèle utilise une discrétisation en différences finies avec un découpage de la grille en latitude/longitude.

Comme précisé plus haut, une des spécificités de l’atmosphère de Vénus est le fait que  $C_p$  varie beaucoup entre la surface et 100 km. En effet la capacité thermique de l’atmosphère varie d’environ  $1180 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$  à la surface à  $750 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$  vers 90 km. Une des adaptations du cœur dynamique à Vénus a été la prise en compte de cette variation dans les équations de la dynamique. Dans LMDz Venus, le formalisme de Lebonnois et al. (2010) est alors utilisé. La variation avec la température de  $C_p$  s’écrit

$$C_p(T) = C_{p0} \left( \frac{T}{T_0} \right)^\nu \quad (2.11)$$

avec  $C_{p0} = 1000 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ ,  $T_0 = 460 \text{ K}$  et  $\nu = 0.35$

On a alors une expression de la température potentielle suivante

$$\theta^\nu = T^\nu + \nu T_0^\nu \ln \left( \frac{P_{ref}}{P} \right)^{\kappa_0} \quad (2.12)$$

Avec  $\kappa_0 = R/C_{p0}$

Une deuxième étape dans la construction du modèle LMDz Vénus a été d'intégrer dans la physique un transfert radiatif capable de fonctionner avec des opacités très élevés. Pour cela, une formulation en puissances nettes échangées (PNE) est utilisée, les échanges nets d'énergie sont ainsi calculés entre deux niveaux donnés (Eymet et al., 2009). Le transfert radiatif utilise la méthode de k-corrélés pour l'intégration spectrale, les bandes d'absorption sont remplacées par une distribution de probabilité d'absorption. Le calcul des coefficients k-corrélés est effectué en utilisant le profil de référence VIRA (Seiff et al., 1985). La composition des gaz est celle de von Zahn and Moroz (1985). Pour les nuages, plusieurs modèles ont été utilisés. Le modèle de Zasova et al. (2007) est basé sur les données des sondes *Venera* 15 et 16 et sur les ballons *VeGa* 1 et 2 avec une distribution uniforme en latitude dans Lebonnois et al. (2010). Le modèle de Haus et al. (2013, 2014) basé sur des données de la mission *Venus Express* est celui utilisé dans Lebonnois et al. (2015, 2016) et il utilise aussi une distribution uniforme en latitude. Le modèle de Haus et al. (2015) prend en compte une variation latitudinale des nuages et a été implémenté (Garate-Lopez and Lebonnois, 2018) et permet une meilleure représentation de la structure thermique près des pôles. Cette variation en latitude du nuage se présente sous la forme d'un découpage en cinq régions de latitude où les nuages sont différents. Ces cinq régions sont entre l'équateur et 50°, entre 50° et 60°, entre 60° et 70°, entre 70° et 80° et enfin entre 80° et 90°. La structure des nuages est similaire pour le jour et la nuit. À noter que les caractéristiques des nuages sont choisies en amont et une matrice des coefficients k-corrélés est calculée sur les niveaux verticaux choisis. Le nuage est fixe, n'est pas donc interactif. Pour mesurer la sensibilité de l'atmosphère aux caractéristiques des nuages, il est nécessaire de calculer autant de matrices que de cas souhaités.

Pour le chauffage solaire, plusieurs modèles ont été utilisés : le modèle de Lee and Richardson (2011) prend en compte l'absorption du rayonnement solaire par CO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O, N<sub>2</sub>, CO, SO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>S, HF, HCl ainsi que l'absorbant inconnu à partir des données *Pioneer Venus* et *Venus Express*, le modèle de Crisp (1986) utilise les données de la mission *Pioneer Venus* pour le calcul de l'absorption solaire du CO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O, SO<sub>2</sub> ainsi que l'absorbant inconnu et pour la version la plus récente du modèle (Garate-Lopez and Lebonnois, 2018) c'est le modèle de Haus et al. (2015) qui est utilisé. Ce modèle utilise des données de *Venus Express* pour une prise en compte du CO<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O, CO, SO<sub>2</sub>, OCS, H<sub>2</sub>S, HF, HCl ainsi que l'absorbant inconnu et prend en compte la variation latitudinale des nuages. La physique du GCM lit une table précalculée qui donne le flux net en fonction de l'angle solaire zénithal et de la latitude.

Pour la paramétrisation des phénomènes sous mailles le modèle utilise le formalisme de Mellor and Yamada (1982) pour la couche limite qui calcule à l'aide d'une équation prognostique l'énergie cinétique turbulente et la longueur de mélange. Un schéma simple d'ajustement convectif sec est aussi utilisé pour corriger les profils instables. La paramétrisation de Lott and Guez (2013) est utilisée pour les ondes de gravité non-orographiques (Gilli et al., 2017), cette paramétrisation consiste en une génération d'onde de manière stochastique avec des caractéristiques prises au hasard parmi un ensemble de valeurs prédéfinie. Une adaptation de la paramétrisation de Lott and Miller (1997) pour les ondes de montagne, dont le stress des ondes est calculé en fonction de la hauteur adimensionnelle de la montagne  $H_n$ , est aussi prise en compte dans le modèle (Navarro et al., 2018).

L'extension verticale de la surface jusqu'à environ 100 km est la plus utilisée du modèle mais une extension de ce domaine est possible, en allant jusqu'à la thermosphère (150 km) en prenant en compte les processus non-LTE (Gilli et al., 2017).

En collaboration avec le LATMOS, un modèle de photochimie a été développé par Aurélien Stolzenbach et implémenté dans le GCM. Ce modèle prend en compte 33 espèces chimiques dans

102 réactions et permet l'étude du transport de ces espèces. Un modèle de microphysique est en cours de développement par Sabrina Guilbon du LATMOS. Ce modèle est basé sur la théorie des moments et permet la représentation de la nucléation, coagulation et sédimentation des particules dans les nuages.

La dernière version du modèle est décrite dans [Garate-Lopez and Lebonnois \(2018\)](#) dont la Figure 2.6 montre la structure thermique.

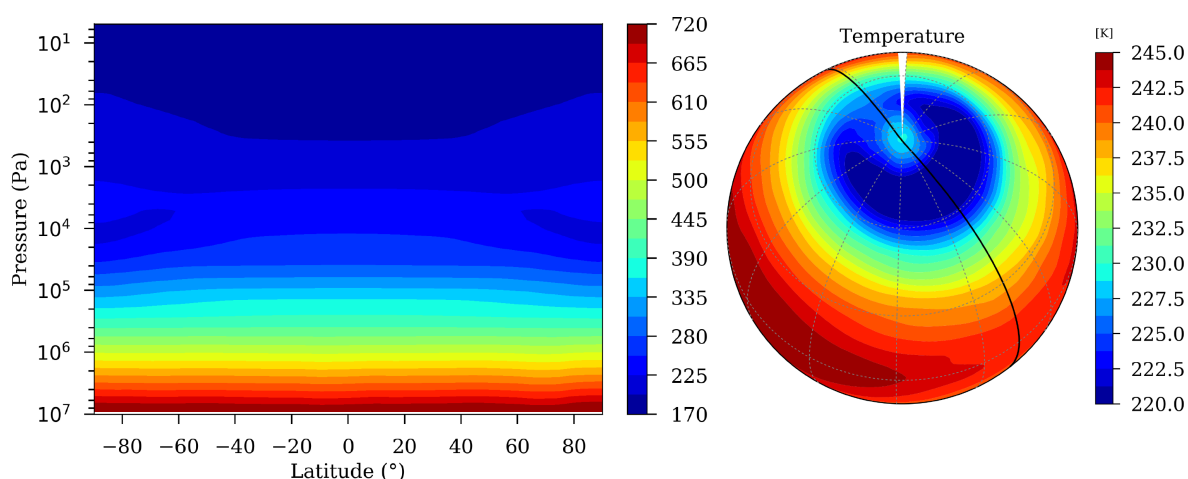


FIG. 2.6 – Structure thermique du modèle Vénus de l'IPSL avec l'implémentation de la dépendance en latitude des nuages. À gauche : moyenne zonale et temporelle sur 2 jours Vénus de la température (K). À droite : structure en température à  $7 \cdot 10^3$  Pa ( $\sim 64$  km) de l'atmosphère dans la région polaire. [Garate-Lopez and Lebonnois \(2018\)](#).

Le cœur dynamique LMDz a des limitations, le moment cinétique total n'est pas parfaitement conservé ce qui complique l'étude de la super-rotation ainsi que l'interaction entre la surface et l'atmosphère. La singularité aux pôles de la grille lat/lon rend plus difficile la modélisation des régions polaires. Le manque de stabilité à hautes résolutions horizontales est un frein à certaines études. Pour pallier ces problèmes, une nouvelle version du modèle est en cours de développement en utilisant un nouveau cœur dynamique à grille icosaédrique DYNAMICO ([Dubos et al., 2015](#)).

## 2.3 Le modèle WRF

Les outils d'études développés pendant cette thèse se basent sur le modèle méso-échelle ARW-WRF Version 3 ([Skamarock et al., 2008](#)) dont nous allons détailler ici son fonctionnement et ses spécificités.

Le modèle méso-échelle terrestre *Advanced Research Weather Research and Forecast Model* (WRF pour la suite du manuscrit) est principalement développé par le *National Center for Atmospheric Research* (NCAR) et *National Centers for Environmental Prediction* (NCEP). Le principe du modèle est d'intégrer les équations primitives en prenant en compte le non-hydrostatisme et la compressibilité de l'environnement, c'est-à-dire les mouvements rapides de petites échelles. Le modèle présente plusieurs configurations, idéalisées, avec les champs atmosphériques qui sont latéralement périodiques ou ouvertes (sans conditions latérales), ou conditions dites réelles, reprenant des champs

de simulation globale, avec également la possibilité d'ajouter une topographie et des propriétés du sol.

Le cœur dynamique de WRF (Skamarock and Klemp, 2008) projette les équations primitives suivant les coordonnées verticales  $\eta$  de Laprise (1992) avec comme équations résultantes les équations d'Eliassen non-hydrostatiques mentionnées plus haut. Le  $\mu$  introduit à l'équation 2.10 correspond à la masse de la colonne atmosphérique, on peut alors écrire les quantités massiques des grandeurs géophysiques.

$$u^* = \mu u, \quad v^* = \mu v, \quad w^* = \mu w, \quad \omega^* = \mu \frac{D\eta}{Dt}, \quad \theta^* = \mu \theta, \quad q^* = \mu q \quad (2.13)$$

On peut alors écrire les équations primitives qui régissent le modèle

$$\frac{\partial u^*}{\partial t} + (\nabla \cdot V^* u) - \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{p\Phi}{\partial \eta} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left( \frac{p\Phi}{\partial x} \right) = F_x \quad (2.14)$$

$$\frac{\partial v^*}{\partial t} + (\nabla \cdot V^* v) - \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{p\Phi}{\partial \eta} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left( \frac{p\Phi}{\partial y} \right) = F_y \quad (2.15)$$

$$\frac{\partial w^*}{\partial t} + (\nabla \cdot V^* w) - g \left( \frac{\partial p}{\partial \eta} - \mu \right) = F_w \quad (2.16)$$

$$\frac{\partial \theta^*}{\partial t} + (\nabla \cdot V^* \theta) = F_\theta \quad (2.17)$$

$$\frac{\partial \mu}{\partial t} + (\nabla \cdot V^*) = 0 \quad (2.18)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{\mu} (V^* \cdot \nabla \phi - g w^*) = 0 \quad (2.19)$$

$$\frac{\partial q^*}{\partial t} + (\nabla \cdot V^* q^*) = F_q \quad (2.20)$$

Et deux équations diagnostiques

$$\frac{\partial \phi}{\partial \eta} = \frac{1}{\rho} \mu \quad ; \quad p = p_0 \left( \frac{R_d \theta \rho}{p_0} \right)^\gamma \quad (2.21)$$

avec  $\gamma = C_p/C_v$  le rapport des capacités thermiques,  $R_d$  la constante des gaz parfaits normalisée par la masse moléculaire de l'atmosphère et  $p_0$  la pression moyenne de surface.

Il existe plusieurs possibilités pour la projection horizontale des équations suivant la zone d'étude considérée (domaine global, équatorial, moyennes latitudes, polaire ou idéalisé). À partir de la projection choisie, on définit un facteur cartographique  $m$  qui correspond au rapport entre l'espacement de la grille horizontale dans l'espace computationnel et l'espacement de la grille horizontale sur la sphère réelle. Ce facteur peut être différent pour  $x$  et  $y$ . Ce facteur est appliqué aux équations 2.14-2.20.

Le cœur dynamique de WRF est un modèle aux différences finies. L'une des méthodes d'intégration les plus employées dans les modèles météorologiques est celle appelée *leapfrog*, littéralement saute-mouton. La tendance est calculée en utilisant les données en amont et en aval. Le cœur ARF-WRF utilise un schéma de Runge-Kutta explicite d'ordre 3 maximisant la stabilité et la précision des intégrations. En considérant une équation  $X_t = F(X)$ , une intégration temporelle entre  $t$  et  $t+\delta t$  se fait en 3 étapes.

$$\begin{aligned}
X^* &= X_t + \frac{\delta t}{3} F(X_t) \\
X^{**} &= X_t + \frac{\delta t}{2} F(X^*) \\
X_{t+\delta t} &= X_t + \delta t F(X^{**})
\end{aligned}
\tag{2.22}$$

L'intégration spatiale est disponible avec des ordres entre 2 et 6, plus l'ordre est élevé, plus des voisins éloignés sont utilisés pour le calcul. Un ordre élevé présente une meilleure précision mais aussi un temps de calcul plus élevé. Les ordres pairs sont centrés par rapport au point calculé. La Figure 2.7 montre les grilles horizontale et verticale utilisées dans le modèle.

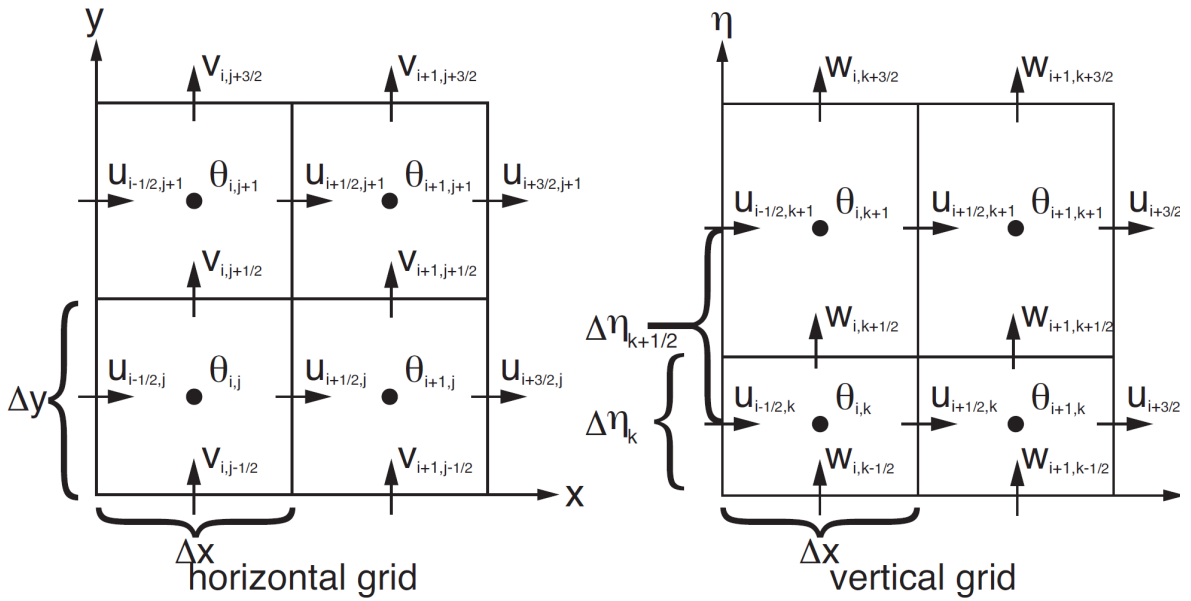


FIG. 2.7 – Schéma de la grille horizontale (à gauche) et verticale (à droite) utilisée dans ARW-WRF. (Skamarock et al., 2008)

Le choix le plus courant de grille est la grille d'Arakawa de type C (Arakawa, 1966). Les grandeurs  $p$  et  $\theta$  sont calculées sur les points de grilles tandis que les grandeurs  $u$ ,  $v$  et  $w$  sont calculées sur les intervalles des points de grilles. Cette méthode permet de réduire les instabilités numériques. Le nombre de Courant  $C_{th}$  (Courant et al., 1928) permet de savoir si un couple de pas de temps et de résolution spatiale va converger ou s'il sera soumis à des instabilités numériques (Courant et al., 1928) :

$$\|v\| \frac{\Delta t}{\Delta x} < \frac{C_{th}}{\sqrt{3}}
\tag{2.23}$$

avec  $v$  le vent dans la direction  $x$  et  $C_{th}$  la constante théorique de stabilité. Le schéma Runge-Kutta d'ordre 3 est stable quel que soit l'ordre spatial choisi, mais le schéma *leapfrog* est lui stable seulement pour les ordres 4 et 6 (Wicker and Skamarock, 2002).

À partir de ces critères de stabilité, les résolutions spatiales et temporelles doivent être choisies en conséquence. L'objet d'étude détermine souvent la résolution spatiale de l'étude, horizontale comme verticale, il reste ainsi à définir une résolution temporelle pour assurer la stabilité du modèle.



Le modèle a été développé pour des études de l'atmosphère terrestre. Voici des exemples récents d'utilisation du modèle WRF pour des applications variées sur la Terre mais aussi sur d'autres planètes :

- La prédiction de la convection profonde (Thompson et al., 2016)
- Les précipitations au Kenya (Kerandi et al., 2017)
- Les nuages arctiques (Hines and Bromwich, 2017)
- Les ondes de gravité (Costantino et al., 2015)
- Les systèmes micro-échelle (Anber et al., 2017)
- L'ouragan Irène (Khain et al., 2016)
- La pollution atmosphérique (Xing et al., 2015)
- Des chutes de neige convectives sur Mars (Spiga et al., 2017)
- Les vents de surface de Venus (Yamamoto, 2017)
- Les dunes de Titan (McDonald et al., 2016)

## 2.4 Le modèle méso-échelle de Vénus du LMD

En s'appuyant sur tous les travaux précédents sur l'atmosphère de Vénus et sur l'expérience martienne de l'utilisation de WRF (Spiga and Forget, 2009), nous avons décidé d'utiliser ce cœur dynamique. Afin de pouvoir modéliser la convection et les ondes de gravité associées mais aussi les ondes de montagne, nous avons utilisé deux modes de WRF. Le premier permet des simulations aux grands tourbillons (*Large Eddy Simulation*, LES par la suite) et le second est le mode dit méso-échelle (*mesoscale* par la suite).

1. La particularité du mode LES est sa résolution. Avec une résolution pouvant aller jusqu'à la dizaine de mètres les plus grands tourbillons responsables de la majorité du transport d'énergie et du mélange par la convection sont résolus (Lilly, 1962; Sullivan and Patton, 2011). Les plus petits tourbillons sont eux pris en compte par une fermeture sous-maille de type ``*prognostic Turbulent Kinetic Energy*`` (Deardorff, 1972) utilisée pour les études terrestres (Moeng et al., 2007) et martiennes (Spiga et al., 2010). Le mode LES est un mode idéalisé, sans topographie et avec des conditions périodiques pour les grandeurs atmosphériques aux bornes horizontales. L'initialisation des grandeurs météorologiques est aussi idéalisée, un profil pour chaque champ est extrait du GCM et appliqué en chaque colonne du domaine.
2. Le mode *mesoscale* est conçu pour simuler une partie d'une planète de façon réaliste. Il y a la possibilité d'avoir une topographie ainsi que des champs dit forcés. Les champs météorologiques aux bornes sont définis en amont et mis à jour selon une fréquence préalablement choisie de la simulation. Les champs du GCM peuvent être extraits et utilisés pour créer les bornes du domaine. Les résolutions horizontales couramment utilisées sont entre quelques kilomètres et plusieurs dizaines de kilomètres. Avec de telles résolutions la convection et autre turbulence de petite échelle ne sont pas résolues et il est donc nécessaire d'utiliser des paramétrisations sous-maille.

Pour les deux modes, une couche éponge est appliquée au sommet du modèle pour éviter les réflexions parasites d'ondes de gravité sur le toit (artificiel) du modèle. Les différences entre les deux modes sont présentées dans le tableau 2.1.

Contrairement aux simulations LES, avec le mode *mesoscale* la turbulence de l'ordre de la centaine de mètres n'est pas résolue et l'utilisation de paramétrisation des effets de ces turbulences

TAB. 2.1 – Comparaison des caractéristiques des modes LES et MS du modèle WRF.

	<b>LES</b>	<b>Mesoscale</b>
Résolution horizontale	qq m à qq km	qq km à qq 10 km
Borne horizontale	périodique	prescrite
Borne inférieure	plat	topographie
Turbulence	résolue	paramétrisée

est alors nécessaire. Ainsi en plus du transfert radiatif, le programme de couche limite mais aussi l'ajustement convectif sont utilisés. Les ondes de gravité générées par la surface sont quant à elles résolues par le modèle.

### 2.4.1 Le mode *Large Eddy Simulation*

L'objectif premier de la thèse était l'étude de la convection. Nous avons donc commencé à travailler sur la conception d'un LES pour Vénus. La première étape a été de modifier les constantes planétaires (accélération de gravité, pression de surface, ...) et de mettre en place une physique idéalisée. Des taux de chauffage constants dans le temps sont appliqués au domaine. Cette physique sera appelée "off-line" dans la suite du manuscrit. Ces taux sont extraits du GCM Venus du LMD. Le chauffage solaire et le rayonnement IR sont pris en compte ainsi qu'un troisième taux de chauffage. Ce taux correspond au chauffage/refroidissement adiabatique de la dynamique de grande échelle, par exemple la cellule de Hadley. La convection étant l'objet d'étude, le domaine vertical choisi s'étend de 40 à 70 km d'altitude avec 181 niveaux verticaux. Le modèle WRF offre la possibilité de réaliser des simulations en deux dimensions mais aussi en trois dimensions, pour les études réalisées durant cette thèse ont été effectuées en trois dimensions. Ce choix est motivé premièrement par des raisons scientifiques : l'organisation tridimensionnelle de la convection, la morphologie horizontale des ondes de gravité ainsi que l'impact du vent d'environnement sur leur orientation, mais également pour des considérations plus fondamentales. En effet, la turbulence et le transfert d'énergie par les tourbillons tout comme la propagation des ondes de gravité sont des phénomènes qui sont tridimensionnels. Limiter ces phénomènes à seulement deux dimensions pourraient conduire ces deux phénomènes à des comportements s'éloignant de la réalité. En s'inspirant du travail d'[Imamura et al. \(2014\)](#), la résolution horizontale a été choisie à 200 m avec un domaine total carré de 36 km de côté. Cette résolution est suffisante pour la turbulence et résoudre la convection. La taille du domaine est suffisante pour étudier la partie inférieure du spectre complet, entre 2 et 10 km, des ondes de petites échelles observées au sommet des nuages ([Piccialli et al., 2014](#)), une augmentation du domaine est souhaitable. Ce modèle est le deuxième effort de modélisation tridimensionnelle de la convection de l'atmosphère de Venus après [Yamamoto \(2014\)](#). L'étude a été réalisée pour l'équateur et 60° de latitude, pour des conditions d'ensoleillement correspondant à midi et minuit. Les résultats de ce modèle ont été publiés dans [Lefèvre et al. \(2017\)](#) et seront discutés dans le chapitre 3.

Ce modèle idéalisé donne des résultats très intéressants sur l'organisation tridimensionnelle de la convection ainsi que sur l'impact de la dynamique grande-échelle sur la couche de convection (voir chapitre 3). Cependant ces résultats présentent certaines différences avec les observations, en particulier la convection aux hautes latitudes qui est trop faible. Pour pallier ces défauts et augmenter le réalisme du modèle, la physique du GCM Venus a été couplée au cœur dynamique de WRF à la

manière de la physique martienne déjà couplée à WRF (Spiga and Forget, 2009) avec exactement le même code numérique. Les taux de chauffage solaire et IR sont ainsi calculés en utilisant le même transfert radiatif que le GCM. Cette physique sera appelée "on-line" dans la suite du manuscrit. Le modèle de nuage de Haus et al. (2015) avec variation latitudinale pour l'IR et le solaire est utilisé. Ce couplage a nécessité plusieurs mois de travail pour aboutir à un interfaçage complet et versatile. Une des difficultés a été le choix du domaine vertical. Le transfert radiatif a besoin de toute la colonne atmosphérique. Nous avons donc dû choisir une répartition des niveaux verticaux qui satisfasse une résolution suffisante dans la couche convective ainsi qu'un temps de calcul des simulations raisonnable. Nous avons opté pour une répartition à 300 niveaux montrés à la Figure 2.8.

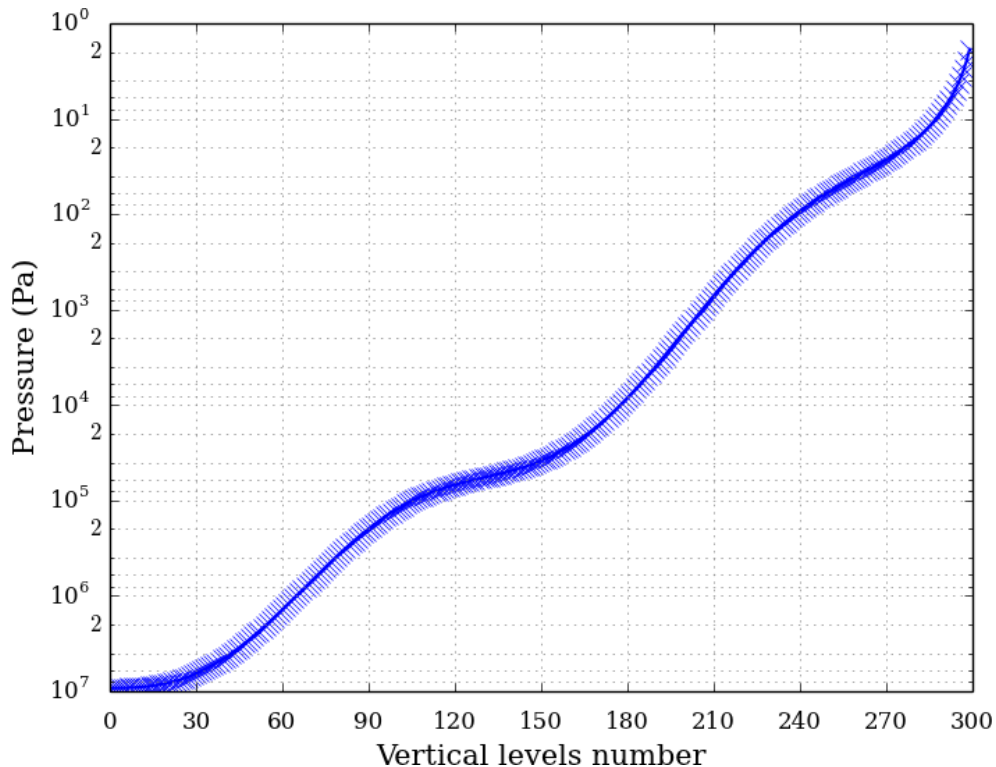


FIG. 2.8 – Répartition des 300 niveaux verticaux de pression utilisées dans les études LES avec le couplage online. On notera le raffinement entre  $1 \cdot 10^5$  et  $2 \cdot 10^4$  Pa. Pour le *mesoscale*, la même répartition est utilisée mais avec seulement 150 niveaux.

Un raffinement des niveaux dans la couche de nuages entre  $1 \cdot 10^5$  et  $2 \cdot 10^4$  Pa est présent pour s'assurer que la convection soit correctement résolue. De la physique vénusienne, seul le transfert radiatif est utilisé dans le LES, l'ajustement convectif et autres paramétrisations de processus sous-maille n'ont pas de sens dans cette configuration puisque ces processus sont résolus par le cœur dynamique. Le taux de chauffage associé à la dynamique de grande échelle est toujours extrait du GCM. La résolution horizontale choisie est de 400 m pour un domaine total de  $64 \times 64$  km. Cette résolution est suffisante pour la turbulence et résoudre la convection. La taille du domaine est suffisante pour étudier le spectre complet, entre 2 et 20 km, des ondes de petites observées au sommet des nuages (Piccialli et al., 2014). Un vent d'environnement a aussi été implémenté. Un profil de vent zonal et méridional est extrait du GCM et appliqué sur tout le domaine. L'étude a été réalisée pour l'équateur,  $55$  et  $75^\circ$  de latitude et pour un ensoleillement correspondant à midi ou minuit. Les résultats de ce modèle ont été publiés dans Lefèvre et al. (2018) et seront discutés dans le chapitre 4.

Le tableau 2.2 récapitule les configurations des physiques utilisées pour les études LES.

TAB. 2.2 – Différents paramètres LES off-line et on-line. dx correspond à la résolution

	Off-line	On-line
Solaire	Interpolé (Lebonnois et al., 2016)	Haus et al. (2015)
IR	Interpolé	Matrice PNE avec le modèle de Haus et al. (2015)
Dynamique grande échelle	Interpolé (Lebonnois et al., 2016)	Interpolé (Garate-Lopez and Lebonnois, 2018)
Domaine vertical	181 niveaux : 40-70 km	300 niveaux : 0-100 km
Domaine horizontal	dx = 200 m de résolution : 36x36 km	dx = 400 m : 64x64 km

TAB. 2.3 – Calendrier terrestres et vénusien utilisés dans le modèle WRF

	Année	Mois	Jour	Heure	Minute	Seconde
Terre	0000	12	30	23	59	59
Venus	0000	99	23	35	12	8

### 2.4.2 Le mode *mesoscale*

Pour pouvoir modéliser les ondes de montagne un autre mode que le LES doit être utilisé, le mode *mesoscale*. Ce mode simule une partie choisie de la planète, avec topographie et champs météorologiques issues du GCM comme bornes horizontales. En suivant la méthodologie de l'adaptation martienne du *mesoscale* terrestre (Spiga and Forget, 2009) l'adaptation vénusienne a été entreprise. Les chantiers principaux de la mise en place du modèle ont été l'implémentation de la topographie et la construction de l'état initial.

La topographie se base sur les mesures haute-résolution de *Magellan* (Ford and Pettengill, 1992) ainsi que sur les mesures de la mission *Pioneer Venus* (Pettengill et al., 1980) pour les parties manquantes. La résolution est de 4096x8192 pixels soit environ 4 km à l'équateur. La carte du relief utilisée est présentée sur la figure 2.9. À partir de cette carte, un fichier binaire est créé et la sélection du domaine ensuite faite avec une résolution et la projection choisie.

Les champs météorologiques sont initialisés à partir d'une simulation GCM. Les bornes du domaine sont mises à jour suivant une fréquence choisie. Pour cela WRF, se sert d'un calendrier basé sur le calendrier terrestre. Or sur Venus, la durée du jour est complètement différente et ce calendrier est donc inadapté. Nous avons créé un calendrier vénusien. Ce calendrier est explicité avec le tableau 2.3.

Le point de départ de ce calendrier est le fait que la durée des simulations ne va pas excéder plus de quelques jours vénusiens. Le compteur d'année va donc servir de compteur de jour Vénus. Les définitions de la minute, de l'heure, du jour, du mois et de l'année sont ainsi modifiées. Le point important est la définition de l'année qui comporte maintenant 100 mois. La définition des autres durées est une décomposition du nombre de secondes dans un jour Vénus, 100x24x36x13x9 est égal à 10108800 s. Ce compteur de mois permet une lecture facile de la mise à jour des bornes. Les fréquences de sortie du GCM les plus utilisées sont 24 sorties par jour et 100 sorties par jour. Ainsi avec une mise à jour des bornes du domaine 100 fois par jour Vénus se lira comme une mise à jour par mois dans le nouveau calendrier vénusien et le compteur d'année devient celui du 100e de jour

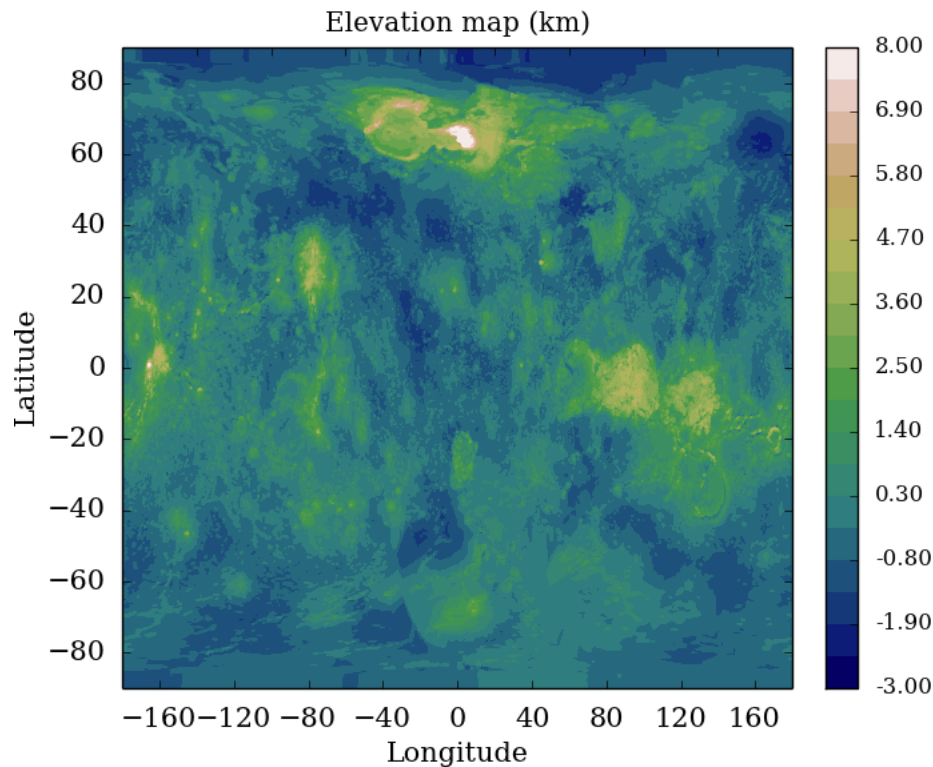


FIG. 2.9 – Carte du relief de Vénus utilisé dans le *mesoscale* faite à partir des données *Magellan* (Ford and Pettengill, 1992) et *Pioneer Venus* (Pettengill et al., 1980). On reconnaît les principaux terrains mentionnés dans le chapitre précédent, Aphrodite Terra, Beta Regio et Atla Terra.

Vénus.

Pour la création de l'état initial, la première étape est de convertir les sorties du GCM en jour dans le calendrier. Ensuite les champs météorologiques sont projetés sur le domaine choisi mais toujours avec les niveaux verticaux du GCM. Les champs sont par la suite interpolés sur la grille choisie. Pour le mode *mesoscale*, la répartition des niveaux est la même que pour le LES mais avec seulement 150 niveaux ce qui améliore le temps de calcul tout en gardant une résolution suffisante pour les phénomènes étudiés. Enfin les bornes du domaine sont créées. Une zone de relaxation de quelques points de grille horizontale est utilisée pour adoucir la transition entre le modèle et les prédictions grande-échelle. Les champs dans cette zone de relaxation sont créés selon le formalisme de Davies and Turner (1977), une fonction exponentielle décroissante est appliquée pour adoucir davantage la transition entre les deux régions. Après divers essais nous avons fixés le nombre de points à 6 dans la zone de relaxation et à 1.0 le coefficient de l'exponentielle afin de limiter la propagation d'onde à l'initialisation. La figure 2.10 résume cela.

Une autre spécificité de la modélisation vénusienne est sa rotation rétrograde. WRF, comme le cœur dynamique de LMDz, a été construit avec un sens de rotation comme la Terre. Pour notre étude, plutôt que de modifier WRF, nous avons décidé de retourner la planète, la carte de la topographie et les champs atmosphériques, et de multiplier le vent méridional par -1. En post-traitement la planète est remise dans le bon sens.

Le cœur dynamique de WRF a été développé pour des études terrestres et donc en prenant en compte une capacité thermique constante ce qui n'est pas le cas sur Vénus. Une adaptation prenant en compte cette spécificité est en cours mais toutes les études faites durant cette thèse ont été réalisées avec une capacité thermique constante à  $900 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ . Les profils initiaux de

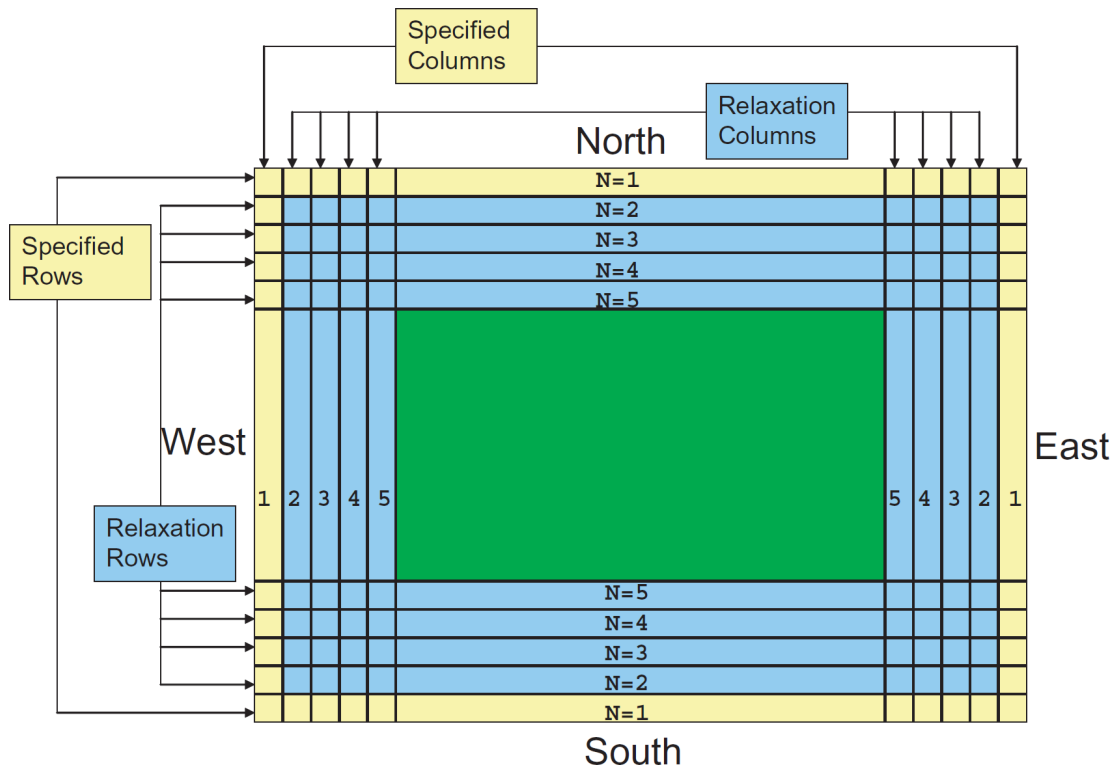


FIG. 2.10 – Schéma des bornes du mode *mesoscale* : les bandes appelées *Specified Rows* correspondent aux champs du GCM imposés, les bandes appelées *Relaxation Rows* font le lien entre les bornes et le domaine à proprement parlé ici en vert. Dans la configuration du mode *mesoscale* il y a 6 *Relaxation Columns*. *Skamarock and Klemp (2008)*

température et température potentielle ainsi que les calculs effectués dans la partie physique du modèle et les tendances des champs météorologiques sont eux faits en prenant en compte la variation avec l'altitude de la capacité thermique.



# Étude de la convection et des ondes de gravité à l'aide du modèle LES *off-line*

---

## Sommaire

<b>3.1</b>	<b>Motivation et description des résultats</b>	<b>57</b>
<b>3.2</b>	<b>Article : <i>Three-dimensional turbulence-resolving modeling of the Venusian cloud layer and induced gravity waves</i></b>	<b>58</b>
3.2.1	Introduction	58
3.2.2	Large Eddy Simulations for Venus	60
3.2.3	Simulated Convection and Gravity Waves	63
3.2.4	The induced gravity waves	65
3.2.5	Variability with Local Time and Latitude	69
3.2.6	Impact of the Global Circulation and the Cloud Model	74
3.2.7	Conclusion	76

---

Ce chapitre présente les résultats du modèle méso-échelle du LMD obtenus avec le mode LES *off-line* décrit dans le Chapitre 2.4. Ces résultats ont été publiés dans *Journal of Geophysical Research : Planets* en janvier 2017 avec comme référence Lefèvre, M., A. Spiga, and S. Lebonnois (2017), **Three-dimensional turbulence-resolving modeling of the Venusian cloud layer and induced gravity waves**, *J. Geophys. Res. Planets*, 122, 134â149, doi :10.1002/2016JE005146. La section suivante reprend cet article.

## 3.1 Motivation et description des résultats

Cette étude a commencé en mars 2015 avec mon stage de M2. Le but de ce stage était de modéliser la couche convective à l'aide du cœur dynamique de WRF et d'un forçage idéalisé. L'objet d'étude étant la couche convective dans les nuages entre 50 et 60 km, le domaine vertical a été choisi entre 45 et 70 km avec 181 points. En se basant sur l'étude d'Imamura et al. (2014) une résolution horizontale de 200 m a été choisie. En accord avec ces résolutions le pas de temps de 1.2 s a été définie. Les champs météorologiques ont été initialisés en utilisant la version du GCM Vénus du LMD de Lebonnois et al. (2016) avec 2 modèles de nuages, Haus et al. (2014) et Zasova et al. (2007). Ces deux modèles ne prennent pas en compte la variation avec la latitude des nuages. Le forçage consiste en des taux de chauffage radiatif, solaire et IR, mais aussi en un taux correspondant au chauffage/refroidissement adiabatique de la circulation générale. Ces taux de chauffage sont extraits des simulations GCM et sont constants pendant toute la durée de la simulation. Pour mesurer l'impact de la circulation générale sur la convection, des simulations ont été réalisées avec des taux de chauffage calculés avec le modèle 1D radiatif-convectif et donc seulement le chauffage solaire et IR pris en compte. Aucun vent d'environnement n'est imposé.



Ce modèle idéalisé est capable de résoudre la convection ainsi que les ondes de gravité associées. La couche convective s'étend entre environ 48 et 53 km d'altitude à l'équateur de nuit et entre 50 et 53 km de jour. Aux hautes latitudes, la convection s'étend également entre 50 et 53 km sans cycle diurne. Cette épaisseur de couche convective est inférieure aux mesures VeRa (Tellmann et al., 2009), notamment aux hautes latitudes. Cette convection est organisée en cellules polygonales fermées entre 6 et 15 km de diamètre avec des vents verticaux de l'ordre de  $\pm 2 \text{ m s}^{-1}$ , du même ordre de grandeur que les mesures des ballons VeGa (Linkin et al., 1986b). Les ondes de gravité associées ont une amplitude de l'ordre de  $\pm 0.5 \text{ K}$ , une longueur d'onde verticale de 3 km et une longueur d'onde horizontale entre 2 et 10 km avec un front d'onde circulaire. Cette amplitude est plus faible que dans les observations VeRa (Tellmann et al., 2012), de près d'un ordre de grandeur. Les longueurs d'onde sont en accord avec la partie basse des observations (Tellmann et al., 2012; Piccialli et al., 2014) cependant les ondes ont été observées avec un front linéaire et non circulaire. La couche convective est sensible au modèle de nuages, avec celui de Zasova et al. (2007) la convection est plus basse en altitude et légèrement plus fine également que la couche obtenue avec le modèle de Haus et al. (2014). Cette couche convective est également sensible au chauffage associé à la circulation générale. En plus d'avoir un impact sur l'épaisseur de la convection entre le jour et la nuit, sans ce chauffage la couche convective est plus épaisse de 3 km. Comparée aux autres travaux de modélisation, la couche convective résolue est un peu moins épaisse que dans les travaux de Yamamoto (2014) et Imamura et al. (2014) mais les ondes obtenues par notre modèle ont une amplitude similaire.

## **3.2 Article : *Three-dimensional turbulence-resolving modeling of the Venusian cloud layer and induced gravity waves***

### **3.2.1 Introduction**

Venus hosts a global sulfuric acid cloud layer between 45-70 km which has been investigated in detail by the *Venus Express* mission. One of the main questions that remains unclear about the dynamics of the Venusian atmosphere, and its interaction with the photochemistry, is how this convective cloud layer mixes momentum, heat and chemical species, and generates gravity waves. Gravity waves emitted by the convection have been proposed to promote a significant contribution to the maintenance of the superrotation (Hou and Farrell, 1987). However, these waves develop from regional to local scales and cannot be resolved by Global Circulation Models (GCM) developed so far to study Venus' atmospheric dynamics. Before a subgrid-scale parametrization of those convectively-induced waves can be developed in existing GCMs, small-scale ("mesoscale") modeling is needed to explore the dynamics of convection and waves in the Venusian cloud layer.

The strong dynamical activity in the cloud layer has been known for a long time. The Mariner 10 mission (Belton et al., 1976) and the Pioneer Venus spacecraft (Rossow et al., 1980) used the UV marker to follow patterns at the top of the cloud layer and evidenced cellular features with sizes between 200 and 1000 km. The Pioneer Venus probes investigated the dynamics of the Venus atmosphere : a region of neutral stability between 50 and 55 km was detected (Seiff et al., 1980) and small-scale waves with vertical wavelengths of about 7 km were observed (Seiff et al., 1980; Counselman et al., 1980). The VEGA missions sent 2 balloons in the convective layer (Sagdeev et al., 1986a), which floated at approximately 54 km at  $7^\circ\text{N}$  and  $7^\circ\text{S}$ . The balloons measured vertical winds ranging between  $-3.5$  and  $2 \text{ m s}^{-1}$  inside the convective layer (Linkin et al., 1986b) and encountered convective cells with an estimated width from several hundred meters to tens of kilometers (Kerzhanovich et al., 1986).

The *Venus Express* (Svedhem et al., 2007) mission has been able to investigate the dynamics of

the atmosphere and detect small-scale waves at the top of the cloud layer with the help of the Venus Monitoring Camera (VMC, [Piccialli et al. \(2014\)](#)), the Visible and InfraRed Thermal Imaging Spectrometer (VIRTIS, [Peralta et al. \(2008\)](#)) and the Venus Radio science device (VERA, [Tellmann et al. \(2009, 2012\)](#)). A strong variability of the convective layer with latitude was observed ([Tellmann et al., 2009](#)) with a vertical extent between 49 and 59 km. The *Venus Express* instruments also measured the wavelengths of the waves which range between about 2 and 3.5 km along the vertical ([Tellmann et al., 2012](#)) and from 2 km to hundreds of kilometers in the horizontal ([Peralta et al., 2008](#); [Piccialli et al., 2014](#)). The observations also provided the spatial variability of the waves, which are mainly observed at high latitudes, with a potential link with the topography ([Bertaux et al., 2016](#)). The long duration of the *Venus Express* mission, from 2006 to 2014, enabled a precise study of the top of the cloud over several Venus years ([Markiewicz et al., 2007](#); [Titov et al., 2012](#); [Hueso et al., 2015](#)). The observations made with VMC illustrated the different morphologies of the cloud on the dayside, hinting at distinct dynamical regimes. At low latitudes, mottled dark clouds dominate, suggesting convective activity. Around 50° latitude, the clouds tend to be streaky, suggesting a horizontal laminar flow. At higher latitude, the clouds are bright, and almost featureless.

Several numerical models have been developed to investigate the dynamics of the convection layer and the associated gravity waves. The pioneering models proposed in the 1980s ([Schubert and Walterscheid, 1984](#); [Young et al., 1987](#)) and the 1990s ([Leroy and Ingersoll, 1995](#)) were one-dimensional models focusing on the vertical wave propagation in an idealized Venusian atmosphere. Starting from the 2000s, two-dimensional mesoscale models ([Baker et al., 1998, 2000a,b](#); [McGouldrick and Toon, 2008](#); [Imamura et al., 2014](#)) were developed to resolve the convective layer and the associated gravity waves.

The first two-dimensional model of the Venusian cloud layer was built by [Baker et al. \(1998, 1999, 2000a,b\)](#). The model focuses on the convective layer between 47 and 55 km ([Baker et al., 1998, 1999](#)), and the interaction of this layer with another convective layer between 18 and 30 km, either without ([Baker et al., 2000a](#)) or with ([Baker et al., 2000b](#)) wind shear. The forcing is similar in both studies, a solar heating model at subsolar point. [Baker et al. \(1998\)](#) predicted the development between 47 and 55 km of alternating updrafts and downdrafts over 15-30 km in the horizontal, with vertical wind increasing with the solar flux from 2 to 7 m s<sup>-1</sup>, and the emission below and above the cloud layer of gravity waves with horizontal wavelengths of 5-30 km. [Baker et al. \(2000a\)](#) discussed the emission of gravity waves in the stable layer between the two convective layers. The results obtained are two strong convective layers with maximum vertical wind of about 15 m s<sup>-1</sup>. [Baker et al. \(2000b\)](#) suggested that the presence of a wind shear may create interaction between the two convective layers, resulting in the emission of stronger gravity waves.

The modeling study by [McGouldrick and Toon \(2008\)](#) focuses on microphysical processes in the cloud layer. The dynamical forcing is produced by a vertical wind parametrization designed to mimic the effect of convective motions resolved by [Baker et al. \(2000b\)](#). With this model, [McGouldrick and Toon \(2008\)](#) obtained gravity-wave perturbations of several kelvins, consistent with the VeRa observations ([Tellmann et al., 2012](#)), and associated variation of the optical depth.

The most recent two-dimensional model by [Imamura et al. \(2014\)](#) is forced with solar heating rates based on in situ measurements and infrared heating rates globally averaged over the planet. The main result of the [Imamura et al. \(2014\)](#) modeling study is the inverse insolation dependence of the convection. The convection in Venus' cloud layer is stronger at high latitude, which is consistent with the VeRa observations ([Tellmann et al., 2012](#)), and at night.

Despite past achievements, two-dimensional models have not been able, by design, to address the three-dimensional organization of the convective layer and, in particular, the size and shape of observed convective cells. Moreover, the move towards three-dimensional modeling for the Venusian

convective cloud layer ensures a more complete prediction of the gravity waves emitted by convective motions. This has been recently explored by Yamamoto (2014) through idealized three-dimensional numerical experiments using prescribed lapse rate of the potential temperature and turbulent thermal flux.

In this paper, we propose unprecedented three-dimensional turbulence-resolving simulations for the Venusian convective cloud layer and the associated gravity waves. Our model is the first to combine three-dimensional dynamical integrations with realistic solar and infrared radiative forcing. This allows us to improve on Yamamoto (2014) and revisit the questions raised by this work on the variability of convective activity and emitted gravity waves with local time and latitude. Another novel aspect of our model of the Venus' cloud layer is the inclusion of the thermal forcing induced by the large-scale circulation in addition to the radiative forcing.

Our paper is organized as follows. The model is described in Section 2. In Section 3, we describe the results on convective motions and gravity waves from a reference simulation. We then explore in Section 4 the variability of this dynamical activity with latitude and local time. The impact of the global circulation, and the adopted cloud model, on the convective activity is discussed in Section 5. Our conclusions are summarized in Section 6.

### **3.2.2 Large Eddy Simulations for Venus**

#### **3.2.2.1 Dynamical integrations**

Our three-dimensional simulations are based on the Weather Research and Forecast (WRF) terrestrial model (Skamarock and Klemp, 2008). The WRF dynamical core integrates the fully compressible non-hydrostatic Navier-Stokes equations on a chosen area of the planet. The mass, momentum and entropy conservation are ensured by an explicitly conservative flux-form formulation of the fundamental equations, based on mass-coupled meteorological variables (winds, potential temperature). To simulate the convective motions, and associated gravity waves, in the Venusian cloud layer, we use the WRF dynamical core as a turbulence-resolving model in so-called Large-Eddy Simulations (LES) : the mesh spacing is set to a few hundred meters to resolve the largest turbulent eddies (i.e., plumes) responsible for the majority of energy transport and mixing processes by buoyant convection (Lilly, 1962; Sullivan and Patton, 2011). The remainder of turbulent mixing exerted by small, unresolved, eddies is accounted for by a subgrid-scale “prognostic Turbulent Kinetic Energy” closure (Deardorff, 1972), similar to what is done in WRF LES for the Earth (Moeng et al., 2007) and Mars (Spiga et al., 2010).

We focus in this study on both the Venusian cloud layer and the gravity waves emitted above this convective layer, so we chose domain settings and resolutions compliant with existing two-dimensional studies (Baker et al., 1998, 2000a,b; McGouldrick and Toon, 2008; Imamura et al., 2014). The vertical domain ranges from 40 to 70 km. The chosen horizontal resolution is 200 m and the vertical resolution follows an exponential law with a mean value of 145 m. We set 181 grid points in the three spatial dimensions so the domain extent is 36x36x30 km. This choice of spatial resolution requires a temporal resolution of 1.2 s, as a trade-off between numerical stability and computational efficiency, and small enough to provide high temporal resolution over the lifetime of a convective cell. The horizontal boundary conditions are periodical, and at the top of the domain a free relaxation condition sets vertical velocity to zero. In this study, no background wind shear is imposed (i.e., no atmospheric superrotation).

### 3.2.2.2 Radiative and dynamical forcing

Our Venus LES model couples the WRF dynamical integrations with an offline radiative and (large-scale) dynamical forcing based on heating rates extracted from simulations with the Laboratoire de Météorologie Dynamique (LMD) Venus GCM (Lebonnois et al., 2010). We use the most up-to-date LMD Venus GCM run which reached super-rotation (similar to the ones described in Lebonnois et al., 2016). The solar flux scheme is based on Crisp (1986). The IR transfer (Lebonnois et al., 2015) is based on Eymet et al. (2009), in an updated version that uses the cloud model of Haus et al. (2013, 2014). Figure 3.1 details the three distinct heating rates coupled with our dynamical integrations : two radiative ones for short wave (solar) and long wave (IR), and the adiabatic cooling / warming due to the global dynamics of the atmosphere (mainly the Hadley cell, Lebonnois et al. (2016)). Heating rates in this paper are expressed in Kelvin per Earth day (K/Ed) to compare with previous works. Those heating rates are applied at each dynamical timesteps in our model and remain constant throughout the LES integrations.

Figure 3.1 shows that the behavior of each heating rate is different. The solar heating rate is strictly positive and increases up to  $7.0 \cdot 10^3$  Pa, decreases and then increases again above  $3.0 \cdot 10^3$  Pa. The IR radiative and dynamics rates add up to mirror the solar rate. These two rates generally decrease with the altitude up to  $7.0 \cdot 10^3$  Pa, increase and then decrease above  $3.0 \cdot 10^3$  Pa. For the IR radiative rate there are also two areas of increase below  $7.0 \cdot 10^3$  Pa : above ( $4.0 \cdot 10^4$  Pa) and below ( $1.0 \cdot 10^5$  Pa) the convective layer. The IR rate significantly increases, and even become positive below the convective layer. The increase below the convective layer has no variability with latitude nor local time, while the one above the convective layer has a strong variability with the position on the planet. The dynamical heating rate decrease with altitude is caused by the rising branch of the Hadley cell and associated adiabatic cooling (this is described in further details in section 3.2.5.2 and Figure 3.16). We could therefore expect a significant variability of the convective motions with latitude.

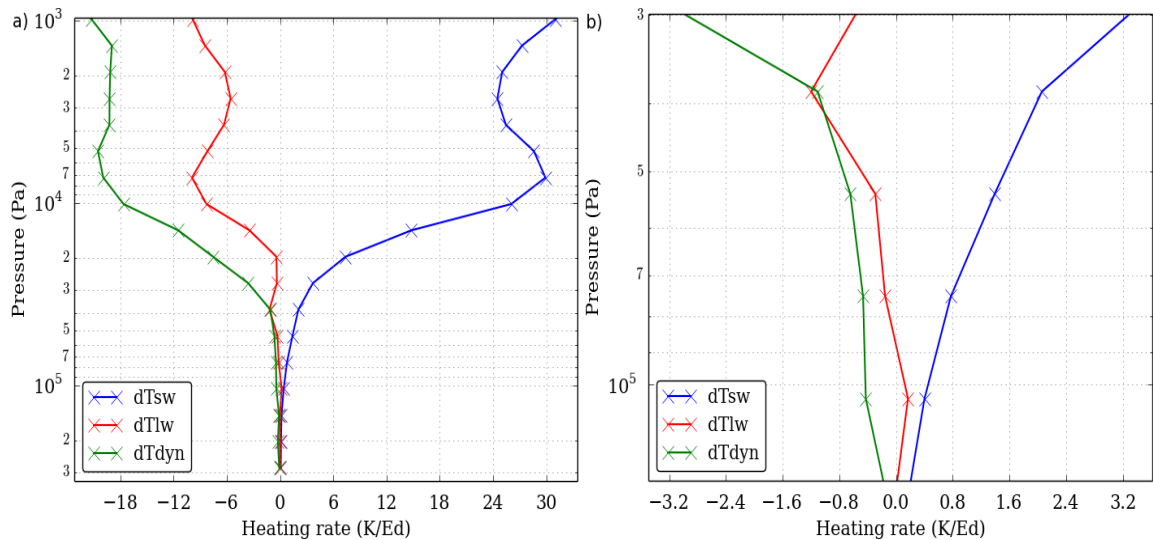


FIG. 3.1 – The three types of heating rates in Kelvin per Earth day (K/Ed) extracted from LMD Venus GCM and used for the forcing : (a) over the whole vertical extent and (b) more specifically in the convective layer. Conditions : Equator, LT 12h (noon). Symbols indicate the vertical resolution of the GCM. dTsw stands for the short wave rate (solar), dTlw for the long wave rate (IR) and dTdyn for the global dynamics rate.

The initial state of the LES model is interpolated from a temperature profile predicted by the same GCM run as the one from which heating rates are extracted. The WRF dynamical core uses potential temperature instead of temperature. In Venusian conditions, caution must be exerted when converting the initial profile and the heating rates from temperature to potential temperature. Following [Lebonnois et al. \(2010\)](#), we use a specific heat capacity  $C_p$  varying with temperature following the formulation

$$C_p(T) = C_{p0} \left[ \frac{T}{T_0} \right]^\nu \quad (3.1)$$

with  $C_{p0}=1000.0 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ ,  $T_0=460.0 \text{ K}$  and  $\nu = 0.35$ . The potential temperature formulation then can be written

$$\theta^\nu = T^\nu + \nu T_0^\nu \ln \left[ \frac{P_{\text{reff}}}{P} \right]^{\kappa_0} \quad (3.2)$$

with  $P_{\text{reff}}=92.0 \cdot 10^6 \text{ Pa}$  and  $\kappa_0=R/C_{p0}$ , and the static stability  $S$  can be written

$$S = \frac{dT}{dz} + \frac{g}{C_p(T)} \quad (3.3)$$

where  $dT/dz$  is the variation of temperature with altitude and  $g$  the acceleration of gravity. The value of the Brunt-Väisälä frequency  $N$  is computed from  $N^2 = \frac{g}{T}S$ . Figure 3.2 shows the initial state of the domain (vertical static stability profile). The convective layer is clearly seen in the profile as a neutral stability layer extending (for this configuration : equatorial location and local time noon) from  $5.0$  to  $7.0 \cdot 10^4 \text{ Pa}$ .

