



**HAL**  
open science

# Implication des couplage intérieur-atmosphère sur la dynamique rotationnelle de Vénus.

Yann Musseau

► **To cite this version:**

Yann Musseau. Implication des couplage intérieur-atmosphère sur la dynamique rotationnelle de Vénus.. Sciences de la Terre. Nantes Université, 2025. Français. ⟨NNT : 2025NANU4032⟩. ⟨tel-05603271⟩

**HAL Id: tel-05603271**

**<https://theses.hal.science/tel-05603271v1>**

Submitted on 27 Apr 2026

**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.



HAL Authorization

# THESE DE DOCTORAT DE

NANTES UNIVERSITE

ECOLE DOCTORALE N° 596

*Matière, Molécules, Matériaux et Géosciences*

Spécialité : Sciences de la Terre et des Planètes

Par

**Yann MUSSEAU**

## **Implication des couplages intérieur-atmosphère sur la dynamique rotationnelle de Vénus**

**Thèse présentée et soutenue à Nantes, le 27 novembre 2025**

**Unité de recherche : Laboratoire de Planétologie et Géosciences, UMR CNRS 6112**

### **Rapporteurs avant soutenance :**

Anne DAVAILLE  
Aymeric SPIGA

Directrice de recherche, Laboratoire FAST, CNRS  
Professeur, Sorbonne Université

### **Composition du Jury :**

Président : Christophe SOTIN

Professeur, Laboratoire de Planétologie et Géosciences, Nantes Université

Examineurs : Henri SAMUEL  
Emeline BOLMONT  
Jeremy LECONTE

Chargé de recherche, IPGP, CNRS  
Professeure associée, Université de Genève  
Chargé de recherche, Laboratoire d'Astrophysique de Bordeaux, CNRS

Dir. de thèse : Gabriel TOBIE  
Co-dir. de thèse : Caroline DUMOULIN

Directeur de recherche, Laboratoire de Planétologie et Géosciences, CNRS  
Maitresse de Conférence, Laboratoire de Planétologie et Géosciences,  
Nantes Université

---

# Remerciements

Je souhaite avant tout remercier mes directeurs de thèse, Gabriel Tobie et Caroline Dumoulin, qui m'ont accompagné et guidé tout au long de ces 9 jours, 21 heures, 1 minute et 9 secondes vénusiennes. Je leur suis reconnaissant non seulement de m'avoir permis d'entrer dans la grande famille de la science, mais aussi pour toutes les opportunités et les voyages que cette aventure m'a offerts. Caroline, je te remercie sincèrement pour toutes ces années passées à tes côtés. Des premiers cours de licence jusqu'à la soutenance de cette thèse, tu m'as transmis ta passion pour la géophysique, et surtout pour cette planète fascinante qu'est Vénus. Grâce à toi, j'ai appris à mener une science que j'aime : rigoureuse, exigeante mais aussi profondément humaine et saine. Je te suis reconnaissant non seulement pour l'ensemble des connaissances que tu m'as transmises, mais également pour ta bienveillance, ton écoute et ton accompagnement constant, y compris dans les moments de doute et jusqu'à la surveillance attentive de mes repas de fin de thèse. Gabriel, je te remercie pour le dynamisme et l'enthousiasme que tu as insufflés à cette thèse. Toujours animé par de nouvelles idées, tu as permis de nourrir ce travail et de le faire évoluer. Je te suis très reconnaissant pour la patience et le temps que tu m'as accordés qui m'ont permis de découvrir sereinement le monde des marées et d'en apprécier la richesse. Merci pour la confiance que tu as toujours manifestée envers mon travail, ainsi que pour la manière dont tu as constamment considéré mes idées avec intérêt et sans jugement. Je souhaite enfin souligner l'équilibre de ce duo qui m'a offert un cadre de travail exceptionnel, dans lequel j'ai pu évoluer sereinement et m'épanouir scientifiquement. Je souhaite à chaque doctorant de connaître un encadrement aussi sain et bienveillant et de vivre une expérience de thèse aussi enrichissante.

J'aimerais aussi remercier l'ensemble des personnes qui sont intervenues de près ou de loin au cours de cette thèse. Merci à Cédric Gillmann, Tanguy Bertrand, Émeline Bolmont, Ondřej Čadek, Guy Moebs, Alexandre Revol, Vojtěch Patočka, Sébastien Lebonnois pour les discussions et votre contribution à mon travail, ainsi qu'à toutes les personnes que j'ai pu côtoyer lors de conférences. Merci également aux membres de mon CSI, Alice Le Gall et Henri Samuel, qui ont suivi mon évolution au cours de ces trois années. Enfin, je remercie les rapporteurs, Anne Davaille et Aymeric Spiga, les membres du jury, Henri Samuel, Émeline Bolmont et Jérémy Leconte, et le président du jury, Christophe Sotin, pour leurs retours sur mon travail et pour les discussions que nous avons pu avoir lors de la soutenance.

Si cette thèse a pu se dérouler dans les meilleures conditions, c'est aussi en grande partie grâce à l'ensemble du laboratoire : la direction, les gestionnaires, Simon, et à toutes les personnes que j'y ai rencontrées depuis mon stage de troisième jusqu'à aujourd'hui. J'ai eu la chance de partager avec elles des moments de convivialité (merci le COCON !) et des discussions enrichissantes, qu'elles soient scientifiques ou non, qui ont nourri à la fois

---

mon travail et ma curiosité. Je tiens notamment à remercier l'ensemble des doctorants et jeunes chercheurs, dont Simon, présents au LPG durant ma thèse. Je pense tout particulièrement aux doctorantes de ma promotion qui sont devenues docteurs avec moi : Maeva, avec qui nous avons partagé la découverte de Vénus et des marées, et Justine, qui, entre les petites balades sur la crête du Teide et les tréfonds de la salle RDC12, m'a toujours accompagné, soutenu et qui a sans aucun doute été la meilleure personne avec qui partager cette aventure. Je pense également aux personnes qui ont traversé mon bureau : Marine, Maxime, Simon et surtout Clara, qui, durant deux ans, a supporté mes craquages et a fait du bureau 136 le "Bureau de la positivité", des cacahuètes et du "Ah c'est dommage". Enfin, j'aimerais remercier ceux qui vivent à fond, Pauline, Valentine, Anna, Meven, Arthur et Simon, qui m'ont épaulé jusqu'aux derniers instants de cette thèse.

Je souhaite enfin remercier tout particulièrement ma famille et Simon. Merci à mes parents qui m'ont toujours encouragé à aller plus loin, à me dépasser et à m'épanouir, tout en veillant à m'accompagner avec bienveillance à chaque étape de ma vie. Merci à ma sœur, avec qui j'ai eu la chance de partager un bout de chemin de thèse dont Le Mans se souviendra. Ces années n'ont fait que confirmer que notre complicité est à l'épreuve de tout. Merci enfin à Brunehilde, qui a été ma première supportrice tout au long de ces trois années, qui a écouté et partagé tous mes états d'âme, qui m'a aidé à les traverser, et sans qui ce manuscrit n'aurait sans doute jamais vu le jour.

PS : Merci à toutes ces musiques qui ont accompagné ma thèse et son écriture, en particulier "Pain Remain" de LornaShore, "V.A.N." de Bad Omens et "Nothing Else Matter" de Metallica, qui ont rythmé mes émotions au fil de ces trois années. Et merci à Simon.

# Nomenclature des grandeurs physiques

Tableau 1 – Tableau des grandeurs physiques.