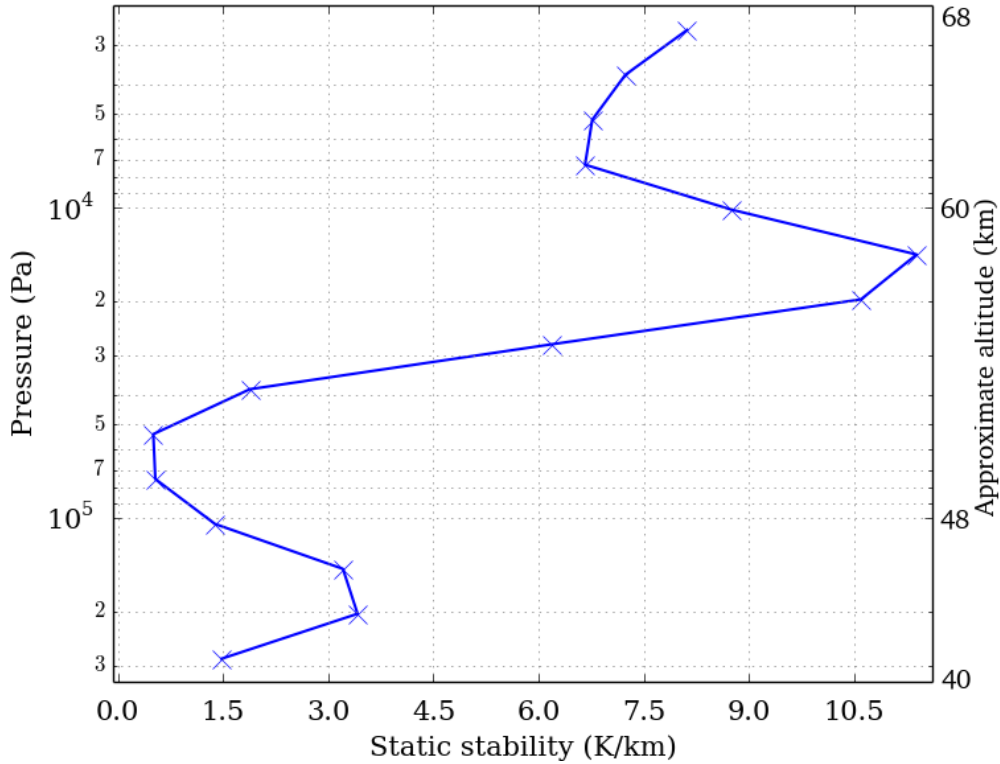


FIG. 3.2 – Initial static stability (K/km) vertical profile extracted from the LMD Venus GCM, for the Equator at noon. Symbols indicates the vertical resolution of the GCM.

Our simulations are run long enough so that the combination of radiative and (large-scale) dynamical heating rates act to destabilize the initial atmospheric profile and to cause convective instability, thereby triggering vertical motions resolved by our LES dynamical integrations which act to mix heat and momentum in the cloud layer. After several Venusian hours, the system reaches a steady state. Hence the mixed profile obtained in the cloud layer stems from the plumes resolved by LES integrations, in complete independence from the initial mixed profile from the GCM (which was generated by a subgrid-scale parameterization in this model).

### 3.2.3 Simulated Convection and Gravity Waves

We will now focus on a Venus LES run using heating rates for the Equator at noon (LT 12h) to study first the convective behavior, then the induced gravity waves.

#### 3.2.3.1 The convective layer

Figure 3.3 represents the average static stability and the average potential temperature vertical profiles. Averages are computed the following way : when the simulation has reached the steady state, the average profile is calculated by taking the average at each vertical level over the entire horizontal domain. The perturbation of a quantity  $X$  is  $X' = X - \bar{X}$  with  $\bar{X}$  the average vertical profile (or value at the vertical level of interest) of the quantity.

The zero value of the static stability and the constant value of the potential temperature indicates that the convection takes place between  $6.0 \cdot 10^4$  and  $3.8 \cdot 10^4$  Pa (50.1 and 53.3 km) with low static stability down to  $1.0 \cdot 10^5$  Pa (48 km). In the radio occultation measurements of VeRa (Tellmann et al., 2009) the convective layer at the equator was located between approximately 49 and 59 km. The bottom of the resolved convective layer is consistent in altitude with the observations, although the convection is thinner. The values of the static stability in the model, up to 15 K/km, are also weaker than in the observations (25 K/km). The small-scale structures above and below the convective layer are inherited from the vertical linear interpolation from the GCM vertical resolution, from the vertical cloud structures and also from the resolved motions.

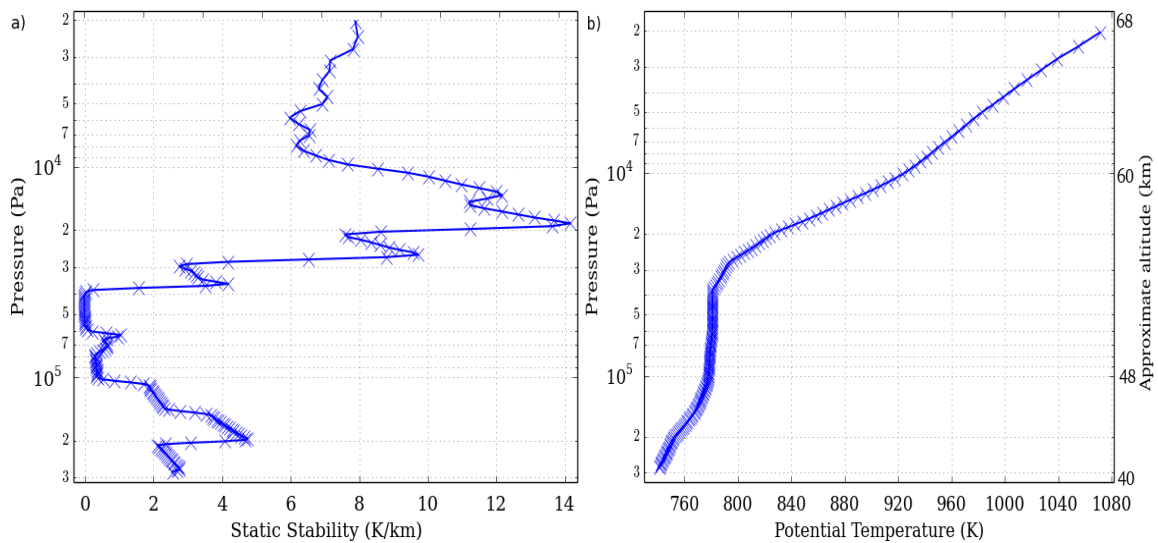


FIG. 3.3 – (a) Average static stability (K/km) vertical profile and (b) average potential temperature (K) vertical profile, for Equator, noon. Here and after the symbols indicates the vertical resolution of the LES model, except when it is indicated.

Figure 3.4 shows two snapshots of the convective motions : a vertical cross-section in the middle of the domain and a horizontal cross-section in the middle of the convective layer, at  $4.7 \cdot 10^4$  Pa. Values of vertical wind weaker than observations are predicted by the model : between  $-1.6$  and  $1.2 \text{ m s}^{-1}$  against  $-3.5$  to  $2 \text{ m s}^{-1}$  for the measurements made by the VEGA balloons (Linkin et al., 1986b). Figure 3.4-b delivers information about the organization of the convection. The convective layer develops as closed hexagonal-like type of cells, i.e., with broad updrafts in the center of the cells and narrow downdrafts at the edge. This indicates that radiative cooling in the middle cloud drives the convection (Agee et al., 1973) and leads to downdrafts being stronger than updrafts. These cells are about 6 km wide, which is consistent with, but, again slightly lower than the VEGA measurements (Kerzhanovich et al., 1986) whereas the downdrafts are only a couple kilometers thick. The aspect ratio of the cells  $\frac{\text{width}}{\text{height}}$  is then approximately 3, while on the Earth the value for closed cell is between 3 and 28 due to much wider cells (Atkinson and Wu Zhang, 1996).

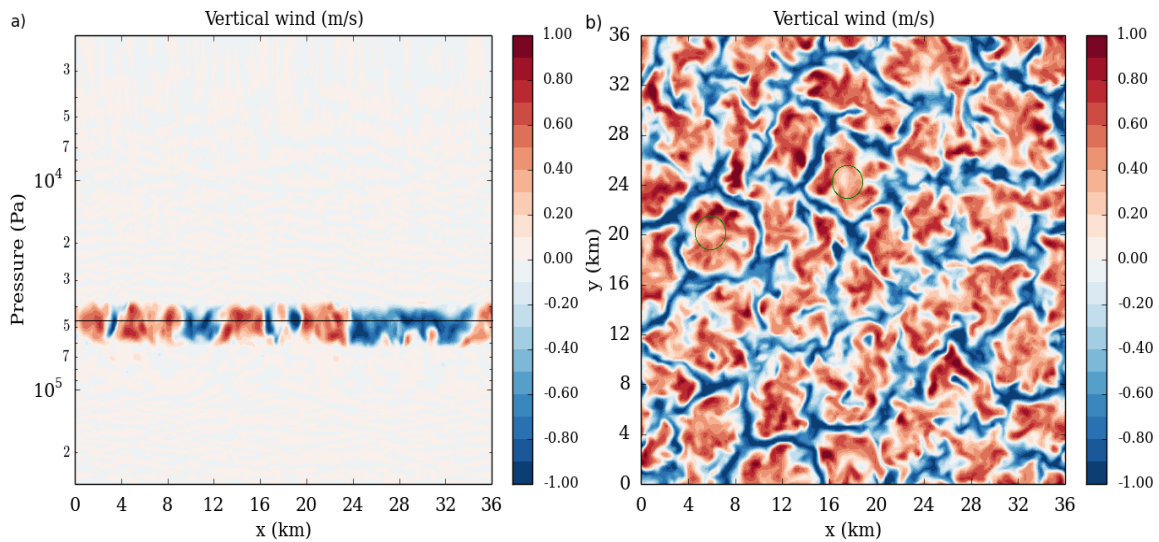


FIG. 3.4 – Snapshots of the convective vertical motions : (a) vertical cross-section at  $y=18$  km and (b) horizontal cross-section at  $4.7 \cdot 10^4$  Pa of the vertical wind ( $\text{m s}^{-1}$ ), for Equator, noon. The black line in (a) represents the location of the horizontal cross-section in (b). The green circles represent location discussed in the text.

The vertical eddy heat flux defined as  $C_p \rho \overline{w' \theta'}$  (in  $\text{W m}^{-2}$ , with  $C_p$  the specific heat calculated from Eq 3,  $\rho$  the density calculated with the ideal gas law,  $\theta'$  the potential temperature perturbation and  $w'$  the vertical wind perturbation) is shown in Figure 3.5. The heating rate (in Kelvin per Earth day) associated with resolved convective motions is, to first order, equal to the negative of the vertical gradient of  $\overline{w' \theta'}$ . The flux is increasing in the bottom half of the convective layer (from  $6.0 \cdot 10^4$  to approximately  $5.0 \cdot 10^4$  Pa) and decreasing in the top half. Thus convection acts to cool down the bottom half of the convective layer and warm up the top half. This heat transport, in conditions where  $\overline{\theta' w'} > 0$ , is exerted mostly by warm updrafts ( $\theta' > 0$  and  $w' > 0$ ) and cold downdrafts ( $\theta' < 0$  and  $w' < 0$ ). By analogy with Planetary Boundary Layer [PBL] convection on the Earth and Mars, we could define this core layer of convective motions as the mixing layer. This mixing layer is capped by a thin layer where  $\overline{w' \theta'}$  is both increasing (i.e., convection cools down this layer) and negative (i.e., heat transport exerted by cold updrafts and warm downdrafts) : the action of updrafts thus dominates in this layer, which we identify as an updraft-induced entrainment layer by analogy with terrestrial and martian PBL convection (an interpretation that differs from Baker et al. (1998)). The mixing layer is also overlying a thin layer where  $\overline{\theta' w'}$  is both decreasing (i.e., convection warms up this

layer) and negative (i.e., heat transport exerted by warm updrafts and cold downdrafts) : the action of downdrafts thus dominates in this layer, which we identify as a downdraft-induced entrainment layer (which has no counterpart in terrestrial and Martian PBL, an interpretation similar to Baker et al. (1998) and Imamura et al. (2014) although, in contrast to Baker et al. (1998), we also name this layer an entrainment layer). Thus, according to our simulations, the convective cloud layer on Venus is made of a mixing layer that is underlain and overlain by two entrainment layers, the one above where the action of updraft overshoots dominate and the one below where the action of downdraft overshoots dominate (making the two sides propitious to the emission of gravity waves). Figure 3.6 sums up the link between the convection cells and associated convective heat flux. This results from the convection being forced from below by net warming and above by net cooling, as a result of the infrared, visible, and large-scale dynamical contributions detailed in Figure 3.1.

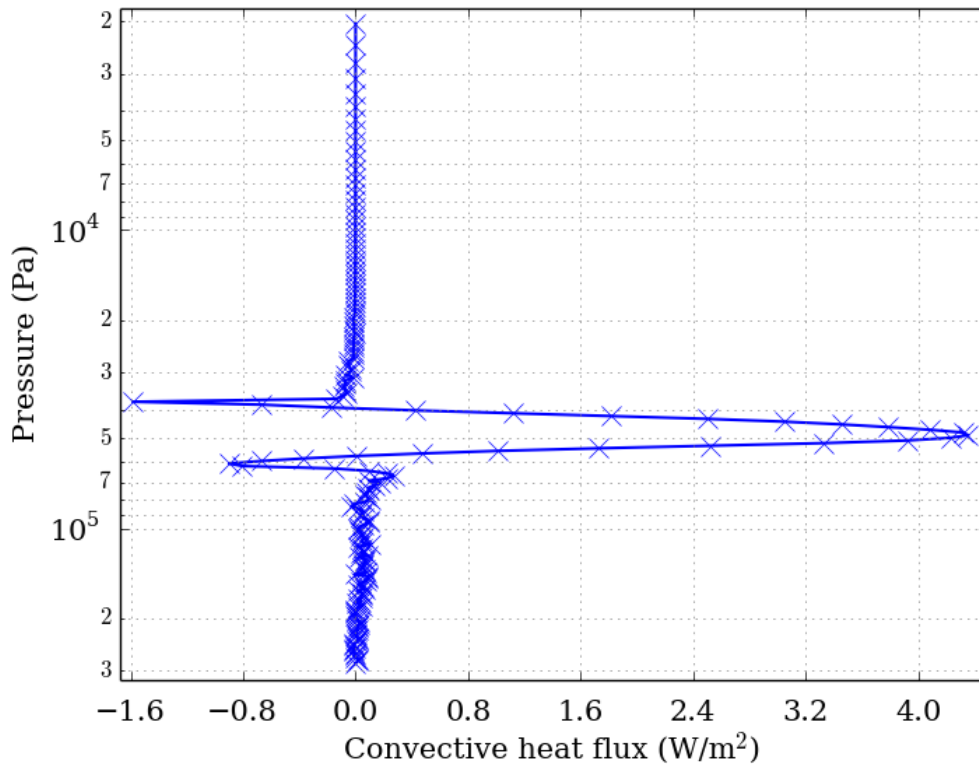


FIG. 3.5 – Vertical profile of the turbulent heat flux ( $\text{W m}^{-2}$ ), for Equator, noon.

### 3.2.4 The induced gravity waves

Here and after we use the Cartesian system as coordinate system with the vertical axis as z-axis, and the two horizontal axis as x-axis and y-axis.

Figure 3.7 displays a snapshot of a vertical cross-section of the temperature perturbation at  $y=18$  km and an instantaneous vertical profile of the temperature perturbation at  $x=18$  km. The induced gravity waves are visible as alternating positive and negative perturbations of temperature. The gravity waves are emitted both below and above the convective layer. The perturbations are between  $-0.13$  and  $0.16$  K while VeRa measured the temperature perturbations between  $-1.7$  and  $1.7$  K at  $19.6^\circ$  of latitude (Tellmann et al., 2012). The gravity waves obtained are weak compared with the observations but as is mentioned above, this is directly linked to the modeled convective layer being weaker than observed.



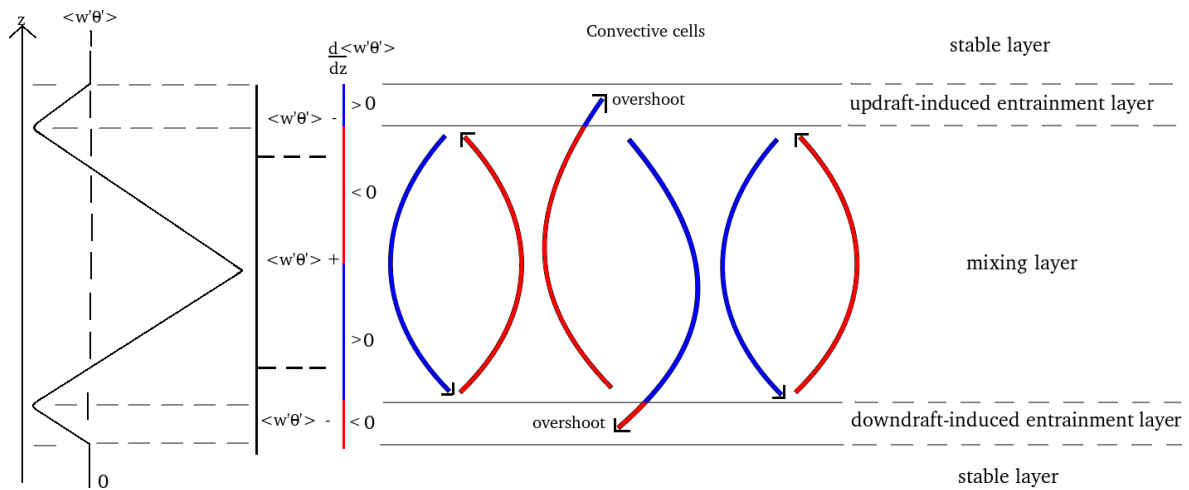


FIG. 3.6 – Schematic representation of the link between the convective cells with associated convection heat flux and layers. On the left is represented the vertical profile of  $\overline{w'\theta'}$  with its sign. Next to it is the sign of the vertical gradient of  $\overline{w'\theta'}$  with color representing warming for red and cooling for blue. Then is represented several plumes with color representing warm ( $\theta' > 0$ ) for red and cool for blue ( $\theta' < 0$ ).

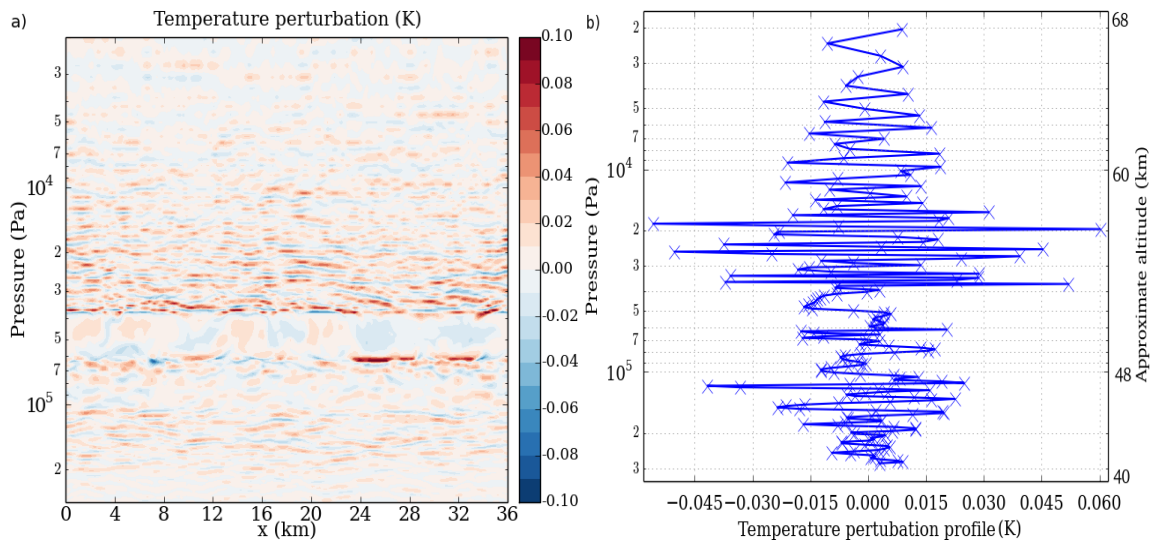


FIG. 3.7 – Snapshots of the gravity waves : (a) temperature perturbation (K) vertical cross-section and (b) instantaneous vertical profile at the center ( $x=18$  km and  $y=18$  km) of the domain, for Equator, noon.

The peak-to-peak amplitude of temperature perturbations above the convective layer is quite constant up to  $2.0 \cdot 10^4$  Pa while it strongly decreases above this level (at approximately  $10^4$  Pa, around 59 km, the intensity of the waves becomes too weak and no wavefront is discernible). A similar decrease is observed in the radio occultation carried out using the Magellan (Hinson and Jenkins, 1995) spacecraft and the Venus Express (Tellmann et al., 2012) missions. At first glance, this phenomenon is counter-intuitive, since the decrease of density with altitude usually causes an increase in the amplitude of the waves (Frits and Alexander, 2003). However, in a very similar way to

the static stability (Figure 3.3-a), above the convective layer the Brunt-Väisälä frequency decreases between  $2.0 \cdot 10^4$  Pa and  $5.0 \cdot 10^3$  Pa (this decrease may be linked to the radiative damping of the atmosphere (Hinson and Jenkins, 1995)). Such variation with altitude of the Brunt-Väisälä frequency could imply a variation with altitude of the energy of the waves (VanZandt and Fritts, 1989), namely when the frequency decreases the energy decreases. The fact that the amplitude of the waves decreases with altitude would indicate that the impact of the decrease of the Brunt-Väisälä frequency is stronger than the impact of the decrease of the density. This is further suggested by the emitted gravity waves being high-frequency gravity waves (see below), which makes them particularly sensitive to changes in background Brunt-Väisälä frequency.

In the horizontal plane, the wavefront of the gravity waves is circular as illustrated in Figure 3.8 with the vertical wind perturbation, 1 km above the convection at  $3.0 \cdot 10^4$  Pa (see e.g. the green circles at  $x=6$  km and  $y=20$  km or  $x=18$  km and  $y=24$  km). These structures are correlated with the position of the updrafts (see the green circles in Figure 3.4) : when the plumes reach the top of the convective layer, they encounter and perturb the stable layer above. This leads to the emission of gravity waves (Fovell et al., 1992), that propagate vertically and horizontally with no preferred axis (i.e with circular wave fronts, note that the effect of a background wind shear on the propagation of those waves will be investigated in another study). Therefore, stronger plumes lead to stronger waves.

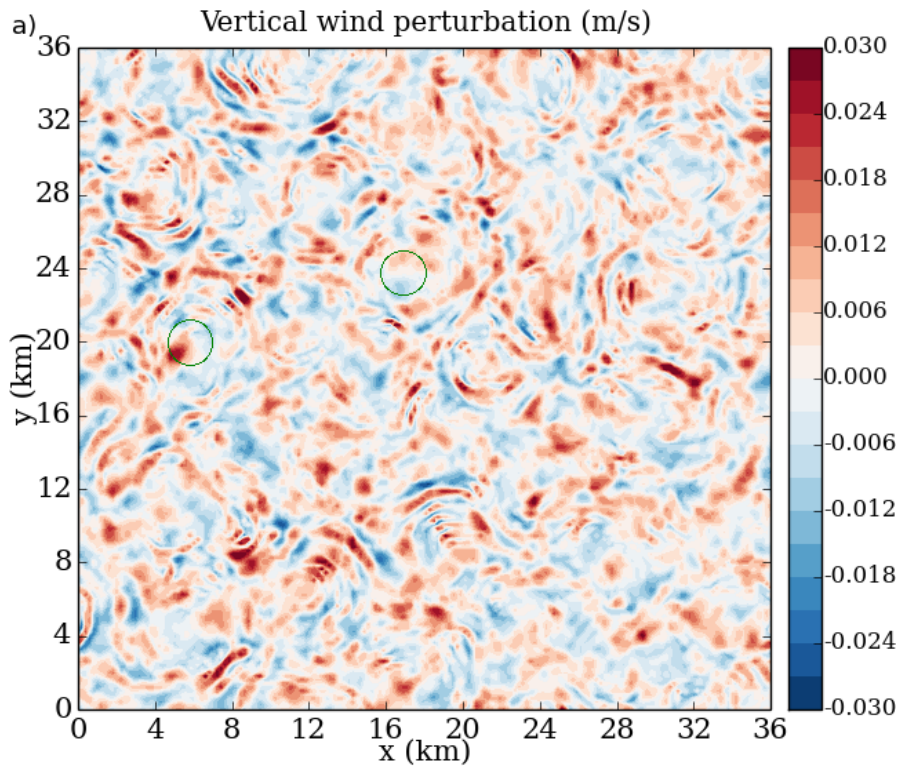


FIG. 3.8 – Snapshot of the gravity waves : the horizontal cross-section of the vertical wind ( $\text{m s}^{-1}$ ) perturbation at  $3.0 \cdot 10^4$  Pa, for Equator, noon. The green circles represent location discussed in the text.

To characterize the waves, we use a continuous wavelet transform with the Morlet wavelet defined in Torrence and Compo (1998) (Python software by Evgeniya Predybaylo, available in this URL <http://paos.colorado.edu/research/wavelets>). In Figure 3.9, we obtain through this wavelet transform that the horizontal wavelength ranges from 1 to 5 km. The multiplicity of the wavelengths suggests possible interference between the waves. The values of the wavelengths are

consistent with the observations, between 2 and 30 km for VMC (Piccialli et al., 2014), but still on the lower side of the spectrum. This can be attributed to the weak convection, but also to the size of the domain : with a wider one, larger wavelengths should be able to develop. We applied the same methodology for vertical wavelengths, it ranges between 1 and almost 3 km below the convective layer, the same order of magnitude that the VeRa observations, between 2 and 3.5 km (Tellmann et al., 2012).

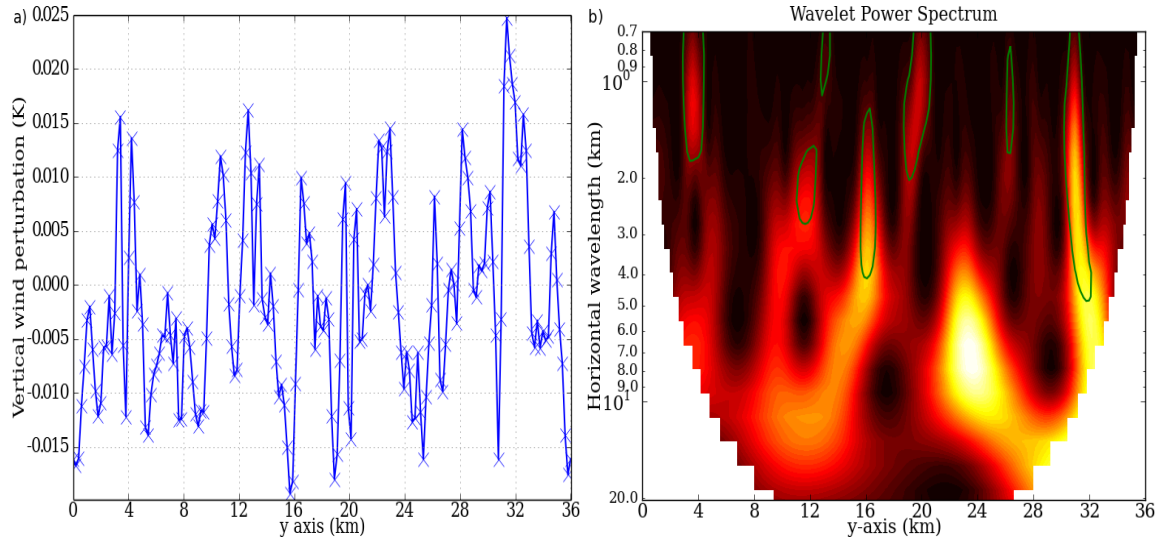


FIG. 3.9 – (a) Vertical wind perturbations ( $\text{m s}^{-1}$ ) cross-section at  $3.0 \cdot 10^4$  Pa and  $x = 18$  km and (b) the associated wavelet Power Spectrum, for Equator, noon. The areas circled in green are the areas with at least 95 % of confidence level.

Using the horizontal and vertical wavelengths of the gravity waves, the intrinsic angular frequency  $\hat{\omega}$  (the angular frequency  $\omega$  with respect to the background wind) can be estimated. Since the background wind shear is set to zero, the intrinsic frequency is equal to the frequency. Given that the Coriolis parameter,  $f = 2\Omega \sin(\phi)$ , is negligible because of the weak rotation  $\Omega$  of the solid body, and considering that the square of the vertical wavenumber  $m^2 \gg 1/4H^2$  with  $H$  the Venus scale height (equals to 7 km in the cloud), the dispersion relation (Frits and Alexander, 2003) then reads :

$$\omega^2 = \frac{N^2(k^2 + l^2)}{k^2 + l^2 + m^2} = \frac{N^2(k_h^2)}{k_h^2 + m^2} = N^2 \cos^2 \alpha \quad (3.4)$$

where  $N$  is the Brunt-Väisälä frequency,  $k$ ,  $l$ , and  $m$  respectively the wavenumber in the x-axis, the y-axis, and z-axis and  $\alpha$  the angle between the line of constant phase and the vertical axis. From the circular wavefront we can assume that  $k$  and  $l$  are equal and so we define  $k_h$  as the horizontal wavenumber equal to  $\sqrt{k^2 + l^2}$ . The order of magnitude of  $N^2$  above the convective layer ( $10^{-4} \text{ s}^{-2}$ ) is consistent with observations by the Pioneer Venus probes (Gierasch et al., 1997). With a vertical wavelength of 1.5 km and horizontal wavelengths of 1 and 5 km, the angular frequencies are  $9 \cdot 10^{-3}$  and  $3.9 \cdot 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ , i.e., the high-frequency regime close to  $N$ . The associated angle  $\alpha$  are  $25.23^\circ$  and  $67.01^\circ$ .

With the same assumptions as the ones made for the dispersion relation, the group velocity  $(c_{gh}, c_{gz})$  defined as  $\partial\omega/\partial k$  simplifies as

$$(c_{gh}, c_{gz}) = (\overline{u_h}, 0) + \frac{Nm}{k_h^2 + m^2} \frac{(m, -k_h)}{(k_h^2 + m^2)^{1/2}} = \frac{Nm}{k_h^2 + m^2} \frac{(m, -k_h)}{(k_h^2 + m^2)^{1/2}} \quad (3.5)$$

with  $c_{gh}$  and  $c_{gz}$  respectively the horizontal group velocity and the vertical group velocity. The group velocities with the different horizontal wavenumbers vary from  $-0.39$  to  $-0.79 \text{ m s}^{-1}$  for the vertical

component and from 0.18 to 1.8 m s<sup>-1</sup> for the horizontal component. The horizontal phase velocity, defined as  $\frac{\omega}{k}$ , ranges from 1.43 to 3.1 m s<sup>-1</sup> for horizontal wavelengths of 1 and 5 km. These values are the same order of magnitude (from 5 to 10 m s<sup>-1</sup>) that the VeRa observations (Tellmann et al., 2012) and the ones in Baker et al. (2000a). The measured meridional wind reaches several meters per second (Hueso et al., 2012; Khatuntsev et al., 2013), thus the wave packets propagating in the right meridional direction would reach critical level and eventually break. It appears less probable that this would occur in the zonal direction given the amplitude of super-rotating winds (Sánchez-Lavega et al., 2008). A full LES study of the waves with a background wind shear is necessary and is considered as future work.

To summarize, the model predicts a convective layer too thin, though with realistic vertical winds, and provides insight on the cellular organization of the convection. The amplitude of the gravity waves is impacted by the weak convection, they are of lower amplitude than the observations and with wavelengths in the order of magnitude of the smallest observed.

### 3.2.5 Variability with Local Time and Latitude

Observations of the gravity waves on Venus (Peralta et al., 2008; Tellmann et al., 2012; Piccialli et al., 2014) showed a strong variability with latitude (with a preference for higher latitudes). In the VeRa observations (Tellmann et al., 2009), the convective layer is thicker at high latitude, but exhibits no clear variability with local time, which is at odds with the model predictions of Imamura et al. (2014). In what follows, we discuss the variability of the modeled convective layer with local time and latitude.

#### 3.2.5.1 Variability with local time

Figure 3.10 shows the average static stability at the equator compared between noon and midnight. The convection is thicker at midnight, it extends from 1.0 10<sup>5</sup> to 3.8 10<sup>4</sup> Pa (from 48 to 53.3 km). At midnight (Figure 3.11) the vertical wind ranges from -2.9 at 2.2 m.s<sup>-1</sup> in the middle of the convective layer. The cells are also larger, with typical width of 15 km. With a vertical extent of 5 km and, the aspect ratio is equal to 3, very similar to the one at noon. The temperature perturbations are also stronger (Figure 3.12-a) at midnight compared at noon, typical values are between -0.35 and 0.5 K with circular wavefront (Figure 3.12-b). Horizontal wavelengths are similar to the noon simulation, except for some very localized areas with horizontal wavelength of almost 10 km, while vertical wavelengths reach 3 km.

The equator showing a stronger convection at midnight is not observed : the VeRa profiles exhibit very low variability with local time. However, the behavior of our model is consistent with the simulations of Imamura et al. (2014). The stronger convection at midnight is interpreted as a stabilization of the convection by the solar heating of the cloud top. The IR heating rates are similar in the convective layer (between 1.0 10<sup>5</sup> and 4.0 10<sup>4</sup> Pa) for the two configurations, but the heating rates associated with the global circulation are different (Figure 3.13) : negative at noon, no clear trend at midnight. At noon the dynamical heating rate compensates the solar rate, which results in a weaker convection than at midnight.

At 60° of latitude, the convection at noon and midnight are very similar (Figure 3.14). The convective layers extend from 5.8 10<sup>4</sup> Pa and 5.5 10<sup>4</sup> Pa for respectively noon and midnight to both 3.8 10<sup>4</sup> Pa. The vertical winds are between -1.5 and 1.2 m s<sup>-1</sup> at noon and between -1.0 and 0.75 m s<sup>-1</sup> at midnight. The temperature perturbations at noon are about ± 0.15 K against ± 0.10 K at midnight. The wavelengths of the associated waves are similar to the Equator noon case. The IR

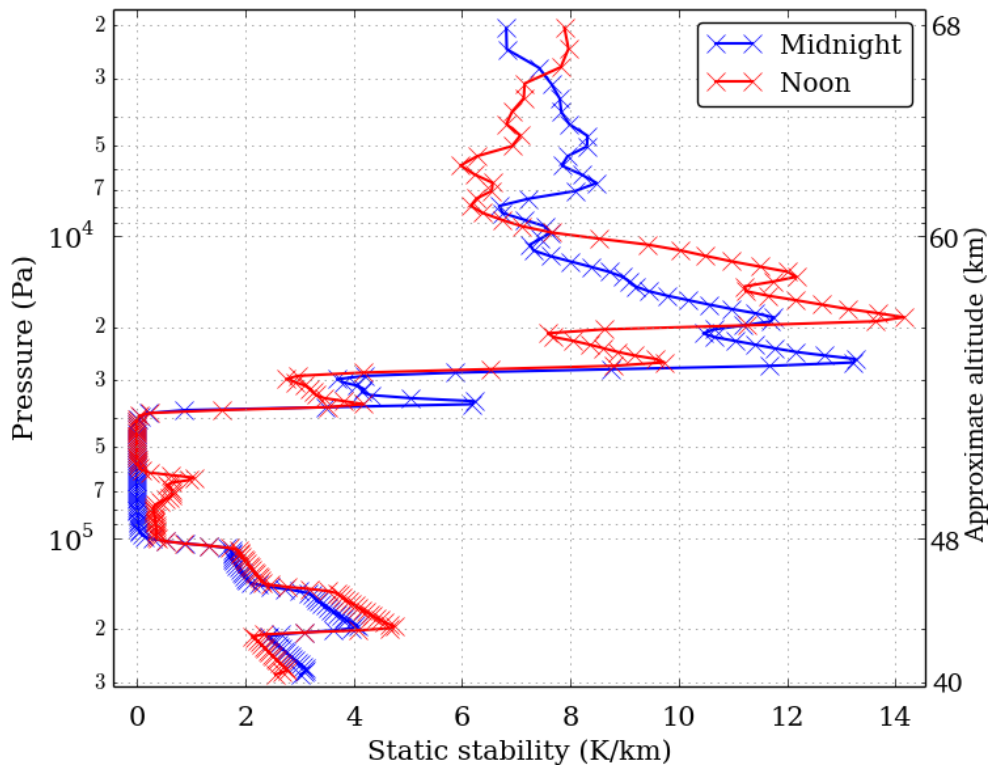


FIG. 3.10 – Comparison of the average static stability vertical profile (K/km) at the equator, for noon (LT 12h) and midnight (LT 00h).

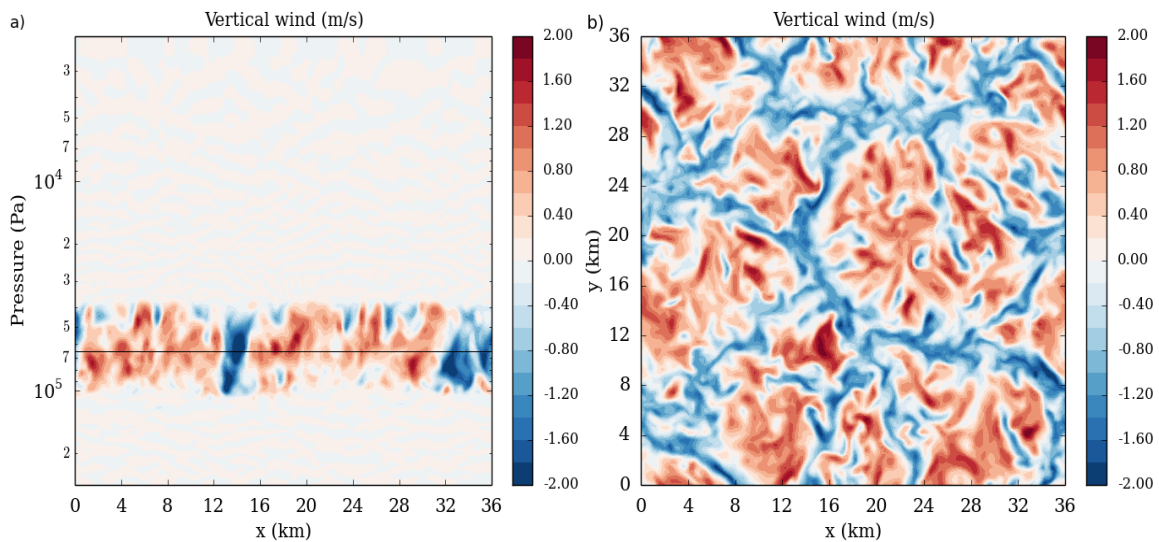


FIG. 3.11 – Snapshots of the convective vertical motions : (a) vertical cross-section and (b) horizontal cross-section at  $6.4 \cdot 10^4$  Pa of the vertical wind ( $\text{m s}^{-1}$ ), for Equator, midnight. The black line in (a) represents the location of the horizontal cross-section in (b).

heating rates are extremely similar while the heating rates associated with the global circulation have two different behaviors (Figure 3.13). The dynamical heating rate at noon oscillates between positive and negative values below  $2.8 \cdot 10^4$  Pa, while being one order of magnitude less than the radiative heating rates at the top of the cloud. Conversely, the dynamical heating rate at midnight has a behavior

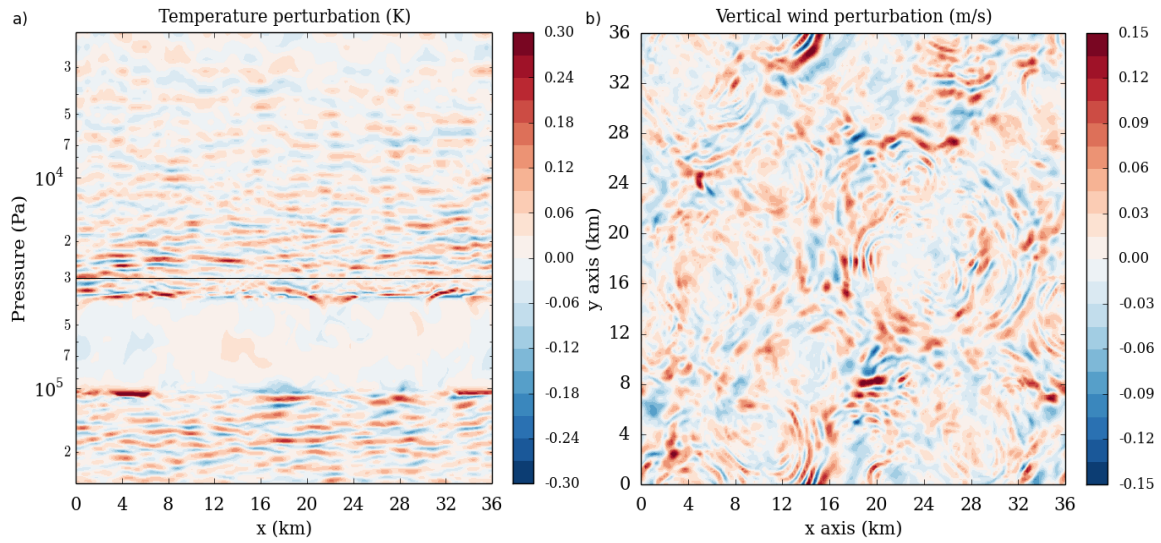


FIG. 3.12 – Snapshots of the gravity waves : (a) temperature perturbation (K) vertical cross-section and (b) horizontal cross-section of the vertical wind perturbation ( $\text{m s}^{-1}$ ) at  $3.0 \times 10^4$  Pa, for Equator, midnight. The black line in (a) represents the location of the horizontal cross-section in (b).

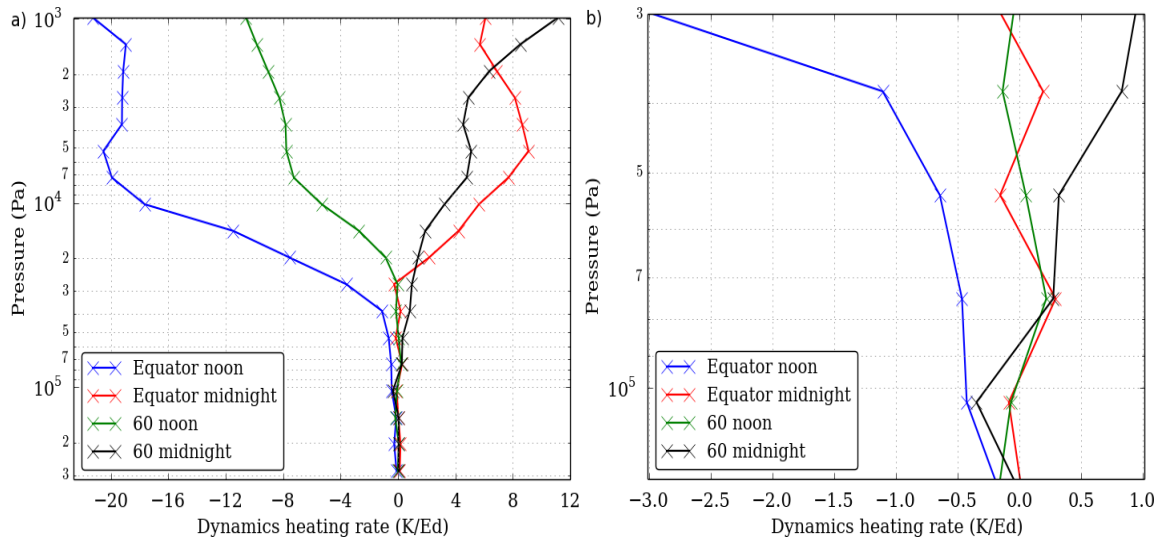


FIG. 3.13 – Global dynamics heating rates in Kelvin per Earth day (K/Ed) extracted from the LMD Venus GCM : (a) over the whole LES vertical domain and (b) in the convective layer. The four profiles represent the four configurations studied. The symbols represent here the vertical resolution of the GCM.

similar to the solar heating rate at noon : positive and increasing with altitude in the same order of magnitude. Thus, at night, the adiabatic warming by the global circulation compensates the absence of solar heating, resulting in the convective layer at midnight and noon being of similar extent.

### 3.2.5.2 Variability with latitude

At noon (Figure 3.15) there is very low meridional variability in the vertical extent of the convective layer between Equator and  $60^\circ$  of latitude. This behavior is not consistent neither with the VeRa

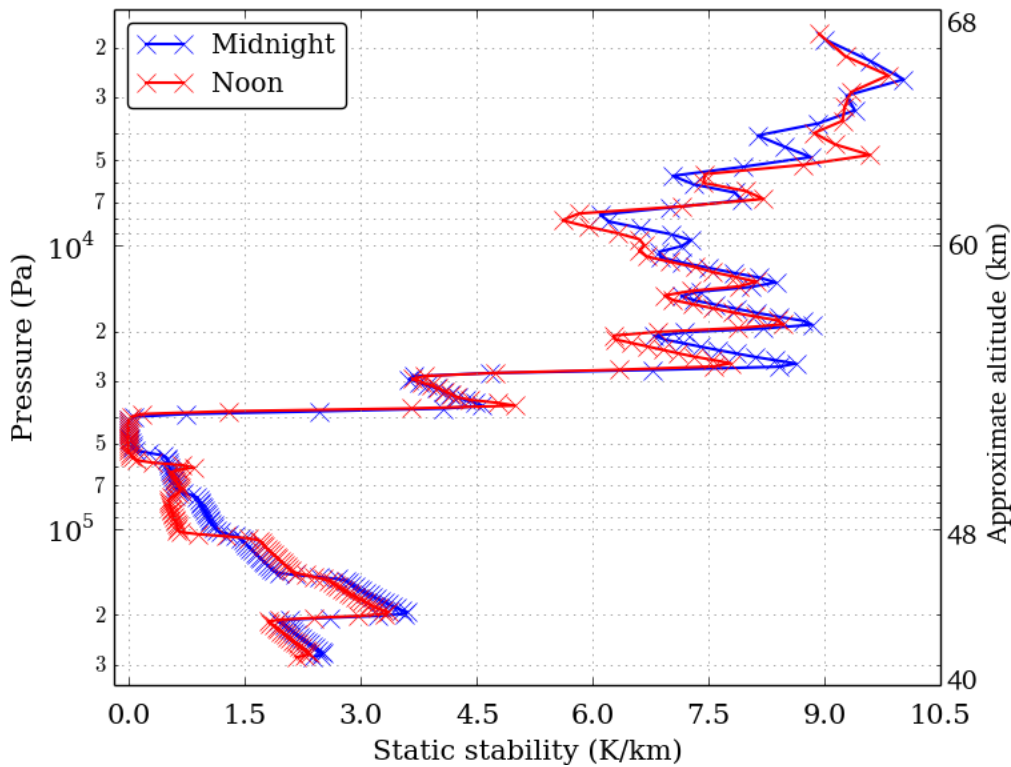


FIG. 3.14 – Comparison of the average static stability vertical (K/km) profile at  $60^\circ$  latitude, for noon and midnight.

profiles nor with the model of [Imamura et al. \(2014\)](#) which both exhibit a significant variability with latitude. Nevertheless, the predictions of our model are consistent with the imposed radiative and large-scale dynamical heating rates. In the convective layer region, the IR heating rate is exactly similar in our model for both latitudes. The solar heating rate is approximately 3 times stronger at the equator. The dynamics heating rate (see [Figure 3.13](#)) at the equator is negative and about the same order as the IR heating rate and follow a behavior symmetrical to the solar heating rate. At  $60^\circ$  the dynamics heating rate is weak, about one order of magnitude lower. Thus, at the equator the solar rate and the global circulation rate compensate each other, which results in a weak convection ; at  $60^\circ$  the situation is similar (although with weaker rates), which results in a similarly weak convection than that close to the equator. Our model also predicts that, contrary to noon at midnight the convection is stronger at the equator. This is due to a strong heating rate of the global dynamics at  $60^\circ$  that compensates the IR heating rate, while at the equator the weak global dynamics heating rate leads to a thick convective layer.

[Figure 3.16](#) illustrates the link between the convective layer and the global circulation of the GCM. The global dynamics is clearly different between day and night. At  $60^\circ$  of latitude, the convective layer is within a descending branch at midnight and within a rising branch at noon. In contrast, at the Equator, it is within the uprising branch of the Hadley cell both at noon and midnight. This is in agreement with the imposed dynamical heating rates ([Figure 3.13](#)), showing an adiabatic warming at  $60^\circ$  at midnight, and an adiabatic cooling at the Equator at noon.

These discrepancies between observations and our model deserve further comments. The global geographical coverage of the VeRa retrievals ([Tellmann et al., 2009](#)) would have allowed to detect variations with local time. The absence of observations of gravity waves at low latitude (inferior to  $40^\circ$ ), due to a lack of brightness contrast ([Piccialli et al., 2014](#)), could be something very interesting

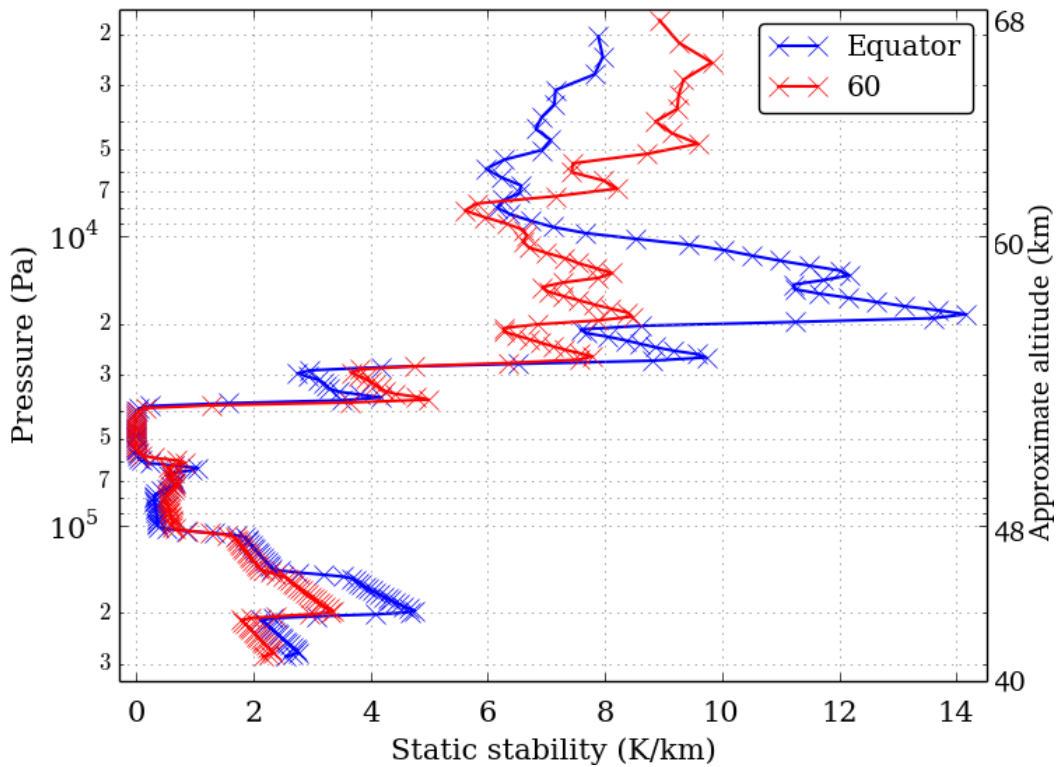


FIG. 3.15 – Comparison of the average static stability (K/km) vertical profile at noon, between Equator and 60° latitude.

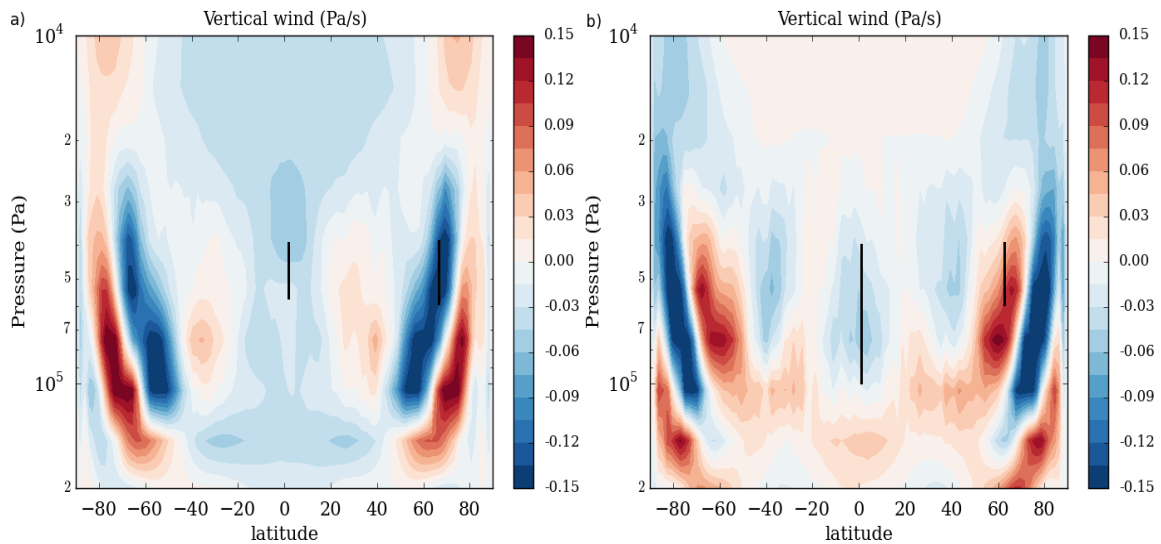


FIG. 3.16 – LMD Venus GCM vertical wind : (a) at noon and (b) midnight in the cloud convective layer altitudes. The black lines represent the convective layer of the four spatial configuration. The units is in Pa/s, therefore positive value means negative (downward) vertical wind in  $\text{m s}^{-1}$  and conversely.

to investigate further with the ongoing *Akatsuki* mission or the future missions. The simplicity of the forcing used, completely dependant of the GCM simulations and especially on the low vertical resolution of the convective layer heating rates may lead to some approximations on the heating rates.



The temporal and horizontal homogeneity of the forcing could as well have a significant impact on the convective layer : with such spatial resolution the radiative-photochemical-dynamical feedbacks could be very important. We are therefore currently developing a mesoscale model coupled to the full radiative scheme to better resolve this kind of mechanism. Furthermore the GCM uses a cloud model uniform in latitude, this may have an impact on the variability with latitude. The variability of the cloud model with latitude will be implemented in future studies.

### 3.2.6 Impact of the Global Circulation and the Cloud Model

#### 3.2.6.1 Global circulation dynamics

As is described above, the global circulation plays an important role on the convective layer by warming and cooling the atmosphere. To assess in a more quantitative fashion the impact of this circulation, we carried out Venus LES with heating rates calculated from a one-dimensional version of the LMD Venus GCM. In other words, the heating rates correspond to a purely radiative-convective model devoid of large-scale dynamics : the solar heating rate is similar to our reference Venus LES, and the IR heating rates too (up to the top of the convective layer), while the dynamical heating rate is zero.

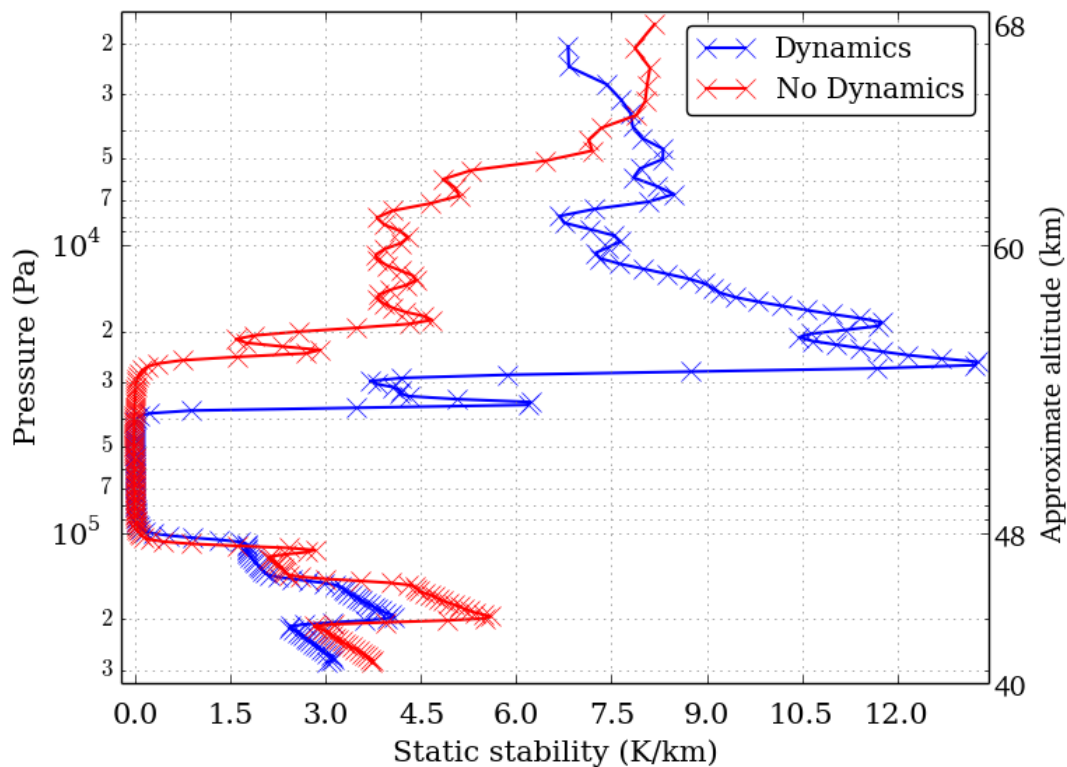


FIG. 3.17 – Comparison of the average static stability (K/km) vertical profile with and without dynamics, for Equator, midnight.

Figure 3.17 is a comparison of the static stability at the equator at midnight between the reference Venus LES and the one using forcing from one-dimensional radiative-convective computations. The convection is thicker when the large-scale dynamical heating rate is not included : it extends from  $1.1 \cdot 10^5$  to  $2.5 \cdot 10^4$  Pa (47.5 to 56.4 km) with vertical wind between  $-4.7$  and  $2.8 \text{ m s}^{-1}$  and typical values of gravity-wave temperature perturbations of  $\pm 0.6 \text{ K}$  (which horizontal wavelengths are similar

to the reference Venus LES including the dynamical heating rate).

The convection in the cloud layer at 60° and midnight is stronger in the no-dynamics case. It extends from  $1.0 \cdot 10^5$  to  $2.5 \cdot 10^4$  Pa (48.0 to 56.4 km). In contrast, at the equator at noon the convection is very weak when the large-scale dynamical heating rate is neglected. At the altitude of  $9.0 \cdot 10^4$  Pa, an area with much weaker plumes is visible, with a lack of organization as clear polygonal cells. The variabilities with latitude and local time of the case without dynamics are very similar to the ones of [Imamura et al. \(2014\)](#).

Our exploration in this section thus reinforces the conclusion from Section 4 that the global dynamics plays a important part in the variability of the convective layer with latitude and local time.

### 3.2.6.2 Cloud model

The modeling of the chemical and microphysical processes being a work in progress in the LMD Venus GCM, the formation of clouds is not yet implemented in our simulations : a cloud radiative model is simply derived from the observations. In the results presented so far, the cloud model of [Haus et al. \(2014\)](#) was used. To test the sensitivity of our predictions to the cloud model, we carried out Venus LES using heating rates derived from LMD Venus GCM runs with the cloud model of [Zasova et al. \(2007\)](#) (see [Lebonnois et al., 2016](#)). Retrievals of the cloud properties in [Haus et al. \(2014\)](#) (hereafter H14) are based on VIRTIS/VEX spectra, while [Zasova et al. \(2007\)](#) (hereafter Z07) used dataset from *Venera 15/16* and *Vega 1/2* missions. In Figure 3.18 we compare the results of Venus LES using the two distinct cloud models.

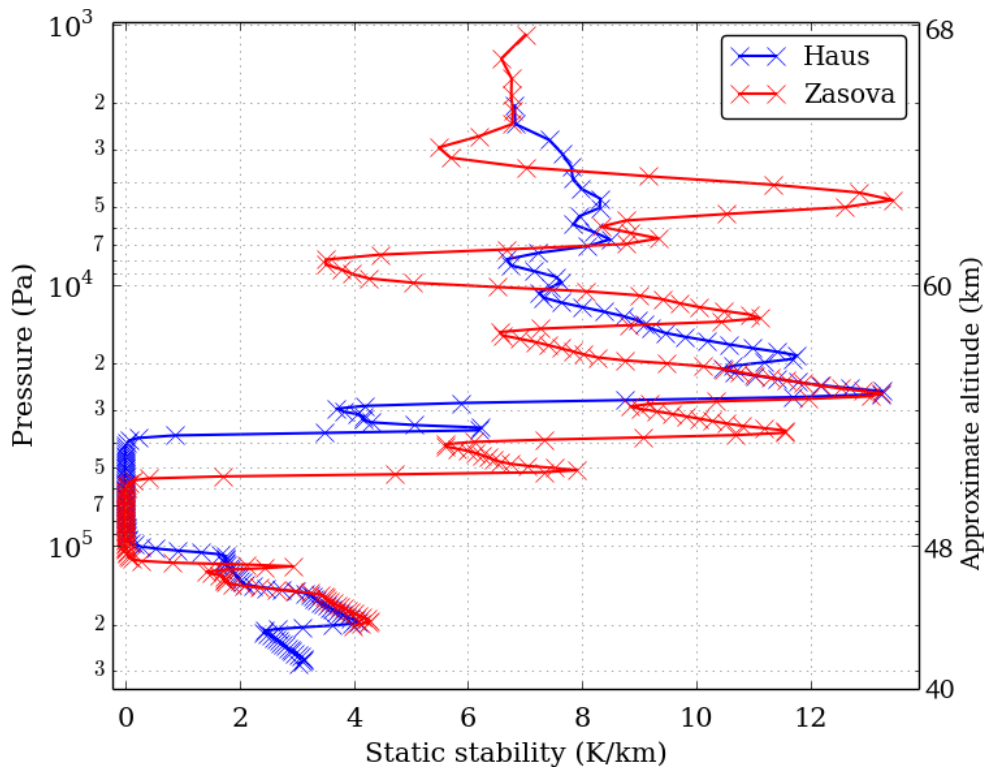


FIG. 3.18 – Comparison of the average static stability (K/km) vertical profile at the equator at midnight between forcing using heating rates calculated from [Haus et al. \(2014\)](#) and [Zasova et al. \(2007\)](#) cloud models.

The convective layers obtained with the two cloud models clearly exhibit differences, which

makes the choice of cloud model a key aspect in modeling the convection in the Venusian cloud layer. With the Z07 cloud model, the convection extends from  $1.2 \cdot 10^5$  Pa to  $5.5 \cdot 10^4$  Pa with vertical wind between  $-1.7$  and  $1.7 \text{ m s}^{-1}$  and temperature perturbations with typical values of  $\pm 0.2$  K. Hence the convective layer is both thicker and higher (thus more consistent with the VeRa profiles) when using the H14 cloud model than when using the Z07 model. There is no predicted difference, however, in the wavelengths of the emitted gravity waves and the variability of the cloud-layer convection in latitude and local time. This preliminary analysis remains to be complemented in future work coupling our Venus LES model with a representation of microphysical processes as in [McGouldrick and Toon \(2008\)](#).

### 3.2.7 Conclusion

We performed unprecedented three-dimensional LES simulations of the convective cloud layer of Venus and the induced gravity waves, with a radiative forcing consisting of IR and solar heating rates and an additional heating rate associated with the global circulation extracted from the LMD Venus GCM.

The resolved convective layer is several kilometers thick, with vertical winds up to several meters per second, and organized horizontally as polygonal closed cells of about ten kilometers wide. The gravity waves emitted by the convection (both above and below the convective layer) drive temperature perturbations of several tenths of Kelvins with vertical wavelengths from 1 to 3 km and horizontal wavelengths from 1 to about 10 km. These results are in good agreement with the observations though our Venus LES is underestimating the thickness of the convective layer and the amplitude of the gravity waves. As expected the convective layer is strongly dependent on the cloud model used to calculate the heating rates, with the latest cloud model of [Haus et al. \(2014\)](#) providing better comparison with observations.

The variability of the model with latitude and local time is different from previous modeling. The addition of the heating rate associated with the global circulation provides an estimate of the impact of the global circulation on the convective layer and proves to be a crucial inclusion to Venus LES for the cloud layer. By warming up and cooling down the convective layer, the global dynamics tends to mitigate the convection.

The simplicity of the adopted forcing may be responsible for the differences between our model predictions and the observations. Indeed a complete radiative-photochemical-dynamical coupling in our Venus LES may be key to understand the convective cloud layer of Venus. The follow-up to this work is thus to develop a Venus LES model capable to couple the WRF dynamical integrations with the complete physical parameterizations for Venus by [Lebonnois et al. \(2016\)](#), in a broader project to build a complete mesoscale model for Venus in a similar fashion to what was done on Mars by [Spiga and Forget \(2009\)](#). Another area of improvement is to implement an extension of the domain in the vertical (from 0 to about 90 km) to resolve the planetary boundary layer and the two convective layers (18-30 km and 50-60 km altitudes), and in the horizontal over 100 km wide to study the full spectrum of emitted gravity waves, and their possible link with topography ([Blamont et al., 1986](#); [Sagdeyev et al., 1992](#); [Titov et al., 2012](#); [Piccialli et al., 2014](#); [Bertaux et al., 2016](#)). Further applications of our Venus mesoscale model will undoubtedly arise in the near future from the upcoming observations of *Akatsuki* and future Venus missions.

# Étude de la turbulence petit échelle dans l'atmosphère vénusienne à l'aide du modèle LES *on-line*

## Sommaire

<b>4.1 Motivation et description des résultats</b> . . . . .	<b>77</b>
<b>4.2 Article : <i>Three-dimensional turbulence-resolving modeling of the Venusian cloud layer and induced gravity waves. Inclusion of complete radiative transfer and wind shear</i></b> . . . . .	<b>78</b>
4.2.1 Intro . . . . .	78
4.2.2 The model . . . . .	80
4.2.3 Simulation settings . . . . .	82
4.2.4 Main layer : Convection and gravity waves . . . . .	83
4.2.5 Impact of the wind shear . . . . .	90
4.2.6 Dynamics at the top of the cloud . . . . .	94
4.2.7 Conclusion . . . . .	97
<b>4.3 La couche limite convective</b> . . . . .	<b>99</b>

Les résultats du modèle *off-line* sont très intéressants malgré une couche convective trop fine, une variabilité à haute latitude peu réaliste et des ondes de gravité trop faible. Une des limitations est l'interpolation des taux de chauffages à partir des simulations du GCM du LMD qui ont trop peu de points dans cette région pour avoir une résolution suffisante. Un couplage du cœur dynamique au transfert radiatif de la physique du GCM du LMD est nécessaire. Ce chapitre présente les résultats du modèle méso-échelle du LMD obtenus avec le mode LES *on-line* décrit dans le Chapitre 2.4. Ces résultats ont été soumis dans *Journal of Geophysical Research : Planets* et ont été acceptés en Septembre 2018. La section suivante reprend cet article.

## 4.1 Motivation et description des résultats

À la suite de l'étude réalisée avec le modèle *off-line* (Lefèvre et al., 2017), le couplage de la physique du GCM Vénus du LMD a été entreprise pour augmenter le réalisme du modèle et pallier les certaines limitations du mode *off-line*. Les taux de chauffage solaire et IR sont calculés par le transfert radiatif du GCM Vénus du LMD adapté au modèle et le taux de chauffage associé à la circulation générale est toujours interpolé à partir des simulations du GCM Vénus du LMD. Le modèle de nuages ainsi que les simulations (Garate-Lopez and Lebonnois, 2018) qui ont servi à initialiser les champs météorologiques utilisent le modèle de Haus et al. (2015) prenant en compte la variation des

nuages avec la latitude. Ce couplage a permis l’extension du domaine verticale de la surface à environ 100 km. La section 4.2 et l’article associé se concentre sur la turbulence présente de les nuages tandis que la section 4.3 discute de la turbulence dans la couche limite planétaire. L’impact du vent d’environnement a également été mesuré en appliquant les profils de vents horizontaux du GCM.

L’un des principaux résultats de ce modèle est l’impact du calcul des taux de chauffage radiatifs par le transfert radiatif. La couche convective s’étend 46 à 55 km d’altitude, soit près de deux fois l’épaisseur obtenue avec le mode off-line. Un transfert radiatif avec une fine résolution verticale est donc nécessaire pour résoudre de façon réaliste la couche convective. La convection est toujours organisée en cellules polygonales avec un diamètre entre 20 et 30 km et des vitesses verticales de  $\pm 3 \text{ m s}^{-1}$ . Il y a assez peu de variabilité latitudinale et la dynamique de grande échelle a un impact important sur la variabilité jour/nuit, par exemple le taux correspondant est à l’équateur de nuit positif et similaire au taux de chauffage solaire le jour ce qui explique la très variabilité jour/nuit à l’équateur. Les ondes de gravité associées sont très similaires au mode off-line. Cependant en présence d’un vent d’environnement les ondes sont modifiées. En plus de la génération par un oscillateur mécanique (ascendances au-dessus et subsidences en dessous de la convection), l’interaction entre une ascendance et le vent horizontal génère des ondes par effet d’obstacle. L’ascendance bloque le vent environnant qui en contournant par-dessus génère des ondes. Ces ondes ont une amplitude supérieure à un Kelvin ce qui est du même ordre de grandeur que les observations (Tellmann et al., 2012). La longueur d’onde ainsi que le front d’onde sont aussi modifiés, la longueur d’onde atteint la vingtaine de kilomètres au sommet des nuages et le front est maintenant linéaire, ces ondes sont en accord avec les observations au sommet des nuages (Piccialli et al., 2014). L’effet d’obstacle est à prendre en compte pour modéliser de façon réaliste les ondes de gravité issues de la convection. Le vent d’environnement n’a par contre qu’un effet marginal sur l’épaisseur de la couche convective. Grâce à l’extension verticale du modèle il est maintenant possible de modéliser l’impact du chauffage solaire au sommet de la couche de nuages. À l’équateur à midi, l’absorption du chauffage solaire par le mystérieux absorbant vers 66 km est si fort que cela déstabilise l’atmosphère et engendre de la convection sur 6 km de haut. La taille des cellules de convection de l’ordre d’environ 20 km, taille des petites cellules observées par VMC (Markiewicz et al., 2007). Cependant les radio-occultations montrent une atmosphère stable (Tellmann et al., 2009; Ando et al., 2015). Un taux de chauffage de la circulation générale avec une plus grande résolution pourrait rendre plus réaliste le modèle, des simulations avec le GCM avec 150 niveaux verticaux contre 50 actuellement sont prévues. Un pris en compte de la variabilité jour/nuit de la composition des nuages pourrait augmenter la fiabilité du modèle. Enfin un calcul des taux de chauffages solaire similaire à celui de l’IR serait souhaitable pour améliorer la précision du modèle et notamment étudier la convection au sommet de la couche de nuages.

## 4.2 Article : *Three-dimensional turbulence-resolving modeling of the Venusian cloud layer and induced gravity waves. Inclusion of complete radiative transfer and wind shear*

### 4.2.1 Intro

The strong dynamical activity inside the Venusian cloud layer has been investigated for a long time. The convective activity was measured for the first time by the *Pioneer Venus* radio occultation experiment (Seiff et al., 1980) from 50 to 55 km above the surface and was then confirmed by other spacecraft like the *Magellan* probe (Hinson and Jenkins, 1995). The variability of the vertical extension of the convective layer has been studied in detail with the VeRa radio occultation device on board

of *Venus Express* (Tellmann et al., 2009, 2012). A strong latitudinal variability of the vertical extent of the convective layer was observed (Tellmann et al., 2009), with the thickness of the convective layer reaching 10 km in polar regions, almost twice thicker than in the equatorial regions. No variability of the thickness of the convective layer with local time was measured in this dataset, though the radio occultations measured with the ongoing spacecraft *Akatsuki* measured a convective layer that appears to be thicker in the morning (Imamura et al., 2017). The amplitude of the vertical convective plumes, as well as the width of the convective cells, were measured in-situ by the VEGA balloons flying in the Venusian convective layer : vertical winds range between  $-3.5$  and  $2 \text{ m s}^{-1}$  (Linkin et al., 1986b) and convective cells extend horizontally from several hundred meters to tens of kilometers (Kerzhanovich et al., 1986).

Gravity waves emitted by this convective layer have been observed. Radio science profiling within and above the cloud layer evidenced small-scale waves with vertical wavelengths of about 7 km (Seiff et al., 1980; Counselman et al., 1980). The *Venus Express* instruments also measured the wavelengths of the waves emitted above the cloud layer, which range between about 2 and 3.5 km along the vertical (Tellmann et al., 2012) and from 2 km to hundreds of kilometers in the horizontal (Peralta et al., 2008; Piccialli et al., 2014). From the Venus Monitoring Camera (VMC) images at high latitude, the waves seem to propagate towards the pole (Piccialli et al., 2014).

In addition to the convection layer inside the cloud, features observed at cloud-top by the Mariner 10 mission (Belton et al., 1976) and the *Pioneer Venus* spacecraft (Rossow et al., 1980) near subsolar point were morphologically close to convective cells with sizes between 200 and 1000 km. The VMC observed the same cellular features at the top of the cloud, approximately 70 km above the surface, at low latitude close to the subsolar point that might be attributed to convective motions (Markiewicz et al. (2007); Titov et al. (2012)). Convective cells from around 20 to a few hundreds of kilometers have been determined from these observations. With the nine years orbiting around Venus, the *Venus Express* mission yields a remarkable dataset of cloud top morphologies. Different regimes have been determined, from mottled dark clouds at low latitude to streaky clouds around  $50^\circ$  and bright and almost featureless clouds at high latitude. Interestingly, while the low-latitude cloud-top images are reminiscent of convective activity, the *Venus Express* and *Akatsuki* radio occultation measurements at those altitudes in tropical regions do not show any clear neutral-stability layers (Tellmann et al., 2009; Ando et al., 2015; Imamura et al., 2017).

Aside from the observational efforts to characterize the cloud dynamics, the convective motions in the cloud layer and the resulting emission of gravity waves have been subject to modeling studies with two-dimensional models (Baker et al., 1998, 2000a,b; McGouldrick and Toon, 2008; Imamura et al., 2014) and idealized three-dimensional experiments (Yamamoto, 2014). Recently, Lefèvre et al. (2017) (hereafter L17) improved on those studies by proposing, for the first time, three-dimensional turbulence-resolving simulations with prescribed heating rates for shortwave, longwave, and large-scale dynamical forcings of the convective cloud layer. This enabled to evidence the horizontal organization of convective plumes as polygonal convective cells and the propagation of gravity waves both above and below the convective cloud layer. L17 also concluded that the thermal influence of the large-scale circulation (adiabatic warming/cooling associated with large-scale subsiding/ascending motions) is as important as the radiative forcing of the convective cloud layer. Yet, despite those improvements over existing modeling studies, both the thickness of the convective layer, the intensity of the convective plumes, and the amplitudes of the emitted gravity waves remained underestimated in the simulations of L17 compared to the available observations.

The goal of this paper is to further improve on the work by L17 by carrying out three-dimensional turbulence-resolving simulations with a more complete and realistic approach. The simulations in L17

1. did not include the wind shear present in the Venusian cloud layer where the large-scale super-rotating winds increase with altitude, while the pioneering two-dimensional simulations by [Baker et al. \(2000b\)](#) indicated that the wind shear had an impact on the development of the convection in the cloud layer and the associated gravity waves ;
2. used prescribed radiative heating rates (hereafter referred to as the “offline” mode), interpolated from Global Climate Modeling (GCM) calculations to the finer vertical grid used for convection-resolving simulations ;
3. only focused on the convective activity in the main cloud layer, with not enough vertical extent to investigate a possible convective activity at the top of the main cloud layer.

Here we propose unprecedented turbulence-resolving simulations coupled with fully interactive calculations of the radiative heating rates (hereafter referred to as the “online” mode) using the latest version of the radiative transfer scheme developed for the Institut Pierre-Simon Laplace (IPSL) Venus GCM ([Lebonnois et al., 2016](#); [Garate-Lopez and Lebonnois, 2018](#)). Furthermore, our simulations are carried out with and without the inclusion of the vertical wind shear caused by Venus’ super-rotating winds simulated in the IPSL Venus GCM. With this upgraded model, we revisit the study of L17 about the convective activity between 50 and 60 km and the induced gravity waves in the Venus cloud layer, and latitudinal and temporal variability thereof. We complement this by presenting the first modeling assessment of the potential convective motions at the top of the cloud at an altitude of about 70 km.

Our paper is organized as follows. The model is described in Section 4.2.2. In Section 4.2.4, the results on convective motions and gravity waves from a reference simulation for the main convective region are presented, as well as the variability of this dynamical activity with latitude and local time. The impact of wind shear on turbulent convection in the main cloud layer is discussed in Section 4.2.5. The convective activity at the top cloud layer is then investigated in Section 4.2.6. Our conclusions are summarized in Section 4.2.7.

## 4.2.2 The model

### 4.2.2.1 Dynamical core

Similarly to the modeling work of L17, this study is conducted using the fully-compressible non-hydrostatic dynamical core of the Weather Research and Forecast (WRF) terrestrial model ([Skamarock and Klemp, 2008](#); [Moeng et al., 2007](#)). We use WRF in Large-Eddy Simulations (LES) mode : the grid spacing of the WRF model is refined to a couple hundreds meters so that the largest turbulent eddies (that is, convective plumes), responsible for most of the energy transport by buoyant convection, are resolved ([Lilly, 1962](#); [Sullivan and Patton, 2011](#)). Past modeling studies ([Baker et al., 2000a](#); [Imamura et al., 2014](#); [Lefèvre et al., 2017](#)) showed that this LES modeling strategy allows to resolve the convective plumes in the unstable Venusian cloud layer, and the associated emission of gravity waves. Turbulent mixing by unresolved small-scale eddies is parameterized by a subgrid-scale “prognostic Turbulent Kinetic Energy” closure by [Deardorff \(1972\)](#), following the strategy adopted for terrestrial ([Moeng et al., 2007](#)) and Martian ([Spiga et al., 2010](#)) LES using WRF. Our Venus LES approach is not suitable to resolve small-scale turbulence in stable layers of the Venus atmosphere, although it is appropriate to study the propagation of gravity waves in those layers.

### 4.2.2.2 Online coupling with complete physical packages for Venus

The “offline” model used in L17 mainly consisted of WRF dynamical integrations forced by prescribed, fixed-in-time, radiative and (large-scale) dynamical heating rates extracted from simulations

with the IPSL Venus GCM (Lebonnois et al., 2010, 2016). For the present study, we developed a complete “online” model by fully interfacing the WRF dynamical core with the whole set of Venus LMD physical packages used in the LMD Venus GCM. Our Venus LES are now designed equivalently to what was done for Mars by Spiga et al. (2010), promoting our Venus LES from category 2 LES to category 3 LES (according to the terminology described in section 2.4 of Spiga et al., 2016).

The calculations of the radiative heating rates (solar and IR) are made online from fluxes tables using the pressure and temperature of the domain. These calculations are performed with a time step ratio of 1300 between the dynamical and physical timesteps, given the long radiative timescales in the Venus atmosphere compared to the short timesteps (about one second, see next section) used for dynamical integrations.

The radiative transfer used for our turbulence-resolving simulations is similar to the one described in Garate-Lopez and Lebonnois (2018). The infrared (IR) transfer is based on Eymet et al. (2009) net-exchange rate (NER) formalism : the exchanges of energy between the layers are computed prior to the dynamical simulations, by separating temperature-independent coefficients from the temperature-dependent Planck functions of the different layers. These temperature-independent coefficients are then used in the online model to compute the infrared cooling rates of each layer. The solar heating rates are based on computations by Haus et al. (2015) : we use look-up tables of vertical profiles of the solar heating rate as a function of solar zenith angle, that are then interpolated on the fine-resolution vertical grid of our Venus LES model.

The cloud model is based on Haus et al. (2014) and Haus et al. (2015) and uses recent retrievals from *Venus Express* observations. This cloud model takes into account the latitudinal variation of the cloud structure, especially the cloud top variation Haus et al. (2014). The latitudinal variation of the cloud is accounted for by setting 5 distinct latitude intervals :  $0^\circ$  to  $50^\circ$ ,  $50^\circ$  to  $60^\circ$ ,  $60^\circ$  to  $70^\circ$ ,  $70^\circ$  to  $80^\circ$  and  $80^\circ$  to  $90^\circ$ . Different NER-coefficients matrices are computed for these five latitudinal bands over the 300 vertical levels of the model, ranging from the surface to roughly 100 km altitude.

As evidenced in L17, the heating/cooling caused by the general circulation (adiabatic cooling/heating by ascending/subsiding large-scale motions) has a significant impact on the dynamics of the convective layer. Therefore, in addition to the solar and IR radiative heating rates now computed online by our Venus LES, we add as in L17 a prescribed term accounting for the adiabatic cooling / warming due to the large-scale dynamics of the atmosphere. This heating rate is extracted from the IPSL Venus GCM reference simulation in Garate-Lopez and Lebonnois (2018) at the local time targeted for the Venus LES modeling. After extracting the same local time for all longitudes, a zonal mean is performed at the targeted latitude to remove wave-induced longitudinal perturbations. The six cases of the large-scale dynamical are shown in Figure 4.1 with associated large-scale vertical wind .

The implementation of the LMD Venus physics, and the use of the NER formalism for IR radiative transfer, requires the full vertical domain of the IPSL Venus GCM to operate, i.e. from the ground to  $\sim 100$  km. The calculations are therefore carried out on this extended vertical range. The dynamical analysis in this study focuses on the Venusian cloud layer and the gravity waves emitted above this convective layer, thus all the figures presented here only display a vertical extent from 40 to 75 km. The study of the convective motions in the Planetary Boundary Layer is left for future work, as it would require different horizontal and vertical grids than the one presently adopted for the study of the cloud convection (Yamamoto, 2011).



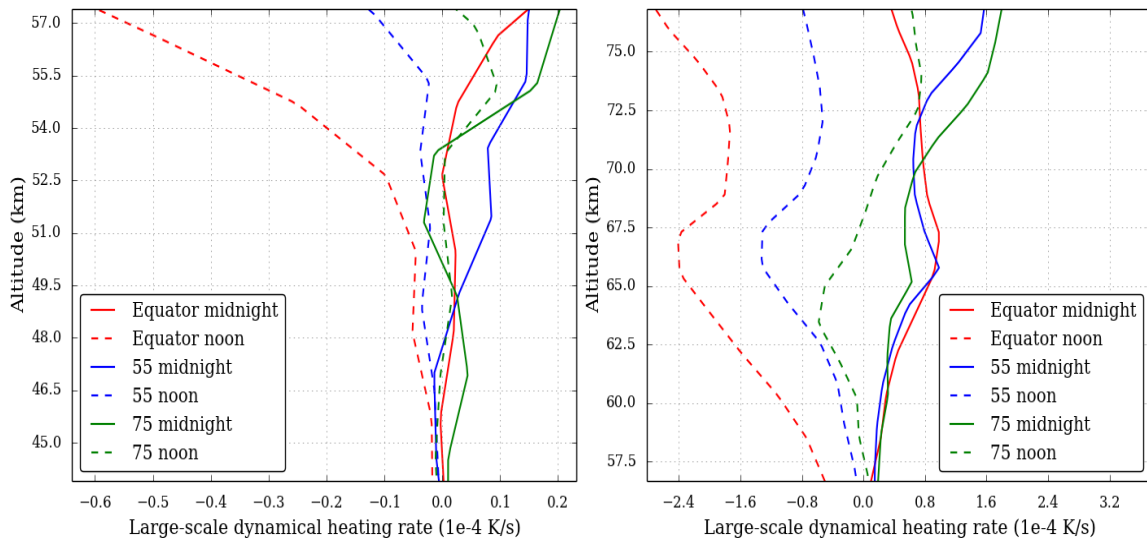


FIG. 4.1 – Vertical profile of the large-scale dynamical heating rate ( $10^{-4} \text{ K s}^{-1}$ ) between 45 and 57 km and from 57 to 75 km.

### 4.2.3 Simulation settings

The dynamical equations implemented in WRF make use of potential temperature (field and perturbations) instead of temperature, while the physical packages from the IPSL Venus GCM make use of temperature. The WRF dynamical core is built with a constant heat capacity, which is set to  $900 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$  for this study, while the physical package uses a varying heat capacity. The conversion from potential temperature to temperature, and vice versa, is computed as in (Lebonnois et al., 2010) using a heat capacity  $C_p$  varying with temperature. The initial profile of potential temperature used in the Venus LES is also computed with a varying heat capacity, to be consistent with the GCM integrations from which it is extracted.

For the sake of illustration, Figure 4.2 shows the three heating rates : the two solar and IR radiative rates computed by the online model and the large-scale dynamical heating rate prescribed from GCM precomputed simulations and the total heating rate, at the equator at noon between 40 and 76 km. The solar heating rate is strictly positive with a maximum around 66 km due to the unknown UV absorber (Haus et al., 2015). The infrared heating rate is mainly negative except around 46 km, the base of the cloud, where it becomes strongly positive. The dynamical heating rate is strictly negative due to the ascending branch of the Hadley cell (Figure 4.1).

The chosen horizontal resolution for our convective cloud modeling is 400 m with a grid mesh comprising 151 points : the extent of the horizontal domain is 60x60 km. The vertical domain is composed of 300 points approximately equally distributed, except for a refined area where the convective activity takes place. The resolution inside the convective layer is in average of 150 m against 300 m for the remainder of the vertical column. This vertical grid is different than the one adopted in the IPSL Venus GCM, thus the NER matrices were recomputed to suit the needs of our Venus LES modeling.

The choice of spatial (horizontal and vertical) resolution requires a dynamical integration timestep of 1.5 s, as a trade-off between numerical stability and computational efficiency, and small enough to provide high temporal resolution over the lifetime of a convective cell. The horizontal boundary conditions are periodical. At the top of the domain, a Rayleigh sponge layer of 8 km height and a damping coefficient of  $0.06 \text{ s}^{-1}$  is set to avoid spurious reflection of upward-propagating gravity waves on the (artificial) model top around 100 km altitude.

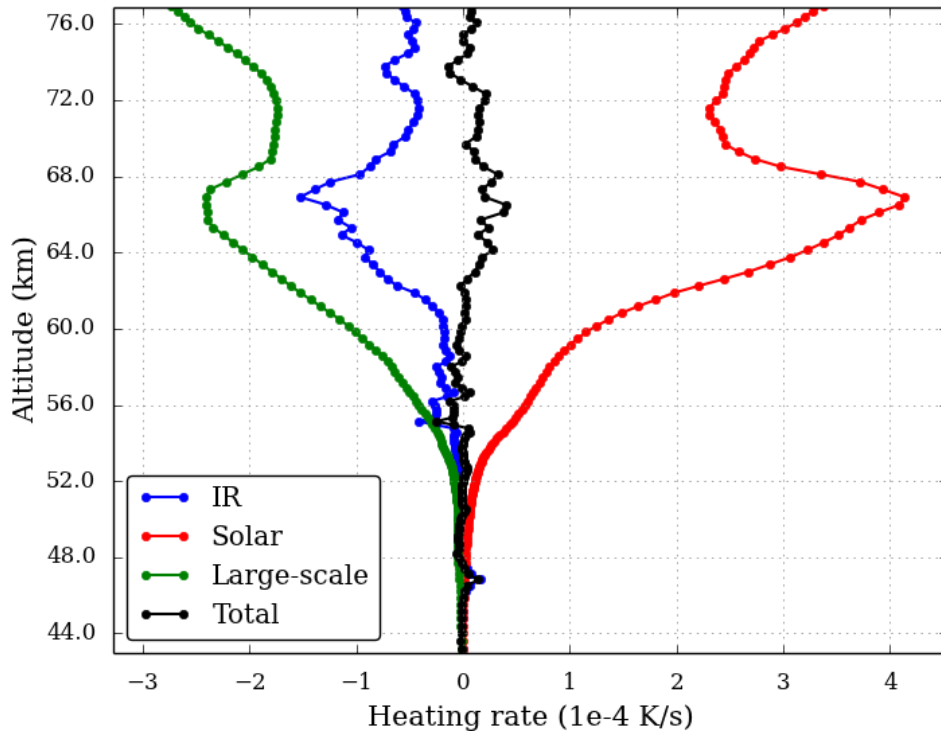


FIG. 4.2 – The forcing in the Venus cloud region : solar, infrared (IR), large-scale dynamical and the total heating rates (K/s) in the equatorial condition at noon.

The initial fields (temperature, pressure, winds) for the LES integrations are extracted at a given latitude/local time from the IPSL Venus GCM simulation (Garate-Lopez and Lebonnois, 2018) that uses the exact same solar and IR radiative transfer as the LES integrations. In this study we performed simulations using distinct initial fields and settings in the physics, corresponding to several local times and latitudes. Simulations are performed using 3 different latitudes, at the equator, 55 °N and 75 °N. We choose 2 local times, midnight and noon, that are fixed during the entire corresponding Venus LES run. We remind the reader with the important point raised in L17 that *our simulations are run long enough so that the combination of radiative and (large-scale) dynamical heating rates act to destabilize the initial atmospheric profile and to cause convective instability, hence the mixed profile obtained in the cloud layer stems from the plumes resolved by LES integrations*. We found that running about 10 Earth days is necessary before the convective motions in our Venus LES reach a steady state at fixed local time.

#### 4.2.4 Main layer : Convection and gravity waves

In this section, we focus on the main convective layer between 40 and 65 km. We first discuss the convective activity and gravity waves of a Venus LES run in the equatorial conditions at noon, before analyzing the variability of this convection layer with local time and latitude. Hereafter the overline  $\overline{X}$  denotes the domain-averaged and the apostrophe  $X'$  denotes the perturbation, i.e. the fields minus the average  $X' = X - \overline{X}$ .

#### 4.2.4.1 Simulated Convection

Figure 4.3 shows the vertical profiles of the domain-averaged potential temperature (left) and static stability (right) at the equator at noon between 42 and 65 km. The zero value of the static stability (or, equivalently, the constant value of the potential temperature) indicates that the convection takes place between approximately 46.5 and 55.5 km. In the radio occultation measurements of VeRa the convective layer at the equator was located between approximately 49 and 59 km (Tellmann et al., 2009). The first radio occultations on-board *Akatsuki* (Imamura et al., 2017) measured a vertical extension of the convective layer from 50 to 58 km. Thus, the bottom of the convective layer resolved in our Venus LES is slightly lower than the observations, but the thickness is consistent.

The predicted thickness is twice thicker in our present simulations than in the previous results described in L17, which were obtained through a LES model using prescribed radiative heating rates derived from GCM calculations. We conclude that radiative transfer computations at fine vertical resolution is necessary to correctly reproduce the vertical extent of the convective layer in a turbulence-resolving model. Both above and below the convection layer stands a region of high stability, with a maximum of static stability around 63 km. Both the amplitude, and altitude of occurrence, of these stable regions are consistent with the VeRa radio occultations near the equator.

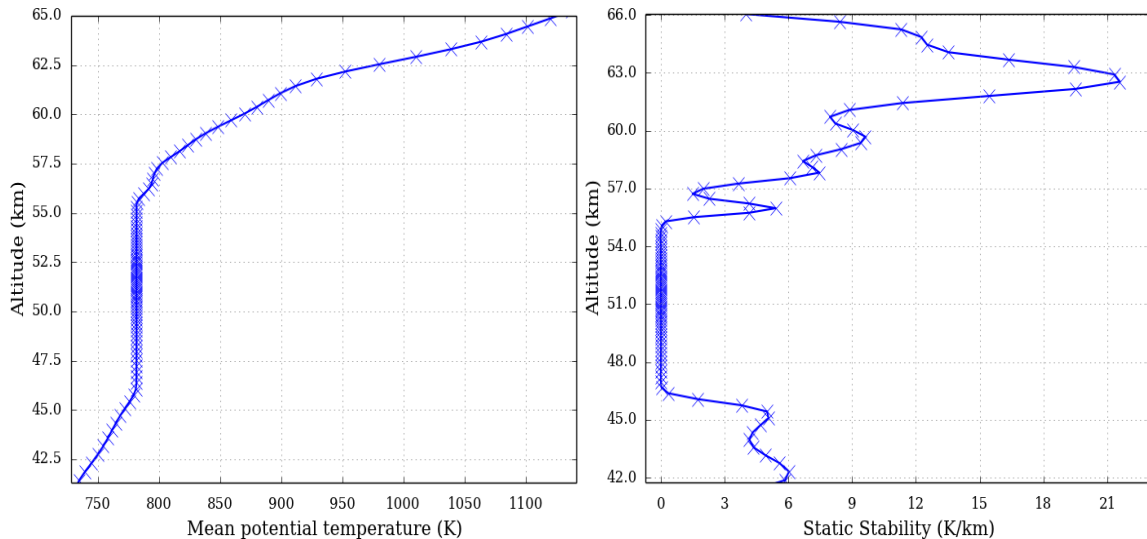


FIG. 4.3 – The Venus cloud mixing layer : domain averaged potential temperature (K) (left) and static stability (K/km) (right) between 42 and 65 km in the equatorial condition at noon.

The convective motions are depicted in Figure 4.4 by two snapshots : a vertical cross section in the middle of the domain (left) and a horizontal cross section in the middle of the convective layer at 51 km (right). The values of the vertical wind vary between about  $2 \text{ m s}^{-1}$  for updrafts, and almost  $-3 \text{ m s}^{-1}$  for downdrafts. Those vertical wind velocities are consistent with measurements obtained by the VeGa balloons (between  $-3.5$  and  $2 \text{ m s}^{-1}$ , Linkin et al., 1986b). This is, again, a key improvement compared to our previous work in L17. As the convective layer is thicker with the complete radiative transfer, the vertical wind inside the convective layer is stronger – about twice the amplitude obtained with the prescribed heating rates.

The convective motions are organized on the horizontal plane as polygonal closed-cells with a “diameter” of about 20 km width. This is larger than L17, consistently so with the above-mentioned conclusions since the extent of polygonal cells scales approximately with the thickness of the convective layer. These values are consistent with the broad convective cells encountered by the VeGa bal-

loons (Kerzhanovich et al., 1986). The aspect ratio of the convective cells is quite low compared to one observed for the closed convective cells on the Earth (between 3 and 28, Atkinson and Wu Zhang, 1996).

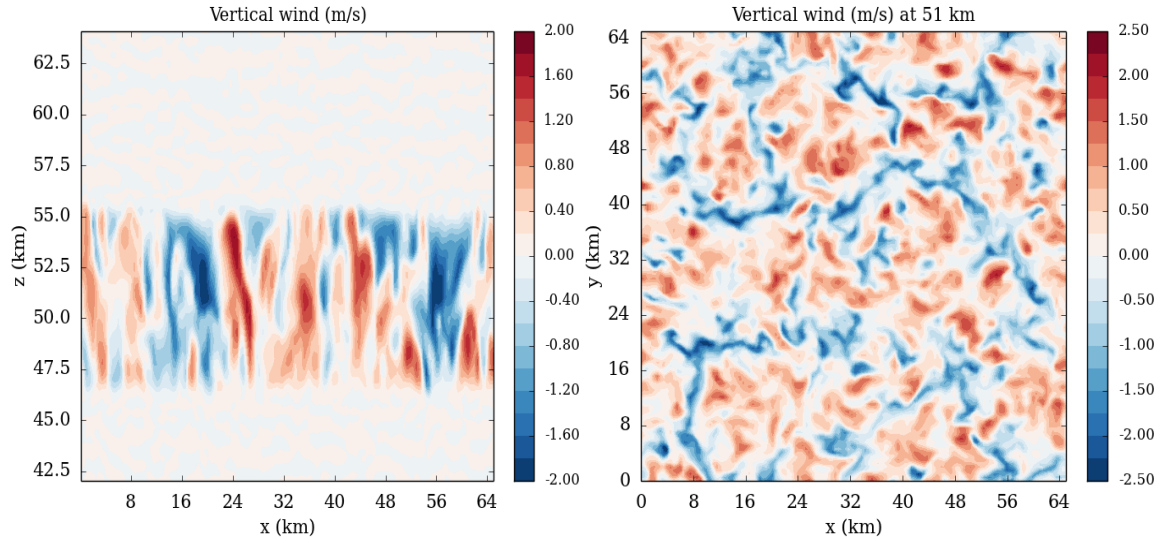


FIG. 4.4 – Snapshots of the cloud convective vertical motions : vertical cross-section at  $y = 20$  km between 42 and 65 km of altitude (left) and horizontal cross-section at 51 km of the vertical wind ( $\text{m s}^{-1}$ ) (right) at the Equator at noon.

What is the heat transport caused by the resolved convective motions in our Venus LES ? Figure 4.5 shows the vertical convective heat flux defined as  $C_p \rho \overline{w' \theta'}$  with  $C_p$  the specific heat,  $\rho$  the density calculated with the ideal gas law,  $w'$  the vertical wind perturbation and  $\theta'$  the potential temperature perturbation. As is described in L17, the convective layer consists of the mixing layer, between 46.0 and 55.5 km, which is bounded by an updraft-induced entrainment layer (55.5 and 56.0 km) and a downdraft-induced entrainment layer (46.0 to 45.7 km). The convective heat flux reaches  $18.0 \text{ W m}^{-2}$  at maximum, almost twice the value obtained by the model of Imamura et al. (2014).

#### 4.2.4.2 Gravity waves

Fig 4.6 features two snapshots of the induced gravity waves : a vertical cross section in the middle of the domain of the temperature perturbation (left) and a horizontal cross section at 57 km of the vertical wind perturbation (right). The temperature perturbations range between approximately -0.7 and 0.5 K. These values are about five times stronger than the previous version of the model described in L17, although still weaker than the VeRa observations by about a factor of two (Tellmann et al., 2012). The wave amplitude simulated by our Venus LES is consistent with the values obtained in the modeling work of Imamura et al. (2014) and Yamamoto (2014), with a similar vertical extent of the convective layer and no background wind. As in L17, the wavefronts in the horizontal plane are circular due to the absence of wind shear. The impact of the background wind on the gravity waves will be discussed in Section 4.2.5.

Using the continuous wavelet transform<sup>1</sup>, with the Morlet wavelet defined in Torrence and Compo (1998), we calculate the horizontal and vertical wavelengths of the gravity waves. Wavelet analysis indicates that the horizontal wavelengths range from 1 to 6 km at an altitude of 57 km. These values

<sup>1</sup>Python software by Evgeniya Predybaylo, available in this URL <http://paos.colorado.edu/research/wavelets>

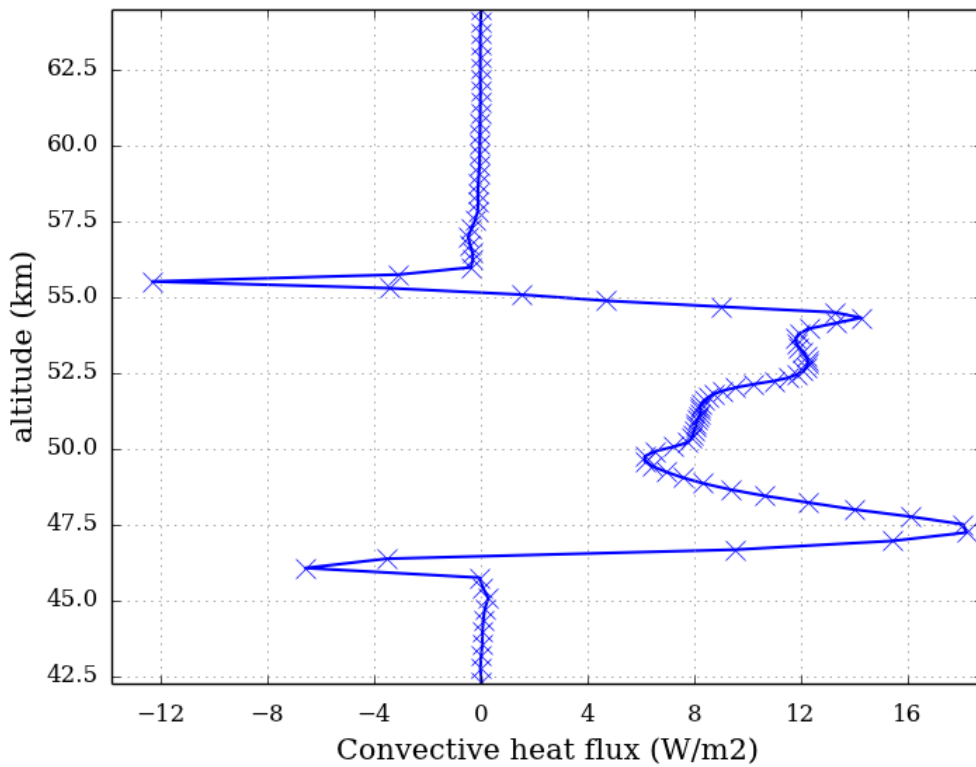


FIG. 4.5 – Domain averaged vertical profile of the turbulent heat flux ( $\text{W m}^{-2}$ ) of the Venus cloud convective layer for Equatorial condition noon.

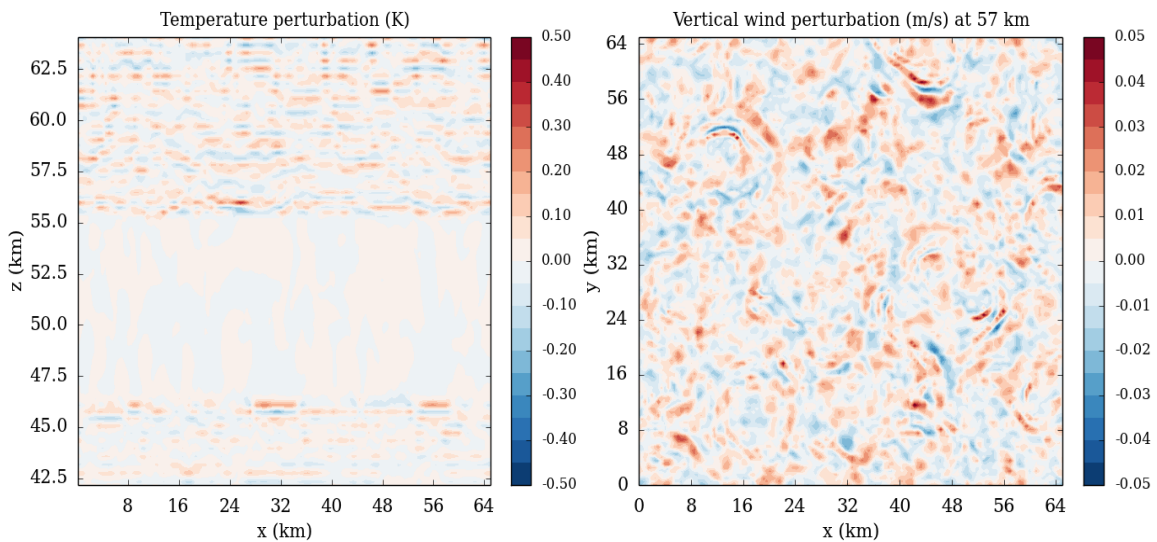


FIG. 4.6 – Snapshots of the induced gravity waves : vertical cross-section at  $y = 20$  km of the temperature perturbation (K) between 42 and 65 km (left) and horizontal cross-section at 57 km of the vertical wind perturbation ( $\text{m s}^{-1}$ ) (right), at the Equator at noon.

are very similar to the ones obtained with our previous model. The simulated horizontal wavelengths are on lower side of the spectrum observed by VMC (2 to 20 km, Piccialli et al., 2014). The vertical wavelength ranges from 1 to 2 km, similar to the previous model and consistent with VeRa measurements (Tellmann et al., 2012).

With the formalism described in L17, and borrowed from [Frits and Alexander \(2003\)](#), the dispersion relation and group speed are calculated. A horizontal wavelength between 1 and 6 km is assumed in the two horizontal directions, with a vertical wavelength of 1.5 km, and a squared Brunt-Väisälä frequency  $N^2$  value of  $10^{-4} \text{ s}^{-2}$  consistent with the *Pioneer Venus* observations ([Gierasch et al., 1997](#)). At an altitude of 57 km, this leads to an intrinsic frequency  $\hat{\omega} = N^2(k^2 + l^2)/(k^2 + l^2 + m^2)$ , where  $k$ ,  $l$  and  $m$  the wavenumber along respectively the x-axis, the y-axis and the z-axis, between  $3.3 \times 10^{-3}$  and  $9.0 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ . The angular frequencies are close to the Brunt-Väisälä frequency, hence the gravity waves belong to high-frequency regime. Assuming zero background wind, the associated horizontal group velocity ranges from 0.18 to 2.00  $\text{m s}^{-1}$  and the vertical component from 0.39 to 0.70  $\text{m s}^{-1}$ .

#### 4.2.4.3 Variability with local time and latitude

Figure 4.7 shows the comparison of the mean static stability at the Equator for noon and midnight between 42 and 63 km. The difference of thickness of the convective layer between noon and midnight is hardly noticeable, echoing the variability observed by the VeRa experiment. The modeling work of [Imamura et al. \(2014\)](#) found a strong solar inverse dependence on insolation, observed also in the first results of *Akatsuki* radio occultations. The heating at the base of the convection is driven by the IR heating in both cases. Above, at noon large-scale dynamical heating rate is negligible in front of the radiative rates whereas at night the solar heating is mainly compensated by the large-scale dynamical heating rate, resulting to a rate very close to the nighttime large-scale dynamical heating rate. At the Equator, because of the daytime large-scale dynamical heating rate, there is no variability of the convection thickness.

At midnight, a very thin 1-kilometer-deep layer of low static stability is present at approximately 62 km. The atmosphere is destabilized by the combination of IR and positive large-scale dynamical heating. The large-scale dynamical heating rate is positive and increasing constantly with altitude at night due to the large-scale descent on the nightside. The IR heating rate in that area (between 58 and 60 km) is negative and constant with altitude and decreasing above. The total rate is therefore positive around 60 km and then negative around 62 km leading to a small destabilization leading to a weak convection. At noon the strong solar heating is stabilizing this region. This unstable zone corresponds to the altitude of the decrease of the number of cloud particles in the distribution of mode 2' ([Haus et al., 2015](#)). The decrease of the number of cloud particles induces a modification of the IR heating. In our model, this destabilization is too strong compared to observations, maybe because the large-scale dynamical heating rate is not as realistic as is the radiative rate. This thin low-stability layer is also found at other latitudes and local times, approximately at the same altitude (Figures 4.9).

One of the key consequences of this low static stability layer lies in the perturbations of the vertical propagation of the gravity waves, similar in many aspects to the VeRa measurements ([Tellmann et al., 2012](#)). Figure 4.8 shows a comparison of the temperature perturbations (K) at the Equator for noon (left) and midnight (right) between 42 and 63 km. The amplitude of the waves is slightly stronger at midnight, due to the stronger convection, but what is mostly noticeable is the strong attenuation around 61 km induced by the low static stability layer.

Radio-occultation profiling of the convective layer ([Tellmann et al., 2009](#); [Ando et al., 2015](#); [Imamura et al., 2017](#)) shows that the thickness of the convective layer increases with latitude. Both the bottom and top boundaries of the convective layer also appear to change with latitude. No variability with local time was observed with the *Venus Express* measurements whereas some amount of variability was detected by *Akatsuki*. Figure 4.9 shows the comparison of the mean static stability for the three latitudes at noon (left) and midnight (right). To be able to compare properly the latitudinal cases,

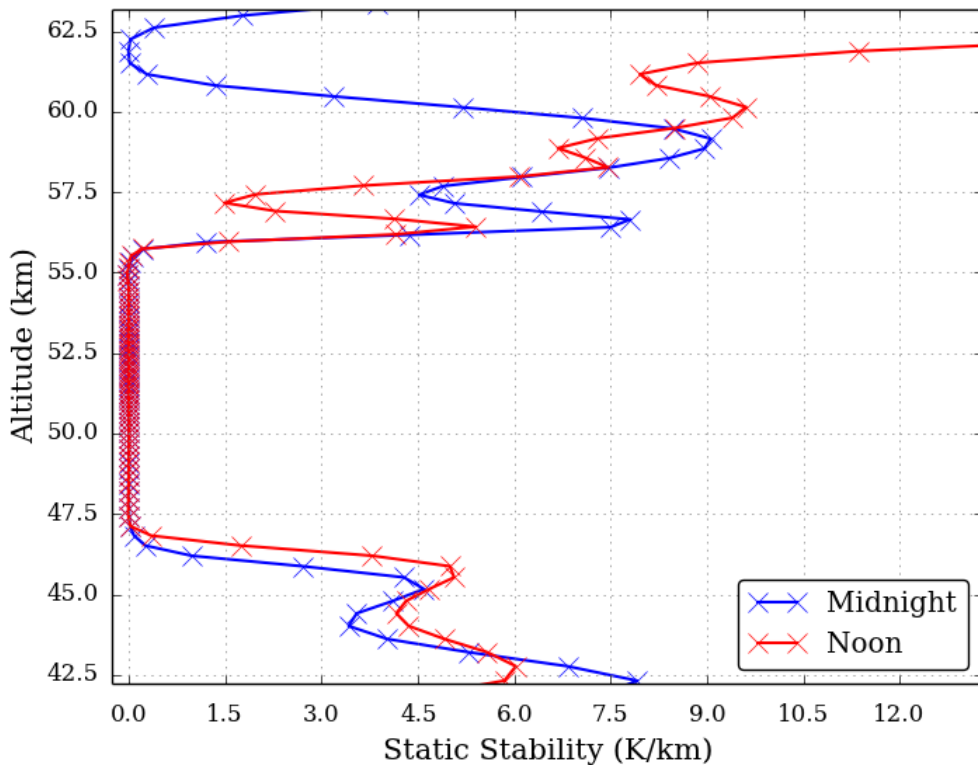


FIG. 4.7 – Comparison of the vertical profile of the domain averaged static stability (K/km) for equatorial condition at noon and midnight between 42 and 63 km.

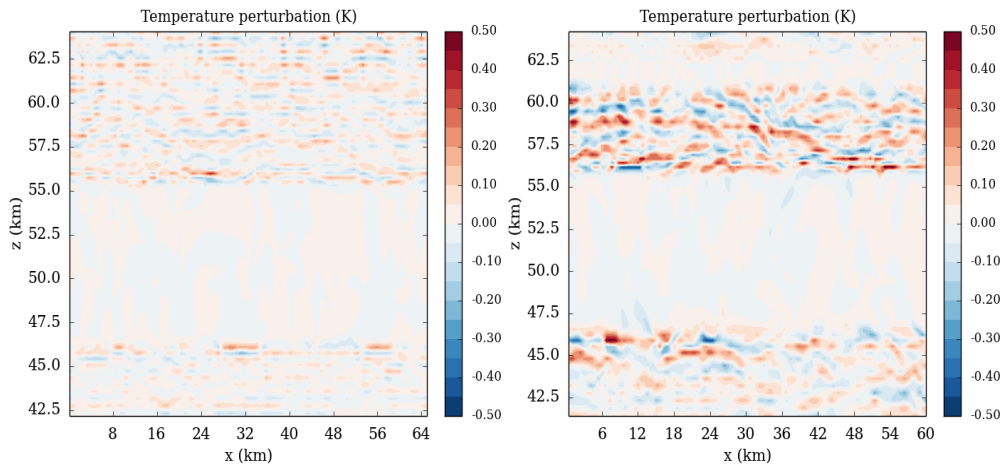


FIG. 4.8 – Comparison of the induced gravity waves : temperature perturbation (K) at the Equator for noon (left) and midnight (right) between 42 and 63 km.

the 2 figures are presented with pressure as y-axis. At noon the convective thickness for the Equator and 55° latitude are very close, whereas at 75° the convective layer extends towards a higher altitude – almost 2 km higher. At midnight the convective thickness for the Equator and 75° are very similar while at 55° latitude the convective layer goes at higher altitude, about 3 km higher.

The altitude of the bottom boundary of the convective layer does not change with latitude nor with local time. The bottom of the convective layer is controlled by the maximum of IR heating, that does not change in altitude because the cloud bottom is fixed in the cloud model Haus et al.

(2015), although variations of the bottom cloud boundary are observed (Cimino, 1982; Barstow et al., 2012). Meanwhile the top boundary of the convective layer does vary with latitude and local time. The top of the convective layer is controlled by the energy exchange between the cloud and space through a maximum of IR cooling. At 55° latitude at midnight, the large-scale dynamical heating rate is positive due to the descending branch of the Hadley cell (Figure 4.1) and superior in amplitude to the IR radiative rate. The total rate is positive almost along the entire convective layer, adding more heat to be mixed. Therefore the convection needs to go at higher altitude. At noon, the large-scale dynamical heating rate is negative and compensates the solar heating inside the convective layer. At 75° a similar mechanism is at play. At noon, the large-scale dynamical heating rate is positive along the convective layer, adding with the solar heating more heat to be mixed, while at midnight the large-scale dynamical heating rate is negligible compared to the IR cooling. Both the top and bottom boundaries of the convective layer are controlled by the IR radiative transfer, but the large-scale dynamical heating rate can play a key role to modify the top of the layer.

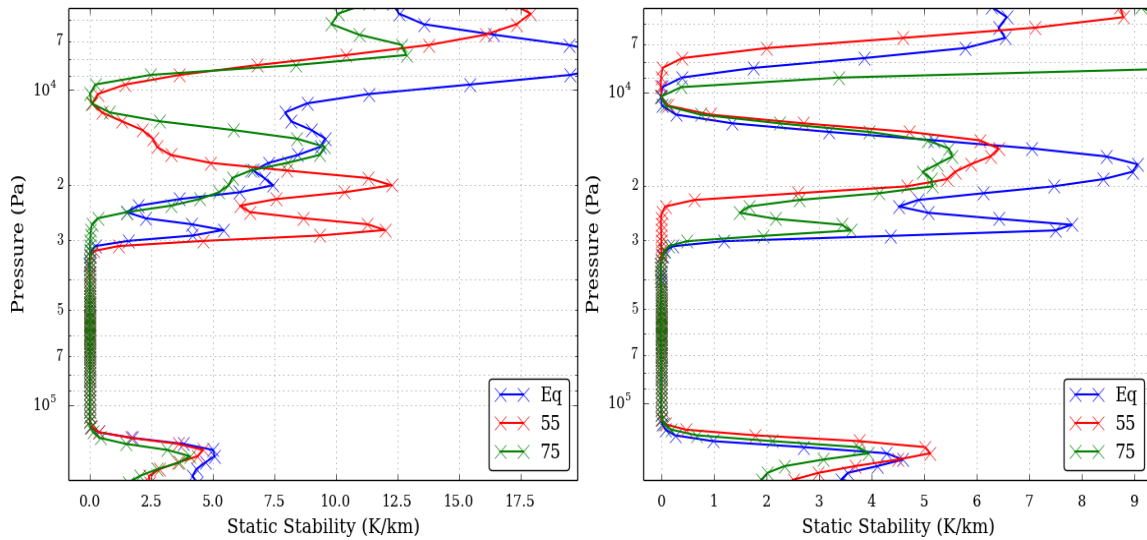


FIG. 4.9 – Comparison of the vertical profile of the domain averaged of the static stability (K/km) for the Equator, 55° and 75° of latitude at noon (left) and midnight (right).

Another factor that is variable with latitude is the time for the convection to develop and reach a steady state. With the implementation of the radiative scheme, this time increased : in the “offline” simulations of L17 it was 1 to 2 Earth days, while in the present “online” simulations it is from 4 to more than 10 Earth days. The implementation of the latitudinal variability of the cloud induced a modification of the large-scale dynamical heating rates in the convective region. The development of the convection to stabilize this region is affected by these different large-scale dynamical heating rates. A second possible explanation for the longer time needed to reach steady-state is that including the full radiative transfer scheme couples the temperature structure and the IR cooling rates. When developing, the convective layer appears first separated in two convective layers that end up connecting each other and forming one single convective layer, as shown in Figure 4.4. This two-convective-layer transient phase remains for a longer time at 55°. Such a separation in the convective layer appeared in some of the observed *Magellan* static stability profiles (Hinson and Jenkins, 1995). Our simulations suggest that this may be related to the influence of the large-scale dynamical heating rate.

The “online” coupling of the turbulence-resolving WRF dynamical core with the LMD physics radiative scheme enables our Venus LES runs to reproduce a convective layer that is more in agree-



ment with the observations, especially at high latitudes, than the “offline” Venus LES presented in L17 with prescribed heating rates. A vertically-refined radiative transfer was crucial to model properly the Venus cloud convective layer. The variations with latitude and local time of the convective layer are also more consistent with observations in our “online” Venus LES than in the “offline” version presented in L17. Despite the better agreement with observations for the convective layer, the induced gravity waves amplitude and wavelengths remain below measured values. We now turn to Venus LES including wind shear to address this remaining discrepancy.