Symboles	Paramètres	Unités
$t$	Temps	s
$\vec{a}_m$	Accélération de marée à un point P de la planète	$m.s^{-2}$
$a_{g,P}$	Accélération de gravité à un point P de la planète	$m.s^{-2}$
$\vec{a}_{g,0}$	Accélération de gravité au centre la planète	$m.s^{-2}$
$\vec{a}_{c,0}$	Accélération centrifuge au centre de l'étoile	$m.s^{-2}$
$G$	Constante gravitationnelle	$m^3.kg^{-1}.s^{-2}$
$M$	Masse de l'étoile	kg
$\vec{d}$	Distance entre l'étoile et le point P	m
$\vec{R}$	Distance étoile-planète	m
$\vec{g}$	Accélération gravitationnelle	$m.s^{-2}$
$V$	Potentiel de gravité de l'étoile	$m^2.s^{-2}$
$\Phi$	Potentiel de marée au niveau du point P de la surface de la planète	$m^2.s^{-2}$
$\vec{r}$	Vecteur position du point P	
$P_\ell$	Polynômes de Legendre	
$\ell$	Degré des polynômes et des harmoniques sphériques	
$m$	Ordre des polynômes et des harmoniques sphériques	
$\vec{u} = (u_r, u_\theta, u_\phi)$	Vecteur déplacement de marée au point P	
$\sigma_{ij}$	Tenseur des contraintes de marée au point P	Pa
$\epsilon_{ij}$	Tenseur des déformations de marée au point P	
$\Psi_r$	Potentiel de gravité de référence	$m^2.s^{-2}$
$\Psi_i$	Variation du potentiel de gravité par rapport au potentiel de référence	$m^2.s^{-2}$
$\bar{\Phi}$	Potentiel exciteur	$m^2.s^{-2}$
$\Psi_p$	Potentiel de gravité induit par les déformations	$m^2.s^{-2}$
$K$	Module d'incompressibilité	Pa
$\mu$	Module de cisaillement	Pa
$r$	Distance radiale du point P	m
$\varphi$	Latitude du point P	°
$\theta$	Colatitude du point P	°

Tableau 1 – Tableau des grandeurs physiques.

Symboles	Paramètres	Unités
$\phi$	Longitude du point P	°
$\omega_l^m$	Fréquence angulaire de forçage	rad.s <sup>-1</sup>
$\rho$	Masse volumique	kg.m <sup>-3</sup>
$y_i$	Fonctions radiales	
$y_{ij}^s$	Solutions solides des fonctions radiales	
$y_{ij}^l$	Solutions liquides des fonctions radiales	
$A_s, B_s, C_s$	Constantes solides	
$A_l, B_l$	Constantes liquides	
$R_p$	Rayon de la planète	m
$\tilde{h}$	Nombre de Love de marée complexe caractérisant le déplacement radiale	
$\tilde{k}$	Nombre de Love de marée complexe caractérisant le potentiel de gravité	
$\tilde{l}$	Nombre de Love de marée complexe caractérisant le déplacement tangentiel	
$\tilde{h}'$	Nombre de Love de charge complexe caractérisant le déplacement radiale	
$\tilde{k}'$	Nombre de Love de charge complexe caractérisant le potentiel de gravité	
$\tilde{l}'$	Nombre de Love de charge complexe caractérisant le déplacement tangentiel	
$J$	Compliance	Pa <sup>-1</sup>
$\mu_\infty$	Module de cisaillement non-relaxé	Pa
$\eta$	Viscosité	Pa.s
$V_p$	Vitesse des ondes sismiques de pression	m.s <sup>-1</sup>
$V_s$	Vitesse des ondes sismiques de cisaillement	m.s <sup>-1</sup>
$\Gamma$	Fonction $\Gamma$	
$\alpha, \beta, \zeta$	Paramètres empiriques de la rhéologie Andrade	
$\Delta E_{diss}$	Énergie dissipée	J
$E$	Énergie stockée	J
$Q$	Facteur de qualité	
$U_a$	Potentiel de gravité de l'atmosphère	m <sup>2</sup> .s <sup>-2</sup>
$\vec{r}_a$	Vecteur position du point A	
$dm'$	Éléments de masse de l'atmosphère	kg
$\vec{r}' = (r', \theta', \phi')$	Vecteur position de chaque élément de masse de l'atmosphère	m

Tableau 1 – Tableau des grandeurs physiques.

Symboles	Paramètres	Unités
$p_s$	Pression de surface	Pa
$p_{ano}$	Anomalie de pression de surface	Pa
$\tilde{p}_\ell^m$	Coefficients complexes de l'anomalie de pression de surface	Pa
$\tilde{Y}_\ell^m$	Harmoniques sphériques	
$U_{th}$	Potentiel de gravité créé par l'anomalie de pression atmosphérique	$m^2.s^{-2}$
$U_{gp}$	Potentiel induit par la marée solide induite par l'anomalie de pression	$m^2.s^{-2}$
$\Gamma_g$	Couple de marée gravitationnelle	N.m
$\Gamma_{th}$	Couple de marée atmosphérique	N.m
$\Gamma_{gp}$	Couple gravitationnel induit par l'anomalie de pression	N.m
$\Gamma_{pg}$	Couple exercé par l'atmosphère sur le bourrelet de marée	N.m
$\vec{z}$	Vecteur directeur unitaire de l'axe de rotation	
$M_s$	Masse du soleil	kg
$a$	Distance Venus-Soleil	m
$n$	Fréquence orbitale moyenne	$rad.s^{-1}$
$\Omega$	Fréquence de rotation	$rad.s^{-1}$
$\sigma$	Fréquence de marée	$rad.s^{-1}$
$T_{orb}$	Période orbitale	s
$T_{rot}$	Période de rotation	s
$\theta_s$	Colatitute du point sub-solaire	°
$\phi_s$	Longitude du point sub-solaire	°
$\bar{\rho}$	Masse volumique moyenne de l'atmosphère	$kg.m^{-3}$
$\alpha_{lat}$	Angle définissant la position du pôle par rapport à l'équateur actuel	°
$\alpha_{lon}$	Angle définissant la position de la longitude 0° par rapport à sa position actuelle	°
$S_{stab}$	Score total de stabilité de la pression	%
$S_{slope}$	Score de stabilité de la pression moyenne journalières	%
$S_{fft}$	Score de stabilité des variations de pression journalières	%
$A_\sigma$	Écart-type de la pression sur 10 cycles	Pa
$A_\mu$	Amplitude moyenne de la pression sur 10 cycles	Pa
$\tilde{q}_a$	Terme quadrupolaire complexe du champ de pression	Pa

---

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction générale</b>	<b>13</b>
<b>2</b>	<b>Généralités sur Vénus</b>	<b>17</b>
2.1	Une rotation lente et rétrograde . . . . .	17
2.2	Une atmosphère épaisse . . . . .	20
2.3	Une surface jeune et active . . . . .	26
2.4	Un intérieur mal connu . . . . .	31
2.5	Exploration spatiale et questions scientifiques . . . . .	36
<b>3</b>	<b>Effets de marée et rotation</b>	<b>39</b>
3.1	Les marées dans le système solaire . . . . .	39
3.2	Marées gravitationnelles . . . . .	41
3.2.1	Principe général . . . . .	41
3.2.2	Potentiel de marée . . . . .	43
3.2.3	Réponse d'une planète à un forçage de marée . . . . .	44
3.2.4	Nombres de Love . . . . .	50
3.2.5	Rhéologie . . . . .	51
3.2.5.1	Principe de la viscoélasticité . . . . .	51
3.2.5.2	Modèles rhéologiques . . . . .	54
3.2.5.3	Choix des paramètres d'Andrade . . . . .	57
3.3	Marées atmosphériques thermiques . . . . .	59
3.3.1	Principe général . . . . .	59
3.3.2	Potentiel de marée atmosphérique . . . . .	61
3.4	Marée solide induite par l'anomalie de pression . . . . .	62
3.5	Couples de forces associés aux effets de marées . . . . .	63
3.5.1	Couple de marée gravitationnelle . . . . .	64