#### 4.2.5 Impact of the wind shear

In this section we will study the impact of the wind shear on the convection and induced gravity waves. We carried out Venus LES runs similar to the ones described in the previous section, except that an ambient (background) wind profile is prescribed throughout the simulations. Figure 4.10 shows this background zonal and meridional wind at noon (left) and midnight (right) vertical profile. Those profiles of background winds are the same in every grid points of the LES domain. They are extracted from the IPSL Venus GCM simulation of [Garate-Lopez and Lebonnois \(2018\)](#) and interpolated on the LES vertical grid. Please note that positive meridional velocity means poleward velocity.

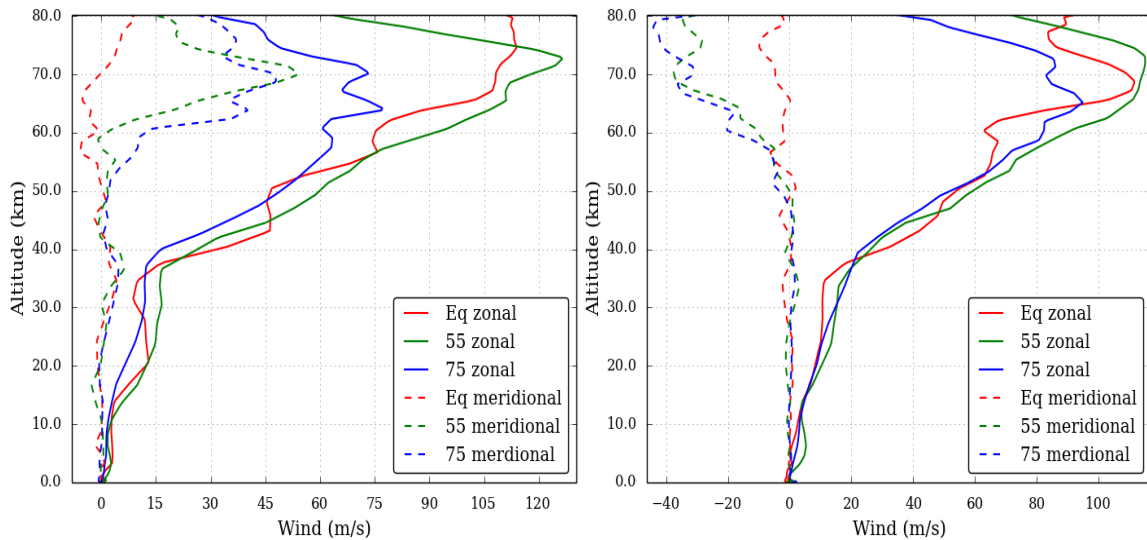


FIG. 4.10 – Vertical profile of the input zonal and meridional winds at noon (left) and midnight (right) for the Equator, 55° and 75° of latitude.

The comparison of the mean static stability profile with or without wind shear at the Equator at midnight (left) and noon (right) is shown in Figure 4.11. The impact of the presence of the wind shear on the vertical extent of the convective layer is hardly noticeable. This conclusion stands for higher-latitude Venus LES runs. This is expected since the convection of the Venusian cloud layer is mostly buoyancy-driven and not shear-driven.

The impact of wind shear is expected to be significant on the gravity waves emitted by convective motions in the cloud. Wind shear modifies the frequency of the wave  $\omega = \hat{\omega} + \vec{k} \cdot \vec{U}$  (with  $\hat{\omega}$  the intrinsic frequency,  $\vec{k}$  the wave vector and  $\vec{U}$  the horizontal wind vector), thus the horizontal phase and group wave speed. It also has an impact on the gravity wave source. In addition to the generation of waves by the updrafts and downdrafts, similar to a mechanical oscillator ([Clark et al., 1986](#); [Ansong and Sutherland, 2010](#)), the interaction of the flow with the convective overshoot also causes a secondary wave generation to occur, called the obstacle effect ([Mason and Sykes, 1982](#); [Clark et al., 1986](#)).

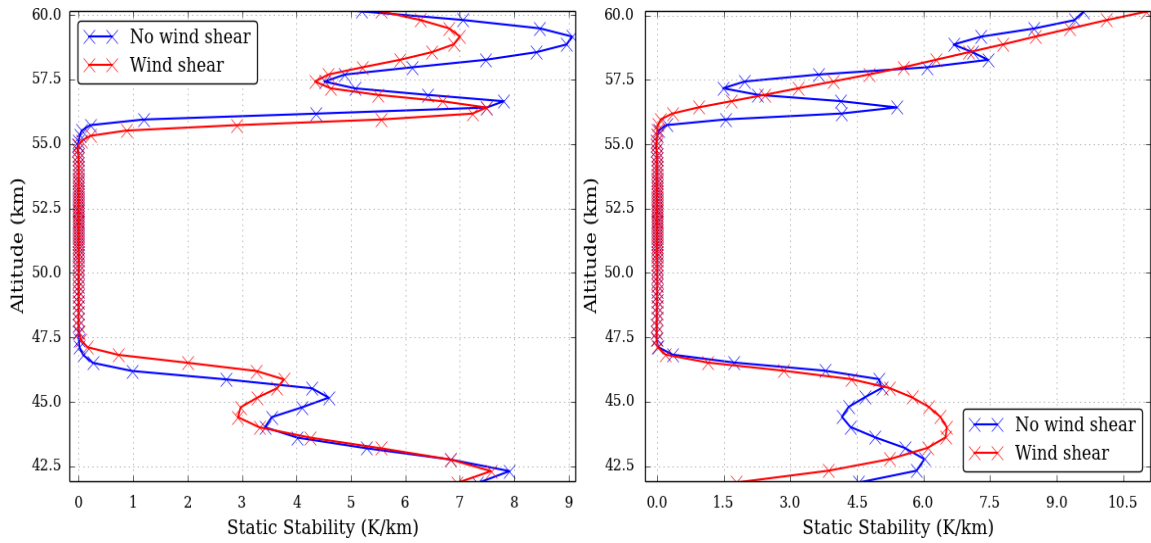


FIG. 4.11 – Comparison of the vertical profile of the domain averaged of the static stability (K/km) at cloud top between the presence of a wind shear and no wind shear for equatorial condition at midnight (left) and noon (right).

The overshoot both below and above the convective layer are acting like low hills in orographically-triggered gravity waves near the surface. The generation of gravity waves by the mechanical oscillator effect is characterized by high frequencies and short wavelengths with preferred horizontal direction propagation, while the obstacle effect produces longer wavelength features propagating against the background wind (Fovell et al., 1992). The first modeling studies with three-dimensional simulations of convection and convectively generated gravity waves from the surface to 100 km has been performed by Horinouchi et al. (2002); Horinouchi (2004). On Venus, numerical modeling by Baker et al. (2000b) evidenced that the impact of the wind shear was strong on the generation and propagation of gravity waves. Yamamoto (2014) found a similar trend on the gravity waves by increasing the background wind.

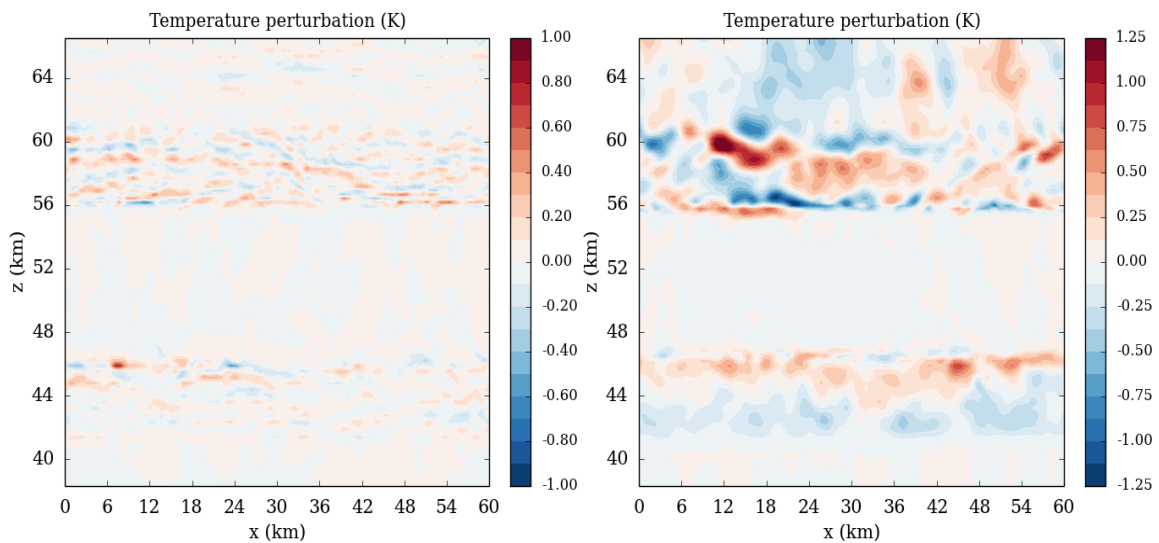


FIG. 4.12 – Impact of the wind shear : Comparison of two snapshots of the temperature perturbation (K) at the Equator at midnight without (left) and with (right) wind shear.

Figures 4.12 and 4.13 show the comparison of two snapshots of the temperature (K) and vertical wind ( $\text{m s}^{-1}$ ) perturbations at the Equator at midnight without (left) and with (right) wind shear. In the case of the presence of the wind shear, the amplitude of the waves is more than twice larger than that in the no wind shear case, reaching values of about  $\pm 1.5 \text{ K}$ , the same order of magnitude that the waves observed (Tellmann et al., 2012). Above the convective layer, most of the waves propagate toward the west, significative of the obstacle effect wave, but there is also some waves propagating toward the east. In Earth studies, the vast majority of the waves generated by the obstacle propagate against the background wind (Fovell et al., 1992). For Venus, one possibility is that the ratio between the waves produced by the obstacle effect mechanism against the mechanical oscillator is closer to the equilibrium than the Earth, additional study is needed to understand this effect. The morphology of the wavefronts is also deeply impacted : wavefronts are linear in the wind-shear case in contrast to the circular wavefronts found in the no-wind shear case. Using the same methodology as in Section 3, we estimate that at 57 km, the gravity waves have a typical horizontal wavelength of 10 km. In presence of the wind shear, the vertical wavelength reaches more than 4 km, very close to VeRa measurements (Tellmann et al., 2012). The intrinsic frequency  $\hat{\omega}$  of the gravity waves at 57 km is of  $5 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ . At 57 km, the mean horizontal flow is about  $67 \text{ m s}^{-1}$  and the waves are advected with the flow, therefore the frequency  $\omega$  is  $3.6 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ . The corresponding group velocity is between  $2.8 \text{ m s}^{-1}$  on the vertical and  $74 \text{ m s}^{-1}$  on the horizontal. The direction of the wavefront is east-west, as is expected by the filtering exerted by the meridional component of the wind.

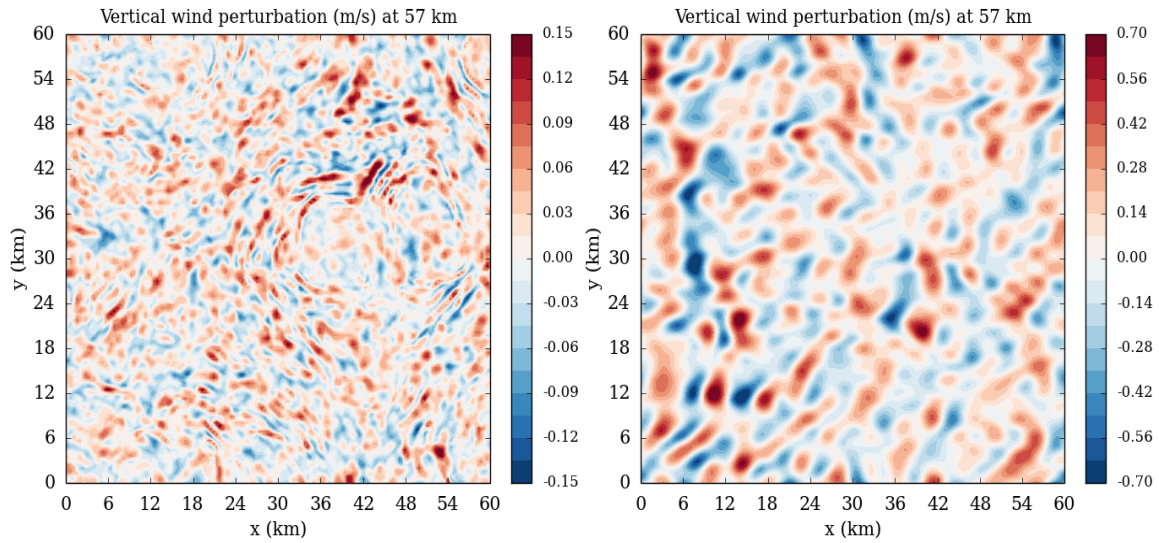


FIG. 4.13 – Comparison of two snapshots of the vertical wind perturbation ( $\text{m s}^{-1}$ ) at the Equator at midnight without (left) and with (right) wind shear.

The wind shear also has a strong impact at higher altitude. Figure 4.14 shows a snapshots of the vertical wind perturbation ( $\text{m s}^{-1}$ ) at 70 km at the Equator at midnight in presence of wind shear. At this altitude, the gravity waves have a similar amplitude that as 57 km with also a linear wavefront but with greater wavelengths. The typical horizontal wavelength is of 20 km, on the higher part of spectra of wavelength measured by VMC (Piccialli et al., 2014). The wave intrinsic frequency  $\hat{\omega}$  ranges from  $1.9 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ . At 70 km, the mean horizontal wind velocity is approximately  $106 \text{ m s}^{-1}$ . Therefore the frequency  $\omega$  is  $3.1 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ . The associated group velocity is on the vertical  $1.2 \text{ m s}^{-1}$  and on the horizontal  $112 \text{ m s}^{-1}$ . The waves are advected with the flow, at 57 km the zonal is much stronger than the meridional wind (see Figure 4.10) therefore the direction of the phase propagation is east-west. At

cloud top at high latitude, the zonal wind and meridional wind are close in amplitude, resulting to an horizontal wind more directed to the poles than at the Equator and thus a phase speed of the gravity wave more oriented towards the poles. This tendency of gravity waves to propagate towards the pole at mid-to-high latitudes is clearly observed in VMC observations (Piccialli et al., 2014).

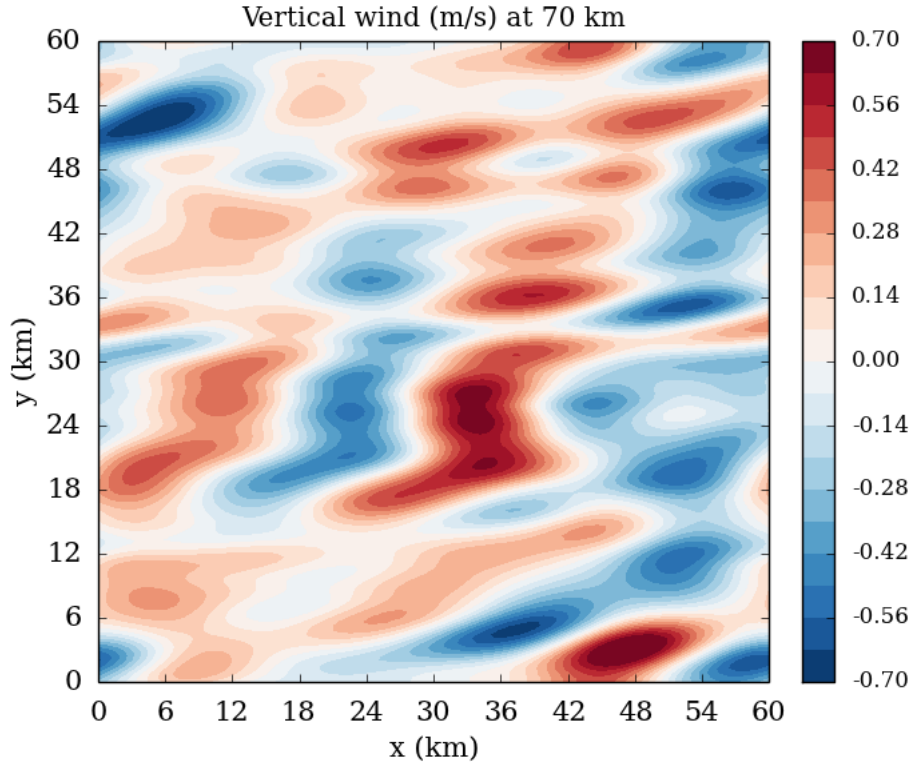


FIG. 4.14 – Snapshots of the vertical wind perturbation ( $\text{m s}^{-1}$ ) at 70 km at the Equator at midnight in presence of wind shear.

To assess the impact of the gravity waves on the large-scale dynamical heating rate when they break, we evaluate the momentum transport with the Eliassen-Palm flux using the formalism of Andrews (1987) and Lott et al. (2012), we focus here on the vertical component of the flux  $-\overline{\rho u'w'}$ . Figure 4.15 shows the vertical angular momentum flux above and below the convective layer at the equator. The flux is strictly positive above the convective layer, while alternating between positive and negative values below. The vertical angular momentum flux reaches values of almost 3 mPa. At the altitude of the convective layer the density of the atmosphere of Venus is comparable to the density of the surface on Earth therefore we can compare the vertical momentum flux from gravity waves on the two planets. For Earth, convectively generated gravity waves momentum flux has been estimated with cloud-resolving model by (Horinouchi et al., 2002) at approximately 0.2 mPa, an order of magnitude smaller.

The implementation of wind shear leads to the generation by the convection of more realistic gravity waves, compared to available observations. The calculation of the vertical angular momentum flux of these waves may be used to improve the GCM parameterization of the subgrid gravity waves based on Lott and Guez (2013) and recently used in the IPSL Venus GCM (Gilli et al., 2017).

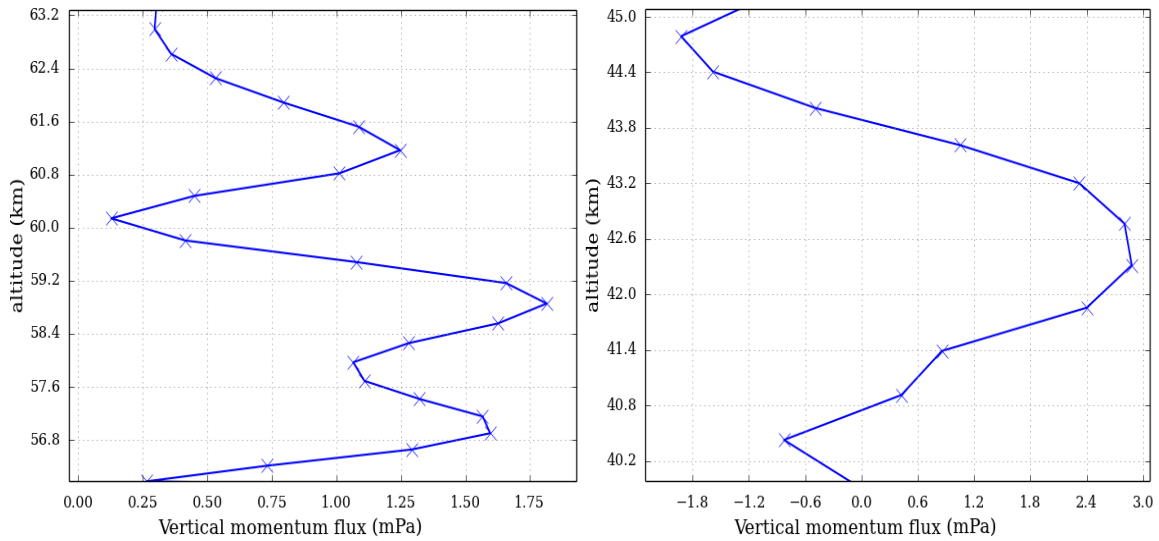


FIG. 4.15 – Domain averaged vertical momentum flux (mPa) above (left) and below (right) the convective layer at the equator.

#### 4.2.6 Dynamics at the top of the cloud

Convective features near the equator at subsolar point have been observed by *Pioneer Venus* through the unknown UV-absorber (Rossow et al., 1980; Schubert et al., 1980), suggesting cellular structure of  $10^3$  km width. Using as well the unknown UV-absorber, VMC/*Venus Express* observed convective structures at low latitude at the subsolar point, which were interpreted as cellular features of a diameter between tens of kilometers and few hundreds of kilometers (Markiewicz et al., 2007; Titov et al., 2012).

The figures shown below are without wind shear. Figure 4.16 shows the mean potential temperature and static stability between 63 and 75 km in our Venus LES run in equatorial conditions at noon. The presence of a zero-static-stability layer indicates that the convection takes place between approximately 66.5 and 73.0 km. This is in line with the convective features observed in the UV by *Pioneer Venus* and *Venus Express*. However, no mixed layer has been detected in radio-occultations at this altitude, neither by *Magellan* (Hinson and Jenkins, 1995), *Venus Express* (Tellmann et al., 2009) nor *Akatsuki* (Imamura et al., 2017). At this altitude, the atmosphere profiled by radio-occultations is very stable (the static stability is several Kelvin per kilometer).

The convective motions that underlie the mixing layer in Figure 4.16 are shown in Figure 4.17, with two snapshots of : a vertical cross section in the middle of the domain and a horizontal cross section in the middle of the convective layer at 70 km. The vertical wind ranges between 2.7 and  $-3.5$   $\text{m s}^{-1}$ . The convection is organized, similarly to the main cloud layer, as polygonal closed cells of diameter about 15 to 20 km, consistent with the smallest cells observed in the *Venus Express* images (Markiewicz et al., 2007).

To understand the source behind this convective activity, we need to look at the heating rates (Fig 4.18). The bottom of the convective layer is located at the maximum of solar heating (66 km) creating a maximum positive value of the total heating rate. The top of the convection is located where the local maximum cooling of the IR heating rate (approximately 73 km), as well as the large-scale dynamical heating rate, are creating a minimum negative value of the total heating rate. The heating resulting from the absorption of the solar flux by the unknown UV absorber destabilizes the atmosphere and initiates convective activity.

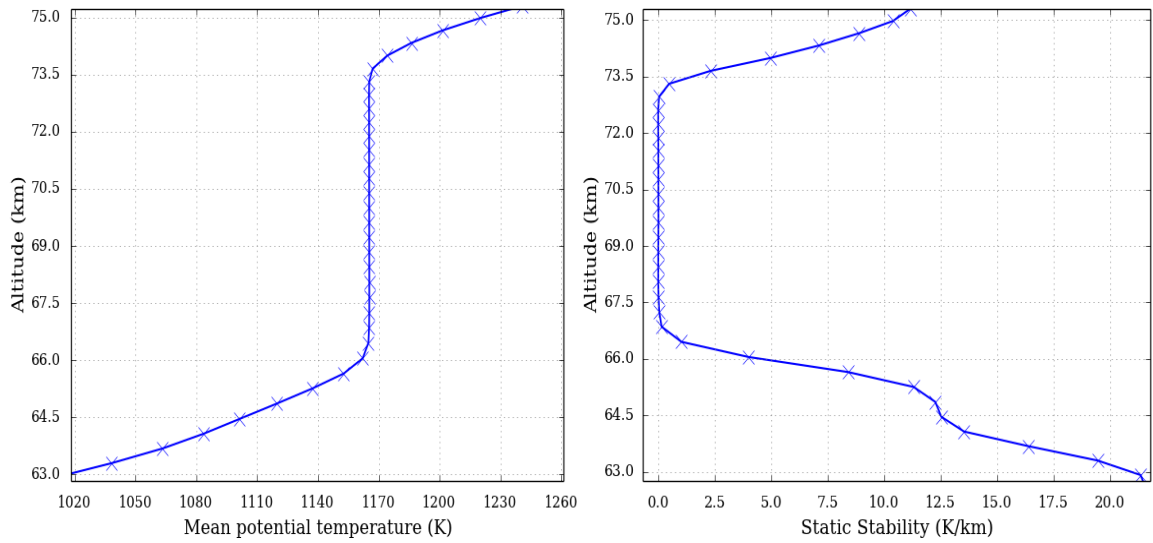


FIG. 4.16 – Domain averaged vertical profile of potential temperature (K) (left) and static stability (K/km) (right) between 63 and 75 km at the equator at noon.

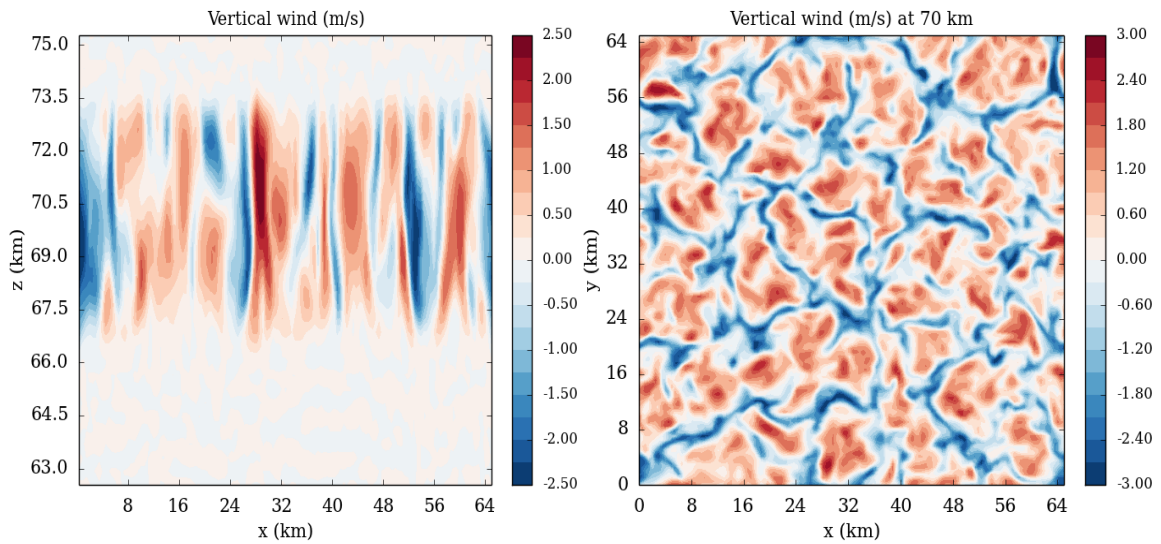


FIG. 4.17 – Snapshots of the convective vertical motions : vertical cross-section at  $y=20$  km between 63 and 75 km (left) and horizontal cross-section at 51 km of the vertical wind ( $\text{m s}^{-1}$ ) (right) for equatorial condition at noon.

Figure 4.19 shows the vertical profile of the turbulent heat flux defined above. The behavior is similar to the convective layer below, with a mixing layer (66.5 to 73.3 km) capped between an entrainment layer dominated downdraft-induced ones (65.6 to 66.5 km) and an entrainment layer dominated by the updraft-induced ones (73.3 to 74.0 km). Despite stronger vertical wind the cloud top convective heat flux is weaker than the convection below, because of the decrease with altitude of the density and heat capacity.

The gravity waves emitted by the cloud top convective activity are very similar to the ones emitted from the convective layer below. The amplitude of the waves is less than a Kelvin and the vertical wavelength is from 1 to 2 km and from 1 to 5 km for the horizontal wavelength.

In *Venus Express* imaging observations, the convective activity at cloud top is present at low

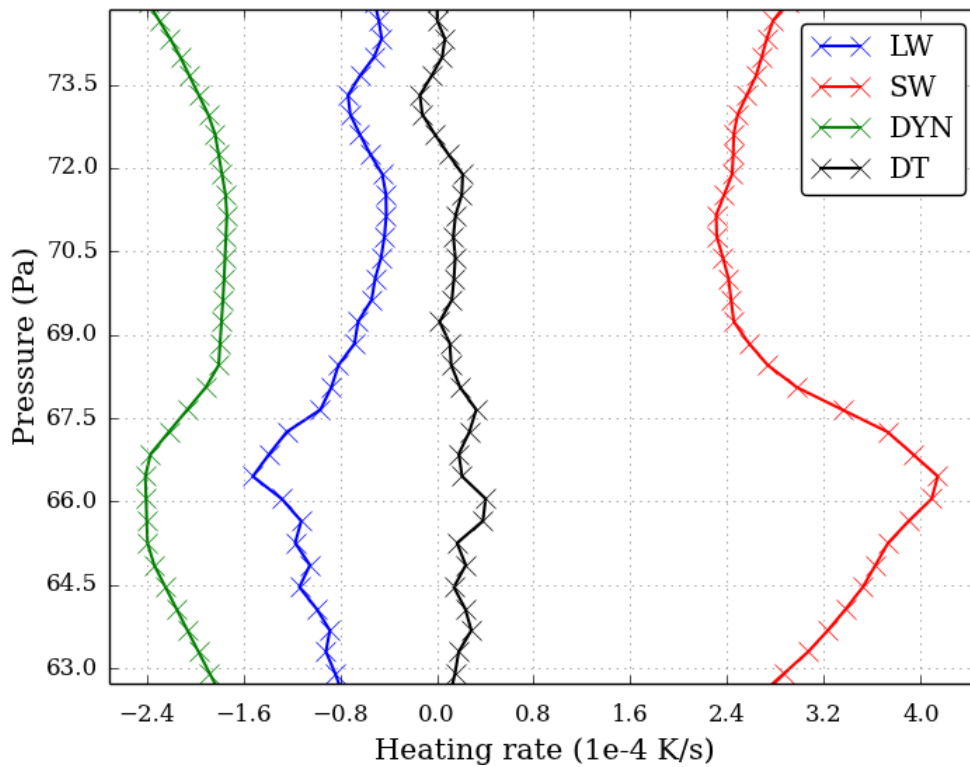


FIG. 4.18 – Venus cloud top forcing : solar (SW), infrared (LW), dynamical (DYN) and total (DT) heating rates (K/s) between 63 and 75 km at the equator at noon.

latitude close to the subsolar point. We can investigate this variability with local time and latitude with our Venus LES results. The comparison of the mean static stability in the 63-75 km at the Equator between midnight and noon is shown in Figure 4.20. The difference is clear between the two local times : at midnight the atmosphere is stable, with the exception of a layer of small static stability of few hundred meters where no convective plumes develop. The absence of heating by the sun inhibits the cloud top convection.

Figure 4.21 shows the comparison of the mean static stability at noon between the equator :  $55^\circ$  and  $75^\circ$  of latitude between 63 and 75 km. There is a clear variability with latitude, the cloud-top convective layer present at the Equator is also present at  $55^\circ$  latitude, while not present at all at  $75^\circ$ . The total heating rate at  $75^\circ$  between 66 and 75 km has no clear-cut behavior and oscillates around zero, and therefore does not induce strong destabilization. This behavior is caused by the weaker solar heating and the large-scale dynamical heating rate, that is positive and negative in that region. At  $55^\circ$  latitude, although weaker than at the Equator, the solar heating is still able to destabilize the atmosphere and enhance convection. However, the dynamics of the atmosphere is dominated at these altitudes by the equatorial jet and mid-latitude jets between  $40$  and  $50^\circ$  latitude (Sánchez-Lavega et al., 2017). In the IPSL Venus GCM, the jets are reproduced (Garate-Lopez and Lebonnois, 2018) but the mid-latitude jet is located between  $50$  and  $60^\circ$ , poleward to the observed jet. Therefore, the large-scale dynamical heating rate at  $55^\circ$  latitude may not be representative of the observed Venus environment at  $55^\circ$  latitude while the IR and solar rates are realistic, so the comparison between the modeled and observed  $55^\circ$  latitude cloud convective activity is difficult. Beyond the jets, at  $65^\circ$  the large-scale dynamical heating rate (not shown here) at these altitudes has similar behavior as the  $75^\circ$  case and does not induce cloud top convective activity.

To the extent of our knowledge, this is the first modeling of top-of-the-cloud convective activity.

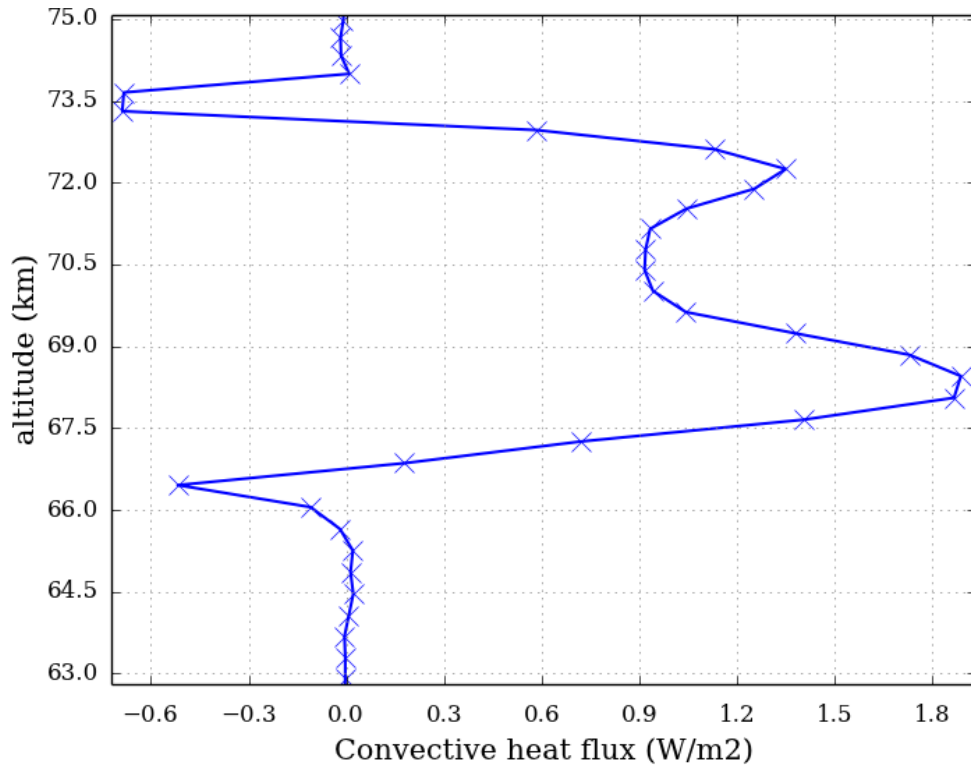


FIG. 4.19 – Domain averaged vertical profile of the turbulent heat flux ( $\text{W m}^{-2}$ ) of the Venus cloud top convection between 63 and 75 km for equatorial condition at noon.

At noon the solar heating from the unknown UV absorber destabilizes the atmosphere and enhances convection. Observations of the cloud top at noon show convective activity only at low latitude while around  $50^\circ$ , the clouds are streaky, suggesting a laminar flow. In our model, we have convective activity at cloud top at both the Equator and  $55^\circ$  latitude. The large-scale dynamical heating rate plays a role in inhibiting the convective activity. The unknown absorber being the source of this convective activity, the uncertainty about its abundance and optical properties used for the calculation of the solar heating rate (Haus et al., 2015) may affect the characteristics of the cloud top convective activity. Furthermore, the conundrum between, on the one hand, LES and imagery that hints at convective motions, and on the other hand, radio-occultations that indicate a very stable atmosphere, will have to be solved in future observational and modeling studies.

#### 4.2.7 Conclusion

With the coupling of the WRF LES mode to the Venus LMD physics, we simulate a main convective layer that has characteristics close to the observations. Both the thickness of the main convective layer and the cell diameter, as well as the convective vertical winds, are consistent with measurements from past and ongoing missions. Using the LMD radiative scheme with a fine vertical resolution is needed to reproduce a realistic convective layer. However, some discrepancies remain with observations. The variability with local time is hardly noticeable contrary to the first *Akatsuki* measurements. The variability with latitude is consistent with the VeRa observations for the Equator and  $75^\circ$  but the  $55^\circ$  case is too close to the Equator case. As in the previous study, the large-scale dynamical heating is interpolated from the 50 GCM vertical levels to the 300 LES levels. Higher vertical resolution GCM runs could improve the large-scale dynamical rate. Changes in the dynamical core of the GCM should



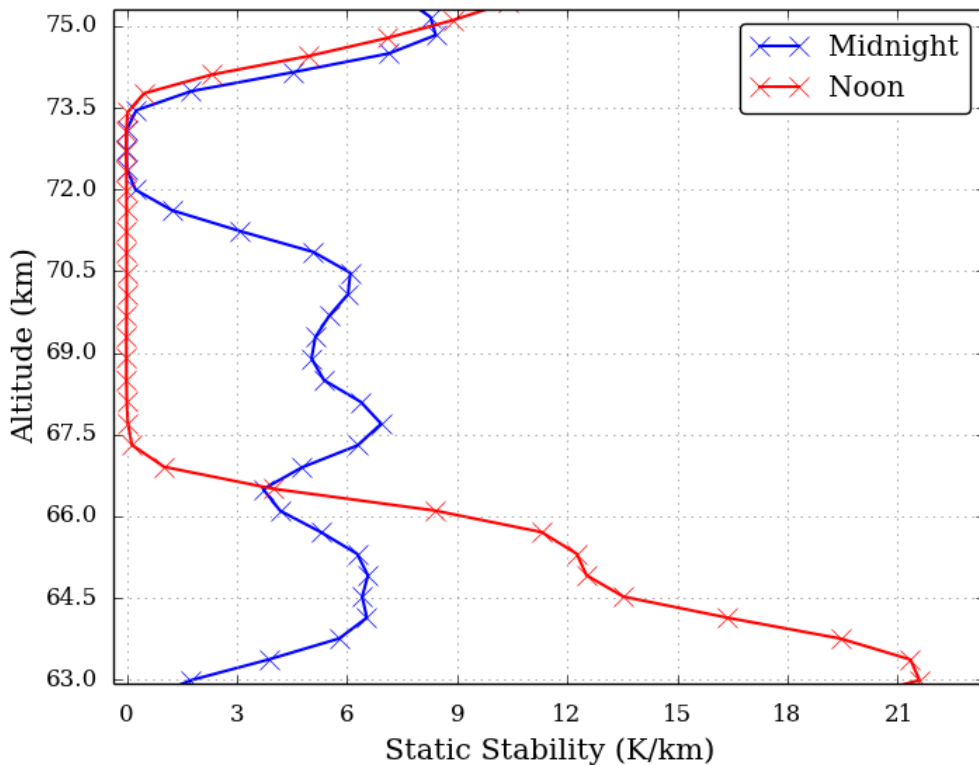


FIG. 4.20 – Comparison of the domain averaged static stability vertical profile (K/km) for equatorial condition at noon and midnight between 63 and 75 km.

improve the angular momentum conservation and polar region modeling, and therefore the general circulation and the large-scale dynamical rate.

To improve the realistic aspect of the model, wind shear was taken into account. The effect on the convective layer is hardly noticeable whereas it is strong on the gravity waves. In addition to mechanical oscillator mechanism, the obstacle effect wave mechanism is now present. This additional wave production mechanism has the effect to generate gravity waves with higher amplitude. The horizontal wavelengths are also higher and closer to the observations. This process has to be taken into account to model properly the gravity waves associated with the convective activity.

The vertical extension of the model made it possible to study the cloud-top cell features observed at low latitude at the subsolar point. The solar heating from the unknown UV absorber destabilizes the atmosphere and our model predicts convective activity of about 6 km in the vertical that could be at the origin of these observed cell features. However, none of the radio occultation experiments observed a mixed layer at the altitude ; a very stable atmosphere is observed. Convective activity at 55° is also obtained in our simulations, though only streaky clouds are observed at these latitudes. Possible explanations for this discrepancy include the distribution of the unknown UV absorber as well as discrepancy in the large-scale dynamical rate, that is not fully representative of the actual 55° environment in the IPSL Venus GCM simulations.

Our model is now able to reproduce realistic cloud convective activity and associated gravity waves, and is a tool to interpret the observations of the subsolar convective activity. Coupled with the photochemistry and microphysical schemes of the IPSL Venus GCM, the present model could investigate the impact of the mesoscale dynamics on the cloud formation and variability.

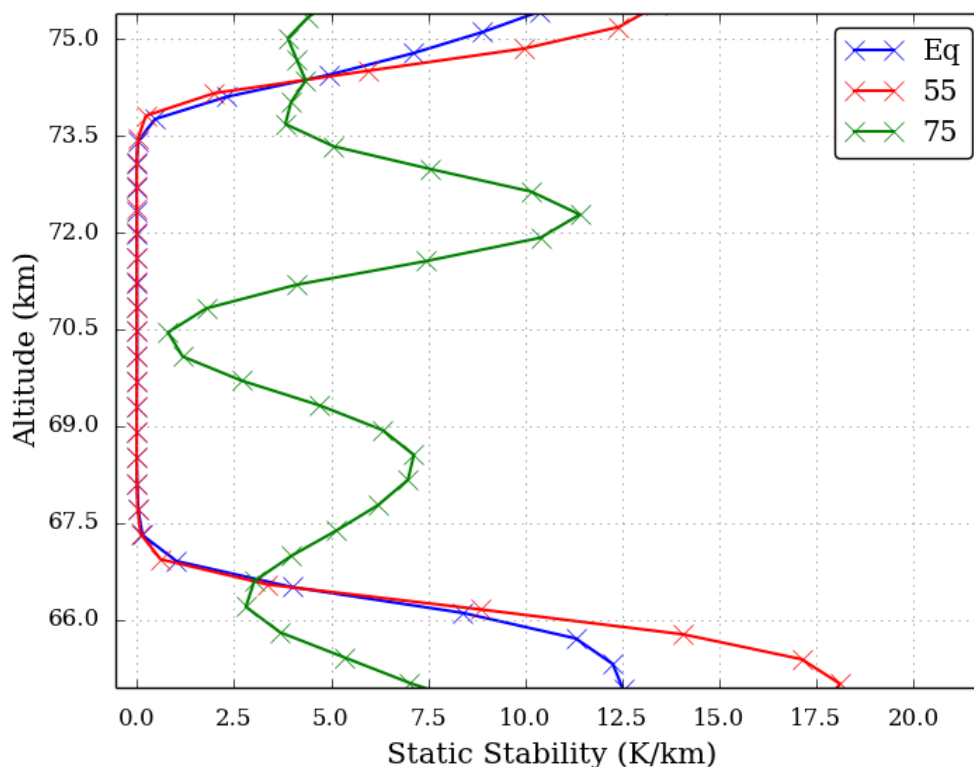


FIG. 4.21 – Comparison of the domain averaged static stability vertical profile (K/km) at noon (LT 12 h), for the Equator, 55° and 75° between 63 and 75 km.

### 4.3 La couche limite convective

Les douze premiers kilomètres de l'atmosphère vénusienne sont quasiment inconnus, la faute notamment aux sondes atmosphériques qui ont toutes cessé de fonctionner excepté la sonde *VeGa 2*. Le profil obtenu par cette sonde montre un comportement étrange de l'atmosphère (Zasova et al., 2007). Sur les 7 premiers kilomètres la stabilité statique est négative et l'atmosphère donc très instable. Une telle instabilité est normalement impossible, des processus turbulents viennent contrecarrer ces instabilités. Sur Terre ou sur Mars, le soleil chauffe le sol qui en rayonnant déstabilise les premiers kilomètres de l'atmosphère et entraîne une couche convective. Sur Terre cette couche est de l'ordre de 1 km (Garratt, 1994) et sur Mars la fine atmosphère fait que le chauffage est très efficace entraînant une forte instabilité et une couche convective pouvant atteindre 9 km (Spiga et al., 2010).

Des études de cette couche sur Vénus ont été réalisées, Yamamoto (2011) en utilisant WRF en deux dimensions trouve une couche convective allant jusqu'à 3 km. Cependant les conditions initiales sont très idéalisées. La couche convective au sol a aussi été étudiée avec le GCM du LMD (Lebonnois et al., 2018). Le modèle prédit un cycle diurne de la couche limite très centré sur midi (Figure 4.22-droite) avec une extension verticale allant de 1 jusqu'à environ 9 km. Dans les pentes les plus importantes des basses latitudes le vent est lui aussi soumis à un cycle diurne, de jour les vents anabatiques renforcent localement l'extension de la couche convective jusqu'à 9 km (Figure 4.22-gauche). Un autre phénomène à prendre en compte est l'état physique de l'atmosphère. Dans les 10 premiers kilomètres l'atmosphère se comporte comme un superfluide et ceci pourrait entraîner une variation de la composition de l'atmosphère (Lebonnois and Schubert, 2017). En effet un gradient de la masse moléculaire a été mesuré par *VeGa-2*, passant de 43.44 à 44.00 g mol<sup>-1</sup> à la surface. Cette valeur est extrêmement proche de la masse moléculaire du CO<sub>2</sub> pur 44.01 g mol<sup>-1</sup> ce

qui suggère un gradient vertical du  $N_2$  sur les 7 premiers kilomètres.

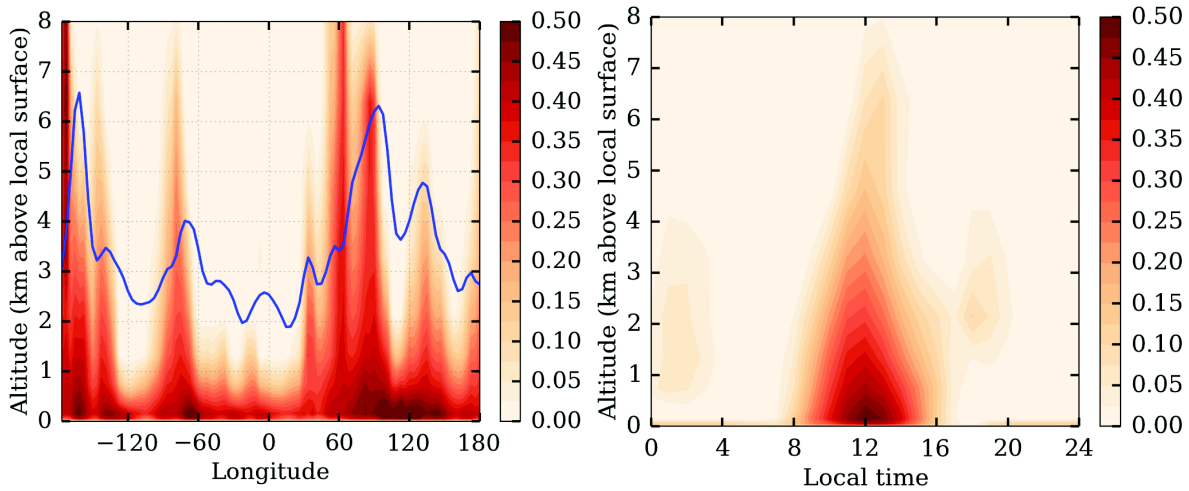


FIG. 4.22 – Turbulence dans la couche limite du GCM Vénus du LMD : coupe verticale à l’équateur du coefficient de mélange turbulent ( $m^2 s^{-1}$ ) avec la topographie en bleue (gauche) et cycle diurne du coefficient de mélange turbulent ( $m^2 s^{-1}$ ) à 92E/equator. [Lebonnois et al. \(2018\)](#)

Malgré toutes ces études il reste des inconnues concernant la couche limite planétaire notamment l’organisation tridimensionnelle à petites échelles, le flux de chaleur convectif ou encore les ondes de gravité associées à cette convection. Une connaissance de cette zone d’échange entre la surface et l’atmosphère permettrait d’en savoir plus sur les échanges de moment angulaire. Avec le couplage de la physique vénusienne du LMD les simulations LES *on-line* se font sur toute la colonne atmosphérique et une étude de la turbulence proche de la surface est alors possible.

Pour étudier la convection dans la couche limite, le modèle LES *on-line* a été utilisé avec la même répartition des niveaux verticaux mais avec une résolution horizontale égale à 50 m et 25 m et une valeur de la capacité thermique isobare à  $1150 J mol^{-1} K^{-1}$  représentative de l’atmosphère profonde. Des simulations ont été réalisées à l’équateur à midi, avec un cas au niveau d’Aphrodite Terra vers  $93^\circ$  de longitude et un dans les plaines à  $0^\circ$ , correspondant à deux extrêmes modéliser par le GCM avec une couche convective respectivement de 8 et 3 km.

La figure 4.23 montre la couche convective au niveau du sol obtenue avec le LES *on-line* pour une résolution de 50 m. La convection s’étend péniblement jusqu’à 1 km d’altitude avec des vents verticaux faibles, de l’ordre  $0.1 m s^{-1}$ . Cette couche convective est organisée en cellules polygonales ouvertes, contrairement à la couche convective dans les nuages, avec un diamètre d’environ 1.5 km. Ces résultats sont très proches de ceux trouvés pour la couche limite terrestre ([Moeng et al., 2007](#)) cependant ils diffèrent beaucoup de ceux du GCM Vénus du LMD. De plus, les résultats obtenus pour la couche convective dans les plaines sont extrêmement similaires, ce qui laisse présager qu’il manque un phénomène. Le chauffage via les vents de pentes est représenté par le chauffage de grande échelle mais cela ne semble pas être suffisant, il manque la composante verticale du vent de grande échelle. La répartition des niveaux verticaux a été pensée pour la couche convective dans les nuages, une répartition avec beaucoup de points dans les dix premiers kilomètres pourrait améliorer la résolution de la couche convective. La couche convective est identique entre une résolution horizontale de 50 m et 25 m. Des simulations avec le mode *mesoscale* avec une très fine résolution se focalisant sur une pente d’Aphrodite Terre par exemple pourraient permettre la modélisation fine échelle de la turbulence de la couche limite en prenant en compte la circulation de grande échelle. Plusieurs domaines emboîtés,

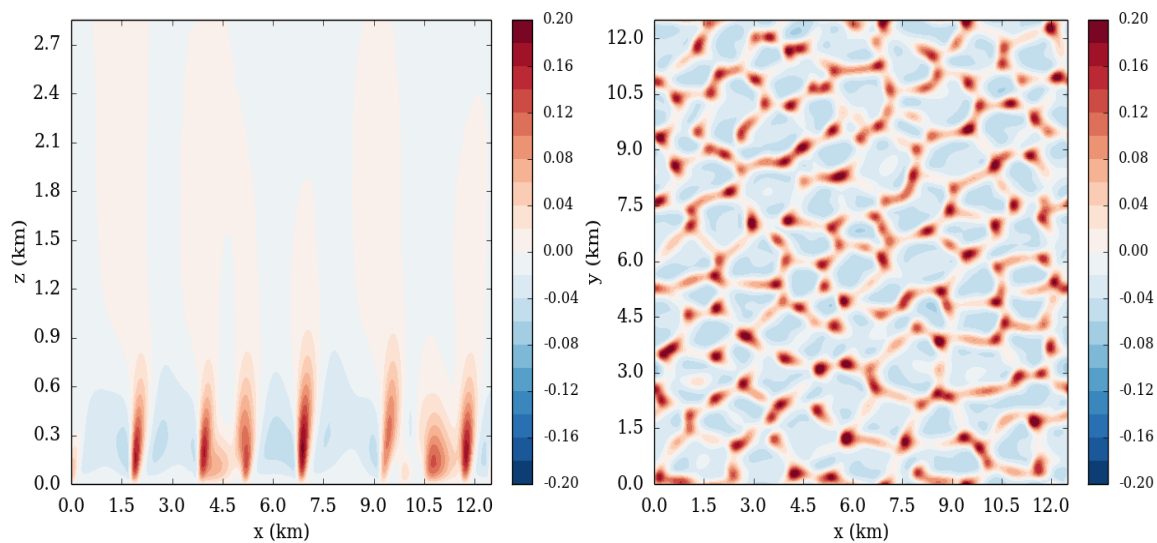


FIG. 4.23 – Turbulence dans la couche limite résolue par le LES : coupe verticale (à gauche) et horizontale à 300 m d’altitude (à droite) du vent verticale ( $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$ )

c’est-à-dire un domaine avec dedans un autre domaine plus petit mais avec une résolution plus fine, allant du mode *mesoscale* au mode LES, à la manière de Talbot et al. (2012), pourrait permettre une résolution réaliste des vents de pentes et de leurs interactions avec la couche limite convective.



# Les ondes de montagne dans l'atmosphère vénusienne

---

## Sommaire

<b>5.1</b>	<b>Initialisation et post-processing</b> . . . . .	<b>103</b>
<b>5.2</b>	<b>Génération et propagation</b> . . . . .	<b>106</b>
<b>5.3</b>	<b>Onde de montagne au sommet des nuages</b> . . . . .	<b>108</b>
5.3.1	Aphrodite Terra . . . . .	108
5.3.2	Ondes de montagne au-dessus d'Atla Regio et Beta Regio . . . . .	113
<b>5.4</b>	<b>La dynamique des Pôles</b> . . . . .	<b>113</b>

---

Les récentes observations faites par *Akatsuki* ont mis en lumière des ondes stationnaires de grande envergure visible pendant plusieurs jours terrestres (Fukuhara et al., 2017; Kouyama et al., 2017). À l'aide d'une paramétrisation sous-maille l'impact des ondes a été étudié avec le GCM, avec les ondes de marée thermique et les ondes barocliniques, les ondes de montagne induisent un changement du taux de rotation du corps solide de deux minutes par jours solaires (Navarro et al., 2018). Dans ce chapitre nous allons discuter des ondes de montagne résolues par le modèle *mesoscale*, de la configuration des simulations, de la génération et propagation des ondes et enfin de leurs structures au sommet des nuages.

## 5.1 Initialisation et post-processing

Le modèle *mesoscale* a été décrit dans la section 2.4. À partir des observations *Akatsuki* de la température de brillance au sommet des nuages (Kouyama et al., 2017) nous avons décidé de nous focaliser sur trois régions d'intérêt : Aphrodite Terra, Atla Regio et Beta Regio.

La première étape est le choix du domaine. Les tailles des régions considérées ayant des tailles différentes, des domaines ont été créés avec des résolutions en conséquence. Pour Atla Regio la résolution horizontale est de 10 km, 30 km pour Beta Regio et 40 km pour Aphrodite Terra. Ces résolutions ont été déterminées après plusieurs essais en considérant la taille des phénomènes (60° d'extension latitudinal pour Aphrodite Terra), la stabilité du modèle et le temps de calcul. Les domaines choisis sont montrés à la figure 5.2. En accord avec la résolution, le pas de temps a été réglé pour assurer la stabilité en accord avec le critère de  $C_{th}$ , entre 10 et 12 s. Concernant la stabilité du modèle les simulations réalisées pour cette étude ont été réalisées en ne prenant pas en compte le non-hydrostatisme.

Les bornes horizontales sont constituées des champs du GCM interpolés sur la grille verticale du modèle ainsi que sur la grille horizontale. Ces champs sont mis à jour tous les 1/100 jour Vénus afin d'avoir une représentation réaliste de la variation temporelle de la super-rotation.

La topographie des domaines d'étude étant non-nulle, il est nécessaire de faire une interpolation verticale sur  $z$  ou  $p$  des champs géophysiques. Pour cela, nous utilisons le programme *api* (*Altitude*

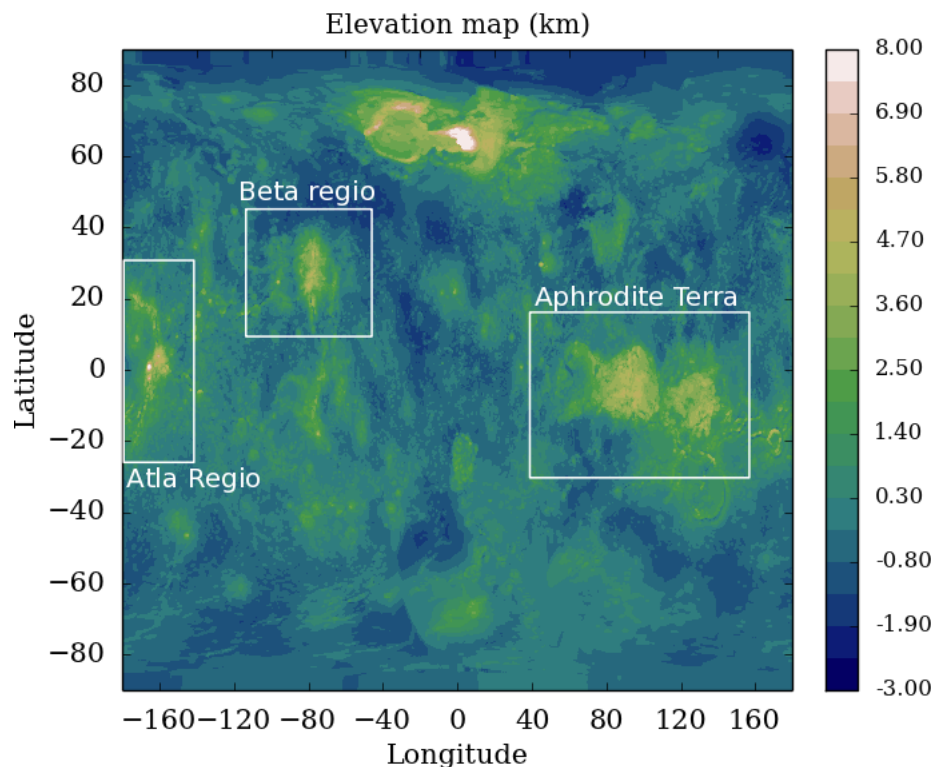


FIG. 5.1 – Carte du relief (km) utilisée pour le mode *mesoscale*, les rectangles montrent les régions d'intérêts pour les ondes de montagne.

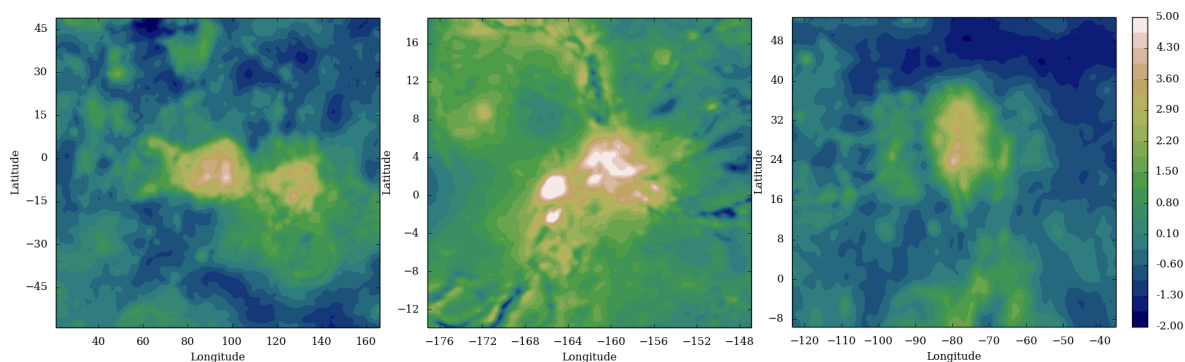


FIG. 5.2 – Domaines sélectionnés pour les trois zones d'intérêts : Aphrodite Terra à gauche avec une résolution de 40 km, Atla Region au centre avec une résolution de 10 km et Beta Regio à droite avec une résolution de 30 km.

*and Pressure Interpolator*) développé au laboratoire et basé sur *p\_interp* de Cindy Bruyère (NCAR). Une adaptation des constantes planétaires et de la définition de la température potentielle a été nécessaire pour cette utilisation.

Les images d'ondes de gravité au sommet des nuages réalisées par *Akatsuki* sont une moyenne de la température de brillance entre 8 et 12  $\mu\text{m}$  à laquelle est appliqué un filtre passe-haut (Kouyama et al., 2017). Pour pouvoir comparer les résultats du modèle aux observations *Akatsuki* nous procédons de la manière suivante : en considérant comme adiabatique la déformation du sommet des nuages par les ondes de gravité, la température potentielle peut alors servir de traceur de ces déformations. Cette

hypothèse est motivée par le fait que le temps caractéristique des déformations induites par les ondes est grand devant le temps radiatif. En sélectionnant une température potentielle, on peut remonter au champ de température et à l'altitude correspondante. On applique ensuite un filtre gaussien passe-haut pour enlever la composante de la grande échelle comme dans les images *Akatsuki* et un filtre gaussien avec une déviation standard de l'ordre de l'unité pour filtrer les plus petites échelles. Ce signal est moyenné avec le choix de plusieurs températures potentielles représentatives du sommet des nuages. La température à cette altitude est d'environ 230 K, ce qui correspond à une température potentielle d'environ 1050 K. Les figures réalisées pour cette étude sont une moyenne de température potentielle entre 1000 et 1090 K. La résolution verticale au sommet des nuages est de 100 m.

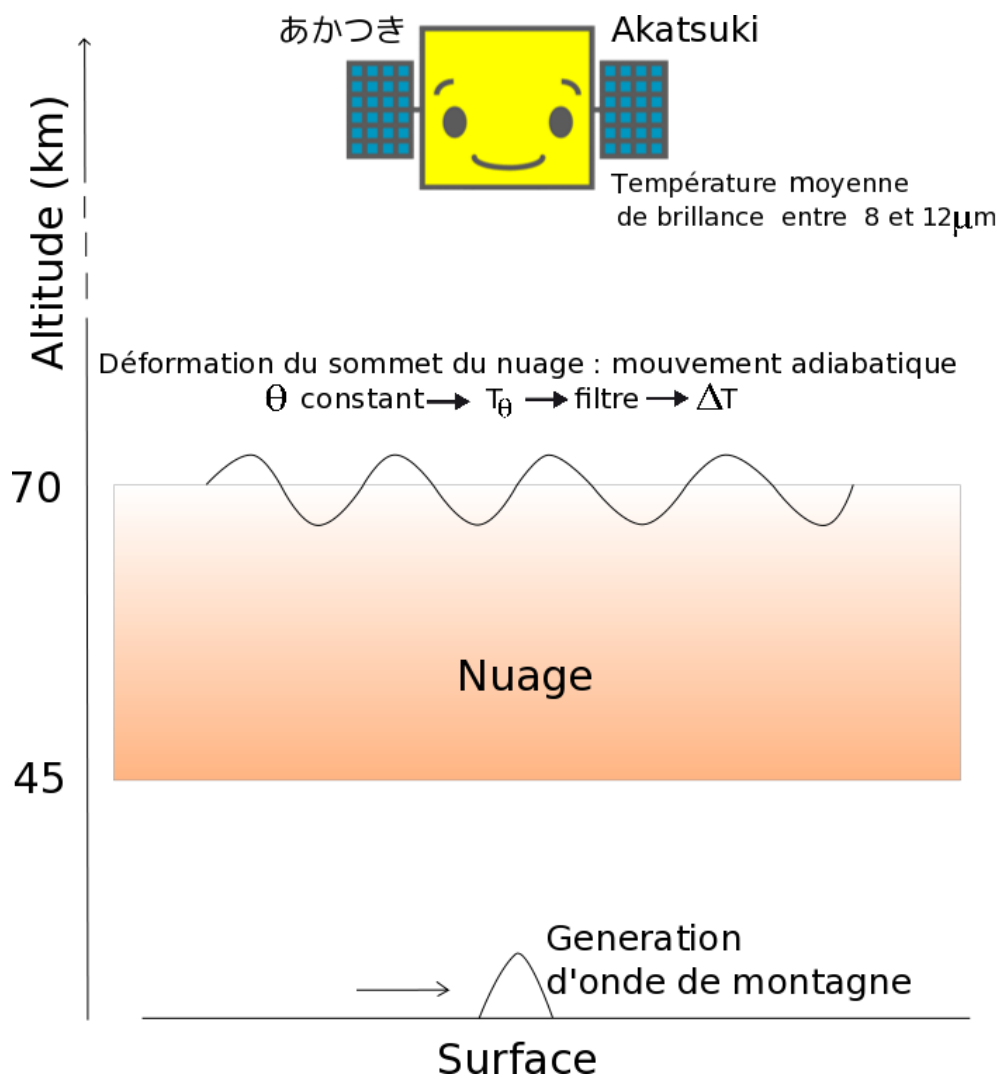


FIG. 5.3 – Schéma du traitement des simulations servant à la comparaison des résultats avec les observations d'*Akatsuki*. Les anomalies de température présentées dans ce chapitre, sont des signaux à température potentielle constante dont les hautes et basses fréquences ont été filtrées.



## 5.2 Génération et propagation

Pour discuter de la génération et de la propagation des ondes de montagne nous allons prendre le cas d'Atla Regio qui, avec ses montagnes très piquées, permet une meilleure visualisation des phénomènes. Sur toutes les figures qui vont suivre le vent de surface se propage de la gauche vers la droite. La figure 5.4 montre une coupe verticale du vent vertical ( $\text{m s}^{-1}$ ) à  $0.93^\circ$  de latitude entre la surface et 57 km d'altitude, les contours montrent la température potentielle.

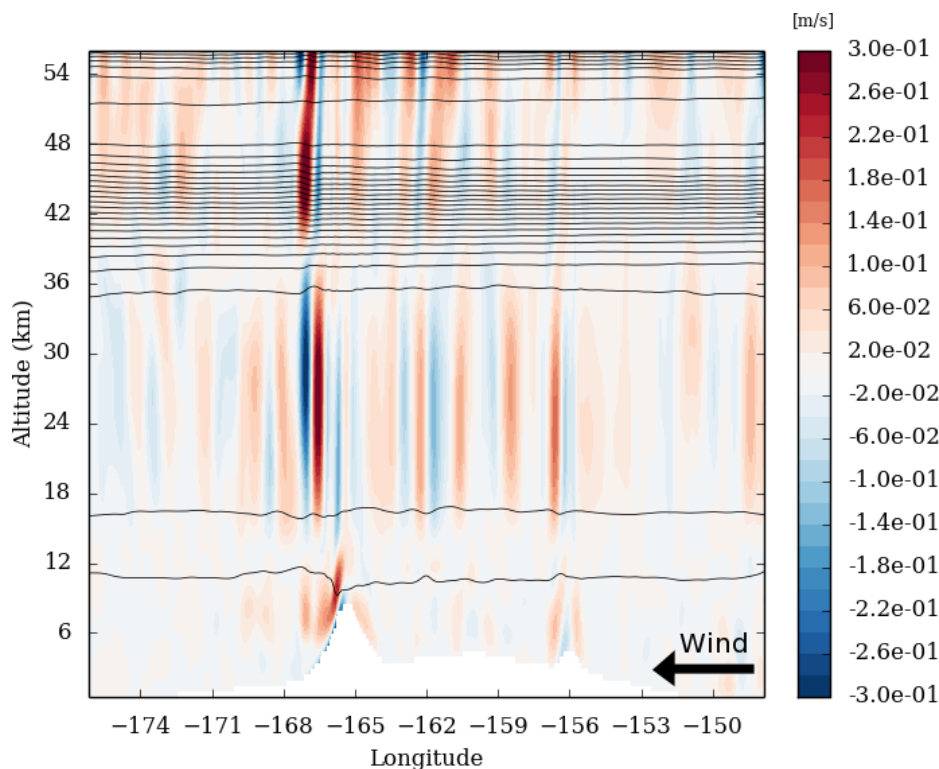


FIG. 5.4 – Coupe verticale du vent verticale ( $\text{m s}^{-1}$ ) à  $1^\circ$  de latitude. Les contours sont la température potentielle. La flèche indique la direction du vent horizontale à la surface.

Entre la surface et 12 km d'altitude, on observe la génération d'ondes de gravité associée aux deux montagnes les plus importantes, Maat Mons à  $165^\circ$  et Ozza Mons à  $156^\circ$  de longitude. Le calcul de la hauteur adimensionnelle de la montagne  $H_n = NH/U$  indique une valeur supérieure à 1 sur une altitude d'environ 500 m dans les pentes et inférieur au-dessus, c'est-à-dire l'écoulement arrivant dans les 500 premiers mètres proche de la surface va contourner l'obstacle mais l'écoulement en dehors va passer par-dessus l'obstacle et générer des ondes de montagne.

Les ondes se propagent ensuite en altitude et rencontre successivement la couche mélangée entre 18 et 32 km et la couche convective entre 46 et 54 km. Dans ces deux couches la propagation verticale des ondes est perturbée avec la génération d'ondes piégées. Au-dessus de la couche convective, les ondes se propagent évolue et se développe verticalement dans une atmosphère stable et stratifiée. Pour comprendre la source de ces ondes piégées il est nécessaire de regarder le paramètre de Scorer (Figure 5.5).

Le paramètre de Scorer prend en compte la stabilité de l'atmosphère ainsi que la variation avec l'altitude du cisaillement du vent (voir Section 1.3.3) et donne la longueur d'onde verticale minimale de propagation. La structure verticale générale du paramètre de Scorer engendre la génération d'onde piégées. Au-dessus d'environ 12 km le paramètre de Scorer décroît fortement jusqu'à 18 km, il est

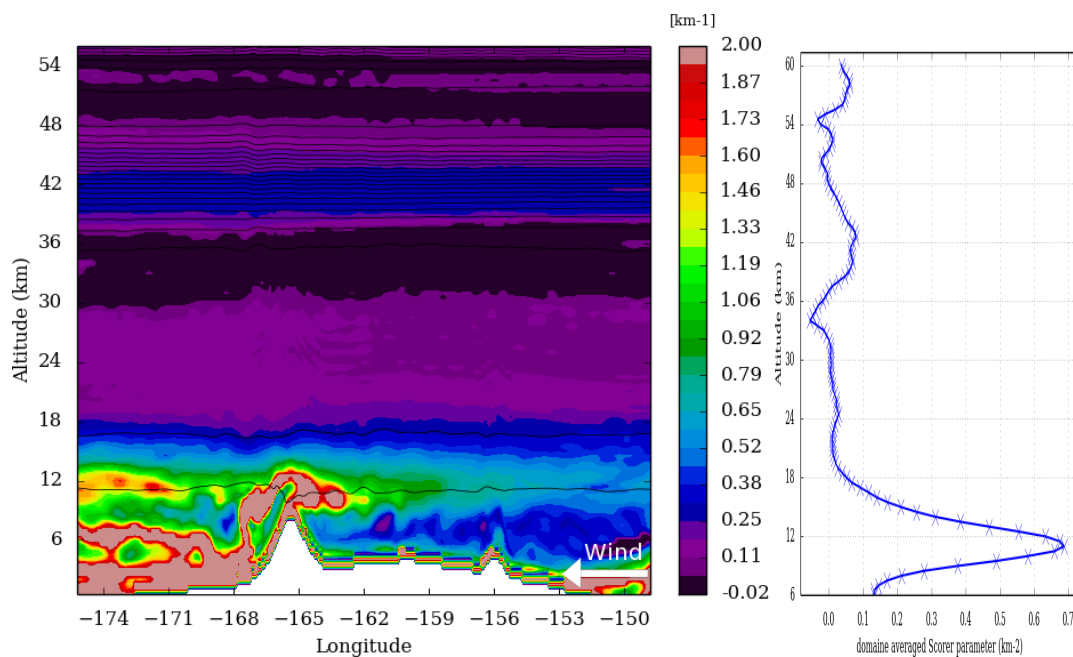


FIG. 5.5 – Variation verticale du paramètre de Scorer ( $\text{km}^{-1}$ ) : à gauche une coupe verticale à  $0^\circ$  de latitude entre la surface et 55 km et à droite le profil vertical moyenné sur le domaine du carré du paramètre de Scorer ( $\text{km}^{-2}$ ). La flèche indique la direction du vent horizontale à la surface.

ensuite constant sur une dizaine de kilomètres, correspondant à la couche mélangée, avec une valeur proche de zéro avant de décroître de nouveau jusqu'à environ 36 km. Le paramètre augmente jusqu'à 42 km avant de décroître de nouveau jusqu'à la base de la couche convective. Dans cette couche le paramètre est proche de zéro, et augmente au-dessus. Ces deux zones de faible stabilité, entre 18 et 30 km et 48 et 55 km, où le paramètre de Scorer est nul, les ondes sont piégées et une partie se propagent horizontalement.

La Figure 5.6 montre la composante verticale du flux de transport de moment cinétique. Ce flux atteint des valeurs de l'ordre de quelques Pascal proche de la surface, supérieures d'un facteur 10 aux plus fortes valeurs mesurées sur Terre au niveau de l'Antarctique (Ern et al., 2004; Jewtoukoff et al., 2015). Cette différence s'explique par le fait que l'atmosphère vénusienne est près de 65 plus dense que l'atmosphère terrestre. Ce flux est égal au coefficient de traînée (Smith, 1979), valeur calculée par les paramétrisations d'onde orographiques. Ce flux est du même ordre de grandeur que celui calculé dans le GCM Vénus (Navarro et al., 2018).

La Figure 5.7 montre les mêmes grandeurs que les figures 5.4, 5.5, 5.6 mais pour Aphrodite Terra (gauche) et Beta Regio (droite). Le comportement de la hauteur adimensionnelle de la montagne  $H_n$  est similaire pour les deux autres régions, supérieur à 1 très proche de l'obstacle et inférieur à environ 500 m d'altitude. Les reliefs les plus importants des tropiques génèrent donc des ondes de montagne. Les caractéristiques de l'atmosphère sont similaires, les ondes sont piégées dans les deux régions de faible stabilité statique. L'amplitude du vent verticale est plus faible qu'au-dessus d'Atla Regio du fait que les pentes sont plus faibles. L'amplitude du moment cinétique transporté par les ondes générées est du même ordre de grandeur mais légèrement plus faible.

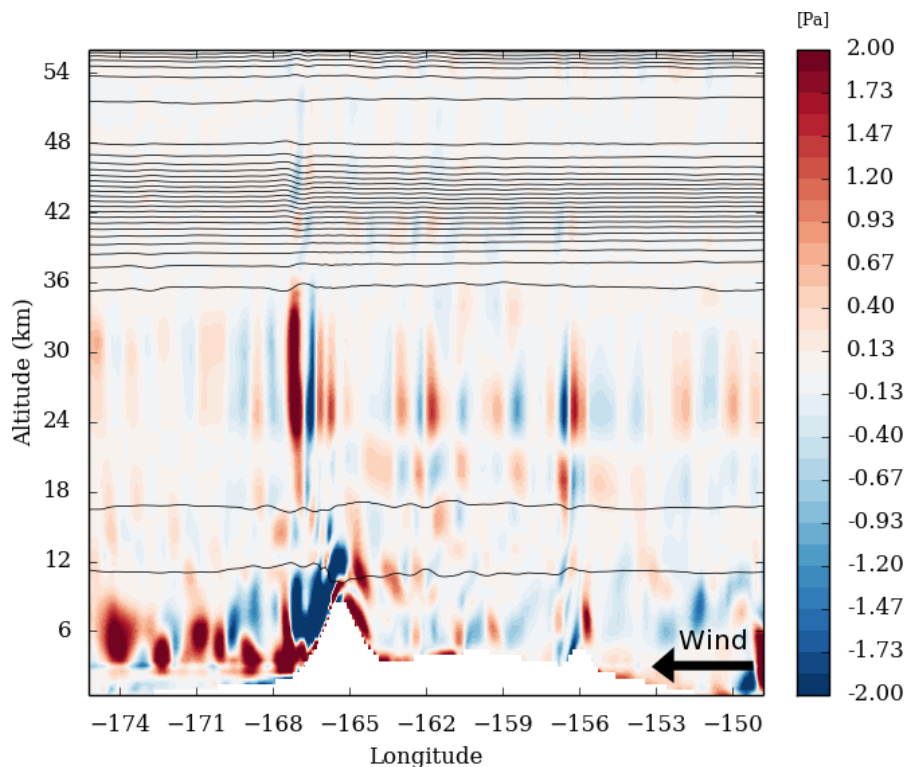


FIG. 5.6 – Coupe verticale de la composante verticale du flux de transport de moment cinétique (Pa) à 1° de latitude. La flèche indique la direction du vent horizontal à la surface.

## 5.3 Onde de montagne au sommet des nuages

### 5.3.1 Aphrodite Terra

Les ondes de montagne traversent donc deux couches de faible stabilité et arrivent au sommet de la couche de nuage où elles ont été observées. Dans le cas d'Aphrodite Terra l'amplitude maximale de l'onde a été observée en fin d'après-midi. La figure 5.8 montre ensoleillement projeté sur le globe avec la topographie comme contour. Le terminateur (séparation entre le jour et la nuit) se situe au niveau des "pinces" d'Aphrodite Terra tandis que le maximum se trouve en amont. Il n'y a aucune onde au-dessus de la région orientale d'Aphrodite Terra, Thetis Regio vers 130° de longitude alors qu'une onde d'environ 1 K est observée au-dessus de cette région (Kouyama et al., 2017).

Le signal de température obtenu dans la simulation méso-échelle correspondant à ce cas est présenté à la figure 5.9. La figure de gauche montre le signal en température et la figure de droite la perturbation d'altitude associée. La perturbation en température induite par les ondes de montagne au sommet des nuages a la forme d'un arc de cercle allant d'environ -40 à 40° de latitude ressemblant au signal mesuré. Au-dessus de la montagne on reproduit l'alternance de perturbation de température négative puis positive observée par Akatsuki (Fukuhara et al., 2017). L'amplitude de l'onde se situe entre  $\pm 1.5$  K, identique à celle mesurée. La perturbation d'altitude du sommet des nuages associée est d'environ 400 m entre les maxima et minima.

La figure 5.10 montre les deux résidus du filtre passe-haut et passe-bas obtenues pour le signal des ondes de montagne, avec à gauche le filtre haut-fréquence représentant la dynamique de grande échelle et à droite le filtre basse-fréquence représentant la turbulence de petite échelle. Le filtre basse-fréquence permet d'enlever le fort chauffage au point substellaire tandis que le filtre passe-bas permet

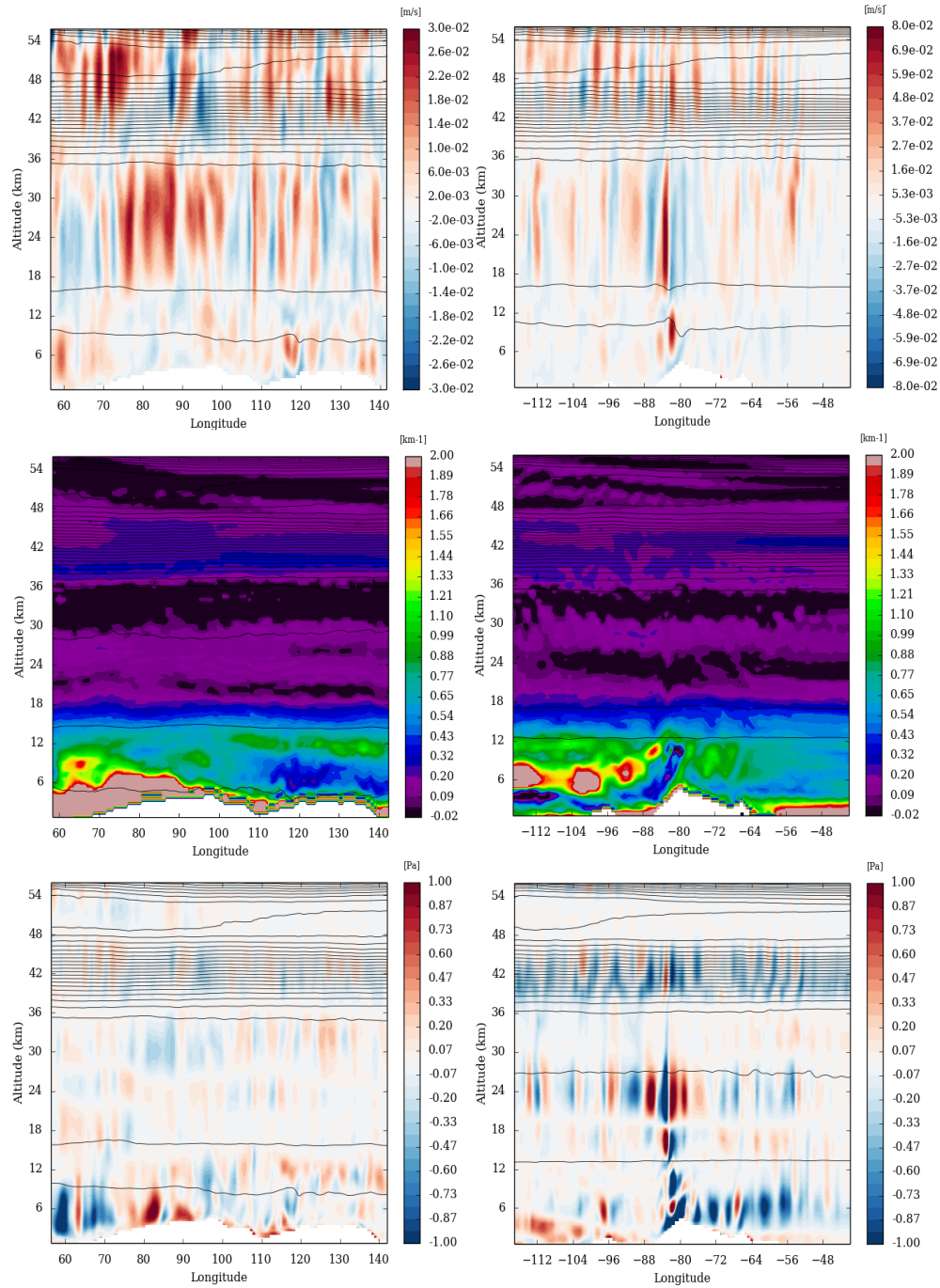


FIG. 5.7 – Coupe verticale du vent verticale ( $\text{m s}^{-1}$ ) sur la ligne du haut, du paramètre de Scorer ( $\text{km}^{-1}$ ) sur la ligne du milieu et de la composante verticale du flux de transport de moment cinétique (Pa) sur la ligne du bas pour Aphrodite Terra (colonne de gauche) et Beta Regio (colonne de droite)

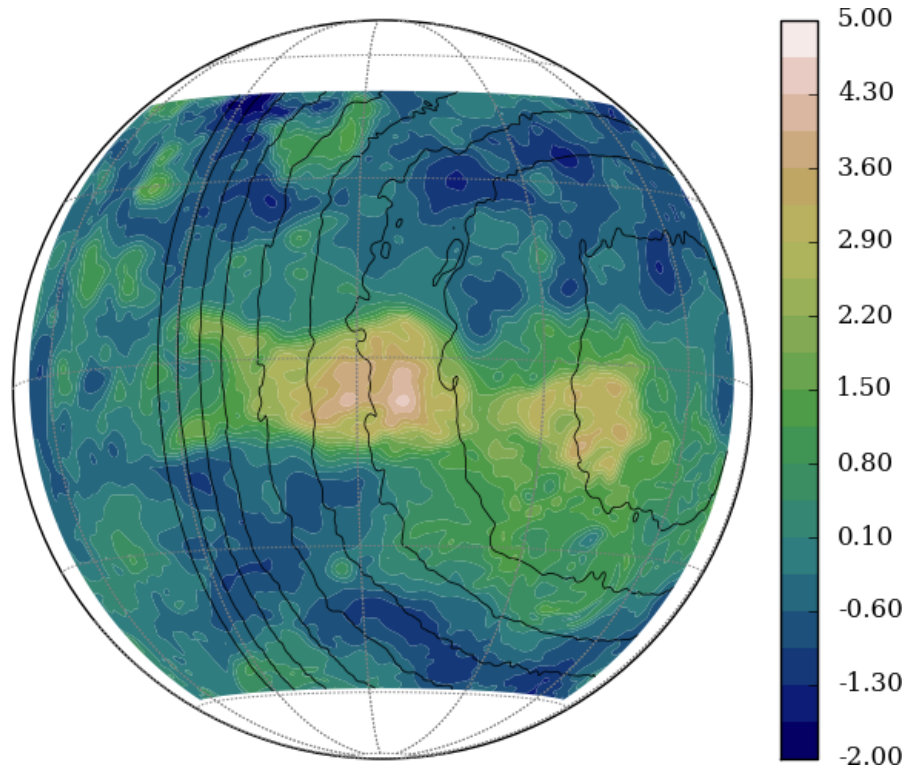


FIG. 5.8 – Carte du relief (km) du domaine d'Aphrodite Terra en projection sphérique avec l'ensolaillement comme contour.

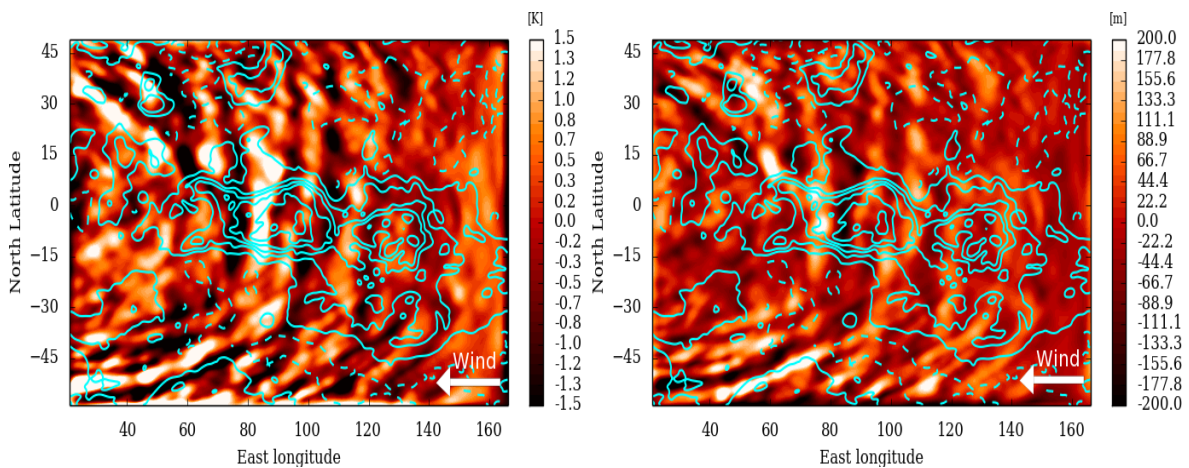


FIG. 5.9 – À gauche Signal de l'anomalie en température (K) et à droite signal de l'anomalie en altitude (m) au sommet des nuages au-dessus d'Aphrodite Terra après le filtrage obtenue par le modèle *mesoscale*. La flèche indique la direction du vent horizontale à la surface.

d'enlever la contribution des ondes de gravité de petite échelle, de l'ordre de quelques centaines de kilomètres.

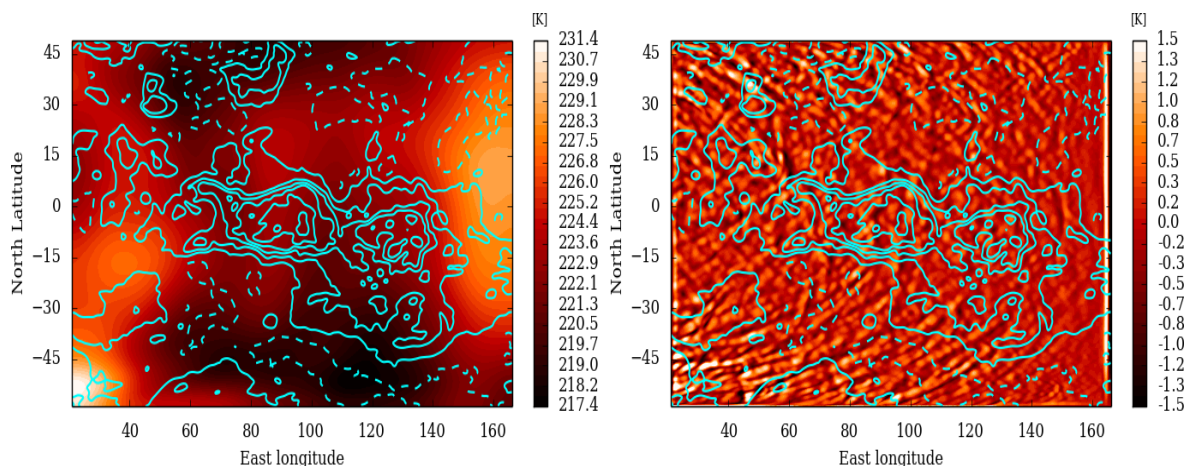


FIG. 5.10 – Signaux filtrés (K) par le filtre basse-fréquence correspondant à la circulation de grande échelle (à gauche) et par le filtre haute-fréquence (à droite) correspondant à la turbulence de petite-échelle.

### 5.3.1.1 Variabilité avec l'heure locale

Les figures de la section précédente ont été réalisées quand le signal au sommet des nuages est maximal, ce qui se produit en toute fin d'après-midi. Dans les observations l'onde est clairement identifiée, avec une amplitude supérieure à 1 K, pendant au moins trois heures locales entre 14h et 17h (Kouyama et al., 2017), c'est-à-dire environ une douzaine de jours terrestres. Elle est également identifiée avec une amplitude entre 0.5 et 1 K de façon très disparate entre 12h et 21h. L'onde résolue par le modèle est discernable, c'est-à-dire avec une amplitude de plus de 0.5 K et une structure en arc de cercle identifiable, pendant neuf centièmes de jours Vénus soit environ 8 jours terrestres. La variabilité de l'onde est donc en accord avec les observations LIR.

La figure 5.11 montre le domaine approximativement 4 jours terrestres après la figure 5.9. L'onde au-dessus d'Ovda Regio, 80° de longitude, est encore discernable mais avec une amplitude plus faible, tandis qu'au-dessus de Thetis Regio une onde d'une amplitude d'environ 2 K est visible.

Des simulations ont été réalisées à d'autres heures locales, de nuit et vers midi, pour étudier la variabilité des ondes de montagne. De nuit, aucune onde significative au-dessus d'Aphrodite Terra n'a été décelée. De jour, des ondes ne durant qu'à peine 2 jours terrestres avec une amplitude de moins de 1 K sont visibles. Il existe une variabilité des vents de surface au cours de la journée mais celle est trop faible, moins d' $1 \text{ m s}^{-1}$  pour Ovda Terra, pour expliquer cette variation d'amplitude de l'onde.

La figure 5.12 montre le carré de la stabilité statique ( $\text{s}^{-2}$ ) pour Aphrodite Terra entre la surface et 6 km d'altitude pour trois cas de d'heure locale : la nuit à gauche, le midi au milieu, en fin d'après-midi à droite. Très proche de la surface l'atmosphère est très stable et cette stabilité décroît avec l'altitude d'un ordre de grandeur. Cependant cette décroissance n'est pas la même en fonction de l'heure de la journée. De nuit, la stabilité statique décroît très vite en altitude. Vers midi cette décroissance est moins importante et en fin d'après-midi la stabilité statique diminue encore plus lentement, gardant une valeur constante d'environ  $3 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-2}$  sur plus d'un kilomètre d'altitude. C'est lente diminution a pour conséquence pour le paramètre de Scorer d'être supérieur à  $2 \text{ km}^{-1}$  sur près de 8 km en fin d'après-midi contre à peine 3 km la nuit. Cette forte valeur du paramètre de Scorer pendant plusieurs kilomètres d'altitude favorise donc la propagation verticale des ondes. Ceci est corrélé au flux de moment cinétique, de nuit ce flux est de l'ordre de  $10^{-2} \text{ Pa}$ , de  $10^{-1} \text{ Pa}$  vers midi et augmente

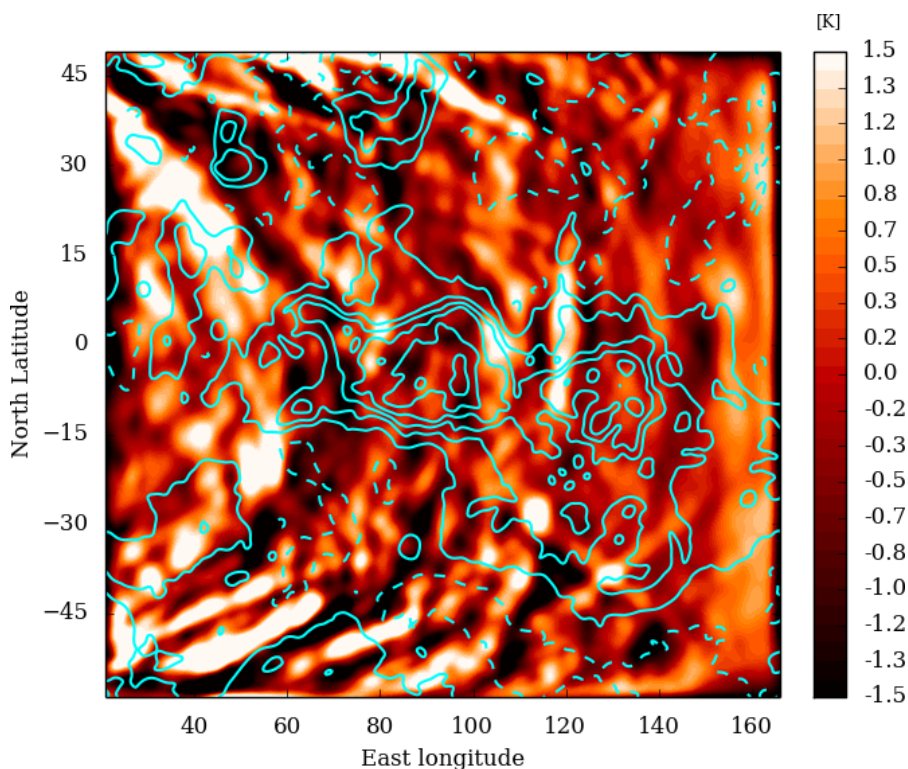


FIG. 5.11 – Signal de l'anomalie en température (K) au sommet des nuages 4 jours terrestres après la figure 5.9 obtenue par le modèle *mesoscale*.

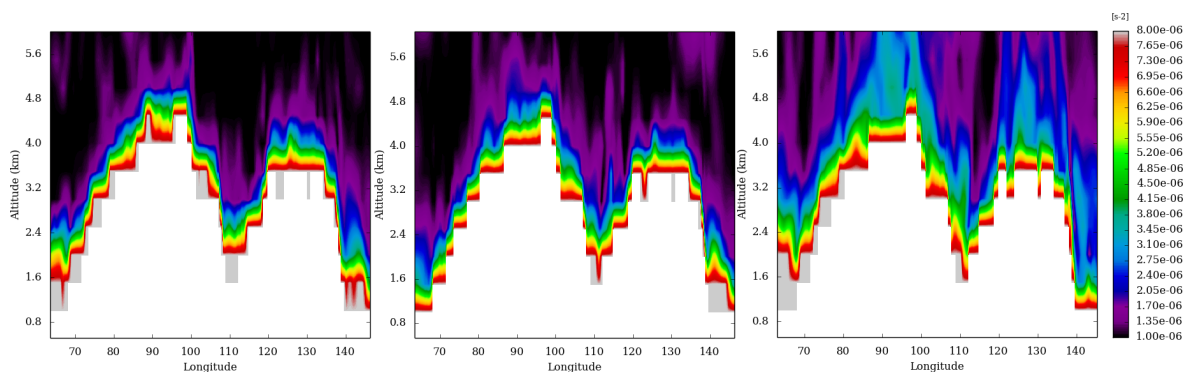


FIG. 5.12 – Coupe verticale du carré de la stabilité statique ( $s^{-2}$ ) pour Aphrodite Terra entre la surface et 6 km d'altitude pour la nuit (gauche), midi (centre) et en fin d'après-midi (droite).

jusqu'à des valeurs de l'ordre du Pa (voir Figure 5.7). Un rôle équivalent de la stabilité proche de la surface a été dans le GCM Vénus (Navarro et al., 2018)

### 5.3.1.2 Influence du vent d'environnement

Le peu de connaissance des vents de surface de Vénus ainsi que les difficultés de la conservation du moment cinétique du GCM (Lebonnois et al., 2012) font que les champs de vents proche de la surface modélisée par le GCM ne sont pas nécessairement fiables. De plus les fines perturbations de plusieurs centaines de kilomètres visibles à la figure 5.9 mais non présentes sur les observations, avec

pourtant une résolution inférieure à 150 km par pixels, laissent penser qu'il y a trop de turbulence présente au sommet des nuages et que possiblement les champs de vents au sol sont trop forts comparés à la réalité et génèrent trop de structures de petites échelles. Pour tester cette hypothèse, des simulations ont été réalisées avec facteur multiplicatif sur les profils de vent. Des simulations avec un coefficient constant égal à 0.9, 0.85, 0.7 et 0.5 ont été réalisés ainsi que des simulations avec un coefficient suivant une tangente hyperbolique pour n'impacter que les vents de l'atmosphère profonde. Pour les coefficients constants égaux à 0.5 et 0.7, l'onde n'est plus présente, le cisaillement a été modifié de façon trop importante. Pour les coefficients égaux à 0.9 et 0.85, il y a peu de changement dans les caractéristiques obtenues pour l'onde. Avec le coefficient tangente hyperbolique, l'onde est maintenant devenue passagère avec une amplitude de moins d'1 K. Ce coefficient modifie le cisaillement du vent sur les 20 km premiers kilomètres et donc le paramètre de Scorer. Des études complémentaires doivent être réalisées, notamment avec des champs issus de simulations réalisées avec le cœur dynamique DYNAMICO qui devrait améliorer les vents dans les 40 premiers kilomètres de l'atmosphère (Garate-Lopez and Lebonnois, 2018).

### 5.3.2 Ondes de montagne au-dessus d'Atla Regio et Beta Regio

#### 5.3.2.1 Atla Regio

Des simulations similaires ont été réalisées avec le domaine comprenant Atla Regio, (Figure 5.2 milieu). La figure 5.13 montre les ondes obtenues au sommet des nuages. Deux ondes sont visibles, l'une au-dessus de la montagne principale, à  $168^\circ$  de longitude générée par la montagne principale Maat Mons et une autre générée par la région centrale Ozza Mons à  $163^\circ$  de longitude. L'amplitude des ondes est de  $\pm 1.5$  K pour celui au-dessus d'Ozza Mons et à peine 1 K pour celui au-dessus de Maat Mons. L'extension en latitude des ondes d'environ  $20^\circ$ . LIR a observé une onde principale au niveau d'Ozza Mons avec une amplitude d'environ  $\pm 2$  et  $30^\circ$  d'envergure de latitude ainsi qu'une onde plus petite associée à Maat Mons de quelques degré de latitude en taille. L'onde principale simulée est similaire aux observations avec cependant un caractère plus anguleux, la seconde onde est plus étendue en latitude que celle observée. La figure 5.13 montre les ondes obtenues pour des conditions d'ensoleillement correspondant au début d'après-midi, là où l'amplitude des ondes est maximale. LIR a mesuré ce maximum d'amplitude en fin d'après-midi.

#### 5.3.2.2 Beta Regio

Des simulations similaires ont été réalisées avec le domaine comprenant Beta Regio (Figure 5.2 droite). La figure 5.14 montre les ondes obtenues au sommet des nuages. On distingue une onde à  $-85^\circ$  de longitude au-dessus du relief principal culminant à 6 km avec Theia Mons. Cette onde a une amplitude d'environ  $\pm 2$  K et une extension latitudinale de près de  $40^\circ$ . L'onde observée par LIR s'étend sur  $30^\circ$  de latitude avec une amplitude d'environ 1.5 K. L'onde résolue par le modèle est donc similaire aux observations. Sur la figure 5.14, l'onde est représentée est montrée à son maximum d'amplitude, ce qui correspond au début d'après-midi, heure à laquelle LIR a observé l'onde avec la plus forte amplitude (Kouyama et al., 2017).



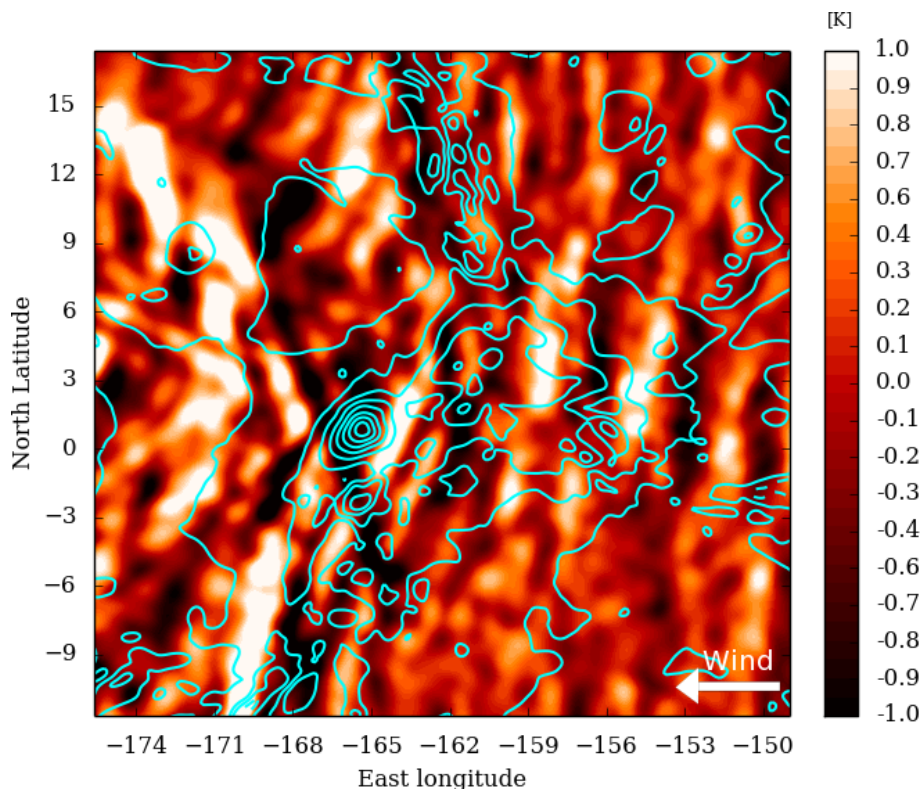


FIG. 5.13 – Signal de l'anomalie en température (K) au sommet des nuages au-dessus d'Atla Regio obtenue par le modèle *mesoscale*. La flèche indique la direction du vent horizontal à la surface.

## 5.4 La dynamique des Pôles

À l'heure actuelle aucune onde de montagne n'a été observée au-dessus d'Ishtar Terra, conséquence de l'orbite équatoriale (Figure 1.7) pour *Akatsuki* et du périicythère au pôle sud (Figure 1.6) pour *Venus Express*. Aucune onde de montagne n'est obtenue avec la paramétrisation dans le GCM de l'IPSL (Navarro et al., 2018), l'onde est perturbée par le cisaillement de vent dû au vortex polaire. Néanmoins le coefficient de traînée obtenue est maximal au-dessus du relief. Pour étudier spécifiquement les régions polaires, des domaines en utilisant une projection polaire ont été utilisés avec 40 km de résolution (ligne du haut figure 5.15). Les deux régions ont un relief très différent, au pôle Nord Ishtar Terra culmine à plus de 10 km et couvre 3 700 km dans le sens est-ouest et 1 500 km dans le sens nord-sud tandis qu'au pôle sud Lada Terra, beaucoup plus petite, culmine à près de 4 km.

Le rang du bas de la figure 5.15 montre la température au sommet des nuages avec le même traitement que précédemment. Des tourbillons sont visibles aussi bien au pôle Nord qu'au pôle Sud avec des stries qui s'étendent jusqu'à environ 60° de latitude. Ces structures sont assez semblables, elles s'étendent de 90° jusqu'à environ 60° de latitude avec une amplitude de plus de 5 K. Il ne semble pas y avoir d'influence du chauffage solaire, maximum pour le pôle nord dans le coin inférieur droit du domaine et dans le coin supérieur droit pour le pôle sud. Cependant aucune onde stationnaire au-dessus des reliefs n'est visible, ces structures cycloniques perturbent l'onde à ces altitudes.

Malgré le fait qu'aucune onde de montagne n'est obtenue au sommet des nuages, il y a quand même la génération d'onde par Ishtar Terra notamment. La figure 5.16 montre le vent vertical au-dessus d'Ishtar Terra avec comme contour la température potentielle. À noter que l'axe des x représente en kilomètre une coupe du domaine selon un point de l'axe y en coordonnée cartésienne et ne

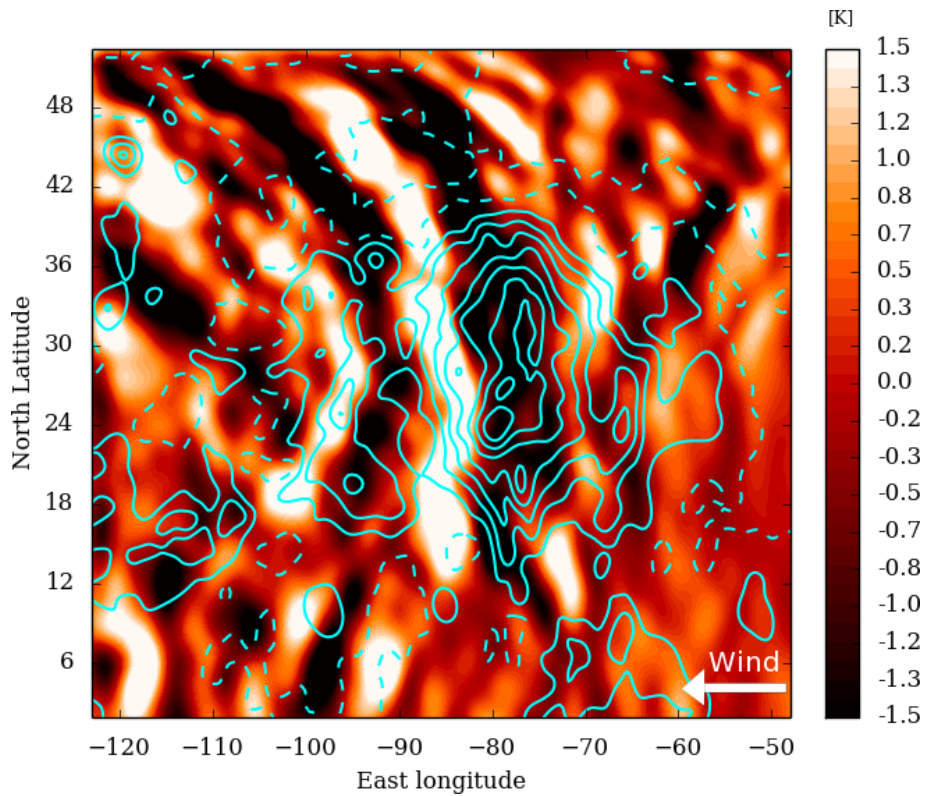


FIG. 5.14 – Signal de l’anomalie en température (K) au sommet des nuages au-dessus de Beta Regio obtenue par le modèle *mesoscale*. La flèche indique la direction du vent horizontale à la surface.

correspond pas à une latitude fixe. Il y a génération d’une onde de montagne avec des valeurs de vents verticaux similaires aux autres reliefs (Figure 5.7). La structure du paramètre de Scorer est également semblable aux autres reliefs, néanmoins au-dessus d’environ 60 km le fort cisaillement du vent horizontal dû à la structure cyclonique perturbe l’onde. La figure 5.17 montre la signature du vent zonal au sommet des nuages obtenue avec le même traitement ainsi qu’une coupe verticale du vent zonal au-dessus d’Ishtar Terra. Ces structures induisent vers 70 km des fortes augmentations du vent qui entraînent une diminution du paramètre de Scorer à des valeurs très négative et perturbe ainsi l’onde au sommet des nuages.

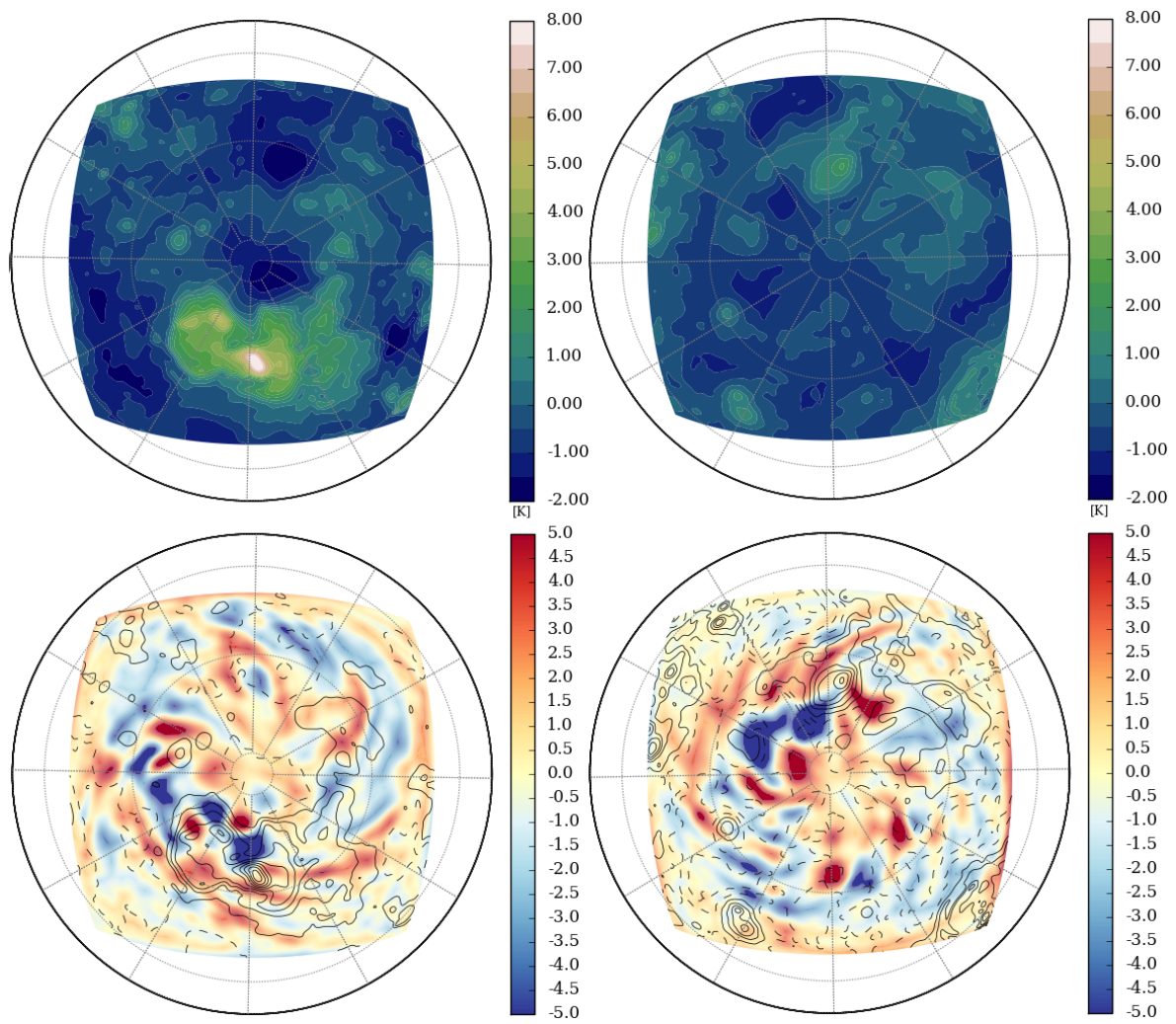


FIG. 5.15 – Haut : relief (km) des domaines en projection polaire pour le pôle Nord (gauche) et Sud (droite). Bas : température (K) au sommet des nuages pour le pôle Nord (gauche) et Sud (droite).

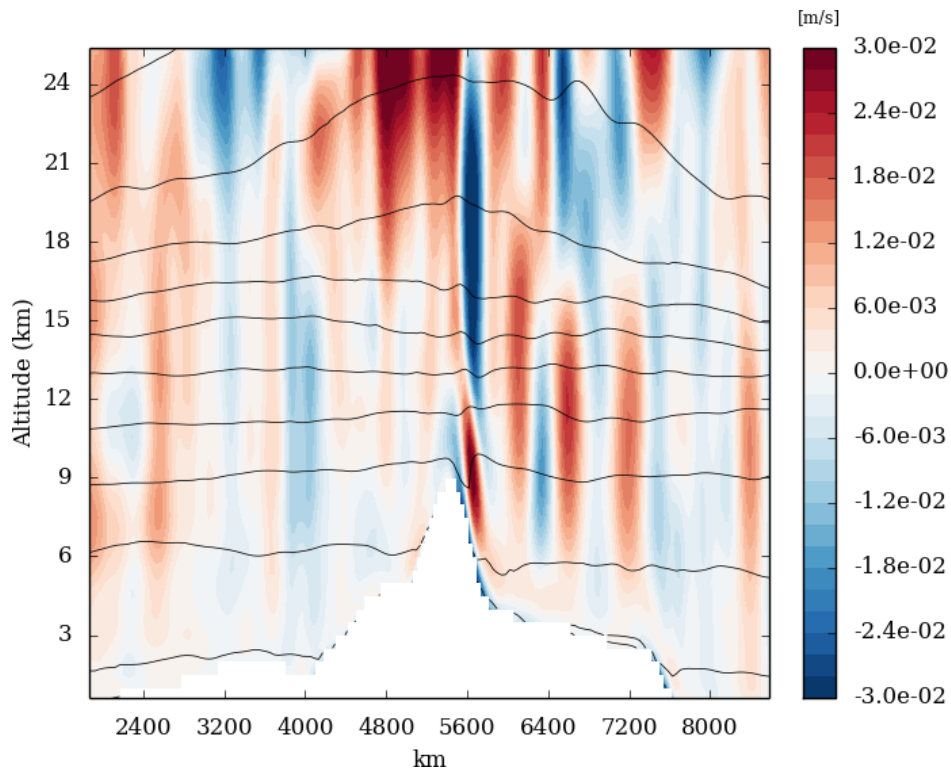


FIG. 5.16 – Onde de montagne résolue par le modèle au-dessus d’Ishtar Terra visible avec le vent vertical ( $\text{m s}^{-1}$ ). La température potentielle est le contour.

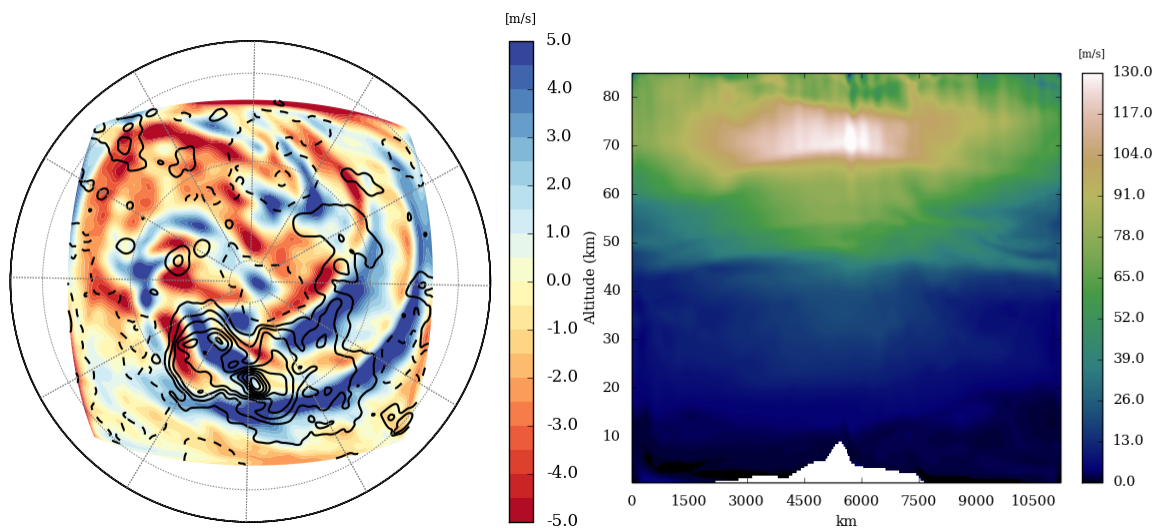


FIG. 5.17 – Vent zonal dans la région polaire nord : signal de vent zonal ( $\text{m s}^{-1}$ ) au sommet des nuages au-dessus du pôle Nord après traitement (gauche) et coupe verticale du vent zonal ( $\text{m s}^{-1}$ ) au-dessus d’Ishtar Terra (droite).



# Applications exoplanétaires

---

## Sommaire

<b>6.1 Exoplanètes géantes jeunes et naines brunes</b> . . . . .	<b>120</b>
<b>6.2 Exoplanètes telluriques en rotation synchrone</b> . . . . .	<b>123</b>

---

Comme explicité dans la chapitre 1.3.3 la turbulence est présente sur les différentes planètes du système solaire. Sur la Terre, la convection turbulente joue un rôle important dans le transport de l'eau dans l'atmosphère, la formation de nuages et dans le bilan radiatif. Cependant les études de l'impact de la convection dans les atmosphères exoplanétaires restent marginales. Une connaissance accrue de la structure nuageuse de telle atmosphère aiderait la compréhension des signatures spectrales obtenues par les nouvelles générations de télescopes (Rossi and Stam, 2018).

Depuis maintenant plus de vingt ans des exoplanètes sont découvertes, aujourd'hui plus de 3700. Durant la dernière décennie, la recherche s'est intensifiée avec les missions Kepler, Corot ou K2 depuis l'espace et les programmes HARPS, WASP ou encore TRAPPIST depuis le sol. Ces observations sont faites principalement grâce à deux méthodes : l'observation de la baisse de la luminosité de l'étoile lors du passage de la planète (méthode du transit) et par mesure de la vitesse de rotation de la planète par effet Doppler autour du centre de masse du couple étoile-planète (méthode des vitesses radiales). La première permet la mesure du spectre de l'atmosphère de la planète et donc d'avoir des informations sur la composition atmosphérique. Ainsi de l'eau (Charbonneau et al., 2002), des molécules organiques comme le monoxyde de carbone, le dioxyde de carbone (Swain et al., 2009) ou le méthane (Swain et al., 2008), et récemment de l'hélium (Spake et al., 2018) ont été détectées. Les nouvelles missions orbitales prévues comme TESS, JWST, CHEOPS, ARIEL ou à plus long terme LUVOIR, vont permettre la découverte de nouvelles planètes et d'accroître la caractérisation de leurs atmosphères.

Des 3700 exoplanètes, beaucoup sont des "Jupiter chaudes" c'est-à-dire des géantes gazeuses proches de leur étoile hôte. Ceci s'explique par un biais de détection qui favorise les planètes massives et proches de l'étoile. Les améliorations techniques ont permis la détection de planètes de la taille de la Terre et de systèmes à plusieurs planètes. La figure 6.1 résume les caractéristiques des planètes découvertes en les comparant à celles du système solaire.