---

3.5.2	Couples de marée atmosphérique . . . . .	66
3.5.2.1	Estimation du coefficient d'anomalie de pression de surface	67
3.5.3	Couples de marée secondaires . . . . .	69
3.5.3.1	Couple gravitationnel induit par l'anomalie de pression .	70
3.5.3.2	Couple exercé par l'atmosphère sur le bourrelet de marée	70
3.5.4	Notion d'équilibre rotationnel . . . . .	71
<b>4</b>	<b>Viscosité de Vénus</b>	<b>73</b>
4.1	Introduction . . . . .	73
4.2	The viscosity of Venus' mantle inferred from its rotational state . . . . .	76
4.2.1	Introduction . . . . .	76
4.2.2	Viscosity Constraints on the Current Venus . . . . .	78
4.2.2.1	Torques affecting Venus' rotation . . . . .	78
4.2.2.2	Computation of the surface pressure anomaly $\bar{p}_2^2$ . . . . .	82
4.2.2.3	Computation of the interior response to tidal and load forcing . . . . .	83
4.2.2.4	Results . . . . .	88
4.2.3	Implication for the Past Evolution of Venus . . . . .	93
4.2.3.1	Influence of mantle thermal evolution . . . . .	94
4.2.3.2	Influence of a surface water ocean . . . . .	97
4.2.4	Discussion and Conclusion . . . . .	99
4.3	Mises à jour depuis la publication . . . . .	102
<b>5</b>	<b>Topographie, rotation et marées thermiques</b>	<b>105</b>
5.1	Simulations de la dynamique atmosphérique . . . . .	106
5.1.1	Description générale du V-PCM . . . . .	106
5.1.2	Description des simulations . . . . .	108
5.1.3	Convergence . . . . .	116
5.2	Effet de la topographie sur les marées thermiques . . . . .	119
5.2.1	Simulations avec et sans topographie . . . . .	119
5.2.2	Simulations avec une topographie modifiée . . . . .	122
5.3	Effet de la rotation sur le couple de marée thermique . . . . .	132

---

5.4 Conclusion . . . . .	135
<b>6 Conclusions et Perspectives</b>	<b>139</b>
6.1 Conclusions . . . . .	139
6.2 Perspectives . . . . .	141
<b>Annexes</b>	<b>145</b>
<b>A Conditions initiales</b>	<b>147</b>
<b>B Couple de forces atmosphérique</b>	<b>149</b>
<b>C Benchmark</b>	<b>151</b>
<b>D Estimation du <i>mountain torque</i></b>	<b>153</b>
<b>Table des figures</b>	<b>156</b>
<b>Bibliographie</b>	<b>169</b>

---

# Chapitre 1

## Introduction générale

Visible au crépuscule comme à l'aube, Vénus est, après la Lune, le deuxième objet le plus brillant dans le ciel nocturne. Bien avant l'apparition des lunettes astronomiques, sa présence a longtemps guidé les navigateurs, inspiré des mythes et nourri les premières réflexions sur la nature des planètes. Dès l'antiquité et dans beaucoup de civilisations, de nombreuses traces écrites abordent ainsi la planète Vénus. En Grèce, en Égypte ou encore en Chine, elle était considérée comme deux astres distincts, l'un pour le matin et l'autre pour le soir. À l'inverse, chez les Babyloniens et plus tardivement chez les Grecs et les Mayas, Vénus est mentionnée comme un seul et même corps. À partir de ces premières observations, Vénus n'a cessé d'intéresser au cours des siècles qui ont suivi. Jusqu'aux années 1900, les seules informations connues concernant Vénus étaient son rayon, sa masse ou densité, sa distance au Soleil et la présence d'une atmosphère épaisse (Lomonosov, 1761). A priori très similaire à la Terre, la planète est ainsi devenue une cible principale pour l'exploration de notre système solaire dès le commencement de l'ère spatiale. Au cours des années 1960, les sondes Vénéra et la mission Mariner 2 ont cependant montré que cette image habitable de Vénus était fautive, en révélant notamment une température et une pression bien plus élevées que celles de la Terre (Barath et al., 1964; Avduevsky et al., 1968). Les dizaines de missions envoyées en direction de Vénus par la suite, ainsi que les observations directes depuis la Terre, ont ainsi eu pour objectif principal de caractériser les différences entre les deux planètes et de comprendre leurs origines.

L'étude de Vénus a progressivement révélé un système complexe qui conserve encore aujourd'hui une grande part de mystère. L'atmosphère, en plus des conditions de température et de pression extrêmes, montre une structure et une dynamique particulière. En effet, les sondes Vénéra ont mis en évidence la présence de nuages d'acide sulfurique (Titov et al., 2018), empêchant l'observation de la surface dans la lumière visible, et mesuré des vitesses de vent très élevées (Schubert, 1983; Sánchez-Lavega et al., 2017). Les missions Véga, Venus Express et Akatsuki ont par la suite révélé une super rotation de l'atmosphère permettant aux nuages équatoriaux de réaliser le tour de la planète en moins de 4 jours (Imamura et al., 2020). En plus de l'atmosphère, les sondes Vénéra, suivies des missions Pioneer Venus et Magellan, ont permis de lever le voile sur la surface de Vénus. Elles ont ainsi révélées l'absence de plaque tectoniques similaires à la Terre (Byrne et al., 2021) ainsi qu'une surface très peu cratérisée, interprétée comme une surface particulièrement jeune ayant subi un resurfaçage récent très important (Herrick et al., 1997). Ces observations de surface sont directement reliées à l'intérieur encore très mal connu à cause de l'absence de mesures directes, mis à part le nombre de Love  $\tilde{k}_2$  dont la précision n'est actuellement

---

pas suffisante pour contraindre l'état de l'intérieur de Vénus (Konopliv and Yoder, 1996; Dumoulin et al., 2017).

Si l'atmosphère très épaisse et la surface particulièrement jeune de Vénus interrogent, sa rotation montre également des caractéristiques très particulières. En effet, après plusieurs siècles de débat, les observations de la surface, réalisées grâce aux ondes radars, ont révélé une rotation particulièrement lente et rétrograde de la planète, avec une période de rotation d'environ 243 jours terrestres, une caractéristique unique dans le système solaire (Smith, 1963; Goldstein, 1964). Cette rotation particulière est aujourd'hui expliquée par la compétition entre différents effets de marée impliquant à la fois l'intérieur et l'atmosphère de Vénus (Gold and Soter, 1969; Dobrovolskis and Ingersoll, 1980; Correia and Laskar, 2003b). La compréhension précise de sa rotation actuelle nécessite donc de bien caractériser la planète dans son ensemble et les couplages entre l'intérieur, la surface et l'atmosphère. En retour, la caractérisation précise de la rotation permet d'ajouter une contrainte sur l'état de l'intérieur et la dynamique atmosphérique.

Dans ce contexte, l'objectif de ma thèse est double car il propose d'étudier à la fois l'état actuel de l'intérieur de Vénus, à l'aide des connaissances sur sa rotation et son atmosphère, ainsi que sa dynamique rotationnelle, en se concentrant sur l'effet des couplages de marée entre l'intérieur et l'atmosphère sur l'évolution primordiale et actuelle de la rotation. L'ensemble des travaux présentés dans cette thèse sont ainsi au carrefour des différents domaines de recherches sur Vénus, couplant à la fois les caractéristiques de l'intérieur, de la surface et de l'atmosphère à l'évolution rotationnelle de la planète. Pour aborder ces thématiques, ce manuscrit se divise en quatre grandes parties :

**Généralités sur Vénus :** Le chapitre 2 dresse un bilan des caractéristiques majeures de Vénus, d'importance pour ce manuscrit, en retraçant les principales découvertes concernant sa rotation, son atmosphère, sa surface et son intérieur. Il met également en avant les éléments de la planète encore inconnus, objectifs des prochaines missions en direction de Vénus.

**Effets de marée et rotation :** Le chapitre 3 décrit en détail les principes généraux des effets de marée qui affectent Vénus et leur conséquence sur la rotation de la planète. En particulier, il décrit la méthode utilisée pour estimer trois paramètres clefs (les nombres de Love,  $\tilde{k}_2$  et  $\tilde{k}'_2$ , et le coefficient d'anomalie de pression,  $\tilde{p}_2^2$ ) à partir de modèles d'intérieur et d'atmosphère, ainsi que les couples de forces associés aux effets de marée.