La grande variété de paramètres orbitaux et de compositions atmosphériques possibles laisse envisager une variabilité de climats complexe (Forget and Leconte, 2014). Durant le cours de ma thèse, j'ai participé activement à deux projets, l'un concernant la convection dans les exoplanètes géantes jeunes en collaboration avec Benjamin Charnay (LESIA) et l'autre concernant la convection au point substellaire des exoplanètes telluriques en rotation synchrone avec Martin Turbet (LMD). La troisième partie de ce chapitre sera consacrée à de possibles applications futures du modèle.

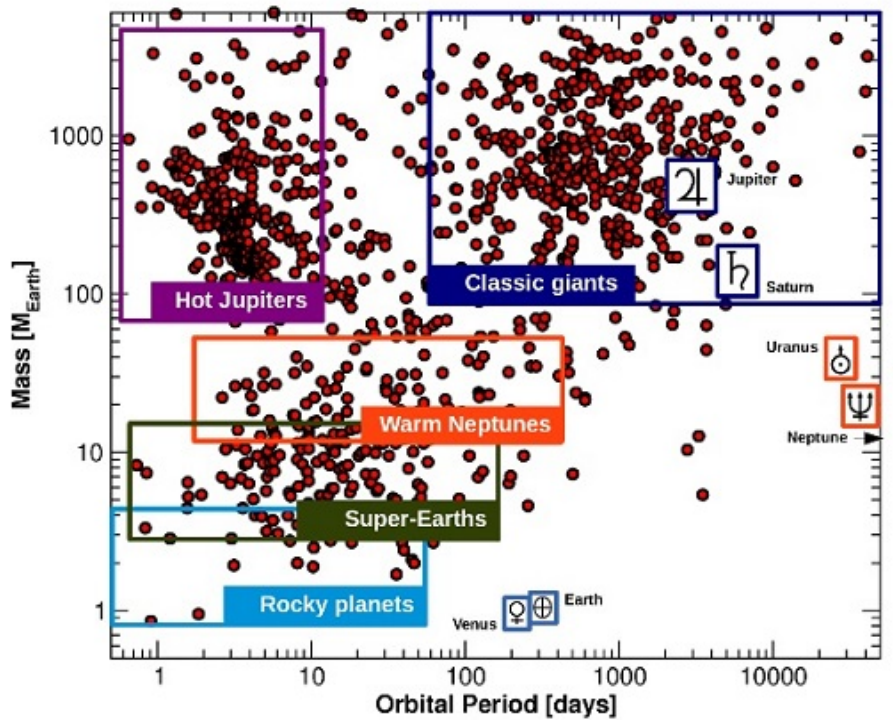


FIG. 6.1 – Diagramme des exoplanètes découvertes en fonction de leur masse et de leur période orbitale. On constate le grand nombre de planètes géantes. Source <http://exoplanet.eu/>

## 6.1 Exoplanètes géantes jeunes et naines brunes

Les nuages jouent un rôle important dans le climat des planètes et particulièrement pour les planètes géantes. Les dernières techniques d'imagerie directe permettent d'observer des structures nuageuses des géantes gazeuses et les naines brunes (Kostov and Apai, 2013). Les naines brunes sont des objets stellaires entre les planètes et les étoiles, elles sont suffisamment massives pour déclencher la fusion thermonucléaire du deutérium mais pas assez pour la fusion thermonucléaire de l'hydrogène. Les naines brunes ont des masses comprises entre environ 10 et 70 masses de Jupiter. Il existe plusieurs types spectraux pour les naines brunes, par température décroissante M, L, T et Y. En dessous d'environ 2200 K les espèces réfractaires comme le fer, les silicates ou les oxydes métalliques condensent (Radigan et al., 2014). Des observations directes de naines brunes de type L et T (Apai et al., 2013) ont montré une transition entre ces deux modes spectraux qui serait liée à une différence de couverture nuageuse. En effet des nuages épars (Lew et al., 2016) ont été mesurés pour les types L ainsi que pour les brumes à hautes altitudes (Yang et al., 2015), tandis que les types T sont dépourvus de nuages à ces altitudes. On parle alors de transition L/T. Les naines brunes dans cette transition ont des nuages profonds et une grande quantité au-dessus (Yang et al., 2015). La figure 6.2-a montre la transition spectrale entre les types L et T et la figure 6.2-b montre la différence de structure nuageuse entre les deux types spectraux. La convection et les ondes de gravité sont suspectées d'avoir un impact fort sur la création de nuages (Ackerman and Marley, 2001). Le modèle numérique bidimensionnel de Freytag et al. (2010) a donné un aperçu de la convection dans les naines brunes, avec une convection de plus de 60 km d'épaisseur et des cellules de près de 100 km de large. Tan and Showman (2017) ont prédit un rôle important de la convection sur la fraction nuageuse dans la transition L/T.

Pour étudier la convection, nous avons décidé d'utiliser le cœur dynamique de WRF dans le

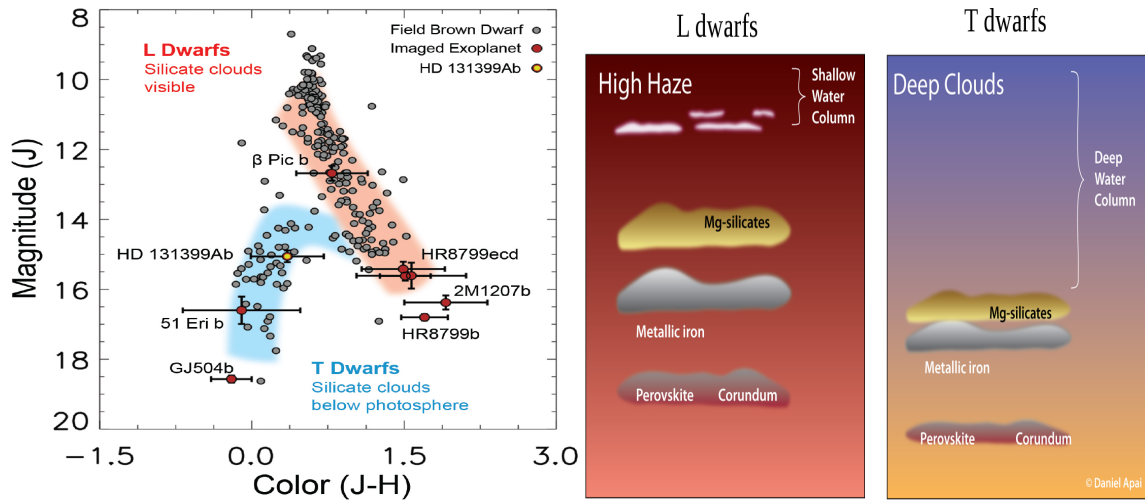


FIG. 6.2 – Illustration de la transition L/T. Le diagramme magnitude-couleur (à gauche) montre la séparation spectrale des naines brunes T et L. Cette différence spectrale serait due à une variabilité de la couche nuageuse entre les 2 types schématisés à droite avec des nuages hauts et de la brume pour le type L. Crédit : Daniel Apai.

mode LES. J'ai d'abord entrepris une petite modification du modèle pour augmenter sa flexibilité. Les caractéristiques de la planète et de son atmosphère (gravité, pression au sol, capacité thermique, masse moléculaire, rayon) peuvent maintenant être lues dans un fichier pour aisément obtenir un modèle convectif simple pour n'importe quelle atmosphère exo-planétaire. Pour une première approche, nous avons décidé d'utiliser la version du modèle avec un forçage radiatif idéalisé et constant dans le temps. Pour l'initialisation du domaine et les taux de chauffage, nous utilisons les sorties du modèle Exo-REM de Charnay et al. (2018). Le modèle Exo-REM est un modèle 1D radiatif-convectif conçu spécifiquement pour les atmosphères des naines brunes et des exoplanètes géantes jeunes. Ce modèle prend en compte les absorptions induites par collision  $H_2-H_2$  et  $H_2-He$  ainsi que les absorptions de  $H_2O$ ,  $CH_4$ ,  $CO$ ,  $CO_2$ ,  $NH_3$ ,  $PH_3$ ,  $TiO$ ,  $VO$ ,  $FeH$ ,  $Na$  et  $K$ . La formation de nuages de fer, de silicate,  $Na_2S$ ,  $KCl$  et d'eau est prise en compte. La figure 6.3 montre les résultats de ce modèle avec la comparaison satisfaisante entre les observations (les points) et la modélisation des atmosphères (les lignes). Le mélange vertical est calculé en prenant en compte le flux de chaleur convectif basé sur la modélisation de Ludwig et al. (2002) de la convection pour les naines brunes de type M. C'est ce flux convectif que nous cherchons à évaluer avec notre étude.

La figure 6.4 montre les profils de température potentielle initiale et le profil de taux de chauffage extrait du modèle Exo-REM pour des températures effectives 1600, 1400, 1200, 1000, 800 et 600 K pour deux cas de gravité, un pour  $g$  égale à  $100 \text{ m s}^{-2}$  (gauche) correspondant à des exoplanètes géantes jeunes et un pour  $g$  égale à  $1000 \text{ m s}^{-2}$  (droite) correspond à des naines brunes. Ces taux de chauffage étant non-nuls entre  $1.0 \cdot 10^7 \text{ Pa}$  et environ  $1.0 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ , le domaine vertical de l'étude a été choisi entre  $1.0 \cdot 10^7 \text{ Pa}$  et environ  $1.0 \cdot 10^3 \text{ Pa}$ . Après plusieurs tests, pour le cas de la gravité de  $100 \text{ m s}^{-2}$  la résolution horizontale a été choisie à 5 km avec un pas de temps de 2 s. La capacité thermique isobare est fixée à une valeur moyenne de  $1.34 \cdot 10^4 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$  et la masse molaire de l'atmosphère est de  $2.35 \text{ kg mol}^{-1}$ .

La convection résolue par le modèle est visible à la figure 6.5 avec deux instantanés : à gauche, une coupe verticale du vent vertical ( $\text{m s}^{-1}$ ) et à droite une coupe horizontale à  $1.9 \cdot 10^6 \text{ m s}^6 \text{ Pa}$  du vent vertical ( $\text{m s}^{-1}$ ). La convection est organisée en cellules polygonales d'environ 750 km de



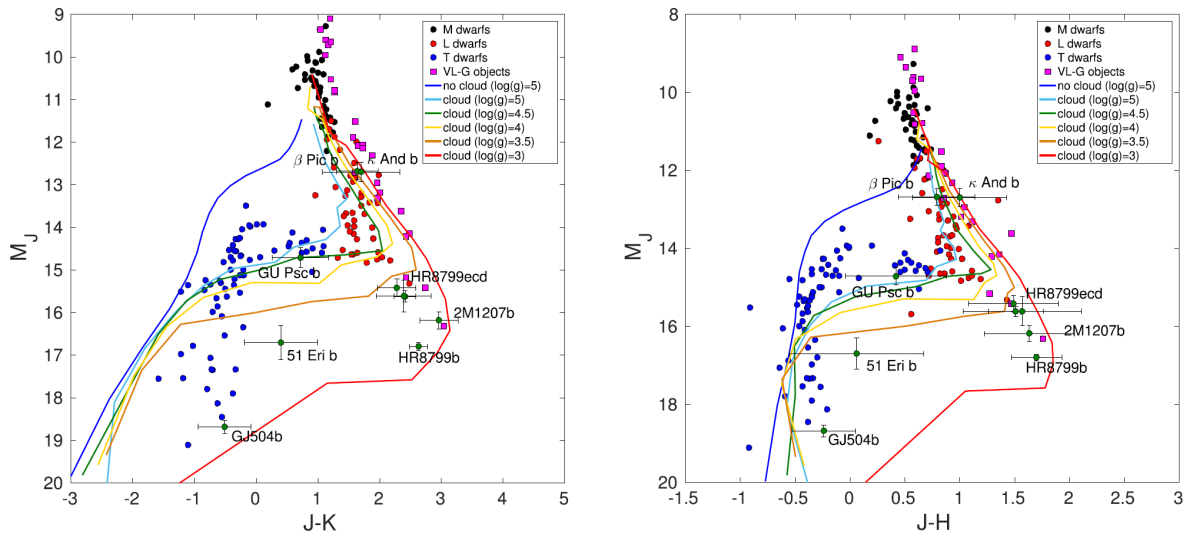


FIG. 6.3 – Diagramme couleur-couleur du modèle Exo-REM 1D Charnay et al. (2018) pour différentes paramètres microphysiques. L'altitude des nuages change beaucoup en fonction du type spectral des naines.

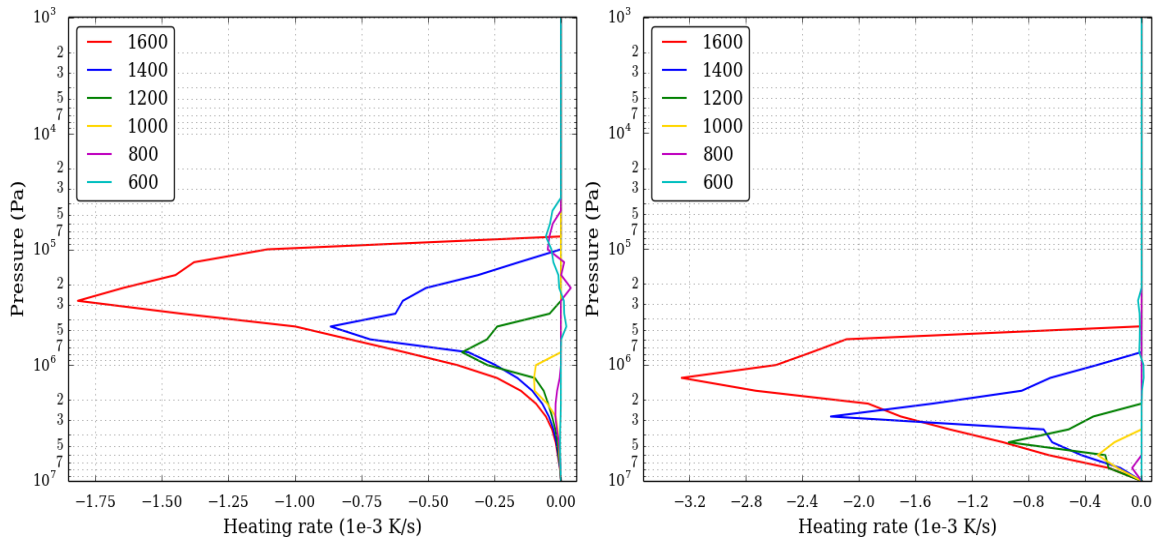


FIG. 6.4 – Profils verticaux des taux de chauffage ( $10^3$  K/s) en fonction de la pression pour  $g$  égale à  $100 \text{ m s}^{-2}$  (gauche) et  $g$  égale à  $1000 \text{ m s}^{-2}$  (droite).

diamètre avec des vents verticaux entre  $-250$  et  $130 \text{ m s}^{-1}$ . Cette convection extrêmement intense génère des ondes de gravité d'amplitude de  $\pm 4 \text{ K}$ , avec une longueur d'onde verticale de  $200 \text{ km}$  et horizontale d'environ  $70 \text{ km}$

Le même type de simulation a été réalisé pour des températures effectives  $T_{eff}$  égales à  $1600$ ,  $1200$ ,  $1000$ ,  $800$  et  $600 \text{ K}$ . Pour  $T_{eff}$  égale à  $1600 \text{ K}$ , le taux de chauffage imposé est plus fort et donc la convection est plus intense. Les panaches convectifs s'étendent jusqu'à  $9.0 \cdot 10^4 \text{ Pa}$ , avec des cellules de  $1000 \text{ km}$  de diamètre et des vents verticaux entre  $-400$  et  $220 \text{ m s}^{-1}$ . Pour  $T_{eff}$  égale à  $1200 \text{ K}$  la couche convective est moins intense, la convection s'étend de  $10^7 \text{ Pa}$  et  $6.0 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ , soit environ  $350 \text{ km}$ . Les cellules de convection ont une taille d'environ  $600 \text{ km}$  avec de vents entre -

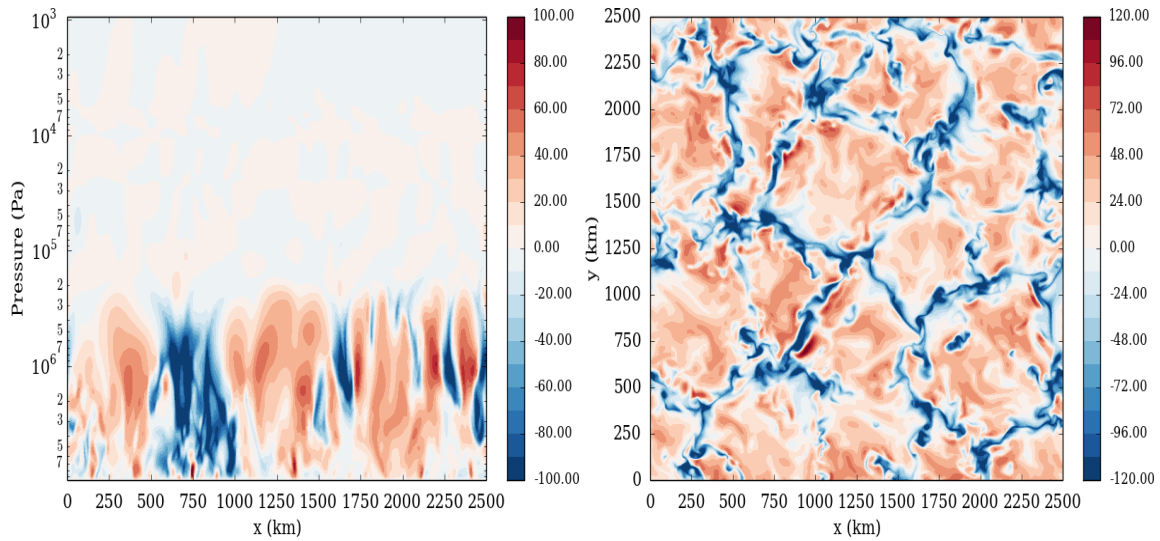


FIG. 6.5 – Activité convective pour  $T_{eff}$  égale à 1400 K : coupe verticale (à gauche) horizontale (à droite) à  $1.9 \cdot 10^6$  Pa du vent vertical ( $\text{m s}^{-1}$ ).

100 et  $60 \text{ m s}^{-1}$ . Pour  $T_{eff}$  égale à 1000 K la convection est beaucoup plus faible, elle s'étend de  $10^7$  Pa jusqu'à  $4.0 \cdot 10^6$  Pa avec des vents entre  $\pm 4 \text{ m s}^{-1}$ . Pour  $T_{eff}$  égale à 800 et 600 K, les taux de chauffage sont trop faibles, il n'y a pas de convection. La forte baisse du taux radiatif avec la température effective s'accompagne d'une baisse conséquente de l'intensité convective.

Des simulations ont été réalisées pour  $g$  égale à  $1000 \text{ m s}^{-2}$ . La résolution horizontale est fixée à 1000 km avec le même domaine vertical, le pas de temps est réduit entre 0.5 et 1 s. Pour  $T_{eff}$  égale à 1600 K, la convection s'étend entre  $10^7$  Pa et  $1.1 \cdot 10^6$  Pa, soit environ 20 km. Les cellules convectives ont un diamètre d'environ 90 km avec des vents verticaux entre -65 et  $55 \text{ m s}^{-1}$ . Pour des  $T_{eff}$  inférieures il n'y a aucune convection. Cette non-activité convective n'est pas en accord avec les travaux de Freytag et al. (2010). Le cœur dynamique de WRF n'a pas été conçu pour de gravités de l'ordre de  $10^3 \text{ m s}^{-2}$ , il n'est peut-être pas adapté pour cette étude.

La figure 6.6 résume la variation de l'activité convective en fonction de la température effective et du taux de chauffage pour  $g$  égal à  $100 \text{ m s}^{-2}$ . En dessous de  $T_{eff}$  1000 K la convection est inexistante ce qui implique une faible quantité de nuages pour les exoplanètes à ces altitudes. Pour des températures effectives entre 1000 et 1600 K, l'intensité de la convection augmente avec la température effective. Cette forte augmentation jusqu'à des valeurs de vents verticaux de l'ordre de  $200 \text{ m s}^{-1}$  suggère un très fort transport vertical des espèces chimiques et potentiellement la fraction de nuages qui augmente aussi avec la température effective. Un couplage au transfert radiatif et microphysique du modèle Exo-REM pourrait permettre de mesurer l'impact de la convection à fine échelle.

## 6.2 Exoplanètes telluriques en rotation synchrone

On définit la zone habitable (HZ) comme le disque circumstellaire dans lequel une planète peut maintenir de l'eau liquide à sa surface (Selsis et al., 2007). Cette zone dépend beaucoup de la distance à l'étoile. Si la planète est trop proche, l'eau se vaporise dans l'atmosphère et l'atmosphère part alors en effet de serre divergeant. Au contraire si elle est trop loin, l'eau se solidifie à la surface. Mais l'extension de cette zone habitable dépend aussi de la composition de l'atmosphère de la planète. Par exemple, la Terre est dans la zone habitable mais s'il y avait un petit peu plus de  $\text{CO}_2$  dans l'at-

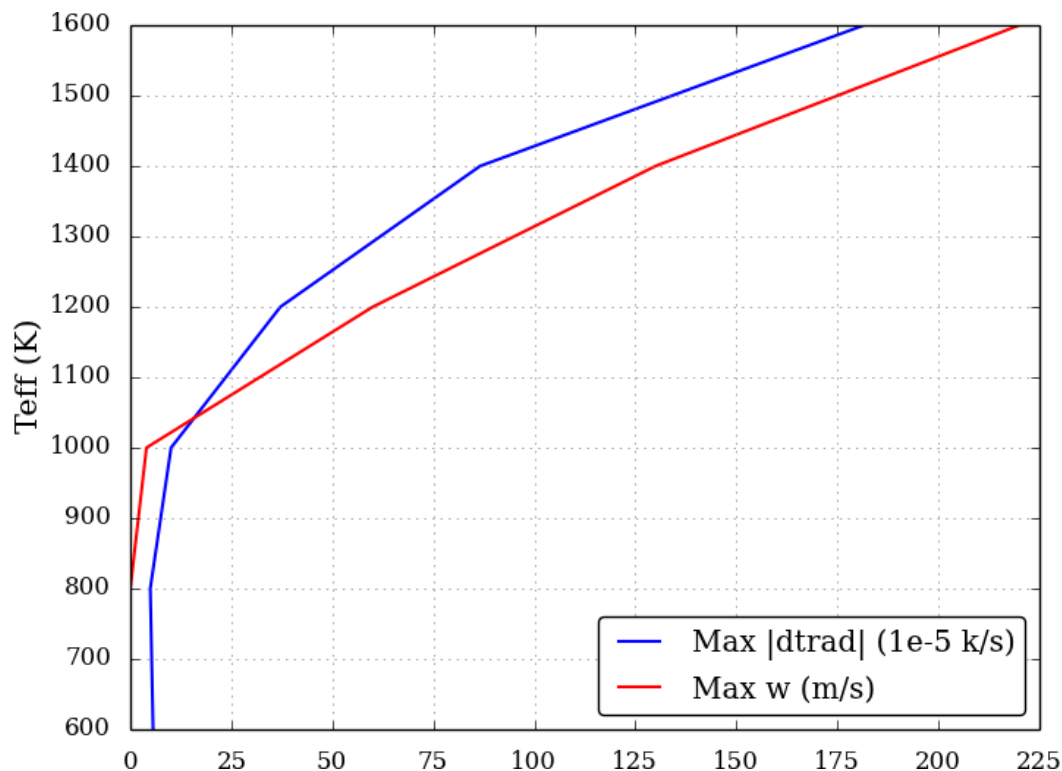


FIG. 6.6 – Maximum de la vitesse verticale dans la convection ( $\text{m s}^{-1}$ ) et maximum de la valeur absolue du taux de chauffage en fonction de la température effective (K) pour  $g$  égale à  $100 \text{ m s}^{-2}$

mosphère, l'effet de serre augmenterait la température ce qui engendrerait une rétroaction positive : cette augmentation de température provoquerait une augmentation de l'évaporation de l'eau qui est lui aussi une espèce qui possède un fort effet de serre, ce qui aurait pour conséquence d'augmenter un petit la température. Petit à petit cet effet de serre serait tel que l'eau serait complètement vaporisée et la Terre ne serait de fait plus capable de supporter de l'eau liquide à la surface, c'est l'effet de serre divergent. L'atmosphère d'une planète peut donc l'inclure ou l'exclure de la zone habitable. Certains calculs de cette zone prennent en compte les effets atmosphériques mais il est très difficile d'être exhaustif. Or lors de la découverte d'une exoplanète, il n'y a que très peu d'informations sur l'atmosphère celle-ci, nous avons principalement accès à la distance à l'étoile, la période de rotation, une indication sur la masse et la taille de la planète.

Pour avoir une idée du climat de la planète, il faut faire des hypothèses sur la nature de l'atmosphère. Au LMD une physique dite générique a été développée pour modéliser répondre à ces questions, elle a été pensée pour modéliser une diversité accrue d'environnements atmosphériques. Ce modèle a été appliqué à l'étude de l'atmosphère des exoplanètes telluriques (Leconte et al., 2013). En 2016, deux systèmes planétaires ont été découverts, le système autour de Proxima du Centaure (Anglada-Escudé et al., 2016) et un système de 7 planètes autour de l'étoile Trappist-1 (Gillon et al., 2016). Ces planètes sont toutes telluriques et sont suspectées d'être en rotation synchrone et donc de présenter toujours la même face à leur étoile. Les modélisations du climat de *Proxima Centauri b* par Turbet et al. (2016) et du système Trappist par Turbet et al. (2018) montrent qu'avec certaines conditions atmosphériques, il est possible que certaines de ces planètes puissent maintenir, au moins dans une zone restreinte, de l'eau liquide à leur surface. Les deux diagrammes de la figure 6.7 montrent dans quelles conditions atmosphériques (quantité de  $\text{CO}_2$  et quantité d'eau à la surface) une planète peut maintenir de l'eau liquide à la surface, selon qu'elle soit en rotation synchrone ou non.

Une des particularités attendues de la dynamique des planètes en rotation synchrone est la forte intensité convective dans la couche limite planétaire au point substellaire. En effet le flux solaire va chauffer la surface de la planète et engendrer une activité convective similaire à la Terre et Mars. Or du fait de la rotation synchrone, le point substellaire est constamment chauffé par l'étoile et l'intensité de la convection en est donc potentiellement augmentée. Cette forte convection pourrait avoir un effet important sur la température de surface et l'habitabilité de la planète. La convection engendre la création de nuages d'eau au-dessus du point substellaire, dont la quantité augmente avec l'intensité convective. Cette présence de nuages augmenterait l'albédo ce qui diminuerait la température au sol, stabiliserait le climat de la planète et augmenterait ainsi la taille de la zone habitable (Yang et al., 2013).

Il est donc primordial de soigneusement prendre en compte comment varie l'intensité de la convection avec le flux solaire. Cependant, nous savons peu de choses de la convection dans ces conditions extrêmes et les schémas de convection utilisés dans les GCM se basent sur les schémas terrestres. Il faut donc étudier cette convection pour ensuite améliorer sa paramétrisation sous-maille et étudier ses effets sur la dynamique de grande-échelle. Une étude s'est intéressée à ce phénomène (Zhang et al., 2017) en utilisant le cœur dynamique de WRF ainsi que la physique terrestre de WRF. Les hypothèses utilisées dans cette physique ne sont pas adaptées à ce genre d'environnement extrême. Nous avons décidé de mener notre propre étude en utilisant le cœur dynamique de WRF avec la physique du modèle générique.

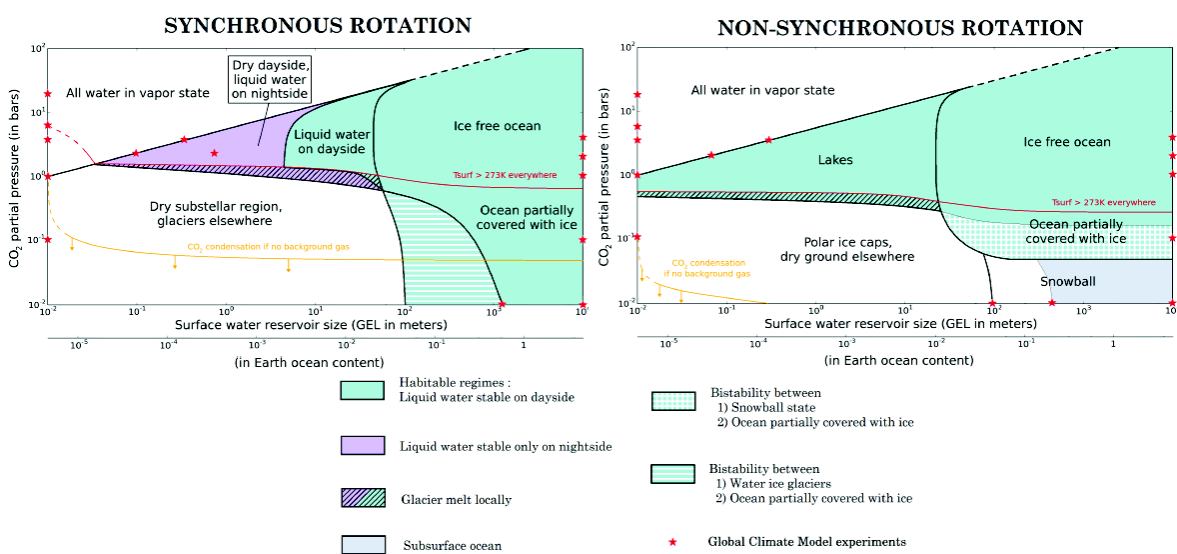


FIG. 6.7 – Schéma des possibles climats planétaires en fonction de la teneur en CO<sub>2</sub> et en H<sub>2</sub>O à la surface. Le panneau de gauche montre le cas pour une exoplanète en rotation synchrone et le panneau de droite pour le cas d'une rotation non-synchrone. Turbet et al. (2016)

J'ai donc réalisé le couplage de la physique générique avec le cœur dynamique de WRF. Ce couplage s'est fait assez rapidement grâce au travail effectué pour le couplage de la physique vénusienne. Le transfert radiatif du modèle se fait via la méthode des k-corrélés (Eymet et al., 2016) avec des quantités variables de CO<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub>, N<sub>2</sub> et H<sub>2</sub>O. Le transfert radiatif prend en compte l'absorption et le rayonnement de l'atmosphère, des nuages et de la surface du domaine visible à l'IR lointain (Wordsworth et al., 2011). Les changements d'état de l'eau ainsi que les précipitations sont pris en compte,

et pour suivre le cycle de l'eau nous utilisons deux traceurs radiativement actifs, un pour l'eau dans l'état gazeux et un pour les deux autres états. Les résolutions utilisées dans les études LES sont petites, en conséquence on ne prend pas en compte la nébulosité des nuages, c'est-à-dire soit il y a 100 % de nuages sur le point de grille, soit il n'y en a pas du tout. La figure 6.8 montre un résultat du GCM générique pour le climat de Proxima Centauri b (Turbet et al., 2016).

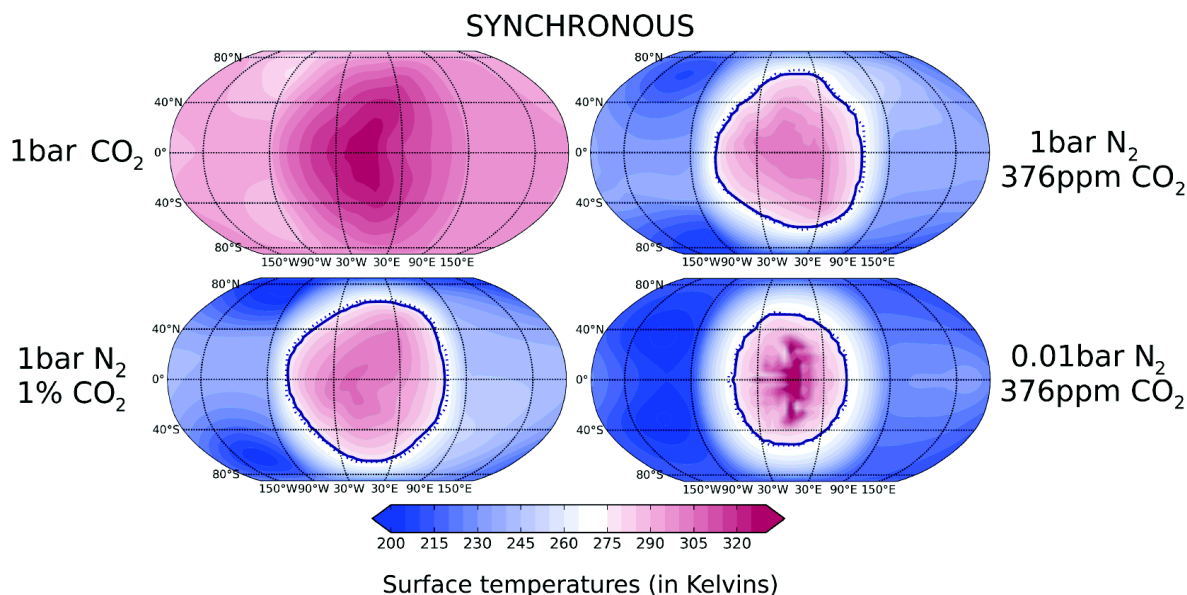


FIG. 6.8 – Température de surface de Proxima-b en fonction de la teneur en  $\text{CO}_2$  dans l'atmosphère pour une rotation synchrone et une résonance 3 : 2. Pour le cas de la rotation synchrone, au point substellaire la planète est capable de garder de l'eau liquide à la surface pour les quatre cas d'abondance de  $\text{CO}_2$ . Turbet et al. (2016).

Pour valider le modèle nous l'avons testé dans un cas terrestre documenté avant d'étudier des atmosphères exoplanétaires extrêmes. Pour cela nous avons utilisé des mesures réalisées dans le cadre de la campagne de mesure TOGA-COARE en 1992 dans l'océan pacifique (Webster and Lukas, 1992). Pour l'initialisation, comme pour le forçage radiatif, nous utilisons les données de Johnson et al. (2002). Les champs du 24 décembre 1992 sont utilisés pour l'initialisation. Les constantes atmosphériques terrestres standard sont imposées, la capacité thermique isobare est égale à  $1.00 \cdot 10^3 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ , la masse molaire de l'atmosphère est de  $28.9 \text{ kg mol}^{-1}$  et la gravité de  $9.81 \text{ m s}^{-2}$ . En plus du forçage radiatif, deux autres forçages sont imposés pour représenter la dynamique de grande échelle au point substellaire. Un terme de chauffage ainsi qu'un terme de transport de vapeur constant sont imposés au domaine pour représenter l'advection à cet endroit. Ces deux taux sont extraits des données TOGA-COARE. La taille et la résolution du domaine sont calquées sur l'étude de Wang et al. (2013) qui utilise les données TOGA-COARE avec un *cloud-resolving model* dans une configuration similaire. La résolution horizontale est de 1 km sur 64 km, il y a 65 niveaux entre la surface et 27 km. Le pas de temps est fixé à 8 s et le rapport pas de temps dynamique sur pas de temps physique à 3. L'eau est radiativement active, la condensation et la sédimentation sont prises en compte avec le schéma de précipitation de Boucher et al. (1995) ainsi que la re-évaporation des précipitations. Au démarrage de la simulation, l'eau est entièrement sous forme de vapeur d'eau.

Les résultats montrés sont les résultats de deux jours simulés en prenant en compte la variation diurne du flux solaire. La figure 6.9 montre deux instantanés : à gauche une coupe verticale de la

vitesse verticale du vent ( $\text{m s}^{-1}$ ) et à droite une coupe horizontale à 2 km d'altitude du vent vertical. La convection profonde s'étend de la surface jusqu'à 5 km avec des cellules polygonales ouvertes de 30 km de diamètre et des vents verticaux entre  $-14$  et  $10 \text{ m s}^{-1}$ .

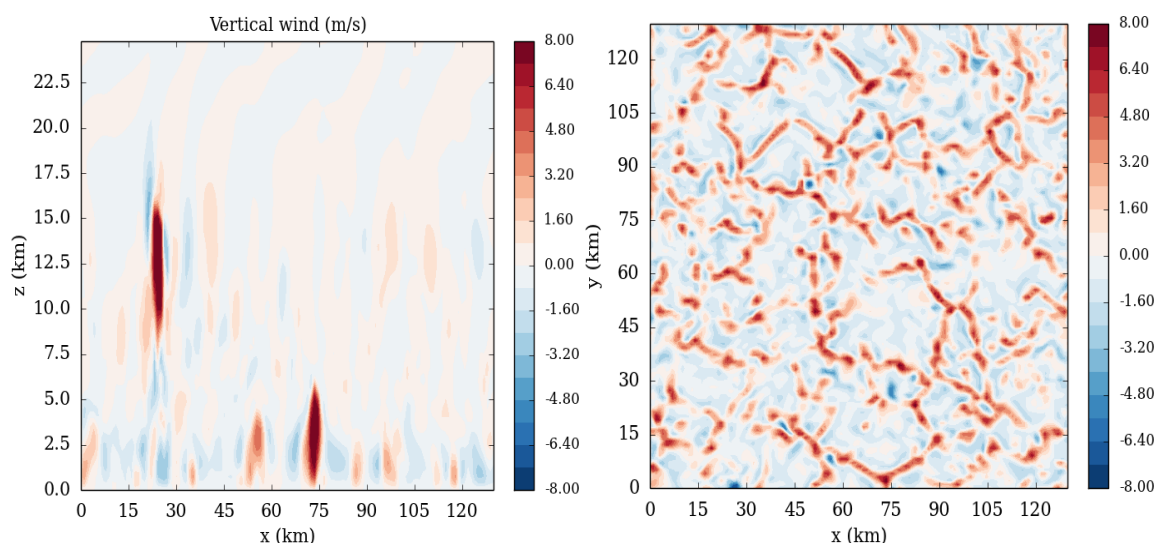


FIG. 6.9 – Activité convective pour le cas TOGA-COARE du 24 décembre 1992 : coupe verticale (à gauche) horizontale (à droite) à 2 km d'altitude du vent verticale ( $\text{m s}^{-1}$ ).

Le flux de chaleur convective est de  $300 \text{ W m}^{-2}$ , du même ordre de grandeur que le flux de chaleur sensible moyen observé. Entre 5 et 16 km il y a la présence d'*overshoots* convectifs avec des vitesses de vents atteignant  $16 \text{ m s}^{-1}$ . Ces résultats sont proches des mesures faites avec TOGA-COARE (Johnson et al., 2002), la convection profonde s'étend jusqu'à 600 hPa (environ 5 km) avec des ascendances verticales entre 5 et 20 km de diamètre. L'altitude des *overshoots* est mesurée à 100 hPa (environ 16 km). La figure 6.10 montre l'effet de la convection sur l'eau.

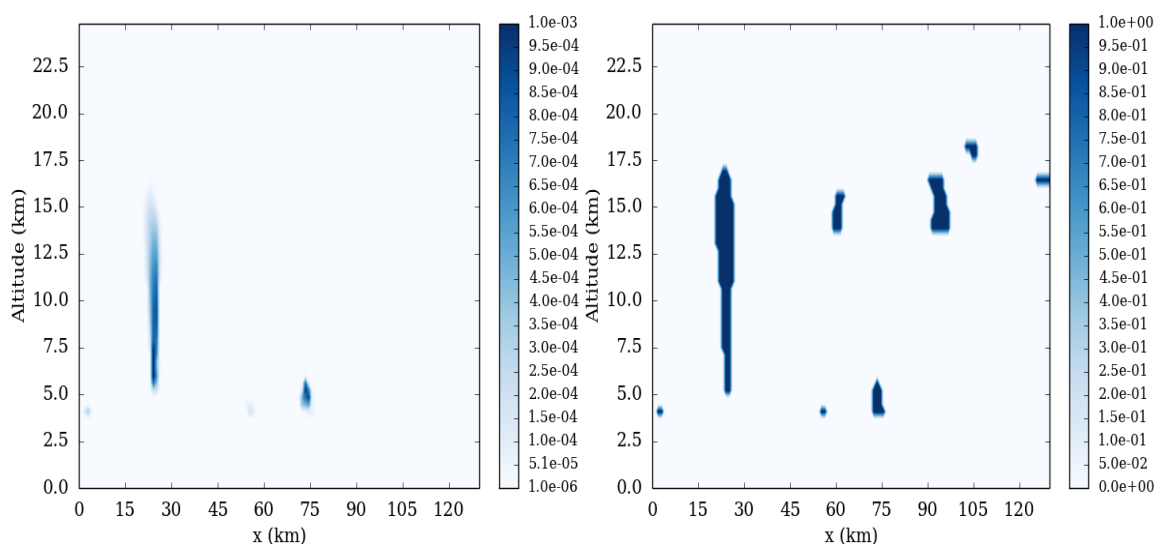


FIG. 6.10 – Impact de la convection sur la concentration d'eau : coupe verticale de la concentration d'eau liquide/solide ( $\text{kg/kg}$ ) à gauche et de la fraction nuageuse à droite.

Avec la quantité d'eau ( $\text{kg/kg}$ ) sous forme liquide/solide (gauche) on voit le transport vertical

d'eau par la convection et notamment grâce aux *overshoots* qui apportent de l'eau jusqu'à 16 km. La fraction nuageuse (droite) est corrélée avec la présence d'eau. Des nuages sont formés par les *overshoots* et certains sont présents toujours entre 15 et 20 km. Cependant cette couverture nuageuse est faible, seulement 10 % avec contre des valeurs allant jusqu'à plus de 40 % et des précipitations sous-estimées, environ 10 mm/jour contre environ 30 mm/jour en moyenne (Johnson et al., 2002). Des simulations avec une initialisation provenant de jours avec plus ou moins de précipitations ont été effectuées et les grandeurs ne varient que très peu.

La convection résolue par le modèle est qualitativement satisfaisant, la convection profonde est réaliste et les *overshoots* vont jusqu'à la tropopause. Le modèle a certaines limitations, la fraction nuageuse est faible et le manque de variabilité avec des conditions initiales différentes (température de surface, quantité d'eau initiale). Néanmoins des simulations tests ont été réalisées avec les conditions de Proxima-b.

Les paramètres atmosphériques de Proxima-b sont fixés pour la capacité thermique isobare à  $1.04 \cdot 10^3 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ , la pression de surface à 1 Pa, le flux au sommet de l'atmosphère à  $880 \text{ W m}^{-2}$  et l'accélération de gravité à  $10.1 \text{ m s}^{-2}$ . Le domaine vertical choisi s'étend de la surface jusqu'à 30 km avec 81 points et le domaine horizontal sur 180 km avec 2 km de résolution. L'initialisation des champs météorologiques est réalisée à partir d'une simulation du GCM générique de Proxima-b (Turbet et al., 2016) avec comme hypothèse une atmosphère de diazote, 376 ppm de dioxyde de carbone et une concentration d'eau variable au cours de la simulation avec  $1.89 \cdot 10^{-2} \text{ kg/kg}$  au sol au début de la simulation. L'eau est radiativement active dans les 3 états avec un cycle complet comprenant le schéma de Boucher et al. (1995) pour la précipitation. L'advection au point substellaire est représentée par un chauffage de la circulation de grande échelle extrait également de la simulation. Les résultats montrés sont les résultats de deux jours simulés, le flux solaire est constant pendant toute la durée de la simulation.

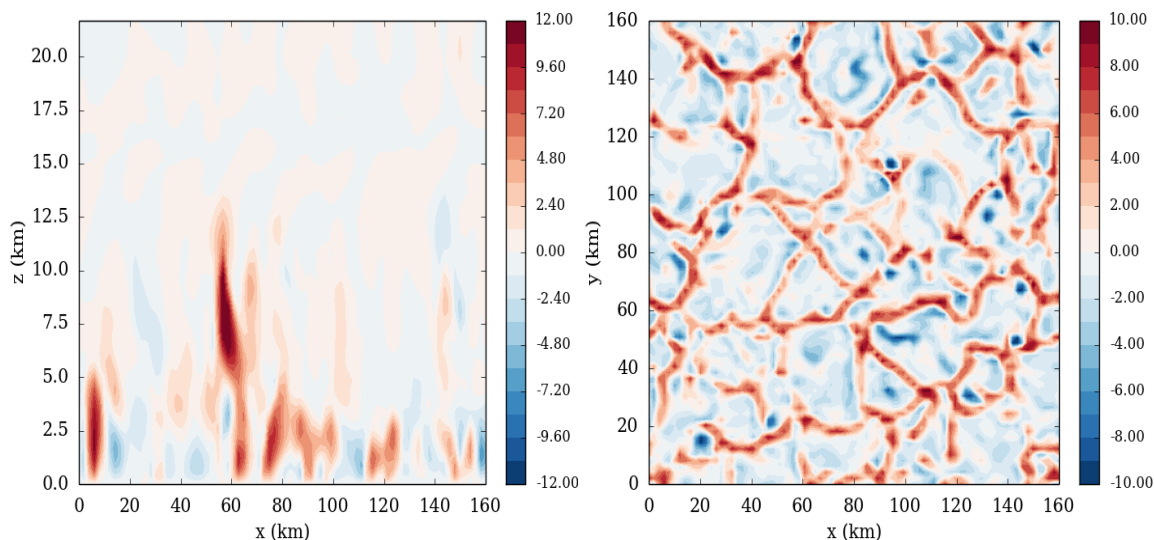


FIG. 6.11 – Activité convective pour Proxima-b : coupe verticale (à gauche) horizontale (à droite) du vent vertical ( $\text{m s}^{-1}$ ) à 1 km d'altitude.

La figure 6.11 montre le vent vertical ( $\text{m s}^{-1}$ ) correspondant à la convection résolue avec à gauche une coupe verticale et à droite une coupe horizontale. La convection profonde s'étend de la surface jusqu'à environ 3 km d'altitude. Les cellules de convection sont des cellules polygonales ouvertes de 30 km de diamètre et des vents verticaux de  $\pm 15 \text{ m s}^{-1}$ . Le flux de chaleur convectif est d'au maximum  $1500 \text{ W m}^{-1}$ , soit 5 fois celui obtenu avec des conditions terrestres. Entre 3 et 13 km il y a la présence

d'*overshoots* convectifs avec des vitesses de vents atteignant  $20 \text{ m s}^{-1}$ . Les caractéristiques de la convection sont similaires à celles de la Terre si ce n'est qu'elle transporte plus d'énergie du fait de l'ensoleillement constant. La figure 6.12 montre l'effet de la convection sur l'eau.

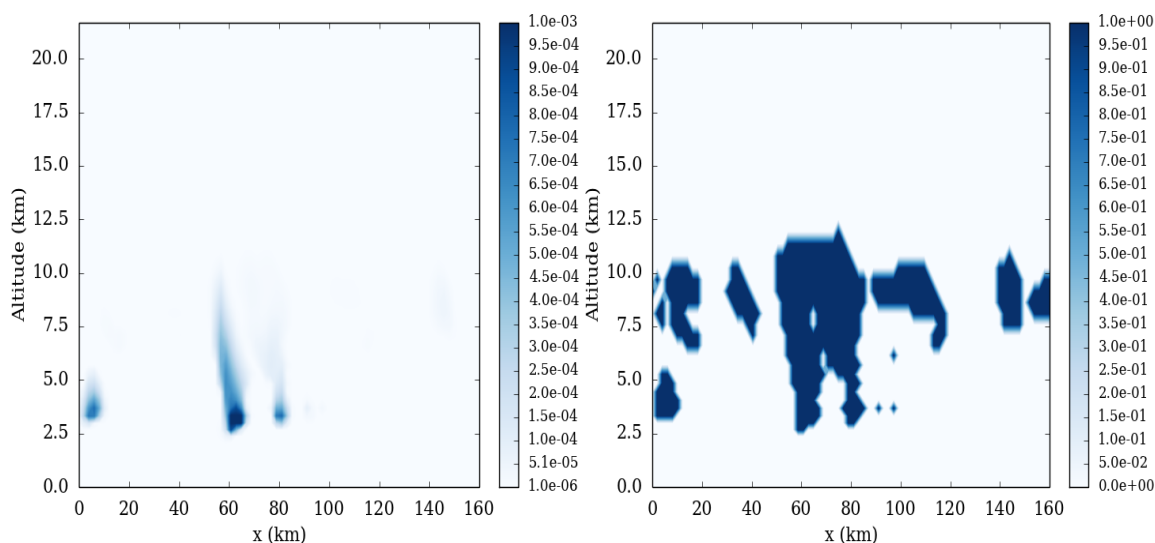


FIG. 6.12 – Impact de la convection sur la concentration d'eau : coupe verticale de la concentration d'eau liquide/solide (kg/kg) à gauche et de la fraction nuageuse à droite.

Comme dans le cas terrestre les *overshoots* transportent de l'eau de la couche de convection profonde vers le haut dans une quantité équivalente, environ  $1 \cdot 10^{-3} \text{ kg/kg}$  jusqu'à environ 13 km. Cependant la fraction nuageuse est supérieure aux cas terrestres, les nuages créés par la convection sont plus épais.

Le cas présenté ici pour Proxima-b avec un flux égale à  $880 \text{ W m}^{-2}$ . La convection résolue est semblable a celle de la Terre en terme d'extension verticale mais avec des vents verticaux plus intenses qui favorisent le transport vertical de l'eau et la création de nuage. Ceci n'est que le premier cas de l'étude de la convection au point substellaire pour les exoplanètes telluriques en rotation synchrone réalisé avec ce modèle, la suite de l'étude étant d'augmenter le comportement de la convection en fonction de l'augmentation du flux solaire, avec des valeurs allant jusqu'à  $2000 \text{ W m}^{-2}$ .





# Conclusions et perspectives

---

## Sommaire

7.1 Conclusion . . . . .	131
7.2 Perspectives . . . . .	132

---

## 7.1 Conclusion

L'objectif de ce travail de thèse était l'étude de la turbulence dans l'atmosphère vénusienne. Pour cela nous avons mis en place le modèle LES tridimensionnel le plus réaliste ainsi que le premier modèle méso-échelle appliqué à l'atmosphère de Vénus. Ces deux modèles ont été couplés à la physique du GCM Vénus et utilisent le transfert radiatif pour le calcul des taux de chauffage solaire et IR.

Le modèle LES a permis l'étude de l'organisation horizontale de la convection, de montrer l'impact de la circulation générale, l'activité convective au sommet des nuages ainsi que l'impact du vent d'environnement sur les ondes de gravité. Avec le couplage du transfert radiatif de la physique du GCM Venus du LMD la représentation de la convection est plus réaliste, l'épaisseur de la couche est d'environ 9 km contre une dizaine pour les observations VeRa (Tellmann et al., 2009). La variabilité de l'épaisseur de la convection en fonction de la latitude et de l'heure locale est sensible au chauffage solaire ainsi qu'au chauffage de la dynamique de grande échelle. La convection est organisée en cellules polygonales d'une trentaine de kilomètres avec des vents verticaux allant jusqu'à plus de  $4 \text{ m s}^{-1}$ , ces valeurs sont compatibles avec les mesures des ballons *VeGa* (Kerzhanovich et al., 1986; Linkin et al., 1986b). La forte absorption du chauffage solaire par l'absorbant UV proche de l'équateur au point substellaire déstabilise l'atmosphère et entraîne une couche convective d'environ 6 km. Une activité a été observée par la caméra VMC (Titov et al., 2012) mais pas par les radio-occultations (Tellmann et al., 2009). L'amplitude des ondes de gravité induite par la convection est de l'ordre 0.5 K, presque dix fois inférieures à celle mesurée par radio-occultations (Tellmann et al., 2012). La prise en compte du vent d'environnement améliore grandement la représentation de ces ondes. Le blocage de l'écoulement par les ascendances engendre des ondes de gravité avec une amplitude de plusieurs kelvins, très proche des observations. Leur longueur d'onde est aussi impactée, allant de deux et à une vingtaine de kilomètres, ce qui est en accord avec les observations de VMC (Piccialli et al., 2014).

Avec le mode *mesoscale*, la génération et la propagation des ondes de montagne ont été étudié. Le modèle résout des ondes de gravité stationnaire au-dessus des plus grands reliefs des tropiques avec une amplitude de quelques Kelvin et une envergure proche des observations LIR (Fukuhara et al., 2017). La propagation verticale des ondes est contrariée par la présence de deux zones mélangées, entre 18 et 30 km et entre 48 et 55 km. Ces deux zones engendrent des ondes piégées dont seules les grandes longueurs d'ondes verticales sont capables de se propager verticalement. Les ondes sont obtenues pendant l'après-midi, avec un maximum pour Aphrodite Terra proche du terminateur. Ce

maximum à ce moment de la journée est dû à une augmentation de la stabilité de l'atmosphère proche dans les premiers kilomètres pendant l'après-midi.

Des simulations ont été réalisées avec le modèle LES dans milieu exoplanétaires extrêmes. Les premiers résultats obtenus avec le modèle off-line et avec le modèle on-line couplé à la physique générique du LMD sont très convaincants, le développement de ces modèles sera poursuivi dans les prochaines années et les nouvelles missions permettront de contraindre ces simulations.

## 7.2 Perspectives

Malgré tous ces résultats, des améliorations aux modèles peuvent être réalisées et des études complémentaires sont possibles pour compléter l'étude de la turbulence dans l'atmosphère vénusienne.

Une des améliorations principales du modèle LES comme *mesoscale* serait de faire en sorte que le cœur dynamique de WRF prenne en compte la variation de la capacité thermique  $C_p$  avec la température. Une partie de cette adaptation a été réalisée mais elle nécessite encore des tests approfondis.

Pour le mode LES, l'une des principales améliorations à apporter est l'utilisation d'un taux de chauffage dynamique plus précis. En effet, ce taux est extrait du GCM qui compte 50 niveaux verticaux entre la surface et 100 km contre 300 pour le LES. Des simulations GCM avec 150 niveaux verticaux sont prévues et devraient améliorer le réalisme du modèle.

Une autre amélioration valable pour les deux modes est le calcul du chauffage solaire. Pour l'instant le chauffage solaire n'est pas calculé avec la même précision et résolution verticale que le chauffage IR. Une telle amélioration pourrait permettre une étude plus précise de la convection au sommet des nuages, très sensible à l'absorption de ce chauffage par l'absorbant inconnu. Les outils pour ce genre de calcul sont disponibles au LMD mais nécessitent une prise en main et une phase de tests avec le GCM. Une autre amélioration serait de rendre la composition des nuages dépendante de l'heure locale. À l'heure actuelle seule la dépendance en latitude est prise en compte. Une autre amélioration, sur le long terme cette fois-ci, serait l'interactivité des nuages avec la dynamique.

La version du modèle LES avec l'implémentation du vent d'environnement résout donc des ondes de gravité qui dorénavant réalistes comparées aux observations, les caractéristiques de ces ondes peuvent alors maintenant servir pour contraindre les paramètres de la paramétrisation des ondes de gravité ainsi que de valider cette paramétrisation et d'étudier leurs impacts sur le moment cinétique globale de l'atmosphère surtout en dessous de la couche de nuage (Hou and Farrell, 1987).

Des simulations LES à d'autres heures locales, notamment aux deux terminateurs, sont nécessaires pour comprendre le comportement global de la convection et son comportement grâce à une paramétrisation de la turbulence dans les nuages de manière similaire à la Terre (Hourdin et al., 2002) et Mars (Colaïtis et al., 2013). Des simulations avec un domaine horizontal plus grand, de l'ordre de 1000 km, pourraient permettre d'investiguer les cellules de taille entre 100 et 1000 km observées avec *Pioneer Venus* (Covey and Schubert, 1981) et *Galileo* (Baker and Schubert, 1992) qui laissent présager une agrégation de la convection.

En plus de ces améliorations, l'ajout des modèles de photochimie (Stolzenbach, 2016) et de microphysique vénusien développés au sein de l'IPSL serait des outils intéressants pour comprendre l'impact de la convection et ondes de gravité sur la chimie vénusienne et la formation des nuages. Le modèle photochimique a été couplé au modèle LES. Ce modèle prend en compte 102 réactions chimiques et 20 réactions de photodissociations avec 33 espèces, dont la phase liquide de l'eau et de l'acide sulfurique entre 30 et 100 km. Le travail du couplage de ce modèle a consisté à mettre en place

l'initialisation et la sortie des champs spécifiques à ce modèle ainsi qu'à définir les altitudes des différentes parties des nuages. Le modèle de nuages se décompose verticalement en 6 parties : les brumes en dessous des nuages entre 30 et 44 km, un pré nuage à 46 km, le nuage bas à 48 km, le nuage moyen entre 50 et 58 km, le nuage haut entre 60 et 70 km et les brumes au-dessus des nuages entre 72 et 100 km. Ces altitudes ont été ajustées au plus près des niveaux verticaux du LES. L'initialisation des espèces chimique est faite en prenant les profils verticaux des espèces provenant d'une simulation GCM tandis que les champs météorologiques proviennent eux d'une simulation LES ayant atteint un état d'équilibre. Un couplage est nécessaire avec le mode *mesoscale* pour pouvoir étudier l'impact des ondes de montagnes sur la chimie. Des tests ont été réalisés pour l'équateur avec des conditions d'ensoleillement correspondant à minuit et midi.