**Viscosité de Vénus et évolution initiale de la rotation :** Le chapitre 4 présente un article publié en 2024 dans le journal Icarus qui se concentre sur deux points principaux. Premièrement, cette étude introduit une nouvelle méthode permettant de contraindre la viscosité du manteau rocheux de Vénus. En considérant l'hypothèse d'un état d'équilibre rotationnel, la rotation peut être décrite comme le résultat d'une balance entre les effets de marée associés à l'atmosphère et ceux affectant la partie solide de la planète. La viscosité du manteau vénusien peut donc être estimée de manière à ce que la réponse viscoélastique de l'intérieur, associée aux marées gravitationnelles et à la charge atmosphérique, compense le couple de marée atmosphérique. Cette méthode nécessite l'estimation du coefficient d'anomalie de pression  $\tilde{p}_2^2$ , réalisée à partir de simulations atmosphériques, et du calcul des nombres de Love de marée  $\tilde{k}_2$  et de charge  $\tilde{k}'_2$  pour différents profils de viscosité. Dans un second temps, cette étude a pour objectif de regarder l'évolution pri-

mordiale de la rotation de Vénus. En simulant une évolution simple de la température et de la viscosité, le ralentissement de la planète par les marées gravitationnelles est étudié à partir d'une période de rotation inférieure à 24 heures afin de déterminer comment la rotation actuelle peut se mettre en place et si d'autres facteurs doivent intervenir pour l'expliquer.

**Topographie, rotation et marées thermiques** : Le chapitre 5 se concentre sur les marées atmosphériques thermiques, centrales dans l'étude de la rotation actuelle de Vénus et de son évolution récente. En particulier, ce travail met en lumière l'effet de la topographie et de la période de rotation sur le couple de marée atmosphérique. Ces deux facteurs sont étudiés à partir de simulations du climat de Vénus, réalisées avec un modèle global de climat, pour lesquelles le couple de forces est estimé puis comparé à une simulation de l'atmosphère actuelle.

La conclusion de ce manuscrit synthétise, dans le chapitre 6, les résultats majeurs obtenus au cours des différents volets de cette thèse, puis s'ouvre sur des perspectives plus larges dont certaines ont déjà fait l'objet de recherches préliminaires.

---

## Chapitre 2

# Généralités sur Vénus

### 2.1 Une rotation lente et rétrograde

Avant la découverte de l'effet Doppler-Fizeau et son utilisation en planétologie au cours du XX<sup>e</sup> siècle, l'observation de la surface était la seule méthode permettant d'estimer la période de rotation des planètes. Si l'orbite de la planète est bien contrainte, sa période de rotation peut en effet être déduite à partir de la fréquence d'apparition de structures reconnaissables à la surface. De cette manière, Giovanni Cassini, suivi de William Herschel un siècle plus tard, ont pu estimer la période de rotation de Mars à 3 minutes près (Flammarion, 1909). Dans le cas particulier de Vénus, la présence de son épaisse atmosphère dissimule la surface dans le spectre visible, empêchant la détection de repères reconnaissables. Durant les XVII<sup>e</sup>, XVIII<sup>e</sup> et XIX<sup>e</sup> siècles, le nombre d'études essayant d'estimer la rotation de Vénus se multiplie (Laskar, 2004), la dotant dans certains cas d'une période de rotation se rapprochant de celle de la Terre ( $\approx 23$  heures) (Cassini, 1740), dans d'autres cas d'une rotation plus lente avec une période de 24 jours (Bianchini, 1728), et parfois même d'une rotation synchrone avec une période de rotation de 224,7 jours (Holden, 1890). L'ensemble de ces études se basent, sans le savoir, sur des observations de l'atmosphère, confondant ainsi des structures atmosphériques avec la détection réelle de structures à la surface et faussant toutes les estimations de la période de rotation.

Ce n'est qu'à partir du XX<sup>e</sup> que d'autres méthodes apparaissent pour estimer la rotation de Vénus. Vesto Slipher, en particulier, s'intéresse à l'effet Doppler-Fizeau, décrivant le décalage en fréquence des ondes émises par un objet en mouvement. Vue depuis un point extérieur au système, une planète en rotation sur elle-même présente un hémisphère<sup>1</sup> qui se rapproche de l'observateur et un autre qui s'en éloigne. Le rayonnement émis par le premier se décale vers les courtes longueurs d'ondes, c'est à dire vers le bleu, tandis que la lumière provenant de l'autre hémisphère se décale vers les grandes longueurs d'ondes, c'est à dire vers le rouge. En se concentrant sur les raies d'absorptions à différentes longueurs d'ondes dans le spectre de lumière réfléchi par Vénus, les longueurs d'ondes associées à ces bandes d'absorption vont donc se décaler selon l'endroit observé de la planète (Figure 2.1). En comparant la position de ces bandes d'absorption le long de l'équateur, l'amplitude du déphasage permet d'estimer la vitesse de rotation de la planète. En 1903, Vesto Slipher ne détecte aucun déphasage des bandes d'absorption entre les deux hémisphères. Puisque une rotation très rapide ( $\approx 24$ h) aurait permis de voir

---

1. Ici, le terme hémisphère désigne une séparation de la planète en deux selon un plan verticale, qui diffère d'un usage plus commun séparant hémisphère nord et sud.

## 2.1. UNE ROTATION LENTE ET RÉTROGRADE

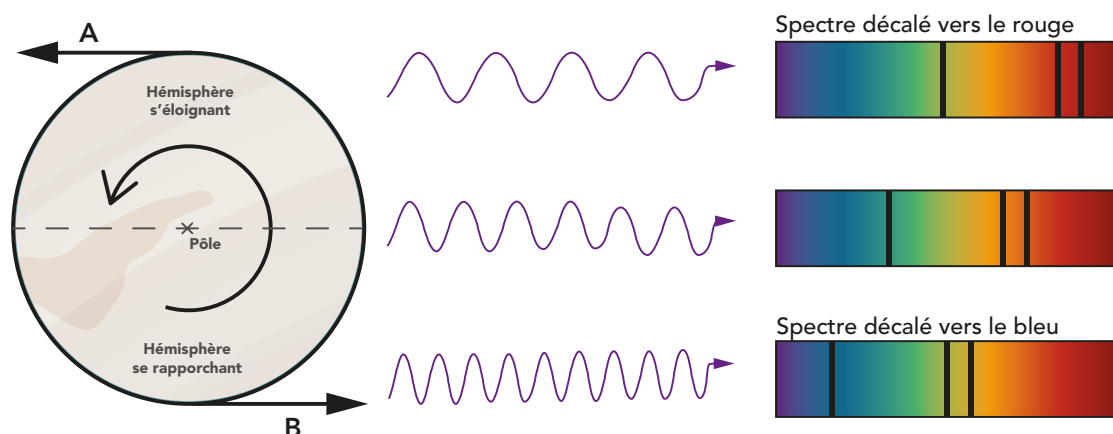


Figure 2.1 – Fonctionnement de l'effet Doppler-Fizeau. La partie gauche de l'image représente une planète en vue polaire en rotation autour de son axe. La partie droite représente la position des bandes d'absorption (barres noires) dans le spectre émis selon l'endroit observé sur la planète. Par rapport à un observateur, l'hémisphère B se rapproche et le spectre émis est décalé vers les courtes longueurs d'ondes. A l'opposé, l'hémisphère A s'éloigne et le spectre est décalé vers les grandes longueurs d'ondes.

clairement l'effet Doppler-Fizeau malgré les incertitudes, il conclut que Vénus doit posséder une rotation particulièrement lente (Slipher, 1903; Einarsson, 1935). Cette première impression de la rotation très lente de Vénus ne sera confirmée qu'un demi-siècle plus tard avec l'utilisation des ondes radar. Pour la première fois, l'atmosphère de Vénus est perméable aux observations et les premières structures à la surface sont observées. Avec l'amélioration des techniques de mesure, l'effet Doppler-Fizeau de Vénus a pu être mesuré, donnant une période de 243 jours (Smith, 1963; Carpenter, 1964; Goldstein, 1964). Au même moment, la rotation de Vénus se révèle être dans le direction opposée à celle de la plupart des autres planètes. Avec une période orbitale de 224.7 jours, la rotation lente et rétrograde de Vénus donne un jour solaire d'une durée de 116.75 jours durant lequel le soleil se déplace d'ouest en est dans le ciel Vénusien. Depuis, la mesure de la rotation s'est précisée avec les observations radars, les mesures altimétriques et les reconstructions orbitales faites par les missions envoyées autour de Vénus (Pioneer Venus Orbiter, Magellan et Venus Express). Sans montrer de tendance claire d'évolution de la rotation, ces dernières mesures semblent montrer de faibles variations de la rotation au cours des 50 dernières années (Mueller et al., 2012; Margot et al., 2021; Lévesque et al., in review).

Dès sa découverte, la rotation particulière de Vénus interroge. En effet, en dehors de Mercure, les planètes du système solaire possèdent une rotation entre 10 et 24 heures et, à l'exception d'Uranus, affichent des rotations progrades (Figure 2.2). De nombreuses recherches ont donc rapidement été lancées afin de comprendre l'origine de la rotation de Vénus. Très tôt, Gold and Soter (1969) ont suggéré un état d'équilibre dans lequel la rotation de Vénus se trouverait et résultant de la compétition entre plusieurs forces de marée : les marées gravitationnelles, poussant la rotation à se synchroniser, i.e. entrer en résonance avec la période de révolution, et les marées atmosphériques thermiques, poussant Vénus à s'échapper de la synchronisation<sup>2</sup>. Même si les contraintes concernant

2. Une description détaillée des effets de marée est donnée dans le chapitre suivant.

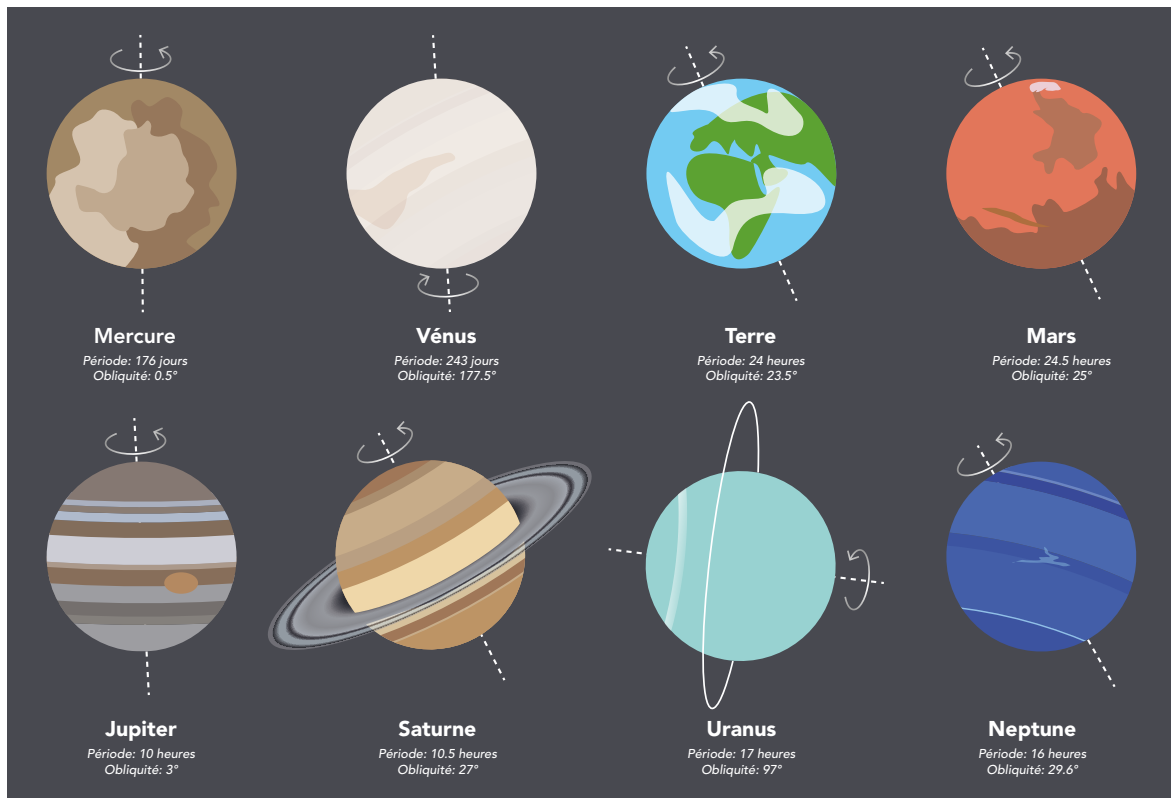


Figure 2.2 – Période de rotation et obliquité des planètes du système solaire.

la période de rotation de Vénus après sa formation sont inexistantes, une rotation similaire à celle connue aujourd'hui est peu probable. L'hypothèse d'une rotation prograde et rapide, à l'instar des autres planètes du système solaire, est donc généralement privilégiée (Correia and Laskar, 2001; Zharkov et al., 2018). Les forces de marée proposées par Gold and Soter (1969) permettent le ralentissement progressif de la rotation jusqu'à la période actuelle mais ne permettent pas de donner sa direction rétrograde. Il faudra attendre 1970 et l'ajout d'un troisième effet par Goldreich and Peale (1970) pour expliquer la rotation rétrograde : la friction noyau-manteau. Cependant, pour cette étude et les 20 années de recherche qui suivent, la rotation rétrograde peut être formée uniquement à partir d'une très forte et peu probable obliquité initiale. C'est une étude de Laskar and Robutel (1993) qui apportera la solution en soulignant le rôle important des perturbations planétaires sur l'évolution de l'obliquité. Ils montrent ainsi que les perturbations planétaires deviennent importantes à certaines périodes de rotation, et peuvent modifier drastiquement l'obliquité d'une planète en quelques millions d'années. En prenant tous ces effets, Correia and Laskar (2001) montrent que, pour toutes conditions initiales d'obliquité et de rotation, la rotation de Vénus peut se stabiliser dans quatre configurations. Si la période de rotation initiale est supérieure à deux jours, la majorité des cas évoluent vers la rotation rétrograde actuelle avec une période de 243 jours et une obliquité nulle, très proche de l'actuelle (3%). Cependant, la compréhension des effets de marée sur Vénus ainsi que de sa rotation ne se limite pas à l'étude de sa dynamique orbitale mais nécessite également d'identifier le rôle de chacune des couches de la planète, de l'atmosphère à l'intérieur.

## 2.2 Une atmosphère épaisse

La présence d'une atmosphère épaisse sur Vénus est mise en évidence dès 1761 par Mikhaïl Vassilievitch Lomonosov ([Lomonosov, 1761](#); [Shiltsev, 2012](#); [Marov, 2004](#)). Profitant d'un transit de la planète devant le soleil, il souhaite mesurer avec précision le diamètre de Vénus. Lors des phases d'entrée et d'émergence du transit, il observe alors un mince liseré lumineux entourant la portion de Vénus encore en dehors du disque solaire qu'il associe très vite à la réfraction des rayons du Soleil dans une atmosphère. Durant le siècle suivant, les observations de l'atmosphère se multiplient, confirmant sa première conclusion ([Koutchmy, 2022](#)). En dehors de cette découverte majeure, les connaissances sur la planète restent très limitées jusqu'au début du XXe siècle, laissant libre cours à l'imagination concernant la nature de Vénus. La présence d'une atmosphère, combinée à des caractéristiques semblables à la Terre (masse, taille et distance au soleil), amène dans la culture scientifique et populaire l'image d'une planète habitable, tempérée et humide et donc très favorable à la présence de vie à sa surface. Vénus est alors l'inspiration d'auteurs et d'auteurs qui la pourvoient d'une végétation épaisse et de marécages, rappelant dès lors la Terre à l'époque du Carbonifère, ainsi que d'une faune développée et intelligente ([O'Rourke et al., 2023](#)). Cette vision exotique de Vénus apparaît notamment dans les écrits de sciences fiction comme dans la nouvelle "Journey to Vénus the Primeval World; Its Wonderful Creations and Gigantic Monsters" de Gustavus W. Pope ou encore "The radio man" de Ralph Milne Farley. Dans un monde scientifique animé par la recherche de la vie, Vénus devient alors une cible majeure pour l'exploration interplanétaire. Dès le début des années 1930, cette image commence à se craqueler avec l'amélioration des techniques d'observations depuis la Terre. En analysant les signatures spectrales de l'atmosphère vénusienne en quête d'oxygène, [Adams and Dunham \(1932\)](#) mesurent la présence inattendue et massive de CO<sub>2</sub>. Dans les décennies suivant cette découverte, l'idée d'un effet de serre sur Vénus commence à apparaître dans la littérature scientifique, impliquant dès lors une température de surface trop élevée pour maintenir de l'eau liquide ([Wildt, 1940](#); [Sagan, 1960](#); [Barrett, 1961](#)). Le visage accueillant de Vénus est finalement enterré à partir des années 1960 avec l'avènement de la conquête spatiale. Après l'échec des sondes Vénéra 1 et Mariner 1, la sonde Mariner 2 survole pour la première fois de l'histoire une autre planète que la Terre. Très rapidement, la sonde révèle, grâce aux radiomètre micro-onde dont elle est pourvue, la température très élevée de la surface ([Barath et al., 1964](#)). Ces premières données viennent confirmer des études plus anciennes basées sur des observations terrestres, en particulier celle de [Mayer et al. \(1958\)](#) qui, en analysant les ondes radios provenant de la planète, avait déjà proposé une température de surface autour de 600 K. Plongeant au cœur des enfers, la sonde Vénéra 4 (1967) apporte les premières données in-situ provenant de l'atmosphère de Vénus, révélant une atmosphère composée à 90% ± 10% de CO<sub>2</sub> ([Reese and Swan, 1968](#); [Huntress and Marov, 2011](#)) et donnant une température de surface supérieure à 700 K ([Avduevsky et al., 1968](#)). La même année, Mariner 5 survole la planète et mesure une pression de surface 65 à 100 fois plus élevée que celle de la Terre ([Kliore and Cain, 1968](#); [Grinspoon, 1998](#)). L'ensemble de ces mesures viennent conforter l'idée d'un intense effet de serre issue de l'atmosphère très dense de CO<sub>2</sub>, augmentant la température à la surface de Vénus. Le 15 décembre 1970, la première sonde à atteindre le sol de Vénus, Vénéra 7, confirme la température extrême