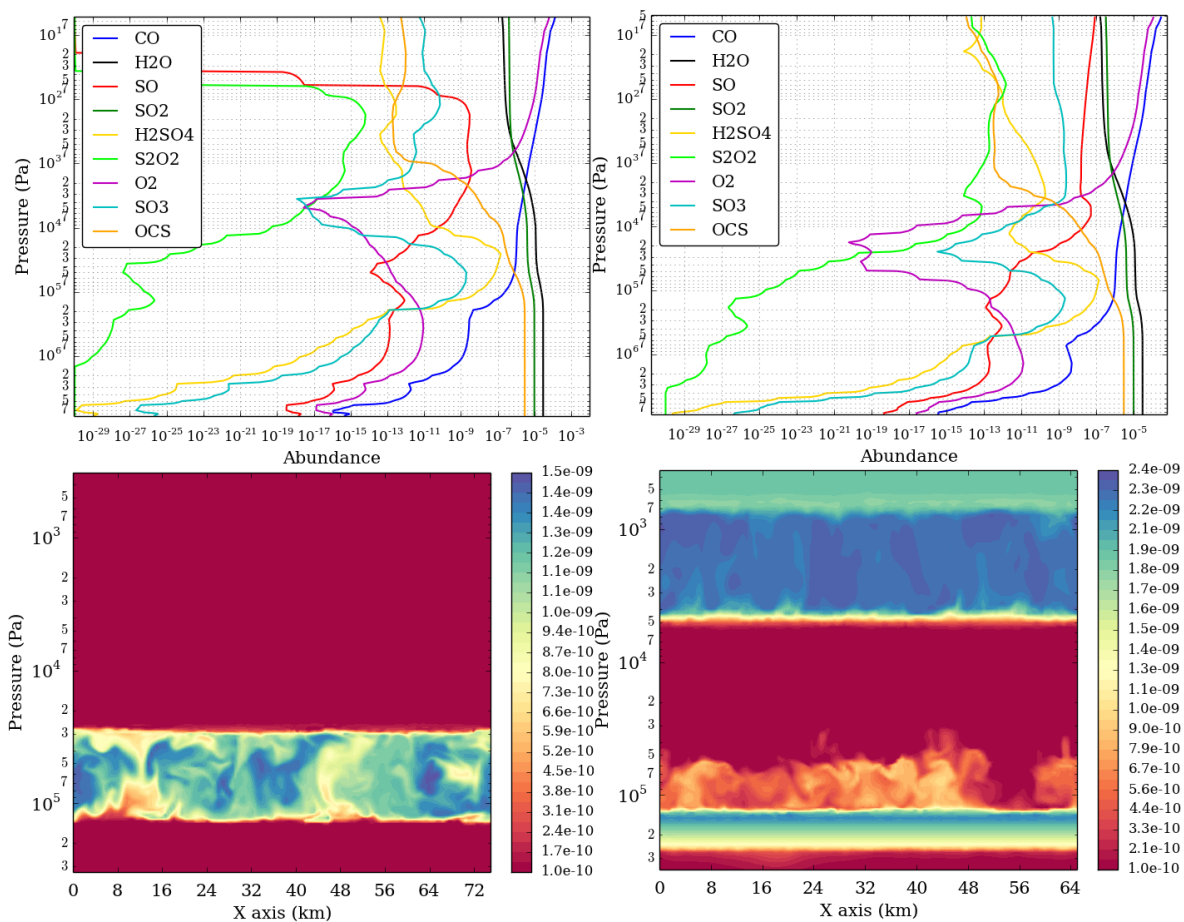


FIG. 7.1 – Haut : Profils verticaux initiaux extraits d'une simulation GCM de quelques espèces chimiques présent en compte dans le modèle photochimique à minuit (gauche) et midi (droite). Bas : Coupe verticale de l'abondance de  $\text{SO}_3$  à minuit (gauche) et midi (droite) dans les nuages. Le mélange par la convection principale (entre  $1.4 \cdot 10^5$  et  $3.0 \cdot 10^4$  Pa) et au sommet des nuages (entre  $4.0 \cdot 10^4$  et  $7.0 \cdot 10^3$  Pa) est particulièrement visible.

La figure 7.1 montre les premiers résultats obtenus avec ce modèle photochimique couplé. Sur la ligne du haut est montré les profils verticaux initiaux de quelques espèces prisent en compte par le modèle pour minuit (gauche) et midi (droite). La ligne du bas montre une coupe verticale de la concentration de  $\text{SO}_3$  à minuit (gauche) et midi (droite). Le  $\text{SO}_3$  est mélangé par la convection principale, entre  $1.4 \cdot 10^5$  et  $3.0 \cdot 10^4$  Pa, de jour comme de nuit mais il est aussi mélangé par la convection au sommet des nuages, entre  $4.0 \cdot 10^4$  et  $7.0 \cdot 10^3$  Pa, de jour. Dans la convection principale, l'abondance de  $\text{SO}_3$  varie entre environ  $5.0 \cdot 10^{-10}$  et  $1.5 \cdot 10^{-9}$  kg/kg. Une étude complète pourrait permettre de mesurer l'impact de la convection sur l'opacité du nuage. La microphysique est en phase de test avec le GCM mais a donné des résultats prometteurs en 1D.

Le volcanisme explosif pourrait expliquer les anomalies de  $\text{SO}_2$  au sommet des nuages (Esposito et al., 1988), l'étude du transport vertical de l'impact des ondes sur le  $\text{SO}_2$  (Glaze, 1999) mais aussi sur d'autres volatiles comme l'eau (Airey et al., 2015) peut permettre de contraindre ce phénomène, surtout au-dessus d'Atla Regio où des régions chaudes ont été observées with *Venus Express* qui suggéraient un volcanisme actif (Shalygin et al., 2015).

Des simulations supplémentaires peuvent être réalisées autour de régions d'intérêt comme Phoebe Regio située à l'équateur et qui possède une morphologie complexe, Gila Mons et Belle Regio qui sont deux régions avec des montagnes très escarpées à environ  $30^\circ\text{N}$  et Imdr Regio composée de deux montagnes très escarpées également à environ  $45^\circ\text{S}$ . Ces simulations permettront d'étudier l'impact de la morphologie des montagnes et de la latitude sur l'anomalie en température.

Une extension du toit du modèle à 150 km est envisageable et permettrait l'étude de la propagation verticale des ondes issues de la convection ainsi que des ondes de gravité observées entre 90 et 140 km d'altitude dont les longueurs horizontales sont entre 90 et 400 km (Garcia et al., 2009) et leurs effets sur la température et la vitesse du vent zonal. Cette étude permettrait d'améliorer la paramétrisation de ces ondes dans le GCM.

Un des thèmes abordés malheureusement qu'en surface est la turbulence dans la couche limite. Le mode LES dans sa version actuelle a montré des limitations qui ne permettent pas de conduire une étude satisfaisante. Une modification du cœur dynamique WRF pour permettre une prise en compte d'un vent vertical d'environnement semble hasardeuse. En revanche, une étude avec des domaines emboîtés alliant le mode LES et *mesoscale* avec des résolutions des domaines entre 50 m et 12 km pourrait permettre de représenter de façon réaliste l'environnement près de la surface. Une étude des vents surfaces et particulièrement la variabilité de l'orientation des vents de pente ainsi que leurs rôles dans la formation des structures observées à la surface comme les champs de dunes est prévue. Un autre thème également rapidement abordé dans le chapitre 5.4 est celui du vortex polaire. Une étude conjointe avec le GCM utilisant le cœur dynamique icosaédrique DYNAMICO pourrait permettre une étude de la dynamique des vortex polaires vénusiens.

Avec le couplage de la physique générique du LMD le nombre d'objets d'étude des phénomènes méso-échelles sont décuplés du fait de diversité accrue d'environnements possibles. L'étude sur la convection au point substellaire n'est qu'une d'entre elles.

- Des simulations méso-échelles de couverture nuageuse d'exoplanètes telluriques ou de géantes gazeuses pourraient être un atout dans la compréhension de leurs impacts sur le climat global (Showman et al., 2010; Kopparapu et al., 2016; Turbo-King et al., 2017) ainsi que dans la compréhension des signaux observationnels des futures missions (Greene et al., 2016).
- L'étude des climats très anciens de la Terre et Mars est aussi réalisée grâce à la physique générique du LMD (Charnay et al., 2017; Forget et al., 2013). Des études méso-échelles pourraient apporter des informations sur le cycle de l'eau et du  $\text{CO}_2$  ainsi que les conséquences

des impacts météorologiques pour le climat passé martien ou encore les vallées de débâcle (Turbet et al., 2017).

- Des phénomènes convectifs sont aussi observés sur les planètes géantes. Sur Jupiter, les observations faites par *Juno* de la concentration d’ammoniac (Ingersoll et al., 2017) laissent présager une convection humide profonde (entre 10 et 100 bar). Sur Saturne, de la convection humide pourrait être la cause des tempêtes géantes (Li and Ingersoll, 2015). Sur Neptune et Uranus, les quantités de HCN suggèrent un apport de CO et N<sub>2</sub> par une convection profonde (Marten et al., 1993). La physique générique du LMD est aussi utilisée pour la modélisation des planètes géantes (Guerlet et al., 2014), Saturne et Jupiter principalement. En utilisant le cœur dynamique DYNAMICO, les études se focalisent sur la circulation générale, les tempêtes convectives ou encore les vortex polaires. Le domaine vertical de ces modèles s’arrête à des profondeurs d’environ quelques bar. Or c’est à ces pressions que se trouve la convection profonde. Des simulations en 2D de cette couche convective ont été réalisées (Sugiyama et al., 2014). Des simulations 3D avec la physique générique pourraient permettre de caractériser la convection profonde des planètes géantes et améliorer la paramétrisation des GCM, mais aussi d’étudier l’impact de cette activité convective sur l’ammoniac et l’eau pour Jupiter et Saturne et sur le méthane pour Uranus et Neptune ainsi qu’étudier les tempêtes convectives comme la grande tache blanche (*Great White Spot*) de Saturne (Sánchez-Lavega et al., 2011).
- Le survol de Pluton en 2015 par la mission *New Horizons* a permis des observations inédites de la surface et la découverte d’une atmosphère plus complexe que prévu (Stern et al., 2015). Des ondes de gravité ont été mesurées avec de possibles sources orographiques (Gladstone et al., 2016) ou bien induites par la sublimation de la glace (Toigo et al., 2010). À partir des résultats de *New Horizons*, un GCM a été développé au LMD (Forget et al., 2017) qui est capable de reproduire l’emplacement des glaces de diazote et le cycle du méthane et du monoxyde de carbone. En couplant cette physique à WRF une étude pourrait être réalisée pour caractériser les ondes ainsi que les nuages de méthane dans l’atmosphère profonde.
- Titan est une lune de Saturne dont les caractéristiques orbitales et atmosphériques en font un objet particulièrement intéressant. De la taille de Mercure, Titan possède une épaisse couche atmosphérique de plus de 800 km d’épaisseur. Au sol, la pression est de 1.45 Bar et l’atmosphère est composée à 98 % de diazote, gaz majoritaire de l’atmosphère terrestre également, avec une température de 94 K. La planète est entourée d’une épaisse couche de brume composée de tholins qui rend invisible sa surface dans le domaine visible. La sonde *Cassini*, en orbite autour de Saturne pendant 13 ans ainsi que la sonde de descente atmosphérique *Huygens* (2005) ont permis d’améliorer grandement les connaissances sur Titan. Le deuxième composé atmosphérique est le méthane avec 1.6 %, viennent ensuite d’autres hydrocarbures. L’atmosphère de Titan possède un cycle complet du méthane similaire à celui de l’eau sur la Terre. Des lacs ont été observés ainsi que des nuages convectif et des précipitations (Turtle et al., 2009). Des dunes équatoriales ont aussi été mesurées (Rodríguez et al., 2014) dont l’origine pourrait être de forts vents de surface associés aux tempêtes de méthane d’équinoxe (Charnay et al., 2015). Un facteur important à prendre en compte est la forte saisonnalité de la dynamique atmosphérique (Vinatier et al., 2015; Coustenis et al., 2016). La dynamique de la couche limite atmosphérique est mal comprise et semble être influencé par la saisonnalité de la cellule de Hadley (Charnay and Lebonnois, 2012). De plus l’atmosphère de Titan est en super-rotation comme l’atmosphère de Vénus. Au sein du LMD un modèle de circulation globale a été déve-

loppé (Lebonnois et al., 2012), la super-rotation de l'atmosphère et la variation saisonnière de la cellule de Hadley sont en accord avec les observations. Un modèle de photochimie et de microphysique complet est couplé au GCM. L'architecture très proche de la physique générique a permis un couplage rapide au cœur dynamique de WRF, mais ce couplage est encore en phase de test. Des simulations bidimensionnelles ont été réalisées pour l'étude des nuages convectifs (Rafkin and Barth, 2015), cependant un modèle tridimensionnel développé au LMD pourrait apporter des réponses à certaines questions toujours en suspens.

# Bibliographie

- Ackerman, A. S. and Marley, M. S. (2001). Precipitating Condensation Clouds in Substellar Atmospheres. *The Astrophysical Journal*, 556 :872–884. (Cité en page 120.)
- Adams, W. S. and Dunham, Jr., T. (1932). Absorption Bands in the Infra-Red Spectrum of Venus. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 44 :243–245. (Cité en page 3.)
- Adriani, A., Mura, A., Orton, G., Hansen, C., Altieri, F., Moriconi, M. L., Rogers, J., Eichstädt, G., Momary, T., Ingersoll, A. P., Filacchione, G., Sindoni, G., Tabataba-Vakili, F., Dinelli, B. M., Fabiano, F., Bolton, S. J., Connerney, J. E. P., Atreya, S. K., Lunine, J. I., Tosi, F., Migliorini, A., Grassi, D., Piccioni, G., Noschese, R., Cicchetti, A., Plainaki, C., Olivieri, A., O’Neill, M. E., Turrini, D., Stefani, S., Sordini, R., and Amoroso, M. (2018). Clusters of cyclones encircling Jupiter’s poles. *Nature*, 555 :216–219. (Cité en page 15.)
- Agee, E. M., Chen, T. S., and Dowell, K. E. (1973). A Review of Mesoscale Cellular Convection. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 54 :1004–1012. (Cité en pages 19 et 64.)
- Airey, M. W., Mather, T. A., Pyle, D. M., Glaze, L. S., Ghail, R. C., and Wilson, C. F. (2015). Explosive volcanic activity on Venus : The roles of volatile contribution, degassing, and external environment. *Planetary and Space Science*, 113 :33–48. (Cité en page 134.)
- Alexander, M. J. and Holton, J. R. (1997). A Model Study of Zonal Forcing in the Equatorial Stratosphere by Convectively Induced Gravity Waves. *Journal of Atmospheric Sciences*, 54 :408–419. (Cité en page 25.)
- Alexander, M. J. and Pfister, L. (1995). Gravity wave momentum flux in the lower stratosphere over convection. *Geophysical Research Letters*, 22 :2029–2032. (Cité en page 27.)
- Allen, S. J. and Vincent, R. A. (1995). Gravity wave activity in the lower atmosphere : Seasonal and latitudinal variations. *Journal of Geophysical Research*, 100 :1327–1350. (Cité en page 23.)
- Anber, U., Wang, S., and Sobel, A. (2017). Coupling with ocean mixed layer leads to intraseasonal variability in tropical deep convection : Evidence from cloud-resolving simulations. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 9 :616–626. (Cité en page 50.)
- Ando, H., Imamura, T., Sugimoto, N., Takagi, M., Kashimura, H., Tellmann, S., Pätzold, M., Häusler, B., and Matsuda, Y. (2017). Vertical structure of the axi-asymmetric temperature disturbance in the Venusian polar atmosphere : Comparison between radio occultation measurements and GCM results. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 122 :1687–1703. (Cité en page 41.)
- Ando, H., Imamura, T., Tsuda, T., Tellmann, S., Pätzold, M., and Häusler, B. (2015). Vertical Wavenumber Spectra of Gravity Waves in the Venus Atmosphere Obtained from Venus Express Radio Occultation Data : Evidence for Saturation. *Journal of Atmospheric Sciences*, 72 :2318–2329. (Cité en pages 20, 78, 79 et 87.)
- Andrews, D. G. (1987). On the interpretation of the Eliassen-palm flux divergence. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 113 :323–338. (Cité en page 93.)



- Anglada-Escudé, G., Amado, P. J., Barnes, J., Berdiñas, Z. M., Butler, R. P., Coleman, G. A. L., de La Cueva, I., Dreizler, S., Endl, M., Giesers, B., Jeffers, S. V., Jenkins, J. S., Jones, H. R. A., Kiraga, M., Kürster, M., López-González, M. J., Marvin, C. J., Morales, N., Morin, J., Nelson, R. P., Ortiz, J. L., Ofir, A., Paardekooper, S.-J., Reiners, A., Rodríguez, E., Rodríguez-López, C., Sarmiento, L. F., Strachan, J. P., Tsapras, Y., Tuomi, M., and Zechmeister, M. (2016). A terrestrial planet candidate in a temperate orbit around Proxima Centauri. *Nature*, 536 :437–440. (Cité en page 124.)
- Angot, G., Keckhut, P., Hauchecorne, A., and Claud, C. (2012). Contribution of stratospheric warmings to temperature trends in the middle atmosphere from the lidar series obtained at Haute-Provence Observatory (44°N). *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, 117 :D21102. (Cité en page 23.)
- Ansong, J. K. and Sutherland, B. R. (2010). Internal gravity waves generated by convective plumes. *Journal of Fluid Mechanics*, 648 :405. (Cité en pages 27 et 90.)
- Apai, D., Radigan, J., Buenzli, E., Burrows, A., Reid, I. N., and Jayawardhana, R. (2013). HST Spectral Mapping of L/T Transition Brown Dwarfs Reveals Cloud Thickness Variations. *The Astrophysical Journal*, 768 :121. (Cité en page 120.)
- Apt, J., Brown, R. A., and Goody, R. M. (1980). The character of the thermal emission from Venus. *Journal of Geophysical Research*, 85 :7934–7940. (Cité en page 15.)
- Arakawa, A. (1966). Computational design for long-term numerical integration of the equations of fluid motion : Two-dimensional incompressible flow. part i. *Journal of Computational Physics*, 1(1) :119 – 143. (Cité en page 49.)
- Arney, G., Meadows, V., Crisp, D., Schmidt, S. J., Bailey, J., and Robinson, T. (2014). Spatially resolved measurements of H<sub>2</sub>O, HCl, CO, OCS, SO<sub>2</sub>, cloud opacity, and acid concentration in the Venus near-infrared spectral windows. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 119 :1860–1891. (Cité en page 35.)
- Arregi, J., Rojas, J. F., Hueso, R., and Sánchez-Lavega, A. (2009). Gravity waves in Jupiter’s equatorial clouds observed by the Galileo orbiter. *Icarus*, 202 :358–360. (Cité en page 23.)
- Arrhenius, S. (1918). *The Destinies of the Stars*. (Cité en page 2.)
- Atkinson, B. W. and Wu Zhang, J. (1996). Mesoscale shallow convection in the atmosphere. *Reviews of Geophysics*, 34 :403–431. (Cité en pages 19, 64 et 85.)
- Avduevskij, V. S., Marov, M. Y., Moshkin, B. E., and Ekonomov, A. P. (1973). Venera 8 : measurements of solar illumination through the atmosphere of Venus. *Journal of Atmospheric Sciences*, 30 :1215–1218. (Cité en page 12.)
- Baker, R. D., Schubert, G., and Jones, P. W. (1998). Cloud-Level Penetrative Compressible Convection in the Venus Atmosphere. *J. of Atm. Sc.*, 55 :3–18. (Cité en pages 42, 59, 60, 64, 65 et 79.)
- Baker, R. D., Schubert, G., and Jones, P. W. (1999). High Rayleigh number compressible convection in Venus’ atmosphere : Penetration, entrainment, and turbulence. *J. of Geophys. Res.*, 104 :3815–3832. (Cité en pages 42 et 59.)

- Baker, R. D., Schubert, G., and Jones, P. W. (2000a). Convectively generated internal gravity waves in the lower atmosphere of Venus. I. No wind shear. *J. of Atm. Sc.*, 57 :184–199. (Cité en pages vii, 42, 44, 59, 60, 69, 79 et 80.)
- Baker, R. D., Schubert, G., and Jones, P. W. (2000b). Convectively generated internal gravity waves in the lower atmosphere of Venus. II. Mean wind shear and wave-mean flow interaction. *J. of Atm. Sc.*, 57 :200–215. (Cité en pages 42, 59, 60, 79, 80 et 91.)
- Baker, R. D. and Schubert, G. (1992). Cellular convection in the atmosphere of Venus. *Nature*, 355 :710–712. (Cité en pages 22 et 132.)
- Barstow, J. K., Tsang, C. C. C., Wilson, C. F., Irwin, P. G. J., Taylor, F. W., McGouldrick, K., Drossart, P., Piccioni, G., and Tellmann, S. (2012). Models of the global cloud structure on Venus derived from Venus Express observations. *Icarus*, 217 :542–560. (Cité en pages 33 et 89.)
- Barsukov, V. L., Bazilevskii, A. T., Burba, G. A., Bobina, N. N., and Kriuchkov, V. P. (1986). The geology and geomorphology of the Venus surface as revealed by the radar images obtained by Veneras 15 and 16. *Journal of Geophysical Research*, 91 :D378–D398. (Cité en page 29.)
- Basilevsky, A. T. and McGill, G. E. (2007). Surface evolution of Venus. *Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series*, 176 :23–43. (Cité en page 31.)
- Belton, M. J. S., Gierasch, P. J., Smith, M. D., Helfenstein, P., Schinder, P. J., Pollack, J. B., Rages, K. A., Ingersoll, A. P., Klaasen, K. P., Veverka, J., Anger, C. D., Carr, M. H., Chapman, C. R., Davies, M. E., Fanale, F. P., Greeley, R., Greenberg, R., Head, III, J. W., Morrison, D., Neukum, G., and Pilcher, C. B. (1991). Images from Galileo of the Venus cloud deck. *Science*, 253 :1531–1536. (Cité en page 22.)
- Belton, M. J. S., Smith, G. R., Schubert, G., and del Genio, A. D. (1976). Cloud patterns, waves and convection in the Venus atmosphere. *Journal of Atmospheric Sciences*, 33 :1394–1417. (Cité en pages 16, 22, 58 et 79.)
- Belyaev, D. A., Montmessin, F., Bertaux, J.-L., Mahieux, A., Fedorova, A. A., Korablev, O. I., Marcq, E., Yung, Y. L., and Zhang, X. (2012). Vertical profiling of SO<sub>2</sub> and SO above Venus' clouds by SPICAV/SOIR solar occultations. *Icarus*, 217 :740–751. (Cité en page 34.)
- Bertaux, J.-L., Khatuntsev, I. V., Hauchecorne, A., Markiewicz, W. J., Marcq, E., Lebonnois, S., Patsaeva, M., Turin, A., and Fedorova, A. (2016). Influence of Venus topography on the zonal wind and UV albedo at cloud top level : The role of stationary gravity waves. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 121 :1087–1101. (Cité en pages 27, 59 et 76.)
- Bertaux, J.-L., Vandaele, A.-C., Korablev, O., Villard, E., Fedorova, A., Fussen, D., Qu merais, E., Belyaev, D., Mahieux, A., Montmessin, F., Muller, C., Neefs, E., Nevejans, D., Wilquet, V., Dubois, J. P., Hauchecorne, A., Stepanov, A., Vinogradov, I., Rodin, A., Bertaux, J.-L., Nevejans, D., Korablev, O., Montmessin, F., Vandaele, A.-C., Fedorova, A., Cabane, M., Chassefi re, E., Chaufray, J. Y., Dimarellis, E., Dubois, J. P., Hauchecorne, A., Leblanc, F., Lefèvre, F., Rannou, P., Qu merais, E., Villard, E., Fussen, D., Muller, C., Neefs, E., van Ransbeeck, E., Wilquet, V., Rodin, A., Stepanov, A., Vinogradov, I., Zasova, L., Forget, F., Lebonnois, S., Titov, D., Rafkin, S., Durry, G., Gérard, J. C., and Sandel, B. (2007). A warm layer in Venus' cryosphere and high-altitude measurements of HF, HCl, H<sub>2</sub>O and HDO. *Nature*, 450 :646–649. (Cité en page 34.)

- Bézar, B. and de Bergh, C. (2007). Composition of the atmosphere of Venus below the clouds. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 112 :E04S07. (Cité en page 35.)
- Blamont, J. E., Young, R. E., Seiff, A., Ragent, B., Sagdeev, R., Linkin, V. M., Kerzhanovich, V. V., Ingersoll, A. P., Crisp, D., Elson, L. S., Preston, R. A., Golitsyn, G. S., and Ivanov, V. N. (1986). Implications of the VEGA balloon results for Venus atmospheric dynamics. *Science*, 231 :1422–1425. (Cité en pages 27 et 76.)
- Boucher, O., Le Treut, H., and Baker, M. B. (1995). Precipitation and radiation modeling in a general circulation model : Introduction of cloud microphysical processes. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 100 :16. (Cité en pages 126 et 128.)
- Busse, F. H. (2006). Bénard Convection and Geophysical Applications. In Springer, editor, *Dynamics of Spatio-Temporal Cellular Structures. Henri Benard Centenary Review*, pages 108–131. (Cité en page 19.)
- Campbell, D. B. and Burns, B. A. (1980). Earth-based radar imagery of Venus. *Journal of Geophysical Research*, 85 :8271–8281. (Cité en page 29.)
- Charbonneau, D., Brown, T. M., Noyes, R. W., and Gilliland, R. L. (2002). Detection of an Extrasolar Planet Atmosphere. *The Astrophysical Journal*, 568 :377–384. (Cité en page 119.)
- Charnay, B., Barth, E., Rafkin, S., Narteau, C., Lebonnois, S., Rodriguez, S., Courrech Du Pont, S., and Lucas, A. (2015). Methane storms as a driver of Titan’s dune orientation. *Nature Geoscience*, 8 :362–366. (Cité en page 135.)
- Charnay, B., Bézar, B., Baudino, J.-L., Bonnefoy, M., Boccaletti, A., and Galicher, R. (2018). A Self-consistent Cloud Model for Brown Dwarfs and Young Giant Exoplanets : Comparison with Photometric and Spectroscopic Observations. *The Astrophysical Journal*, 854 :172. (Cité en pages 121 et 122.)
- Charnay, B., Le Hir, G., Fluteau, F., Forget, F., and Catling, D. C. (2017). A warm or a cold early Earth ? New insights from a 3-D climate-carbon model. *Earth and Planetary Science Letters*, 474 :97–109. (Cité en page 134.)
- Charnay, B. and Lebonnois, S. (2012). Two boundary layers in Titan’s lower troposphere inferred from a climate model. *Nature Geoscience*, 5 :106–109. (Cité en page 135.)
- Cimino, J. (1982). The composition and vertical structure of the lower cloud deck on Venus. *Icarus*, 51 :334–357. (Cité en pages 33 et 89.)
- Clark, T. L. and Gall, R. (1982). Three-Dimensional Numerical Model Simulations of Airflow Over Mountainous Terrain : A Comparison with Observations. *Monthly Weather Review*, 110 :766. (Cité en page 25.)
- Clark, T. L., Hauf, T., and Kuettner, J. P. (1986). Convectively forced internal gravity waves : Results from two-dimensional numerical experiments. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 112 :899–925. (Cité en pages 27 et 90.)
- Colaïtis, A., Spiga, A., Hourdin, F., Rio, C., Forget, F., and Millour, E. (2013). A thermal plume model for the Martian convective boundary layer. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 118 :1468–1487. (Cité en page 132.)

- Costantino, L., Heinrich, P., Mzé, N., and Hauchecorne, A. (2015). Convective gravity wave propagation and breaking in the stratosphere : comparison between WRF model simulations and lidar data. *Annales Geophysicae*, 33 :1155–1171. (Cité en page 50.)
- Cottini, V., Ignatiev, N. I., Piccioni, G., and Drossart, P. (2015). Water vapor near Venus cloud tops from VIRTIS-H/Venus express observations 2006-2011. *Planetary and Space Science*, 113 :219–225. (Cité en pages 33 et 34.)
- Cottini, V., Ignatiev, N. I., Piccioni, G., Drossart, P., Grassi, D., and Markiewicz, W. J. (2012). Water vapor near the cloud tops of Venus from Venus Express/VIRTIS dayside data. *Icarus*, 217 :561–569. (Cité en pages 33 et 35.)
- Counselman, C. C., Gourevitch, S. A., King, R. W., Lorient, G. B., and Ginsberg, E. S. (1980). Zonal and meridional circulation of the lower atmosphere of Venus determined by radio interferometry. *Journal of Geophysical Research*, 85 :8026–8030. (Cité en pages 23, 58 et 79.)
- Courant, R., Friedrichs, K., and Lewy, H. (1928). Über die partiellen Differenzgleichungen der mathematischen Physik. *Mathematische Annalen*, 100 :32–74. (Cité en page 49.)
- Coustenis, A., Jennings, D. E., Achterberg, R. K., Bampasidis, G., Lavvas, P., Nixon, C. A., Teanby, N. A., Anderson, C. M., Cottini, V., and Flasar, F. M. (2016). Titan's temporal evolution in stratospheric trace gases near the poles. *Icarus*, 270 :409–420. (Cité en page 135.)
- Covey, C. C. and Schubert, G. (1981). Mesoscale convection in the clouds of Venus. *Nature*, 290 :17–20. (Cité en pages 22 et 132.)
- Crisp, D. (1986). Radiative forcing of the Venus mesosphere. I - Solar fluxes and heating rates. *Icarus*, 67 :484–514. (Cité en pages 41, 46 et 61.)
- Davies, H. C. and Turner, R. E. (1977). Updating prediction models by dynamical relaxation : an examination of the technique. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 103(436) :225. (Cité en page 54.)
- Deardorff, J. W. (1972). Numerical Investigation of Neutral and Unstable Planetary Boundary Layers. *Journal of Atmospheric Sciences*, 29 :91–115. (Cité en pages 50, 60 et 80.)
- del Genio, A. D. and Rossow, W. B. (1990). Planetary-scale waves and the cyclic nature of cloud top dynamics on Venus. 47 :293–318. (Cité en pages 14 et 15.)
- Dubos, T., Dubey, S., Tort, M., Mittal, R., Meurdesoif, Y., and Hourdin, F. (2015). DYNAMICO-1.0, an icosahedral hydrostatic dynamical core designed for consistency and versatility. *Geoscientific Model Development*, 8 :3131–3150. (Cité en pages 39 et 47.)
- Dunkerton, T. J. (1997). The role of gravity waves in the quasi-biennial oscillation. *Journal of Geophysical Research*, 102 :26053–26076. (Cité en page 23.)
- Durrant, D. (2003). Lee Waves and Mountain Wave. *Encyclopedia of Atmospheric Sciences*, Holton, J.R., J. Pyle and J.A. Curry, Elsevier Science Ltd, pages 1161–1169. (Cité en pages 25 et 26.)
- Eliassen, A. (1949). The quasi-static equations of motion with pressure as independent variable. *Geofys. Publ.*, 17. (Cité en page 40.)

- Encrenaz, T., Greathouse, T. K., Roe, H., Richter, M., Lacy, J., Bézard, B., Fouchet, T., and Widemann, T. (2012). HDO and SO<sub>2</sub> thermal mapping on Venus : evidence for strong SO<sub>2</sub> variability. *Astronomy and Astrophysics*, 543 :A153. (Cité en page 34.)
- Encrenaz, T., Moreno, R., Moullet, A., Lellouch, E., and Fouchet, T. (2015). Submillimeter mapping of mesospheric minor species on Venus with ALMA. *Planetary and Space Science*, 113 :275–291. (Cité en page 34.)
- Ern, M., Preusse, P., Alexander, M. J., and Warner, C. D. (2004). Absolute values of gravity wave momentum flux derived from satellite data. *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, 109 :D20103. (Cité en pages 23 et 107.)
- Esposito, L. W., Bertaux, J.-L., Krasnopolsky, V., Moroz, V. I., and Zasova, L. V. (1997). Chemistry of lower atmosphere and clouds. In *Venus II : Geology, Geophysics, Atmosphere, and Solar Wind Environment*, pages 415–458. (Cité en page 34.)
- Esposito, L. W., Copley, M., Eckert, R., Gates, L., Stewart, A. I. F., and Worden, H. (1988). Sulfur dioxide at the Venus cloud tops, 1978-1986. *Journal of Geophysical Research*, 93 :5267–5276. (Cité en page 134.)
- Esposito, L. W., Knollenberg, R. G., Marov, M. I., Toon, O. B., and Turco, R. P. (1983). *The clouds are hazes of Venus*, pages 484–564. (Cité en page 32.)
- Eymet, V., Coustet, C., and Piaud, B. (2016). kspectrum : an open-source code for high-resolution molecular absorption spectra production. In *Journal of Physics Conference Series*, volume 676 of *Journal of Physics Conference Series*, page 012005. (Cité en page 125.)
- Eymet, V., Fournier, R., Dufresne, J.-L., Lebonnois, S., Hourdin, F., and Bullock, M. A. (2009). Net exchange parameterization of thermal infrared radiative transfer in Venus' atmosphere. *J. of Geophys. Res. (Planets)*, 114 :E11008. (Cité en pages 46, 61 et 81.)
- Fedorova, A., Bézard, B., Bertaux, J.-L., Korablev, O., and Wilson, C. (2015). The CO<sub>2</sub> continuum absorption in the 1.10- and 1.18- $\mu$ m windows on Venus from Maxwell Montes transits by SPICAV IR onboard Venus express. *Planetary and Space Science*, 113 :66–77. (Cité en page 35.)
- Ford, P. G. and Pettengill, G. H. (1992). Venus topography and kilometer-scale slopes. *Journal of Geophysical Research*, 97 :13. (Cité en pages 53 et 54.)
- Forget, F., Bertrand, T., Vangvichith, M., Leconte, J., Millour, E., and Lellouch, E. (2017). A post-new horizons global climate model of Pluto including the N<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub> and CO cycles. *Icarus*, 287 :54–71. (Cité en page 135.)
- Forget, F. and Lebonnois, S. (2013). *Global Climate Models of the Terrestrial Planets*, pages 213–229. (Cité en page 39.)
- Forget, F. and Leconte, J. (2014). Possible climates on terrestrial exoplanets. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A*, 372 :20130084–20130084. (Cité en page 119.)
- Forget, F., Wordsworth, R., Millour, E., Madeleine, J.-B., Kerber, L., Leconte, J., Marcq, E., and Haberle, R. M. (2013). 3D modelling of the early martian climate under a denser CO<sub>2</sub> atmosphere : Temperatures and CO<sub>2</sub> ice clouds. *Icarus*, 222 :81–99. (Cité en page 134.)

- Fovell, R., Durran, D., and Holton, J. R. (1992). Numerical Simulations of Convectively Generated Stratospheric Gravity Waves. *Journal of Atmospheric Sciences*, 49 :1427–1442. (Cité en pages 27, 67, 91 et 92.)
- Frandsen, B. N., Wennberg, P. O., and Kjaergaard, H. G. (2016). Identification of OSSO as a near-UV absorber in the Venusian atmosphere. *Geophysical Research Letters*, 43 :11. (Cité en page 33.)
- Freytag, B., Allard, F., Ludwig, H.-G., Homeier, D., and Steffen, M. (2010). The role of convection, overshoot, and gravity waves for the transport of dust in M dwarf and brown dwarf atmospheres. *Astronomy and Astrophysics*, 513 :A19. (Cité en pages 120 et 123.)
- Frits, D. C. and Alexander, M. J. (2003). Gravity wave dynamics and effects in the middle atmosphere. *Rev. of Geoph.*, 41 :1112–1131. (Cité en pages 23, 25, 66, 68 et 87.)
- Fritts, D. C. (1982). Shear Excitation of Atmospheric Gravity Waves. *Journal of Atmospheric Sciences*, 39 :1936–1952. (Cité en page 25.)
- Fukuhara, T., Futaguchi, M., Hashimoto, G. L., Horinouchi, T., Imamura, T., Iwagaimi, N., Kouyama, T., Murakami, S.-Y., Nakamura, M., Ogohara, K., Sato, M., Sato, T. M., Suzuki, M., Taguchi, M., Takagi, S., Ueno, M., Watanabe, S., Yamada, M., and Yamazaki, A. (2017). Large stationary gravity wave in the atmosphere of Venus. *Nature Geoscience*, pages 85–88. (Cité en pages 27, 103, 108 et 131.)
- Garate-Lopez, I., García Muñoz, A., Hueso, R., and Sánchez-Lavega, A. (2015). Instantaneous three-dimensional thermal structure of the South Polar Vortex of Venus. *Icarus*, 245 :16–31. (Cité en page 16.)
- Garate-Lopez, I., Hueso, R., Sánchez-Lavega, A., Peralta, J., Piccioni, G., and Drossart, P. (2013). A chaotic long-lived vortex at the southern pole of Venus. *Nature Geoscience*, 6 :254–257. (Cité en page 16.)
- Garate-Lopez, I. and Lebonnois, S. (2018). Latitudinal Variation of Clouds' Structure Responsible for Venus' Cold Collar. *Icarus*. (Cité en pages 46, 47, 53, 77, 80, 81, 83, 90, 96 et 113.)
- Garcia, R. F., Drossart, P., Piccioni, G., López-Valverde, M., and Occhipinti, G. (2009). Gravity waves in the upper atmosphere of Venus revealed by CO<sub>2</sub> nonlocal thermodynamic equilibrium emissions. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 114 :E00B32. (Cité en pages 27 et 134.)
- Garratt, J. R. (1994). Review : the atmospheric boundary layer. *Earth Science Reviews*, 37 :89–134. (Cité en page 99.)
- Gerardo, A. (2016). Discovering Discovery : Chichâen Itza, the Dresden Codex Venus Table and 10th Century Mayan Astronomical Innovation. *Journal of Astronomy in Culture*, 1. (Cité en page 1.)
- Ghail, R. C., Hall, D., Mason, P. J., Herrick, R. R., Carter, L. M., and Williams, E. (2018). VenSAR on EnVision : Taking earth observation radar to Venus. *International Journal of Applied Earth Observation and Geoinformation*, 64 :365–376. (Cité en page 4.)
- Gierasch, P. J. (1975). Meridional circulation and the maintenance of the Venus atmospheric rotation. *Journal of Atmospheric Sciences*, 32 :1038–1044. (Cité en page 14.)

- Gierasch, P. J., Goody, R. M., Young, R. E., Crisp, D., Edwards, C., Kahn, R., Rider, D., del Genio, A., Greeley, R., Hou, A., Leovy, C. B., McCleese, D., and Newman, M. (1997). The General Circulation of the Venus Atmosphere : an Assessment. In *Venus II : Geology, Geophysics, Atmosphere, and Solar Wind Environment*, page 459. (Cité en pages 19, 68 et 87.)
- Gilli, G., Lebonnois, S., González-Galindo, F., López-Valverde, M. A., Stolzenbach, A., Lefèvre, F., Chaufray, J. Y., and Lott, F. (2017). Thermal structure of the upper atmosphere of Venus simulated by a ground-to-thermosphere GCM. *Icarus*, 281 :55–72. (Cité en pages 46 et 93.)
- Gillon, M., Jehin, E., Lederer, S. M., Delrez, L., de Wit, J., Burdanov, A., Van Grootel, V., Burgasser, A. J., Triaud, A. H. M. J., Opitom, C., Demory, B.-O., Sahu, D. K., Bardalez Gagliuffi, D., Magain, P., and Queloz, D. (2016). Temperate Earth-sized planets transiting a nearby ultracool dwarf star. *Nature*, 533 :221–224. (Cité en page 124.)
- Gladstone, G. R., Stern, S. A., Ennico, K., Olkin, C. B., Weaver, H. A., Young, L. A., Summers, M. E., Strobel, D. F., Hinson, D. P., Kammer, J. A., Parker, A. H., Steffl, A. J., Linscott, I. R., Parker, J. W., Cheng, A. F., Slater, D. C., Versteeg, M. H., Greathouse, T. K., Retherford, K. D., Throop, H., Cunningham, N. J., Woods, W. W., Singer, K. N., Tsang, C. C. C., Schindhelm, E., Lisse, C. M., Wong, M. L., Yung, Y. L., Zhu, X., Curdt, W., Lavvas, P., Young, E. F., Tyler, G. L., Bagenal, F., Grundy, W. M., McKinnon, W. B., Moore, J. M., Spencer, J. R., Andert, T., Andrews, J., Banks, M., Bauer, B., Bauman, J., Barnouin, O. S., Bedini, P., Beisser, K., Beyer, R. A., Bhaskaran, S., Binzel, R. P., Birath, E., Bird, M., Bogan, D. J., Bowman, A., Bray, V. J., Brozovic, M., Bryan, C., Buckley, M. R., Buie, M. W., Buratti, B. J., Bushman, S. S., Calloway, A., Carcich, B., Conard, S., Conrad, C. A., Cook, J. C., Cruikshank, D. P., Custodio, O. S., Ore, C. M. D., Deboy, C., Dischner, Z. J. B., Dumont, P., Earle, A. M., Elliott, H. A., Ercol, J., Ernst, C. M., Finley, T., Flanigan, S. H., Fountain, G., Freeze, M. J., Green, J. L., Guo, Y., Hahn, M., Hamilton, D. P., Hamilton, S. A., Hanley, J., Harch, A., Hart, H. M., Hersman, C. B., Hill, A., Hill, M. E., Holdridge, M. E., Horanyi, M., Howard, A. D., Howett, C. J. A., Jackman, C., Jacobson, R. A., Jennings, D. E., Kang, H. K., Kaufmann, D. E., Kollmann, P., Krimigis, S. M., Kusnierkiewicz, D., Lauer, T. R., Lee, J. E., Lindstrom, K. L., Lunsford, A. W., Mallder, V. A., Martin, N., McComas, D. J., McNutt, R. L., Mehoke, D., Mehoke, T., Melin, E. D., Mutchler, M., Nelson, D., Nimmo, F., Nunez, J. I., Ocampo, A., Owen, W. M., Paetzold, M., Page, B., Pelletier, F., Peterson, J., Pinkine, N., Piquette, M., Porter, S. B., Protopapa, S., Redfern, J., Reitsema, H. J., Reuter, D. C., Roberts, J. H., Robbins, S. J., Rogers, G., Rose, D., Runyon, K., Ryschkewitsch, M. G., Schenk, P., Sepan, B., Showalter, M. R., Soluri, M., Stanbridge, D., Stryk, T., Szalay, J. R., Tapley, M., Taylor, A., Taylor, H., Umurhan, O. M., Verbiscer, A. J., Versteeg, M. H., Vincent, M., Webbert, R., Weidner, S., Weigle, G. E., White, O. L., Whittenburg, K., Williams, B. G., Williams, K., Williams, S., Zangari, A. M., and Zirnstein, E. (2016). The atmosphere of Pluto as observed by New Horizons. *Science*, 351 :aad8866. (Cité en page 135.)
- Glaze, L. S. (1999). Transport of SO<sub>2</sub> by explosive volcanism on Venus. *Journal of Geophysical Research*, 104 :18899–18906. (Cité en page 134.)
- Greeley, R., Arvidson, R. E., Elachi, C., Geringer, M. A., Plaut, J. J., Saunders, R. S., Schubert, G., Stofan, E. R., Thouvenot, E. J. P., Wall, S. D., and Weitz, C. M. (1992). Aeolian features on Venus - Preliminary Magellan results. *Journal of Geophysical Research*, 97 :13. (Cité en page 31.)
- Greeley, R., Bender, K., Thomas, P. E., Schubert, G., Limonadi, D., and Weitz, C. M. (1995). Wind-related features and processes on Venus : Summary of Magellan results. *Icarus*, 115 :399–420. (Cité en page 31.)

- Greene, T. P., Line, M. R., Montero, C., Fortney, J. J., Lustig-Yaeger, J., and Luther, K. (2016). Characterizing Transiting Exoplanet Atmospheres with JWST. *The Astrophysical Journal*, 817 :17. (Cité en page 134.)
- Grinspoon, D. H., Pollack, J. B., Sitton, B. R., Carlson, R. W., Kamp, L. W., Baines, K. H., Encrenaz, T., and Taylor, F. W. (1993). Probing Venus's cloud structure with Galileo NIMS. *Planetary and Space Science*, 41 :515–542. (Cité en page 12.)
- Guerlet, S., Spiga, A., Sylvestre, M., Indurain, M., Fouchet, T., Leconte, J., Millour, E., Wordsworth, R., Capderou, M., Bézard, B., and Forget, F. (2014). Global climate modeling of Saturn atmosphere. Part I : Evaluation of the radiative transfer model. *Icarus*, 238 :110–124. (Cité en page 135.)
- Hansen, J. E. and Travis, L. D. (1974). Light scattering in planetary atmospheres. *Space Science Reviews*, 16 :527–610. (Cité en page 32.)
- Hapke, B. and Graham, F. (1989). Spectral properties of condensed phases of disulfur monoxide, polysulfur oxide, and irradiated sulfur. *Icarus*, 79 :47–55. (Cité en page 33.)
- Haus, R., Kappel, D., and Arnold, G. (2013). Self-consistent retrieval of temperature profiles and cloud structure in the northern hemisphere of Venus using VIRTIS/VEX and PMV/VENERA-15 radiation measurements. *Plan. and Sp. Sc.*, 89 :77–101. (Cité en pages 46 et 61.)
- Haus, R., Kappel, D., and Arnold, G. (2014). Atmospheric thermal structure and cloud features in the southern hemisphere of Venus as retrieved from VIRTIS/VEX radiation measurements. *Icarus*, 232 :232–248. (Cité en pages 33, 46, 57, 58, 61, 75, 76 et 81.)
- Haus, R., Kappel, D., and Arnold, G. (2015). Radiative heating and cooling in the middle and lower atmosphere of Venus and responses to atmospheric and spectroscopic parameter variations. *Planetary and Space Science*, 117 :262–294. (Cité en pages 46, 52, 53, 77, 81, 82, 87, 88 et 97.)
- Hertzog, A. and Vial, F. (2001). A study of the dynamics of the equatorial lower stratosphere by use of ultra-long-duration balloons, 2, Gravity waves. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 106 :22. (Cité en page 23.)
- Hide, R. (1969). Dynamics of the Atmospheres of the Major Planets with an Appendix on the Viscous Boundary Layer at the Rigid Bounding Surface of an Electrically-Conducting Rotating Fluid in the Presence of a Magnetic Field. *Journal of Atmospheric Sciences*, 26 :841–853. (Cité en page 13.)
- Hines, C. O. (1960). Internal atmospheric gravity waves at ionospheric heights. *Canadian Journal of Physics*, 38 :1441. (Cité en page 23.)
- Hines, K. M. and Bromwich, D. H. (2017). Simulation of Late Summer Arctic Clouds during ASCOS with Polar WRF. *Monthly Weather Review*, 145 :521–541. (Cité en page 50.)
- Hinson, D. P. and Jenkins, J. M. (1995). Magellan radio occultation measurements of atmospheric waves on Venus. *Icarus*, 114 :310–327. (Cité en pages 20, 27, 66, 67, 78, 89 et 94.)
- Hinson, D. P., Simpson, R. A., Twicken, J. D., Tyler, G. L., and Flasar, F. M. (1999). Initial results from radio occultation measurements with Mars Global Surveyor. *Journal of Geophysical Research*, 104 :26997–27012. (Cité en page 23.)
- Hinson, D. P. and Tyler, G. L. (1983). Internal gravity waves in Titan's atmosphere observed by Voyager radio occultation. *Icarus*, 54 :337–352. (Cité en page 23.)



- Horinouchi, T. (2004). Simulated breaking of convectively generated mesoscale gravity waves and airglow modulation. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 66 :755–767. (Cité en page 91.)
- Horinouchi, T., Murakami, S.-Y., Satoh, T., Peralta, J., Ogohara, K., Kouyama, T., Imamura, T., Kashimura, H., Limaye, S. S., McGouldrick, K., Nakamura, M., Sato, T. M., Sugiyama, K.-I., Takagi, M., Watanabe, S., Yamada, M., Yamazaki, A., and Young, E. F. (2017). Equatorial jet in the lower to middle cloud layer of Venus revealed by Akatsuki. *Nature Geoscience*, 10 :646–651. (Cité en page 14.)
- Horinouchi, T., Nakamura, T., and Kosaka, J.-i. (2002). Convectively generated mesoscale gravity waves simulated throughout the middle atmosphere. *Geophysical Research Letters*, 29 :2007. (Cité en pages 91 et 93.)
- Hou, A. Y. and Farrell, B. F. (1987). Superrotation induced by critical-level absorption of gravity waves on Venus - an assessment. *J. of Atm. Sc.*, 44 :1049–1061. (Cité en pages 14, 58 et 132.)
- Hourdin, F., Couvreur, F., and Menut, L. (2002). Parameterization of the Dry Convective Boundary Layer Based on a Mass Flux Representation of Thermals. *Journal of Atmospheric Sciences*, 59 :1105–1123. (Cité en page 132.)
- Hourdin, F., Grandpeix, J.-Y., Rio, C., Bony, S., Jam, A., Cheruy, F., Rochetin, N., Fairhead, L., Idelkadi, A., Musat, I., Dufresne, J.-L., Lahellec, A., Lefebvre, M.-P., and Roehrig, R. (2013). LMDZ5B : the atmospheric component of the IPSL climate model with revisited parameterizations for clouds and convection. *Climate Dynamics*, 40 :2193–2222. (Cité en page 44.)
- Hourdin, F., Le van, P., Forget, F., and Talagrand, O. (1993). Meteorological Variability and the Annual Surface Pressure Cycle on Mars. *Journal of Atmospheric Sciences*, 50 :3625–3640. (Cité en page 44.)
- Hourdin, F., Levan, P., Talagrand, O., Courtin, R., Gautier, D., and McKay, C. P. (1992). Numerical simulation of the circulation of the atmosphere of Titan. In Kaldeich, B., editor, *Symposium on Titan*, volume 338 of *ESA Special Publication*. (Cité en page 44.)
- Hueso, R., Peralta, J., Garate-Lopez, I., Bandos, T. V., and Sánchez-Lavega, A. (2015). Six years of Venus winds at the upper cloud level from UV, visible and near infrared observations from VIRTIS on Venus Express. *Plan. and Sp. Sci.*, 113 :78–99. (Cité en pages 22 et 59.)
- Hueso, R., Peralta, J., and Sánchez-Lavega, A. (2012). Assessing the long-term variability of Venus winds at cloud level from VIRTIS-Venus Express. *Icarus*, 217 :585–598. (Cité en page 69.)
- Huggins, M. and Miller, W. A. (1861). On the spectra of some of the fixed stars. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, pages 413–435. (Cité en page 2.)
- Iakovlev, O. I., Matiugov, S. S., and Gubenko, V. N. (1991). Venera-15 and -16 middle atmosphere profiles from radio occultations - Polar and near-polar atmosphere of Venus. *Icarus*, 94 :493–510. (Cité en pages 20 et 27.)
- Ignatiev, N. I., Titov, D. V., Piccioni, G., Drossart, P., Markiewicz, W. J., Cottini, V., Roatsch, T., Almeida, M., and Manoel, N. (2009). Altimetry of the Venus cloud tops from the Venus Express observations. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 114. (Cité en page 32.)

- Imamura, T., Ando, H., Tellmann, S., Pätzold, M., Häusler, B., Yamazaki, A., Sato, T. M., Noguchi, K., Futaana, Y., Oschlisniok, J., Limaye, S., Choudhary, R. K., Murata, Y., Takeuchi, H., Hirose, C., Ichikawa, T., Toda, T., Tomiki, A., Abe, T., Yamamoto, Z.-i., Noda, H., Iwata, T., Murakami, S.-y., Satoh, T., Fukuhara, T., Ogohara, K., Sugiyama, K.-i., Kashimura, H., Ohtsuki, S., Takagi, S., Yamamoto, Y., Hirata, N., Hashimoto, G. L., Yamada, M., Suzuki, M., Ishii, N., Hayashiyama, T., Lee, Y. J., and Nakamura, M. (2017). Initial performance of the radio occultation experiment in the Venus orbiter mission Akatsuki. *Earth, Planets, and Space*, 69 :137. (Cité en pages 20, 79, 84, 87 et 94.)
- Imamura, T., Higuchi, T., Maejima, Y., Takagi, M., Sugimoto, N., Ikeda, K., and Ando, H. (2014). Inverse insolation dependence of Venus' cloud-level convection. *Icarus*, 228 :181–188. (Cité en pages vii, 42, 45, 51, 57, 58, 59, 60, 65, 69, 72, 75, 79, 80, 85 et 87.)
- Ingersoll, A. P., Adumitroaie, V., Allison, M. D., Atreya, S., Bellotti, A. A., Bolton, S. J., Brown, S. T., Gulkis, S., Janssen, M. A., Levin, S. M., Li, C., Li, L., Lunine, J. I., Orton, G. S., Oyafuso, F. A., and Steffes, P. G. (2017). Implications of the ammonia distribution on Jupiter from 1 to 100 bars as measured by the Juno microwave radiometer. *Geophysical Research Letters*, 44 :7676–7685. (Cité en page 135.)
- Jenkins, J. M., Steffes, P. G., Hinson, D. P., Twicken, J. D., and Tyler, G. L. (1994). Radio occultation studies of the Venus atmosphere with the Magellan spacecraft. 2 : Results from the October 1991 experiments. *Icarus*, 110 :79–94. (Cité en page 27.)
- Jessup, K. L., Marcq, E., Mills, F., Mahieux, A., Limaye, S., Wilson, C., Allen, M., Bertaux, J.-L., Markiewicz, W., Roman, T., Vandaele, A.-C., Wilquet, V., and Yung, Y. (2015). Coordinated Hubble Space Telescope and Venus Express Observations of Venus' upper cloud deck. *Icarus*, 258 :309–336. (Cité en page 35.)
- Jewtoukoff, V., Hertzog, A., Plougonven, R., Cámara, A. d. I., and Lott, F. (2015). Comparison of Gravity Waves in the Southern Hemisphere Derived from Balloon Observations and the ECMWF Analyses. *Journal of Atmospheric Sciences*, 72 :3449–3468. (Cité en page 107.)
- Jiang, Q. and Doyle, J. D. (2004). Gravity Wave Breaking over the Central Alps : Role of Complex Terrain. *Journal of Atmospheric Sciences*, 61 :2249–2266. (Cité en page 25.)
- Johnson, D. E., Tao, W.-K., Simpson, J., and Sui, C.-H. (2002). A Study of the Response of Deep Tropical Clouds to Large-Scale Thermodynamic Forcings. Part I : Modeling Strategies and Simulations of TOGA COARE Convective Systems. *Journal of Atmospheric Sciences*, 59 :3492–3518. (Cité en pages 126, 127 et 128.)
- Kageyama, A. and Sato, T. (2004). “Yin-Yang grid” : An overset grid in spherical geometry. *Geochimistry, Geophysics, Geosystems*, 5 :Q09005. (Cité en page 40.)
- Kalnay de Rivas, E. (1975). Further numerical calculations of the circulation of the atmosphere of Venus. *Journal of Atmospheric Sciences*, 32 :1017–1024. (Cité en page 41.)
- Kawabata, K., Coffeen, D. L., Hansen, J. E., Lane, W. A., Sato, M., and Travis, L. D. (1980). Cloud and haze properties from Pioneer Venus polarimetry. *Journal of Geophysical Research*, 85 :8129–8140. (Cité en page 32.)

- Kerandi, N. M., Laux, P., Arnault, J., and Kunstmann, H. (2017). Performance of the WRF model to simulate the seasonal and interannual variability of hydrometeorological variables in East Africa : a case study for the Tana River basin in Kenya. *Theoretical and Applied Climatology*, 130 :401–418. (Cité en page 50.)
- Kerzhanovich, V. V., Aleksandrov, Y. N., Andreev, R. A., Armand, N. A., Bakitko, R. V., Blamont, J. E., Boloh, L., Hildebrand, C. E., Ignatov, S. P., Ingersoll, A. P., Lysov, V. P., Mottuslev, B. I., Petit, G., Pichkhadze, K. M., Preston, R. A., Vorontsov, V. A., Vyshlov, A. S., Young, R. E., and Zaitsev, A. L. (1986). Smallscale Turbulence in the Venus Middle Cloud Layer. *Soviet Astronomy Letters*, 12 :20–22. (Cité en pages 20, 58, 64, 79, 85 et 131.)
- Khain, A., Lynn, B., and Shpund, J. (2016). High resolution WRF simulations of Hurricane Irene : Sensitivity to aerosols and choice of microphysical schemes. *Atmospheric Research*, 167 :129–145. (Cité en page 50.)
- Khatuntsev, I. V., Patsaeva, M. V., Titov, D. V., Ignatiev, N. I., Turin, A. V., Limaye, S. S., Markiewicz, W. J., Almeida, M., Roatsch, T., and Moissl, R. (2013). Cloud level winds from the Venus Express Monitoring Camera imaging. *Icarus*, 226 :140–158. (Cité en page 69.)
- Klemp, J. B. and Lilly, D. K. (1978). Numerical Simulation of Hydrostatic Mountain Waves. *Journal of Atmospheric Sciences*, 35 :78–107. (Cité en page 25.)
- Kliore, A. J. and Patel, I. R. (1980). Vertical structure of the atmosphere of Venus from Pioneer Venus orbiter radio occultations. *Journal of Geophysical Research*, 85 :7957–7962. (Cité en page 23.)
- Knollenberg, R. G. and Hunten, D. M. (1979). Clouds of Venus - A preliminary assessment of microstructure. *Science*, 205 :70–74. (Cité en page 31.)
- Knollenberg, R. G. and Hunten, D. M. (1980). The microphysics of the clouds of Venus - Results of the Pioneer Venus particle size spectrometer experiment. *Journal of Geophysical Research*, 85 :8039–8058. (Cité en pages 31 et 33.)
- Kopparapu, R. k., Wolf, E. T., Haqq-Misra, J., Yang, J., Kasting, J. F., Meadows, V., Terrien, R., and Mahadevan, S. (2016). The Inner Edge of the Habitable Zone for Synchronously Rotating Planets around Low-mass Stars Using General Circulation Models. *The Astrophysical Journal*, 819 :84. (Cité en page 134.)
- Kostov, V. and Apai, D. (2013). Mapping Directly Imaged Giant Exoplanets. *The Astrophysical Journal*, 762 :47. (Cité en page 120.)
- Kouyama, T., Imamura, T., Nakamura, M., Satoh, T., and Futaana, Y. (2013). Long-term variation in the cloud-tracked zonal velocities at the cloud top of Venus deduced from Venus Express VMC images. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 118 :37–46. (Cité en pages 14 et 15.)
- Kouyama, T., Imamura, T., Taguchi, M., Fukuhara, T., Sato, T. M., Yamazaki, A., Futaguchi, M., Murakami, S., Hashimoto, G. L., Ueno, M., Iwagami, N., Takagi, S., Takagi, M., Ogohara, K., Kashimura, H., Horinouchi, T., Sato, N., Yamada, M., Yamamoto, Y., Ohtsuki, S., Sugiyama, K., Ando, H., Takamura, M., Yamada, T., Satoh, T., and Nakamura, M. (2017). Topographical and Local Time Dependence of Large Stationary Gravity Waves Observed at the Cloud Top of Venus. *Geophysical Research Letters*, 44 :12. (Cité en pages 27, 29, 103, 104, 108, 111 et 113.)