estimée par Mariner 2, et renforce les observations de Mariner 5 en donnant une mesure précise de la pression (Avduevskij et al., 1971). Dans des conditions très éloignées d'une supposée deuxième Terre, la sonde ne survivra que 23 minutes à la surface de la planète (Avduevskij et al., 1971). L'ère spatiale de Vénus se poursuivra ainsi à plein régime pendant les années 80-90, donnant naissance à plusieurs dizaines de missions au total dont une vingtaine seront couvertes de succès, permettant, entre autres, d'en apprendre plus sur la composition, la structure et les dynamiques en jeu au sein de l'atmosphère de Vénus.

Bien loin des conditions idylliques imaginées avant l'ère spatiale, Vénus est ainsi dotée de l'atmosphère la plus épaisse parmi les planètes telluriques formant notre système solaire interne. Cent fois plus massive que l'atmosphère terrestre (Williams, 2024), elle contribue ainsi à près de 0.01% de la masse totale de la planète (O'Rourke et al., 2023). Imposant une pression de 92 bars à la surface (Marov et al., 1973; Seiff et al., 1985), elle est composée à 96.5% de CO<sub>2</sub> et 3.5% de N<sub>2</sub> (en volume) et présente des traces d'autres gaz tels que la vapeur d'eau (H<sub>2</sub>O), l'argon (Ar), le dioxyde de soufre (SO<sub>2</sub>) et le monoxyde de carbone (CO) (Lebonnois and Schubert, 2017; Gillmann et al., 2022). Plus accessible et mieux contrainte que la surface ou l'intérieur de Vénus, l'atmosphère conserve aujourd'hui encore de nombreux secrets. Par exemple, les observations ont révélé la présence d'un élément inconnu absorbant fortement les rayonnements solaires dans les longueurs d'ondes de l'ultraviolet et du bleu. Ce composé est l'objet de recherches récentes cherchant à l'identifier et à comprendre sa répartition dans l'atmosphère (Pérez-Hoyos et al., 2018; Lee et al., 2021). Avec une composition plus proche de Mars que de la Terre, l'atmosphère de Vénus donne naissance à un effet de serre particulièrement intense causé par la présence massive de CO<sub>2</sub> mais également celle de vapeur d'eau et de dioxyde de soufre (Taylor and Grinspoon, 2009b; Titov et al., 2013). La température moyenne à la surface de Vénus s'élève ainsi à 737 K (Marov et al., 1973; Lebonnois and Schubert, 2017), une température très supérieure à la température d'équilibre de Vénus, estimée en prenant en compte le flux solaire atteignant la surface (Barclay et al., 2013) et en considérant Vénus comme un corps noir. En effet, avec un albédo de 0.75 (Moroz, 1981), l'atmosphère renvoie la majorité du flux solaire incident avant qu'il ne puisse atteindre le sol, réduisant la température effective. La température à la surface de Vénus est ainsi uniquement dépendante de la portion du flux solaire parvenant à pénétrer l'atmosphère et à atteindre le sol. En réchauffant la surface de Vénus, une partie de l'énergie absorbée est ré-émise sous la forme de rayonnement infrarouge. A cause des gaz à effet de serre, ce rayonnement est absorbé par l'atmosphère et réémis vers la surface, augmentant ainsi le bilan total d'énergie reçu par la planète et élevant progressivement sa température jusqu'à atteindre celle connue aujourd'hui (Gillmann et al., 2022).

La structure de l'atmosphère (Figure 2.3) de Vénus telle qu'on la connaît est majoritairement contrôlée par celle de ses nuages, principale limite à l'observation de la surface. Opaque à une grande partie de la lumière visible (Moroz, 1981), la couverture nuageuse de Vénus ne laisse qu'une petite partie du flux solaire incident atteindre la surface. C'est cette réflexion du rayonnement solaire sur les nuages qui la rend très visible depuis la Terre. Les premières brumes, composées de particules d'acide sulfurique, apparaissent autour d'une altitude de 100 km et s'étendent jusqu'au sommet des nuages (Esposito et al., 1983; Luginin et al., 2016). A partir de 70 km d'altitude (variable selon la latitude), d'épais nuages d'acide sulfurique s'étendent jusqu'à une altitude de 48 km. A partir des observations

## 2.2. UNE ATMOSPHÈRE ÉPAISSE

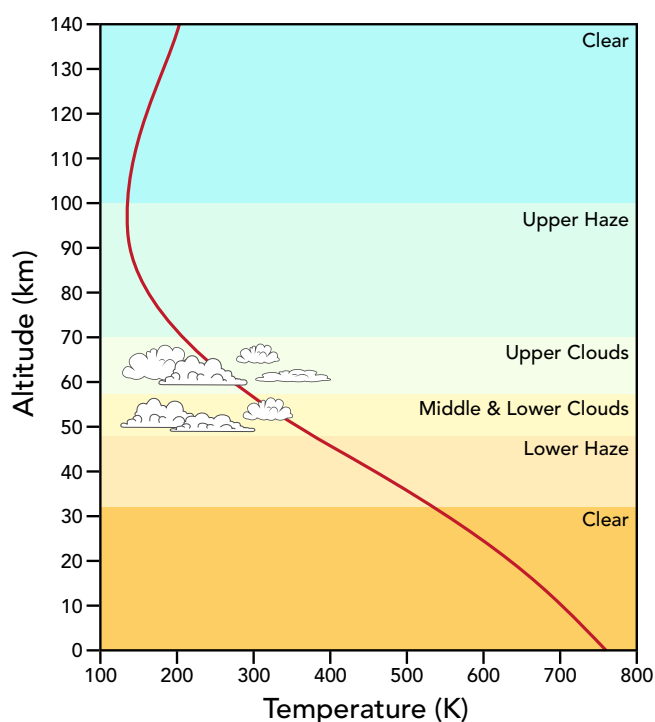


Figure 2.3 – Schéma synthétique de la structure de l'atmosphère vénusienne. Les différentes couleurs soulignent la structure nuageuse. La courbe bordeaux représente le profil de température à l'équateur obtenu par le modèle d'atmosphère VIRA (Venus International Reference Atmosphere). Figure modifiée d'après Squyres (2024) et O'Rourke et al. (2023).

réalisées par les sondes Venera, Pioneer-Venus et Vega, trois nappes de nuages distinctes (supérieures, moyennes et inférieures) ont été mises en évidence. Une dernière couche de brume, située entre 48 et 32 km d'altitude, apparaît dans la structure atmosphérique. La température étant trop élevée dans cette couche pour maintenir de l'acide sulfurique, la composition attendue pour ces brumes est différente de celle du reste des nuages. La présence de cette couverture nuageuse et de sa stratification est le témoin visible d'un cycle du soufre et de l'eau à ces altitudes. Au niveau des nuages supérieurs, les molécules de vapeur d'eau et de dioxyde de soufre sont détruites par photolyse à cause du rayonnement solaire ultraviolet. En se recombinaisonnant, les atomes forment des molécules d'acide sulfurique ( $\text{H}_2\text{SO}_4$ ) qui, en se condensant, forment les nuages vénusiens. Le  $\text{H}_2\text{SO}_4$  descend dans la couche nuageuse sous la forme de pluies acides jusqu'à atteindre la base de celle-ci. Là, le  $\text{H}_2\text{SO}_4$  n'est plus stable et se dissocie à cause de la température, reformant  $\text{H}_2\text{O}$  et  $\text{SO}_2$  qui viennent constituer les nuages inférieurs de Vénus (Titov et al., 2018; Rimmer et al., 2021). Ces derniers peuvent ensuite être réintégrés dans le cycle grâce à des courants ascendants.

En plus des conditions extrêmes et de sa structure unique, l'atmosphère de Vénus présente des particularités dans sa dynamique (Figure 2.4). Dans la partie basse de l'atmosphère (<100 km d'altitude), la circulation zonale atmosphérique est dominée par la super-rotation rétrograde s'étendant de l'équateur jusqu'aux latitudes 60°N et 60°S (Schubert, 1983; Sánchez-Lavega et al., 2017; Horinouchi et al., 2020). Cette super-rotation correspond à un phénomène où l'atmosphère circule plus de 50 fois plus rapidement que la partie solide (Imamura et al., 2020). En seulement 4 à 7 jours, l'atmosphère effectue une rotation complète d'est en ouest autour de la planète, alors que la planète elle-même n'a réalisé que  $\approx 3\%$  de sa rotation complète. A proximité du sol et jusqu'à 10 km d'altitude, la vitesse des vents reste relativement faible. Au-delà de 10 km, les vents se renforcent, jusqu'à atteindre plus de  $100 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  au niveau des nuages supérieurs, à 65-70 km d'altitude (Schu-

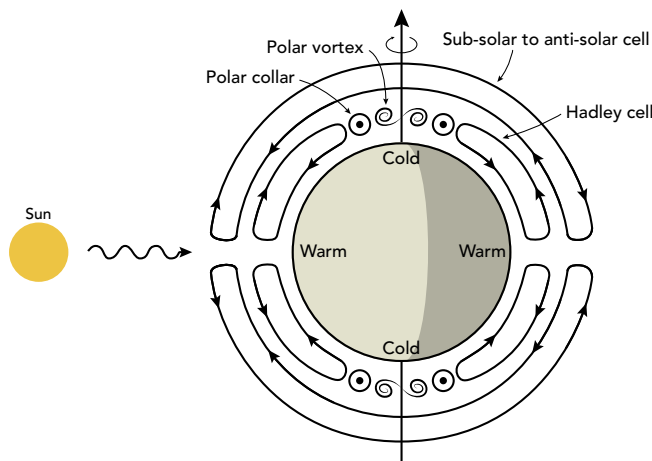


Figure 2.4 – Schéma synthétique de la dynamique atmosphérique de Vénus. Figure modifiée d'après Taylor and Grinspoon (2009a).

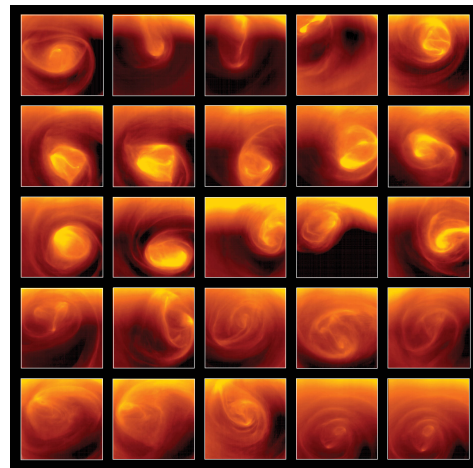


Figure 2.5 – Vortex polaire observé par la sonde Venus Express (source : www.esa.int).

bert et al., 1980; Kerzhanovich and Limaye, 1985; Sánchez-Lavega et al., 2017). Au dessus des nuages, la vitesse décroît rapidement jusqu'à devenir négligeable. En plus de cette particularité, d'autres dynamiques sont également en action dans l'atmosphère de Vénus. Comme sur Terre, un transport de l'équateur vers les plus hautes latitudes est observé sous la forme de cellules de Hadley (Sánchez-Lavega et al., 2017). Cette circulation, formée par le réchauffement de l'atmosphère au niveau de l'équateur, provoque l'ascension de l'air qui, une fois en altitude, est transporté en direction des pôles. En atteignant les hautes latitudes, l'air refroidit, se densifie et redescend vers la surface puis repart en direction de l'équateur pour former un cycle complet. Sur Terre, la force de Coriolis fait dévier peu à peu les vents vers l'est, limitant ainsi l'extension latitudinale des cellules de Hadley entre 30°N et 30°S. Sur Vénus, la force de Coriolis est beaucoup plus faible à cause de la rotation lente de la planète. Cela permet aux cellules de Hadley de rejoindre des latitudes bien plus élevées i.e jusqu'à 60°N et 60°S de latitude (Taylor and Grinspoon, 2009a; Taylor et al., 2018). Au-delà de 60° de latitude, la dynamique atmosphérique devient dominée par des vortex polaires chauds (Figure 2.5). Ces vortex correspondent à des zones de dépression au niveau des pôles se caractérisant par une structure comprenant un centre circulaire avec des vitesses de vent assez faible, entourée par un anneau où les vents sont beaucoup plus intenses. Cette dynamique est associée à des mouvements ascendants au niveau de l'anneau et descendants dans le centre du vortex. Rompant avec ceux observables sur d'autres planètes, les vortex polaires sur Vénus sont entourés d'une bande froide appelée "cold polar collar" (Ando et al., 2016; Sánchez-Lavega et al., 2017; Titov et al., 2018). A des altitudes supérieures, l'ensemble de ces structures disparaissent et sont remplacées par une circulation subsolaire à antisolaire (Taylor and Grinspoon, 2009a). Plus récemment, avec le satellite Akatsuki, des dynamiques atmosphériques plus fines ont pu être révélées telles que les ondes de gravité formées par la topographie sous-jacente (Fukuhara et al., 2017; Navarro et al., 2018).