- Krasnopolsky, V. A. (1985). Chemical composition of Venus clouds. *Planetary and Space Science*, 33 :109–117. (Cité en page 33.)
- Krasnopolsky, V. A. (1986). Photochemistry of the Atmospheres of Mars and Venus. *Physics and Chemistry in Space*, 13. (Cité en page 33.)
- Krasnopolsky, V. A. (2006). Chemical composition of Venus atmosphere and clouds : Some unsolved problems. *Planetary and Space Science*, 54 :1352–1359. (Cité en page 33.)
- Krasnopolsky, V. A. (2010). Spatially-resolved high-resolution spectroscopy of Venus 2. Variations of HDO, OCS, and SO<sub>2</sub> at the cloud tops. *Icarus*, 209 :314–322. (Cité en page 35.)
- Krasnopolsky, V. A. (2012). A photochemical model for the Venus atmosphere at 47-112 km. *Icarus*, 218 :230–246. (Cité en page 35.)
- Krasnopolsky, V. A. (2013). S3 and s4 abundances and improved chemical kinetic model for the lower atmosphere of venus. *Icarus*, 225(1) :570 – 580. (Cité en page 35.)
- Laprise, R. (1992). The Euler Equations of Motion with Hydrostatic Pressure as an Independent Variable. *Monthly Weather Review*, 120 :197. (Cité en pages 40 et 48.)
- Lebonnois, S., Burgalat, J., Rannou, P., and Charnay, B. (2012). Titan global climate model : A new 3-dimensional version of the IPSL Titan GCM. *Icarus*, 218 :707–722. (Cité en pages 112 et 136.)
- Lebonnois, S., Eymet, V., Lee, C., and Vatan d'Ollone, J. (2015). Analysis of the radiative budget of the Venusian atmosphere based on infrared Net Exchange Rate formalism. *J. of Geophys. Res. (Planets)*, 120 :1186–1200. (Cité en pages 46 et 61.)
- Lebonnois, S., Hourdin, F., Eymet, V., Crespin, A., Fournier, R., and Forget, F. (2010). Superrotation of Venus' atmosphere analyzed with a full general circulation model. *J. of Geophys. Res. (Planets)*, 115 :E06006. (Cité en pages 14, 41, 45, 46, 61, 62, 81 et 82.)
- Lebonnois, S., Lee, C., Yamamoto, M., Dawson, J., Lewis, S. R., Mendonca, J., Read, P., Parish, H. F., Schubert, G., Bengtsson, L., Grinspoon, D., Limaye, S. S., Schmidt, H., Svedhem, H., and Titov, D. V. (2013). *Models of Venus Atmosphere*, page 129. (Cité en pages 41 et 43.)
- Lebonnois, S. and Schubert, G. (2017). The deep atmosphere of Venus and the possible role of density-driven separation of CO<sub>2</sub> and N<sub>2</sub>. *Nature Geoscience*, pages 473–477. (Cité en page 99.)
- Lebonnois, S., Schubert, G., Forget, F., and Spiga, A. (2018). Planetary Boundary Layer and Slope Winds on Venus. *submitted to Icarus*. (Cité en pages 99 et 100.)
- Lebonnois, S., Sugimoto, N., and Gilli, G. (2016). Wave analysis in the atmosphere of Venus below 100-km altitude, simulated by the LMD Venus GCM. *Icarus*, 278 :38–51. (Cité en pages 46, 53, 57, 61, 75, 76, 80 et 81.)
- Leconte, J., Forget, F., Charnay, B., Wordsworth, R., Selsis, F., Millour, E., and Spiga, A. (2013). 3D climate modeling of close-in land planets : Circulation patterns, climate moist bistability, and habitability. *Astronomy and Astrophysics*, 554 :A69. (Cité en page 124.)
- Lee, C., Lewis, S. R., and Read, P. L. (2010). A bulk cloud parameterization in a Venus General Circulation Model. *Icarus*, 206 :662–668. (Cité en page 42.)

- Lee, C. and Richardson, M. I. (2010). A general circulation model ensemble study of the atmospheric circulation of Venus. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 115 :E04002. (Cité en pages 15 et 42.)
- Lee, C. and Richardson, M. I. (2011). A Discrete Ordinate, Multiple Scattering, Radiative Transfer Model of the Venus Atmosphere from 0.1 to 260 $\mu$ m. *Journal of Atmospheric Sciences*, 68 :1323–1339. (Cité en page 46.)
- Lee, Y. J., Imamura, T., Schröder, S. E., and Marcq, E. (2015). Long-term variations of the UV contrast on Venus observed by the Venus Monitoring Camera on board Venus Express. *Icarus*, 253 :1–15. (Cité en page 33.)
- Lefèvre, M., Lebonnois, S., and Spiga, A. (2018). Three-dimensional turbulence-resolving modeling of the Venusian cloud layer and induced gravity waves. Inclusion of complete radiative transfer and wind shear. *submitted to Journal of Geophysical Research (Planets), in revision*. (Cité en page 52.)
- Lefèvre, M., Spiga, A., and Lebonnois, S. (2017). Three-dimensional turbulence-resolving modeling of the Venusian cloud layer and induced gravity waves. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 122 :134–149. (Cité en pages 51, 77, 79 et 80.)
- Leovy, C. B. (1973). Rotation of the upper atmosphere of Venus. *Journal of Atmospheric Sciences*, 30 :1218–1220. (Cité en page 14.)
- Leroy, S. S. and Ingersoll, A. P. (1995). Convective Generation of Gravity Waves in Venus's Atmosphere : Gravity Wave Spectrum and Momentum Transport. *Journal of Atmospheric Sciences*, 52 :3717–3737. (Cité en pages 42 et 59.)
- Lew, B. W. P., Apai, D., Zhou, Y., Schneider, G., Burgasser, A. J., Karalidi, T., Yang, H., Marley, M. S., Cowan, N. B., Bedin, L. R., Metchev, S. A., Radigan, J., and Lowrance, P. J. (2016). Cloud Atlas : Discovery of Patchy Clouds and High-amplitude Rotational Modulations in a Young, Extremely Red L-type Brown Dwarf. *The Astrophysical Journal Letters*, 829 :L32. (Cité en page 120.)
- Li, C. and Ingersoll, A. P. (2015). Moist convection in hydrogen atmospheres and the frequency of Saturn giant storms. *Nature Geoscience*, 8 :398–403. (Cité en page 135.)
- Lilly, D. K. (1962). On the numerical simulation of buoyant convection. *Tellus*, 14(2) :148–172. (Cité en pages 50, 60 et 80.)
- Limaye, S. S., Mogul, R., Smith, D. J., Ansari, A. H., SÅowik, G. P., and Vaishampayan, P. (2018). Venus' spectral signatures and the potential for life in the clouds. *Astrobiology*, 18. (Cité en page 33.)
- Linkin, V. M., Blamont, J., Deviatkin, S. I., Ignatova, S. P., and Kerzhanovich, V. V. (1987). Thermal structure of the Venus atmosphere according to measurements with the Vega-2 lander. *Kosmicheskie Issledovaniia*, 25 :659–672. (Cité en page 12.)
- Linkin, V. M., Blamont, J. E., Lipatov, A. N., Devyatkin, S. I., Dyachkov, A. V., Ignatova, S. P., Kerzhanovich, V. V., Khlyustova, L. I., Malique, C., Sanotskii, Y. V., Shurupov, A. A., Stadnyk, B. I., Stolyarchuk, P. G., and Terterashvili, A. V. (1986a). Vertical Thermal Structure in the Venus Atmosphere from Provisional VEGA-2 Temperature and Pressure Data. *Soviet Astronomy Letters*, 12 :40–42. (Cité en page 12.)

- Linkin, V. M., Kerzhanovich, V. V., Lipatov, A. N., Pichkadze, K. M., Shurupov, A. A., Terterashvili, A. V., Ingersoll, A. P., Crisp, D., Grossman, A. W., Young, R. E., Seiff, A., Ragent, B., Blamont, J. E., Elson, L. S., and Preston, R. A. (1986b). VEGA balloon dynamics and vertical winds in the Venus middle cloud region. *Science*, 231 :1417–1419. (Cité en pages 20, 21, 58, 64, 79, 84 et 131.)
- Lomonosov, M. V. (1761). Yavlenie Venery na Solntse, nablyudennoe v Sankt-Peterburgskoi Imperatorskoi Akademii nauk maiya 26 dnya 1761 goda (The appearance of Venus on the Sun, observed at Saint-Petersburg Imperial Academy of Sciences on the 26th May, 1761). *Polnoe Sobranie Sochinenii (Complete Collected Works)*. (Cité en page 3.)
- Lott, F. (1998). Linear mountain drag and averaged pseudo-momentum flux profiles in the presence of trapped lee waves. *Tellus Series A*, 50 :12. (Cité en page 26.)
- Lott, F. and Guez, L. (2013). A stochastic parameterization of the gravity waves due to convection and its impact on the equatorial stratosphere. *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, 118 :8897–8909. (Cité en pages 46 et 93.)
- Lott, F., Guez, L., and Maury, P. (2012). A stochastic parameterization of non-orographic gravity waves : Formalism and impact on the equatorial stratosphere. *Geophysical Research Letters*, 39 :L06807. (Cité en page 93.)
- Lott, F. and Miller, M. J. (1997). A new subgrid-scale orographic drag parametrization : Its formulation and testing. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 123 :101–127. (Cité en page 46.)
- Ludwig, H.-G., Allard, F., and Hauschildt, P. H. (2002). Numerical simulations of surface convection in a late M-dwarf. *Astronomy and Astrophysics*, 395 :99–115. (Cité en page 121.)
- Luz, D., Berry, D. L., Piccioni, G., Drossart, P., Politi, R., Wilson, C. F., Erard, S., and Nuccilli, F. (2011). Venus's Southern Polar Vortex Reveals Precessing Circulation. *Science*, 332 :577. (Cité en page 16.)
- Magalhães, J. A., Schofield, J. T., and Seiff, A. (1999). Results of the Mars Pathfinder atmospheric structure investigation. *Journal of Geophysical Research*, 104 :8943–8956. (Cité en page 23.)
- Mahieux, A., Vandaele, A. C., Robert, S., Wilquet, V., Drummond, R., Chamberlain, S., Belyaev, D., and Bertaux, J. L. (2015). Venus mesospheric sulfur dioxide measurement retrieved from SOIR on board Venus Express. *Planetary and Space Science*, 113 :193–204. (Cité en page 34.)
- Manneville, P. (2006). Rayleigh-Bénard Convection : Thirty Years of Experimental, Theoretical, and Modeling Work. In Springer, editor, *Dynamics of Spatio-Temporal Cellular Structures. Henri Bénard Centenary Review*, pages 47–72. (Cité en pages 19 et 20.)
- Marcq, E., Bertaux, J.-L., Montmessin, F., and Belyaev, D. (2013). Variations of sulphur dioxide at the cloud top of Venus's dynamic atmosphere. *Nature Geoscience*, 6 :25–28. (Cité en page 34.)
- Marcq, E., Bézard, B., Drossart, P., Piccioni, G., Reess, J. M., and Henry, F. (2008). A latitudinal survey of CO, OCS, H<sub>2</sub>O, and SO<sub>2</sub> in the lower atmosphere of Venus : Spectroscopic studies using VIRTIS-H. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 113. (Cité en page 34.)
- Marcq, E., Encrenaz, T., Bézard, B., and Birlan, M. (2006). Remote sensing of Venus' lower atmosphere from ground-based IR spectroscopy : Latitudinal and vertical distribution of minor species. *Planetary and Space Science*, 54 :1360–1370. (Cité en page 35.)

- Marcq, E., Mills, F. P., Parkinson, C. D., and Vandaele, A. C. (2018). Composition and Chemistry of the Neutral Atmosphere of Venus. *Space Science Reviews*, 214 :10. (Cité en pages 34 et 35.)
- Markiewicz, W. J., Titov, D. V., Limaye, S. S., Keller, H. U., Ignatiev, N., Jaumann, R., Thomas, N., Michalik, H., Moissl, R., and Russo, P. (2007). Morphology and dynamics of the upper cloud layer of Venus. *Nature*, 450 :633–636. (Cité en pages 22, 59, 78, 79 et 94.)
- Marten, A., Gautier, D., Owen, T., Sanders, D. B., Matthews, H. E., Atreya, S. K., Tilanus, R. P. J., and Deane, J. R. (1993). First observations of CO and HCN on Neptune and Uranus at millimeter wavelengths and the implications for atmospheric chemistry. *Astrophysical Journal*, 406 :285–297. (Cité en page 135.)
- Martin, F. (1995). Venus and the Dresden Codex Eclipse Table. *Journal for the History of Astronomy Supplement*, 26 :S57. (Cité en page 1.)
- Mason, P. J. and Sykes, R. I. (1982). A two-dimensional numerical study of horizontal roll vortices in an inversion capped planetary boundary layer. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 108 :801–823. (Cité en page 90.)
- Matsumoto, S. (1961). A note on geostrophic adjustment and gravity wave in the atmosphere. *Journal of the Meteorological Society of Japan. Ser. II*, 39(1) :18–28. (Cité en page 25.)
- Mayer, C. H., McCullough, T. P., and Sloanaker, R. M. (1958). Observations of Venus at 3.15-CM Wave Length. *Astrophysical Journal*, 127 :1. (Cité en page 3.)
- Mayr, H. G. and Harris, I. (1983). Quasi-axisymmetric circulation and superrotation in planetary atmospheres. *Astronomy and Astrophysics*, 121 :124–136. (Cité en page 41.)
- McDonald, G. D., Hayes, A. G., Ewing, R. C., Lora, J. M., Newman, C. E., Tokano, T., Lucas, A., Soto, A., and Chen, G. (2016). Variations in Titan’s dune orientations as a result of orbital forcing. *Icarus*, 270 :197–210. (Cité en page 50.)
- McGouldrick, K. and Toon, O. B. (2008). Observable effects of convection and gravity waves on the Venus condensational cloud. *Plan. and Sp. Sci.*, 56 :1112–1131. (Cité en pages 42, 59, 60, 76 et 79.)
- McLandress, C., Alexander, M. J., and Wu, D. L. (2000). Microwave Limb Sounder observations of gravity waves in the stratosphere : A climatology and interpretation. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 105 :11. (Cité en page 27.)
- Mellor, G. L. and Yamada, T. (1982). Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems. *Reviews of Geophysics and Space Physics*, 20 :851–875. (Cité en page 46.)
- Mendonça, J. M. and Read, P. L. (2016). Exploring the Venus global super-rotation using a comprehensive general circulation model. *Planetary and Space Science*, 134 :1–18. (Cité en page 41.)
- Mendonça, J. M., Read, P. L., Wilson, C. F., and Lee, C. (2015). A new, fast and flexible radiative transfer method for Venus general circulation models. *Planetary and Space Science*, 105 :80–93. (Cité en page 41.)
- Mills, F. P. and Allen, M. (2007). A review of selected issues concerning the chemistry in Venus’ middle atmosphere. *Planetary and Space Science*, 55 :1729–1740. (Cité en page 35.)

- Moeng, C., Dudhia, J., Klemp, J., and Sullivan, P. (2007). Examining Two-Way Grid Nesting for Large Eddy Simulation of the PBL Using the WRF Model. *Monthly Weather Review*, 135(6) :2295–2311. (Cité en pages 50, 60, 80 et 100.)
- Moroz, V. I., Ekonomov, A. P., Moshkin, B. E., Revercomb, H. E., Sromovsky, L. A., Schofield, J. T., Sp nkuch, D., Taylor, F. W., and Tomasko, M. G. (1985). Solar and thermal radiation in the Venus atmosphere. *Advances in Space Research*, 5 :197–232. (Cité en page 12.)
- Mueller, N. T., Helbert, J., Erard, S., Piccioni, G., and Drossart, P. (2012). Rotation period of Venus estimated from Venus Express VIRTIS images and Magellan altimetry. *Icarus*, 217 :474–483. (Cité en page 34.)
- Murray, B. C., Belton, M. J. S., Danielson, G. E., Davies, M. E., Gault, D., Hapke, B., O’Leary, B., Strom, R. G., Suomi, V., and Trask, N. (1974). Venus : Atmospheric Motion and Structure from Mariner 10 Pictures. *Science*, 183 :1307–1315. (Cité en page 22.)
- Nakamura, M., Imamura, T., Ishii, N., Abe, T., Satoh, T., Suzuki, M., Ueno, M., Yamazaki, A., Iwagami, N., Watanabe, S., Taguchi, M., Fukuhara, T., Takahashi, Y., Yamada, M., Hoshino, N., Ohtsuki, S., Uemizu, K., Hashimoto, G. L., Takagi, M., Matsuda, Y., Ogohara, K., Sato, N., Kasaba, Y., Kouyama, T., Hirata, N., Nakamura, R., Yamamoto, Y., Okada, N., Horinouchi, T., Yamamoto, M., and Hayashi, Y. (2011). Overview of Venus orbiter, Akatsuki. *Earth, Planets, and Space*, 63 :443–457. (Cité en pages 4, 9, 10 et 11.)
- Nastrom, G. D., Fritts, D. C., and Gage, K. S. (1987). An Investigation of Terrain Effects on the Mesoscale Spectrum of Atmospheric Motions. *Journal of Atmospheric Sciences*, 44 :3087–3096. (Cité en page 23.)
- Navarro, T., Schubert, G., and Lebonnois, S. (2018). Atmospheric mountain wave generation on Venus and its influence on the solid planet’s rotation rate. *Nature Geoscience*, pages 1752–0908. (Cité en pages 46, 103, 107, 112 et 114.)
- Newman, M. and Leovy, C. (1992). Maintenance of strong rotational winds in Venus’ middle atmosphere by thermal tides. *Science*, 257 :647–650. (Cité en page 14.)
- Ohfuchi, W., Nakamura, H., Yoshioka, M. K., Enomoto, K., Takaya, K., Peng, X., Yamane, S., Nishimura, T., Kurihara, Y., and Ninomiya, K. (2004). 10-km Mesh Meso-scale Resolving Simulations of the Global Atmosphere on the Earth Simulator   Preliminary Outcomes of AFES (AGCM for the Earth Simulator). *Journal of the Earth Simulator*, 1 :8–34. (Cité en page 41.)
- Parkinson, C. D., Gao, P., Esposito, L., Yung, Y., Bougher, S., and Hirtzig, M. (2015). Photochemical control of the distribution of Venusian water. *Planetary and Space Science*, 113 :226–236. (Cité en page 35.)
- Peralta, J., Hueso, R., Sánchez-Lavega, A., Lee, Y. J., Muñoz, A. G., Kouyama, T., Sagawa, H., Sato, T. M., Piccioni, G., Tellmann, S., Imamura, T., and Satoh, T. (2017). Stationary waves and slowly moving features in the night upper clouds of Venus. *Nature Astronomy*, page 0187. (Cité en page 29.)
- Peralta, J., Hueso, R., Sánchez-Lavega, A., Piccioni, G., Lanciano, O., and Drossart, P. (2008). Characterization of mesoscale gravity waves in the upper and lower clouds of Venus from VEX-VIRTIS images. *J. of Geophys. Res. (Planets)*, 113 :E00B18. (Cité en pages 27, 59, 69 et 79.)



- Peralta, J., Imamura, T., Read, P. L., Luz, D., Piccialli, A., and López-Valverde, M. A. (2014). Analytical Solution for Waves in Planets with Atmospheric Superrotation. I. Acoustic and Inertia-Gravity Waves. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 213 :17. (Cité en page 25.)
- Peralta, J., Sánchez-Lavega, A., López-Valverde, M. A., Luz, D., and Machado, P. (2015). Venus's major cloud feature as an equatorially trapped wave distorted by the wind. *Geophysical Research Letters*, 42 :705–711. (Cité en page 16.)
- Pérez-Hoyos, S., Sánchez-Lavega, A., García-Muñoz, A., Irwin, P. G. J., Peralta, J., Holsclaw, G., McClintock, W. M., and Sanz-Requena, J. F. (2018). Venus Upper Clouds and the UV Absorber From MESSENGER/MASCS Observations. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 123 :145–162. (Cité en page 33.)
- Person, M. J., Elliot, J. L., Gulbis, A. A. S., Zuluaga, C. A., Babcock, B. A., McKay, A. J., Pasachoff, J. M., Souza, S. P., Hubbard, W. B., Kulesa, C. A., McCarthy, D. W., Benecchi, S. D., Levine, S. E., Bosh, A. S., Ryan, E. V., Ryan, W. H., Meyer, A., Wolf, J., and Hill, J. (2008). Waves in Pluto's Upper Atmosphere. *The Astronomical Journal*, 136 :1510–1518. (Cité en page 23.)
- Pettengill, G. H., Eliason, E., Ford, P. G., Lorient, G. B., Masursky, H., and McGill, G. E. (1980). Pioneer Venus radar results - Altimetry and surface properties. *Journal of Geophysical Research*, 85 :8261–8270. (Cité en pages 29, 53 et 54.)
- Piani, C., Durran, D., Alexander, M. J., and Holton, J. R. (2000). A Numerical Study of Three-Dimensional Gravity Waves Triggered by Deep Tropical Convection and Their Role in the Dynamics of the QBO. *Journal of Atmospheric Sciences*, 57 :3689–3702. (Cité en page 27.)
- Piccialli, A., Titov, D. V., Sánchez-Lavega, A., Peralta, J., Shalygina, O., Markiewicz, W. J., and Svedhem, H. (2014). High latitude gravity waves at the Venus cloud tops as observed by the Venus Monitoring Camera on board Venus Express. *Icarus*, 227 :94–111. (Cité en pages 27, 28, 51, 52, 58, 59, 68, 69, 72, 76, 78, 79, 86, 92, 93 et 131.)
- Piccioni, G., Drossart, P., Sanchez-Lavega, A., Hueso, R., Taylor, F. W., Wilson, C. F., Grassi, D., Zasova, L., Moriconi, M., Adriani, A., Lebonnois, S., Coradini, A., Bézard, B., Angrilli, F., Arnold, G., Baines, K. H., Bellucci, G., Benkhoff, J., Bibring, J. P., Blanco, A., Blecka, M. I., Carlson, R. W., di Lellis, A., Encrenaz, T., Erard, S., Fonti, S., Formisano, V., Fouchet, T., Garcia, R., Haus, R., Helbert, J., Ignatiev, N. I., Irwin, P. G. J., Langevin, Y., Lopez-Valverde, M. A., Luz, D., Marinangeli, L., Orofino, V., Rodin, A. V., Roos-Serote, M. C., Saggin, B., Stam, D. M., Titov, D., Visconti, G., Zambelli, M., Ammannito, E., Barbis, A., Berlin, R., Bettanini, C., Boccaccini, A., Bonnelo, G., Bouye, M., Capaccioni, F., Cardesin Moinelo, A., Carraro, F., Cherubini, G., Cosi, M., Dami, M., de Nino, M., Del Vento, D., di Giampietro, M., Donati, A., Dupuis, O., Espinasse, S., Fabbri, A., Fave, A., Veltroni, I. F., Filacchione, G., Garceran, K., Ghomchi, Y., Giustini, M., Gondet, B., Hello, Y., Henry, F., Hofer, S., Huntzinger, G., Kachlicki, J., Knoll, R., Driss, K., Mazzoni, A., Melchiorri, R., Mondello, G., Monti, F., Neumann, C., Nuccilli, F., Parisot, J., Pasqui, C., Perferi, S., Peter, G., Piacentino, A., Pompei, C., Reess, J.-M., Rivet, J.-P., Romano, A., Russ, N., Santoni, M., Scarpelli, A., Semery, A., Soufflot, A., Stefanovitch, D., Suetta, E., Tarchi, F., Tonetti, N., Tosi, F., and Ulmer, B. (2007). South-polar features on Venus similar to those near the north pole. *Nature*, 450 :637–640. (Cité en page 16.)
- Pollack, J. B., Toon, O. B., and Boese, R. (1980). Greenhouse models of Venus' high surface temperature, as constrained by Pioneer Venus measurements. *Journal of Geophysical Research*, 85 :8223–8231. (Cité en page 20.)

- Preusse, P., Eckermann, S. D., Ern, M., Oberheide, J., Picard, R. H., Roble, R. G., Riese, M., Russell, J. M., and Mlynczak, M. G. (2009). Global ray tracing simulations of the SABER gravity wave climatology. *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, 114 :D08126. (Cité en page 23.)
- Pulido, M., Rodas, C., Dechat, D., and Lucini, M. M. (2013). High gravity-wave activity observed in Patagonia, Southern America : generation by a cyclone passage over the Andes mountain range. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 139 :451–466. (Cité en page 25.)
- Queney, P. (1947). Theory of perturbation in stratified currents with applications to airflow over mountain barriers. *Misc. Rep.*, 23. (Cité en page 25.)
- Radigan, J., Lafrenière, D., Jayawardhana, R., and Artigau, E. (2014). Strong Brightness Variations Signal Cloudy-to-clear Transition of Brown Dwarfs. *The Astrophysical Journal*, 793 :75. (Cité en page 120.)
- Rafkin, S. C. R. and Barth, E. L. (2015). Environmental control of deep convective clouds on Titan : The combined effect of CAPE and wind shear on storm dynamics, morphology, and lifetime. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 120 :739–759. (Cité en page 136.)
- Rodriguez, S., Garcia, A., Lucas, A., Appéré, T., Le Gall, A., Reffet, E., Le Corre, L., Le Mouélic, S., Cornet, T., Courrech du Pont, S., Narteau, C., Bourgeois, O., Radebaugh, J., Arnold, K., Barnes, J. W., Stephan, K., Jaumann, R., Sotin, C., Brown, R. H., Lorenz, R. D., and Turtle, E. P. (2014). Global mapping and characterization of Titan's dune fields with Cassini : Correlation between RADAR and VIMS observations. *Icarus*, 230 :168–179. (Cité en page 135.)
- Ross, F. E. (1928). Photographs of Venus. *Astrophysical Journal*, 68 :57. (Cité en page 2.)
- Rossi, L. (2015). *Ãtude des nuages de VÃ©nus par polarimÃ©trie avec les donnÃ©es de lâinstrument SPICAV-IR Ã bord de Venus Express*. PhD thesis. ThÃ©se de doctorat dirigÃ©e par Montmessin, Franck et Marcq, Emmanuel Astronomie et Astrophysique Versailles-St Quentin en Yvelines 2015. (Cité en page 32.)
- Rossi, L., Marcq, E., Montmessin, F., Fedorova, A., Stam, D., Bertaux, J.-L., and Korablev, O. (2015). Preliminary study of Venus cloud layers with polarimetric data from SPICAV/VEx. *Planetary and Space Science*, 113 :159–168. (Cité en page 31.)
- Rossi, L. and Stam, D. M. (2018). Circular polarization signals of cloudy (exo)planets. *ArXiv e-prints*. (Cité en page 119.)
- Rossow, W. B., del Genio, A. D., and Eichler, T. (1990). Cloud-tracked winds from Pioneer Venus OCPP images. *Journal of Atmospheric Sciences*, 47 :2053–2084. (Cité en pages 14 et 15.)
- Rossow, W. B., del Genio, A. D., Limaye, S. S., and Travis, L. D. (1980). Cloud morphology and motions from Pioneer Venus images. *Journal of Geophysical Research*, 85 :8107–8128. (Cité en pages 16, 22, 58, 79 et 94.)
- Rossow, W. B. and Williams, G. P. (1979). Large-scale motion in the Venus stratosphere. *Journal of Atmospheric Sciences*, 36 :377–389. (Cité en page 14.)
- Sadourny, R. and Laval, K. (1984). January and July performance of the LMD General Circulation Model. In Berger, A. and Nicolis, C., E., editors, *New perspectives in Climate Modeling*. (Cité en page 44.)

- Sagdeev, R. Z., Linkin, V. M., Kerzhanovich, V. V., Lipatov, A. N., Shurupov, A. A., Blamont, J. E., Crisp, D., Ingersoll, A. P., Elson, L. S., Preston, R. A., Hildebrand, C. E., Ragent, B., Seiff, A., Young, R. E., Petit, G., Boloh, L., Alexandrov, Y. N., Armand, N. A., Bakitko, R. V., and Selivanov, A. S. (1986a). Overview of VEGA Venus balloon in situ meteorological measurements. *Science*, 231 :1411–1414. (Cité en pages 20, 27 et 58.)
- Sagdeev, R. Z., Linkin, V. M., Lipatov, A. N., Pichkadze, K. M., Shurupov, A. A., Terterashvili, A. V., Bakitko, R. V., Blamont, J. E., Malique, C., Ragent, B., Preston, R. A., Elson, L. S., and Crisp, D. (1986b). The VEGA Venus Balloon Experiment. *Science*, 231 :1408. (Cité en page 4.)
- Sagdeyev, R. Z., Kerzhanovitch, V. V., Kogan, L. R., Kostenko, V. I., Linkin, V. M., Matveyenko, L. I., Nazirov, R. R., Pogrebenko, S. V., Struckov, I. A., Preston, R. A., Purcel, J., Hildebrand, C. E., Grishmanovskiy, V. A., Kozlov, A. N., Molotov, E. P., Blamont, J. E., Boloh, L., Laurans, G., Kaufmann, P., Galt, J., Biraud, F., Boisshot, A., Ortega-Molina, A., Rosolen, C., Petit, G., Mezger, P. G., Schwartz, R., Ronnang, B. O., Spencer, R. E., Nicolson, G., Rogers, A. E. E., Cohen, M. H., Martirosyan, R. M., Moiseyev, I. G., and Jatskiv, J. S. (1992). Differential VLBI Measurements of the Venus Atmosphere Dynamics by Balloons - VEGA Project. *Astronomy and Astrophysics*, 254 :387. (Cité en page 76.)
- Sánchez-Lavega, A. (2010). pages 484–564. (Cité en pages 13, 17 et 19.)
- Sánchez-Lavega, A., del Río-Gaztelurrutia, T., Hueso, R., Gómez-Forrellad, J. M., Sanz-Requena, J. F., Legarreta, J., García-Melendo, E., Colas, F., Lecacheux, J., Fletcher, L. N., Barrado y Navascués, D., Parker, D., International Outer Planet Watch Team, Akutsu, T., Barry, T., Beltran, J., Buda, S., Combs, B., Carvalho, F., Casquinha, P., Delcroix, M., Ghomizadeh, S., Go, C., Hotershall, J., Ikemura, T., Jolly, G., Kazemoto, A., Kumamori, T., Lecompte, M., Maxson, P., Melillo, F. J., Milika, D. P., Morales, E., Peach, D., Phillips, J., Poupeau, J. J., Sussenbach, J., Walker, G., Walker, S., Tranter, T., Wesley, A., Wilson, T., and Yunoki, K. (2011). Deep winds beneath Saturn's upper clouds from a seasonal long-lived planetary-scale storm. *Nature*, 475 :71–74. (Cité en page 135.)
- Sánchez-Lavega, A., Hueso, R., Piccioni, G., Drossart, P., Peralta, J., Pérez-Hoyos, S., Wilson, C. F., Taylor, F. W., Baines, K. H., Luz, D., Erard, S., and Lebonnois, S. (2008). Variable winds on Venus mapped in three dimensions. *Geophysical Research Letters*, 35 :L13204. (Cité en pages 13 et 69.)
- Sánchez-Lavega, A., Lebonnois, S., Imamura, T., Read, P., and Luz, D. (2017). The Atmospheric Dynamics of Venus. *Space Science Review*, 212 :1541–1616. (Cité en pages 14 et 96.)
- Sandor, B. J., Todd Clancy, R., Moriarty-Schieven, G., and Mills, F. P. (2010). Sulfur chemistry in the Venus mesosphere from SO<sub>2</sub> and SO microwave spectra. *Icarus*, 208 :49–60. (Cité en page 34.)
- Sato, K. (1992). Vertical wind disturbances in the afternoon of mid-summer revealed by the MU radar. *Geophysical Research Letters*, 19 :1943–1946. (Cité en page 26.)
- Satoh, T., Sato, T. M., Nakamura, M., Kasaba, Y., Ueno, M., Suzuki, M., Hashimoto, G. L., Horinouchi, T., Imamura, T., Yamazaki, A., Enomoto, T., Sakurai, Y., Takami, K., Sawai, K., Nakakushi, T., Abe, T., Ishii, N., Hirose, C., Hirata, N., Yamada, M., Murakami, S.-y., Yamamoto, Y., Fukuhara, T., Ogohara, K., Ando, H., Sugiyama, K.-i., Kashimura, H., and Ohtsuki, S. (2017). Performance of Akatsuki/IR2 in Venus orbit : the first year. *Earth, Planets, and Space*, 69 :154. (Cité en page 27.)

- Schaber, G. G., Strom, R. G., Moore, H. J., Soderblom, L. A., Kirk, R. L., Chadwick, D. J., Dawson, D. D., Gaddis, L. R., Boyce, J. M., and Russell, J. (1992). Geology and distribution of impact craters on Venus - What are they telling us? *Journal of Geophysical Research*, 97 :13. (Cité en page 30.)
- Schiaparelli, G.-V. (1890). La Planète Vénus. *L'Astronomie*, 9 :411–423. (Cité en page 2.)
- Schofield, J. T. and Taylor, F. W. (1983). Measurements of the mean, solar-fixed temperature and cloud structure of the middle atmosphere of Venus. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 109 :57–80. (Cité en page 15.)
- Schubert, G., Covey, C., del Genio, A., Elson, L. S., Keating, G., Seiff, A., Young, R. E., Apt, J., Counselman, C. C., Kliore, A. J., Limaye, S. S., Revercomb, H. E., Stromovsky, L. A., Suomi, V. E., Taylor, F., Woo, R., and von Zahn, U. (1980). Structure and circulation of the Venus atmosphere. *Journal of Geophysical Research*, 85 :8007–8025. (Cité en page 94.)
- Schubert, G. and Walterscheid, R. L. (1984). Propagation of small-scale acoustic-gravity waves in the Venus atmosphere. *Journal of Atmospheric Sciences*, 41 :1202–1213. (Cité en pages 42 et 59.)
- Scorer, R. S. (1949). Theory of waves in the lee of mountains. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 75 :41–56. (Cité en page 26.)
- Seiff, A., Kirk, D. B., Young, R. E., Blanchard, R. C., Findlay, J. T., Kelly, G. M., and Sommer, S. C. (1980). Measurements of thermal structure and thermal contrasts in the atmosphere of Venus and related dynamical observations - Results from the four Pioneer Venus probes. *Journal of Geophysical Research*, 85 :7903–7933. (Cité en pages 16, 23, 58, 78 et 79.)
- Seiff, A., Schofield, J. T., Kliore, A. J., Taylor, F. W., and Limaye, S. S. (1985). Models of the structure of the atmosphere of Venus from the surface to 100 kilometers altitude. *Advances in Space Research*, 5 :3–58. (Cité en page 46.)
- Selsis, F., Kasting, J. F., Levrard, B., Paillet, J., Ribas, I., and Delfosse, X. (2007). Habitable planets around the star Gliese 581 ? *Astronomy and Astrophysics*, 476 :1373–1387. (Cité en page 123.)
- Shalygin, E. V., Markiewicz, W. J., Basilevsky, A. T., Titov, D. V., Ignatiev, N. I., and Head, J. W. (2015). Active volcanism on Venus in the Ganiki Chasma rift zone. *Geophysical Research Letters*, 42 :4762–4769. (Cité en page 134.)
- Showman, A. P., Cho, J. Y.-K., and Menou, K. (2010). *Atmospheric Circulation of Exoplanets*, pages 471–516. (Cité en page 134.)
- Skamarock, W. C. and Klemp, J. B. (2008). A time-split nonhydrostatic atmospheric model for weather research and forecasting applications. *Journal of Computational Physics*, 227 :3465–3485. (Cité en pages 48, 55, 60 et 80.)
- Skamarock, W. C., Klemp, J. B., Dudhia, J., Gill, D. O., Barker, D. M., Duda, M. G., Huang, X., Wang, W., and Powers, J. G. (2008). A Description of the Advanced Research WRF Version 3. In *NCAR Technical note*, page 459. (Cité en pages 47 et 49.)
- Smith, R. B. (1979). The Influence of Mountains on the Atmosphere. *Advances in Geophysics*, 21 :87–230. (Cité en pages 25 et 107.)

- Smrekar, S. E., Elkins-Tanton, L., Leitner, J. J., Lenardic, A., Mackwell, S., Moresi, L., Sotin, C., and Stofan, E. R. (2007). Tectonic and thermal evolution of Venus and the role of volatiles : Implications for understanding the terrestrial planets. *Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series*, 176 :45–71. (Cité en page 31.)
- Smrekar, S. E., Stofan, E. R., Mueller, N., Treiman, A., Elkins-Tanton, L., Helbert, J., Piccioni, G., and Drossart, P. (2010). Recent Hotspot Volcanism on Venus from VIRTIS Emissivity Data. *Science*, 328 :605. (Cité en page 31.)
- Spake, J. J., Sing, D. K., Evans, T. M., Oklopčić, A., Bourrier, V., Kreidberg, L., Rackham, B. V., Irwin, J., Ehrenreich, D., Wyttenbach, A., Wakeford, H. R., Zhou, Y., Chubb, K. L., Nikolov, N., Goyal, J. M., Henry, G. W., Williamson, M. H., Blumenthal, S., Anderson, D. R., Hellier, C., Charbonneau, D., Udry, S., and Madhusudhan, N. (2018). Helium in the eroding atmosphere of an exoplanet. *ArXiv e-prints*. (Cité en page 119.)
- Spiga, A., Barth, E., Gu, Z., Hoffmann, F., Ito, J., Jemmett-Smith, B., Klose, M., Nishizawa, S., Raasch, S., Rafkin, S., Takemi, T., Tyler, D., and Wei, W. (2016). Large-Eddy Simulations of Dust Devils and Convective Vortices. *Space Science Reviews*, 203 :245–275. (Cité en page 81.)
- Spiga, A. and Forget, F. (2009). A new model to simulate the Martian mesoscale and microscale atmospheric circulation : Validation and first results. *J. of Geophys. Res. (Planets)*, 114 :E02009. (Cité en pages 50, 52, 53 et 76.)
- Spiga, A., Forget, F., Lewis, S. R., and Hinson, D. P. (2010). Structure and dynamics of the convective boundary layer on mars as inferred from large-eddy simulations and remote-sensing measurements. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 136 :414–428. (Cité en pages 50, 60, 80, 81 et 99.)
- Spiga, A., Hinson, D. P., Madeleine, J.-B., Navarro, T., Millour, E., Forget, F., and Montmessin, F. (2017). Snow precipitation on Mars driven by cloud-induced night-time convection. *Nature Geoscience*, 10 :652–657. (Cité en page 50.)
- Stern, S. A., Bagenal, F., Ennico, K., Gladstone, G. R., Grundy, W. M., McKinnon, W. B., Moore, J. M., Olkin, C. B., Spencer, J. R., Weaver, H. A., Young, L. A., Andert, T., Andrews, J., Banks, M., Bauer, B., Bauman, J., Barnouin, O. S., Bedini, P., Beisser, K., Beyer, R. A., Bhaskaran, S., Binzel, R. P., Birath, E., Bird, M., Bogan, D. J., Bowman, A., Bray, V. J., Brozovic, M., Bryan, C., Buckley, M. R., Buie, M. W., Buratti, B. J., Bushman, S. S., Calloway, A., Carcich, B., Cheng, A. F., Conard, S., Conrad, C. A., Cook, J. C., Cruikshank, D. P., Custodio, O. S., Dalle Ore, C. M., Deboy, C., Dischner, Z. J. B., Dumont, P., Earle, A. M., Elliott, H. A., Ercol, J., Ernst, C. M., Finley, T., Flanigan, S. H., Fountain, G., Freeze, M. J., Greathouse, T., Green, J. L., Guo, Y., Hahn, M., Hamilton, D. P., Hamilton, S. A., Hanley, J., Harch, A., Hart, H. M., Hersman, C. B., Hill, A., Hill, M. E., Hinson, D. P., Holdridge, M. E., Horanyi, M., Howard, A. D., Howett, C. J. A., Jackman, C., Jacobson, R. A., Jennings, D. E., Kammer, J. A., Kang, H. K., Kaufmann, D. E., Kollmann, P., Krimigis, S. M., Kusnierkiewicz, D., Lauer, T. R., Lee, J. E., Lindstrom, K. L., Linscott, I. R., Lisse, C. M., Lunsford, A. W., Mallder, V. A., Martin, N., McComas, D. J., McNutt, R. L., Mehoke, D., Mehoke, T., Melin, E. D., Mutchler, M., Nelson, D., Nimmo, F., Nunez, J. I., Ocampo, A., Owen, W. M., Paetzold, M., Page, B., Parker, A. H., Parker, J. W., Pelletier, F., Peterson, J., Pinkine, N., Piquette, M., Porter, S. B., Protopapa, S., Redfern, J., Reitsema, H. J., Reuter, D. C., Roberts, J. H., Robbins, S. J., Rogers, G., Rose, D., Runyon, K., Retherford, K. D., Ryschkewitsch, M. G., Schenk, P., Schindhelm, E., Sepan, B., Showalter, M. R., Singer, K. N., Soluri, M., Stanbridge, D., Steffl,

- A. J., Strobel, D. F., Stryk, T., Summers, M. E., Szalay, J. R., Tapley, M., Taylor, A., Taylor, H., Throop, H. B., Tsang, C. C. C., Tyler, G. L., Umurhan, O. M., Verbiscer, A. J., Versteeg, M. H., Vincent, M., Webbert, R., Weidner, S., Weigle, G. E., White, O. L., Whittenburg, K., Williams, B. G., Williams, K., Williams, S., Woods, W. W., Zangari, A. M., and Zirnstein, E. (2015). The Pluto system : Initial results from its exploration by New Horizons. *Science*, 350 :aad1815. (Cité en page 135.)
- Stolzenbach, A. (2016). *Ãtude de la photochimie de VÃ©nus Ã l'aide d'un modÃ©le de circulation gÃ©nÃ©rale*. PhD thesis. ThÃ©se de doctorat dirigÃ©e par Lefeuvre, Franck Sciences PlanÃ©taires Paris 6 2016. (Cité en page 132.)
- Sugimoto, N., Takagi, M., and Matsuda, Y. (2014a). Baroclinic instability in the Venus atmosphere simulated by GCM. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 119 :1950–1968. (Cité en page 41.)
- Sugimoto, N., Takagi, M., and Matsuda, Y. (2014b). Waves in a Venus general circulation model. *Geophysical Research Letters*, 41 :7461–7467. (Cité en page 41.)
- Sugiyama, K., Nakajima, K., Odaka, M., Kuramoto, K., and Hayashi, Y.-Y. (2014). Numerical simulations of Jupiter moist convection layer : Structure and dynamics in statistically steady states. *Icarus*, 229 :71–91. (Cité en page 135.)
- Sullivan, P. P. and Patton, E. G. (2011). The Effect of Mesh Resolution on Convective Boundary Layer Statistics and Structures Generated by Large-Eddy Simulation. *Journal of Atmospheric Sciences*, 68 :2395–2415. (Cité en pages 50, 60 et 80.)
- Svedhem, H., Titov, D., Taylor, F., and Witasse, O. (2009). Venus Express mission. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 114 :E00B33. (Cité en pages 4 et 7.)
- Svedhem, H., Titov, D. V., McCoy, D., Lebreton, J.-P., Barabash, S., Bertaux, J.-L., Drossart, P., Formisano, V., Häusler, B., Korabely, O., Markiewicz, W. J., Nevejans, D., Pätzold, M., Piccioni, G., Zhang, T. L., Taylor, F. W., Lellouch, E., Koschny, D., Witasse, O., Eggel, H., Warhaut, M., Accomazzo, A., Rodriguez-Canabal, J., Fabrega, J., Schirmann, T., Clochet, A., and Coradini, M. (2007). Venus Express - The first European mission to Venus. *Planetary and Space Science*, 55 :1636–1652. (Cité en pages 8 et 58.)
- Swain, M. R., Vasisht, G., and Tinetti, G. (2008). The presence of methane in the atmosphere of an extrasolar planet. *Nature*, 452 :329–331. (Cité en page 119.)
- Swain, M. R., Vasisht, G., Tinetti, G., Bouwman, J., Chen, P., Yung, Y., Deming, D., and Deroo, P. (2009). Molecular Signatures in the Near-Infrared Dayside Spectrum of HD 189733b. *The Astrophysical Journal Letters*, 690 :L114–L117. (Cité en page 119.)
- Takagi, M. and Matsuda, Y. (2007). Effects of thermal tides on the Venus atmospheric superrotation. *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, 112 :D09112. (Cité en page 14.)
- Takagi, M., Sugimoto, N., Ando, H., and Matsuda, Y. (2018). Three-Dimensional Structures of Thermal Tides Simulated by a Venus GCM. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 123 :335–352. (Cité en page 41.)
- Talbot, C., Bou-Zeid, E., and Smith, J. (2012). Nested Mesoscale Large-Eddy Simulations with WRF : Performance in Real Test Cases. *Journal of Hydrometeorology*, 13 :1421–1441. (Cité en page 101.)

- Tan, X. and Showman, A. P. (2017). Effects of Latent Heating on Atmospheres of Brown Dwarfs and Directly Imaged Planets. *The Astrophysical Journal*, 835 :186. (Cité en page 120.)
- Taylor, F. W., McCleese, D. J., and Diner, D. J. (1979). Polar clearing in the Venus clouds observed from the Pioneer Orbiter. *Nature*, 279 :613. (Cité en page 16.)
- Tellmann, S., Haeusler, B., Paetzold, M., Bird, M. K., Tyler, G. L., Andert, T., and Remus, S. (2009). The Structure of the Venus Neutral Atmosphere as seen by the Radio Science Experiment VeRa on Venus Express. *J. of Geophys. Res. (Planets)*, 114 :E00B36. (Cité en pages 20, 21, 44, 58, 59, 63, 69, 72, 78, 79, 84, 87, 94 et 131.)
- Tellmann, S., Häusler, B., Hinson, D. P., Tyler, G. L., Andert, T. P., Bird, M. K., Imamura, T., Pätzold, M., and Remus, S. (2012). Small-scale temperature fluctuations seen by the VeRa Radio Science Experiment on Venus Express. *Icarus*, 221 :471–480. (Cité en pages 27, 42, 44, 58, 59, 65, 66, 68, 69, 78, 79, 85, 86, 87, 92 et 131.)
- Thompson, G., Tewari, M., Ikeda, K., Tessendorf, S., Weeks, C., Otkin, J., and Kong, F. (2016). Explicitly-coupled cloud physics and radiation parameterizations and subsequent evaluation in WRF high-resolution convective forecasts. *Atmospheric Research*, 168 :92–104. (Cité en page 50.)
- Timofeeva, T. S., Iakovlev, O. I., and Efimov, A. I. (1978). Radio-wave fluctuations and turbulence in the nightside atmosphere of Venus from radio-occultation data obtained with the Venera 9 satellite. *Kosmicheskie Issledovaniia*, 16 :285–293. (Cité en page 27.)
- Titov, D. V., Bullock, M. A., Crisp, D., Renno, N. O., Taylor, F. W., and Zasova, L. V. (2007). Radiation in the atmosphere of Venus. *Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series*, 176 :121–138. (Cité en page 12.)
- Titov, D. V., Markiewicz, W. J., Ignatiev, N. I., Song, L., Limaye, S. S., Sánchez-Lavega, A., Hesse, J., Almeida, M., Roatsch, T., Matz, K.-D., Scholten, F., Crisp, D., Esposito, L. W., Hviid, S. F., Jaumann, R., Keller, H. U., and Moissl, R. (2012). Morphology of the cloud tops as observed by the Venus Express Monitoring Camera. *Icarus*, 217 :682–701. (Cité en pages 22, 59, 76, 79, 94 et 131.)
- Titov, D. V., Taylor, F. W., Svedhem, H., Ignatiev, N. I., Markiewicz, W. J., Piccioni, G., and Drossart, P. (2008). Atmospheric structure and dynamics as the cause of ultraviolet markings in the clouds of Venus. *Nature*, 456 :620–623. (Cité en pages 22 et 32.)
- Toigo, A., Gierasch, P. J., and Smith, M. D. (1994). High resolution cloud feature tracking on Venus by Galileo. *Icarus*, 109 :318–336. (Cité en page 22.)
- Toigo, A. D., Gierasch, P. J., Sicardy, B., and Lellouch, E. (2010). Thermal tides on Pluto. *Icarus*, 208 :402–411. (Cité en page 135.)
- Toigo, A. D., Waugh, D. W., and Guzewich, S. D. (2017). What causes Mars' annular polar vortices? *Geophysical Research Letters*, 44 :71–78. (Cité en page 15.)
- Tomasko, M. G., Smith, P. H., Suomi, V. E., Sromovsky, L. A., Revercomb, H. E., Taylor, F. W., Martonchik, D. J., Seiff, A., Boese, R., Pollack, J. B., Ingersoll, A. P., Schubert, G., and Covey, C. C. (1980). The thermal balance of Venus in light of the Pioneer Venus mission. 85 :8187–8199. (Cité en page 12.)

- Toon, O. B., Turco, R. P., and Pollack, J. B. (1982). The ultraviolet absorber on Venus - Amorphous sulfur. *Icarus*, 51 :358–373. (Cité en page 33.)
- Torrence, C. and Compo, G. P. (1998). A practical guide to wavelet analysis. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 79 :61–78. (Cité en pages 67 et 85.)
- Turbet, M., Bolmont, E., Leconte, J., Forget, F., Selsis, F., Tobie, G., Caldas, A., Naar, J., and Gillon, M. (2018). Modeling climate diversity, tidal dynamics and the fate of volatiles on TRAPPIST-1 planets. *Astronomy and Astrophysics*, 612 :A86. (Cité en page 124.)
- Turbet, M., Forget, F., Head, J. W., and Wordsworth, R. (2017). 3D modelling of the climatic impact of outflow channel formation events on early Mars. *Icarus*, 288 :10–36. (Cité en page 135.)
- Turbet, M., Leconte, J., Selsis, F., Bolmont, E., Forget, F., Ribas, I., Raymond, S. N., and Anglada-Escudé, G. (2016). The habitability of Proxima Centauri b. II. Possible climates and observability. *Astronomy and Astrophysics*, 596 :A112. (Cité en pages 124, 125, 126 et 128.)
- Turbo-King, M., Tang, B. R., Habeertable, Z., Chouffe, M. C., Exquisit, B., and Keg-beer, L. (2017). A revolution is brewing : observations of TRAPPIST-1 exoplanetary system fosters a new biomarker. *ArXiv e-prints*. (Cité en page 134.)
- Turtle, E. P., Perry, J. E., McEwen, A. S., Del Genio, A. D., Barbara, J., West, R. A., Dawson, D. D., and Porco, C. C. (2009). Cassini imaging of Titan’s high-latitude lakes, clouds, and south-polar surface changes. *Geophysical Research Letters*, 36 :L02204. (Cité en page 135.)
- Ullrich, P. A., Jablonowski, C., Kent, J., Lauritzen, P. H., Nair, R., Reed, K. A., Zarzycki, C. M., Hall, D. M., Dazlich, D., Heikes, R., Konor, C., Randall, D., Dubos, T., Meurdesoif, Y., Chen, X., Harris, L., Kühnlein, C., Lee, V., Qaddouri, A., Girard, C., Giorgetta, M., Reinert, D., Klemp, J., Park, S.-H., Skamarock, W., Miura, H., Ohno, T., Yoshida, R., Walko, R., Reinecke, A., and Viner, K. (2017). *Geoscientific Model Development*, 10 :4477–4509. (Cité en page 40.)
- VanZandt, T. E. and Fritts, D. C. (1989). A theory of enhanced saturation of the gravity wave spectrum due to increases in atmospheric stability. *Pure and Applied Geophysics*, 130(2) :399–420. (Cité en page 67.)
- Vinatier, S., Bézard, B., Lebonnois, S., Teanby, N. A., Achterberg, R. K., Gorius, N., Mamoutkine, A., Guandique, E., Jolly, A., Jennings, D. E., and Flasar, F. M. (2015). Seasonal variations in Titan’s middle atmosphere during the northern spring derived from Cassini/CIRS observations. *Icarus*, 250 :95–115. (Cité en page 135.)
- Vincent, R. A. and Reid, I. M. (1983). HF Doppler measurements of mesospheric gravity wave momentum fluxes. *Journal of Atmospheric Sciences*, 40 :1321–1333. (Cité en page 23.)
- von Zahn, U. and Moroz, V. I. (1985). Composition of the Venus atmosphere below 100 KM altitude. *Advances in Space Research*, 5 :173–195. (Cité en page 46.)
- Wang, S., Sobel, A. H., and Kuang, Z. (2013). Cloud-resolving simulation of TOGA-COARE using parameterized large-scale dynamics. *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, 118 :6290–6301. (Cité en page 126.)
- Waugh, D. W., Sobel, A. H., and Polvani, L. M. (2017). What Is the Polar Vortex and How Does It Influence Weather ? *Bulletin of the American Meteorological Society*, 98 :37–44. (Cité en page 15.)



- Webster, P. J. and Lukas, R. (1992). TOGA COARE : The Coupled Ocean-Atmosphere Response Experiment. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 73 :1377–1416. (Cité en page 126.)
- Wicker, L. J. and Skamarock, W. C. (2002). Time-Splitting Methods for Elastic Models Using Forward Time Schemes. *Monthly Weather Review*, 130 :2088. (Cité en page 49.)
- Wildt, R. (1940). Note on the Surface Temperature of Venus. *Astrophysical Journal*, 91 :266–268. (Cité en page 3.)
- Wilquet, V., Fedorova, A., Montmessin, F., Drummond, R., Mahieux, A., Vandaele, A. C., Villard, E., Korablev, O., and Bertaux, J.-L. (2009). Preliminary characterization of the upper haze by SPICAV/SOIR solar occultation in UV to mid-IR onboard Venus Express. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 114 :E00B42. (Cité en pages 31 et 32.)
- Wilson, R., Chanin, M. L., and Hauchecorne, A. (1991a). Gravity waves in the middle atmosphere observed by Rayleigh lidar : 1. Case studies. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 96 :5153–5167. (Cité en page 23.)
- Wilson, R., Chanin, M. L., and Hauchecorne, A. (1991b). Gravity waves in the middle atmosphere observed by Rayleigh lidar : 2. Climatology. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 96 :5169–5183. (Cité en page 23.)
- Woo, R., Armstrong, J. W., and Ishimaru, A. (1980). Radio occultation measurements of turbulence in the Venus atmosphere by Pioneer Venus. *Journal of Geophysical Research*, 85 :8031–8038. (Cité en page 22.)
- Wordsworth, R. D., Forget, F., Selsis, F., Millour, E., Charnay, B., and Madeleine, J.-B. (2011). Gliese 581d is the First Discovered Terrestrial-mass Exoplanet in the Habitable Zone. *The Astrophysical Journal Letters*, 733 :L48. (Cité en page 125.)
- Wright, W. H. (1927). Photographs of Venus made by Infra-red and by Violet Light. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 39 :220. (Cité en page 2.)
- Xing, J., Mathur, R., Pleim, J., Hogrefe, C., Gan, C.-M., Wong, D. C., Wei, C., Gilliam, R., and Pouliot, G. (2015). Observations and modeling of air quality trends over 1990-2010 across the Northern Hemisphere : China, the United States and Europe. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 15 :2723–2747. (Cité en page 50.)
- Yamamoto, M. (2003). Gravity waves and convection cells resulting from feedback heating of venus lower clouds. *Journal of the Meteorological Society of Japan. Ser. II*, 81(4) :885–892. (Cité en page 42.)
- Yamamoto, M. (2011). Microscale simulations of Venus convective adjustment and mixing near the surface : Thermal and material transport processes. *Icarus*, 211 :993–1006. (Cité en pages 44, 81 et 99.)
- Yamamoto, M. (2014). Idealized numerical experiments on microscale eddies in the Venusian cloud layer. *Earth, Planets, and Space*, 66 :27. (Cité en pages 44, 51, 58, 60, 79, 85 et 91.)
- Yamamoto, M. (2017). Probability distribution of surface wind speed induced by convective adjustment on Venus. *Icarus*, 284 :314–324. (Cité en pages 44 et 50.)

- Yamamoto, M. and Takahashi, M. (2012). Venusian middle-atmospheric dynamics in the presence of a strong planetary-scale 5.5-day wave. *Icarus*, 217 :702–713. (Cité en page 43.)
- Yamamoto, M. and Tanaka, H. (1997). Formation and Maintenance of the 4-Day Circulation in the Venus Middle Atmosphere. *Journal of Atmospheric Sciences*, 54 :1472–1489. (Cité en page 15.)
- Yang, H., Apai, D., Marley, M. S., Saumon, D., Morley, C. V., Buenzli, E., Artigau, É., Radigan, J., Metchev, S., Burgasser, A. J., Mohanty, S., Lowrance, P. J., Showman, A. P., Karalidi, T., Flateau, D., and Heinze, A. N. (2015). HST Rotational Spectral Mapping of Two L-type Brown Dwarfs : Variability in and out of Water Bands indicates High-altitude Haze Layers. *The Astrophysical Journal Letters*, 798 :L13. (Cité en page 120.)
- Yang, J., Cowan, N. B., and Abbot, D. S. (2013). Stabilizing Cloud Feedback Dramatically Expands the Habitable Zone of Tidally Locked Planets. *The Astrophysical Journal Letters*, 771 :L45. (Cité en page 125.)
- Yeh, K. C. and Liu, C. H. (1985). Evolution of atmospheric spectrum by processes of wave-wave interaction. *Radio Science*, 20 :1279–1294. (Cité en page 25.)
- Young, A. T. (1973). Are the Clouds of Venus Sulfuric Acid ? *Icarus*, 18 :564–582. (Cité en page 31.)
- Young, L. A., Yelle, R. V., Young, R., Seiff, A., and Kirk, D. B. (1997). Gravity waves in Jupiter's thermosphere. *Science*, 276 :108–111. (Cité en page 23.)
- Young, R. E. and Pollack, J. B. (1977). A three-dimensional model of dynamical processes in the Venus atmosphere. *Journal of Atmospheric Sciences*, 34 :1315–1351. (Cité en page 41.)
- Young, R. E., Walterscheid, R. L., Schubert, G., Pfister, L., Houben, H., and Bindschadler, D. L. (1994). Characteristics of Finite Amplitude Stationary Gravity Waves in the Atmosphere of Venus. *Journal of Atmospheric Sciences*, 51 :1857–1875. (Cité en page 27.)
- Young, R. E., Walterscheid, R. L., Schubert, G., Seiff, A., Linkin, V. M., and Lipatov, A. N. (1987). Characteristics of gravity waves generated by surface topography on Venus - Comparison with the VEGA Balloon results. *Journal of Atmospheric Sciences*, 44 :2628–2639. (Cité en pages 27, 42 et 59.)
- Yung, Y. L., Liang, M. C., Jiang, X., Shia, R. L., Lee, C., Bézard, B., and Marcq, E. (2009). Evidence for carbonyl sulfide (OCS) conversion to CO in the lower atmosphere of Venus. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 114 :E00B34. (Cité en page 35.)
- Zasova, L. V., Ignatiev, N., Khatuntsev, I., and Linkin, V. (2007). Structure of the Venus atmosphere. *Plan. and Sp. Sci.*, 55 :1712–1728. (Cité en pages 15, 46, 57, 58, 75 et 99.)
- Zerroukat, M. and Allen, T. (2015). On the monotonic and conservative transport on overset/Yin-Yang grids. *Journal of Computational Physics*, 302 :285–299. (Cité en page 40.)
- Zhang, X., Liang, M. C., Mills, F. P., Belyaev, D. A., and Yung, Y. L. (2012). Sulfur chemistry in the middle atmosphere of Venus. *Icarus*, 217 :714–739. (Cité en page 35.)
- Zhang, X., Liang, M.-C., Montmessin, F., Bertaux, J.-L., Parkinson, C., and Yung, Y. L. (2010). Photolysis of sulphuric acid as the source of sulphur oxides in the mesosphere of Venus. *Nature Geoscience*, 3 :834–837. (Cité en page 35.)

Zhang, X., Tian, F., Wang, Y., Dudhia, J., and Chen, M. (2017). Surface Variability of Short-wavelength Radiation and Temperature on Exoplanets around M Dwarfs. *The Astrophysical Journal Letters*, 837 :L27. (Cité en page 125.)