## 2.2. UNE ATMOSPHÈRE ÉPAISSE

---

Devant les caractéristiques singulières de l'atmosphère vénusienne, une partie de la communauté scientifique s'est tournée vers l'étude de son passé et de son évolution. Comprendre comment former une atmosphère aussi différente de la Terre en partant de conditions initiales très proches et savoir si Vénus a pu développer des conditions plus favorables et habitables dans son passé sont deux questions majeures orientant la recherche actuelle sur Vénus. Plusieurs théories se confrontent de nos jours pour répondre à ces questions (Figure 2.6), impliquant notamment la vitesse de cristallisation de l'océan de magma primitif<sup>3</sup> (Hamano et al., 2013; Gillmann et al., 2022; Salvador et al., 2023). Dans un premier scénario, Vénus aurait initialement suivi un chemin très semblable à celui de la Terre, solidifiant son océan de magma très tôt dans son histoire, i.e. quelques dizaines de millions d'années. En refroidissant rapidement, notamment grâce à la présence de nuage (Salvador et al., 2017), Vénus aurait pu ainsi limiter l'échappement de l'eau et la condenser à sa surface en un océan global. Durant ce laps de temps mal contraint, Vénus aurait ainsi pu connaître des conditions proches de la Terre, la rendant habitable pendant une courte période de temps i.e. moins d'un milliard d'année (Way et al., 2016; Way and Del Genio, 2020). Durant son évolution, l'atmosphère de Vénus aurait connu un revirement lui donnant son état actuel. Par exemple, un épisode de magmatisme intense ou un impact géant aurait pu transformer de manière irréversible l'atmosphère vénusienne en augmentant la quantité de CO<sub>2</sub> (Way and Del Genio, 2020; Way et al., 2022). En déclenchant un effet de serre et une boucle de rétroaction positive, un événement de ce type aurait pu faire disparaître les conditions habitables au profit de celles que l'on connaît actuellement. Certaines observations faites sur Vénus vont dans le sens de ce scénario. En particulier, le rapport deutérium sur hydrogène (D/H) plus de 100 fois plus élevé que celui de la Terre serait cohérent avec la présence d'une quantité d'eau dans le passé beaucoup plus importante que de nos jours (Donahue et al., 1982; de Bergh et al., 2006). Cette eau se serait ensuite échappée, laissant les isotopes plus lourds (D) en abondance sur Vénus par rapport aux isotopes plus légers (H). D'autres indices, géologiques cette fois, pourraient également témoigner de la présence d'eau liquide sur Vénus, telles que la composition acide proposée pour les tesserae à partir des observations infra-rouge réalisées par la sonde Galileo (Hashimoto et al., 2008). Cependant, tous ces indices sont encore fortement débattus et peuvent être expliqués par des mécanismes n'impliquant pas la présence d'eau liquide à la surface de Vénus (Gillmann et al., 2009; Nimmo and Mackwell, 2023). De plus, la possible existence de telles conditions, le volume de l'océan d'eau liquide, sa durée de vie et sa stabilité restent très incertains et dépendent de beaucoup de paramètres comme de la période de rotation initiale ou encore de la forme sous laquelle l'eau était présente lors de la formation de la planète (Turbet et al., 2021). Dans un deuxième scénario, Vénus n'aurait jamais connu les conditions nécessaires pour maintenir de l'eau liquide à sa surface. Vénus, étant plus proche du soleil, aurait lentement solidifié son océan de magma i.e. en environ 100 Ma. La cohabitation d'une atmosphère de vapeur et d'une surface fondue aurait permis un échappement hydrodynamique efficace de l'eau (Gillmann et al., 2009), créant alors une planète desséchée. Avant même la solidification de l'océan de magma, une atmosphère de CO<sub>2</sub> et N<sub>2</sub> se serait mise en place, donnant à Vénus ses caractéristiques actuelles, quelques millions d'années seulement après sa formation. Durant le reste de sa vie, Vénus serait restée dans cet état, ne connaissant que des

---

3. Comme pour la Terre, il est globalement admis que la température de Vénus après sa formation était très importante, la dotant d'un océan de magma et permettant d'accélérer la différenciation de la planète.

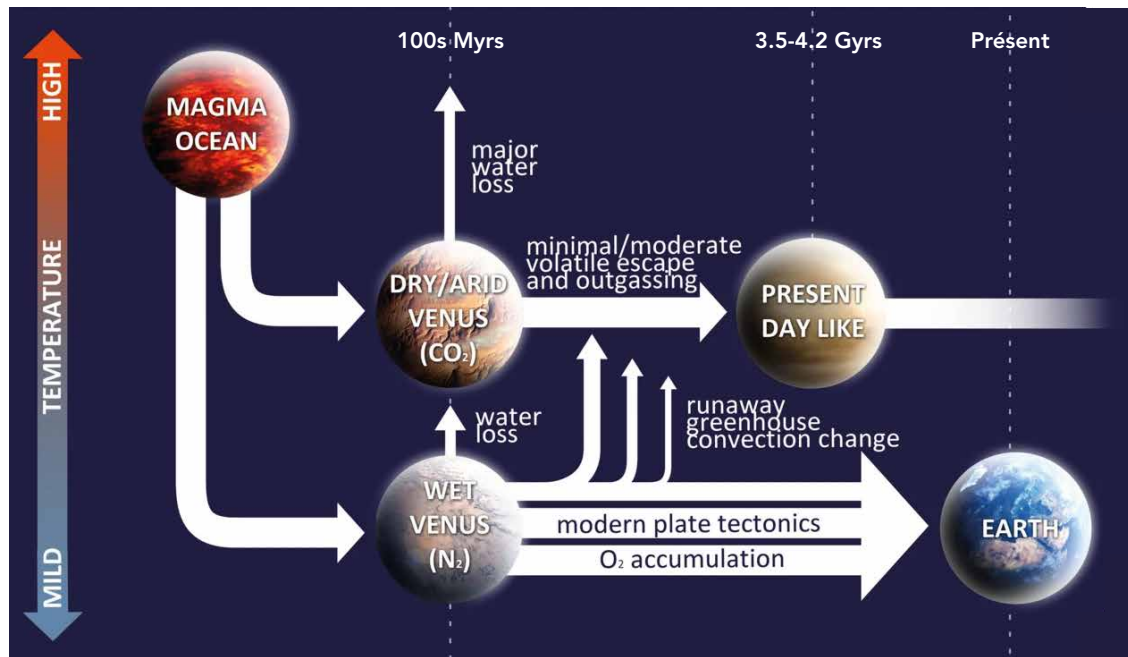


Figure 2.6 – Scenarios possibles d'évolutions des conditions de surface de Vénus. En haut, Vénus devient aride très rapidement dans son histoire, soit en perdant son eau par échappement hydrodynamique, soit en conservant l'eau dans la partie solide de la planète. Elle prend ainsi la forme qu'elle a aujourd'hui après quelques millions d'années seulement. En bas, Vénus suit un chemin semblable à la Terre (avec la possible présence d'un océan) avant de connaître un revirement climatique lui donnant son climat actuel. Figure tirée de Gillmann et al. (2022).

variations mineures de son climat et empêchant ainsi l'apparition de conditions habitables à sa surface. Dans un dernier scénario, l'eau présente initialement dans la planète n'aurait jamais pu dégazer dans l'atmosphère. En effet, le dégazage d'un océan de magma peut être fortement affecté par ses conditions redox (Gaillard et al., 2022) ainsi que par une pression atmosphérique trop importante (Salvador and Samuel, 2023). Sous la pression d'une atmosphère primitive très épaisse, l'eau serait donc restée dans la partie solide de la planète, l'enrichissant en  $H_2O$ , et créant rapidement des conditions de surface inhabitables identiques au deuxième scénario (Gillmann et al., 2022, 2024). Aujourd'hui, les observations, comme le ratio D/H, ne permettent pas de discriminer entre ces différents scénarios car elles peuvent être interprétées de différentes manières, et des scénarios intermédiaires peuvent même être imaginés.

La composition et la structure particulière de l'atmosphère de Vénus, ainsi que son évolution, sont directement liées aux cycles des éléments impliqués dans l'atmosphère. La compréhension des sources et des puits de ces éléments chimiques est ainsi nécessaire pour décrire les échanges atmosphériques. La composition de l'atmosphère, la température et la pression peuvent également jouer un rôle majeur sur l'intérieur et la surface (Gillmann and Tackley, 2014). Étudier les processus de surface, la dynamique interne ainsi que leurs interactions, abordés dans la suite de ce chapitre (voir les sections 2.3 et 2.4), est primordial pour pouvoir comprendre la planète et son évolution.

## 2.3 Une surface jeune et active

Avant l'avènement de l'ère spatiale et l'envoi des premières sondes autour de Vénus, la surface est restée en grande partie inconnue, dissimulée par son atmosphère. C'est pourtant depuis la Terre que les premières observations du sol vénusien sont réalisées au cours des années 1960 grâce aux observatoires de Goldstone et d'Arecibo (Smith, 1963; Evans et al., 1966; Butrica, 1996). En utilisant la transparence des nuages aux ondes radar, trois régions particulièrement brillantes sont identifiées : Alpha Regio, Beta Regio et Maxwell Montes (Goldstein, 1967, 1970). Les efforts pour décrire et cartographier la surface de Vénus se sont ensuite poursuivis, mêlant les observations radar aux observations in-situ des sondes Vénera. En 1989, la sonde Magellan est mise en orbite autour de Vénus afin d'en étudier la surface (Saunders et al., 1992). La présence d'un SAR (Synthetic Aperture Radar) a permis de cartographier près de 98% de la surface avec une précision inédite (Rappaport et al., 1999), menant à un grand nombre de découvertes majeures (Figure 2.7). Cette section a pour objectif de fournir un aperçu non exhaustif des structures et des morphologies révélées par ces missions.

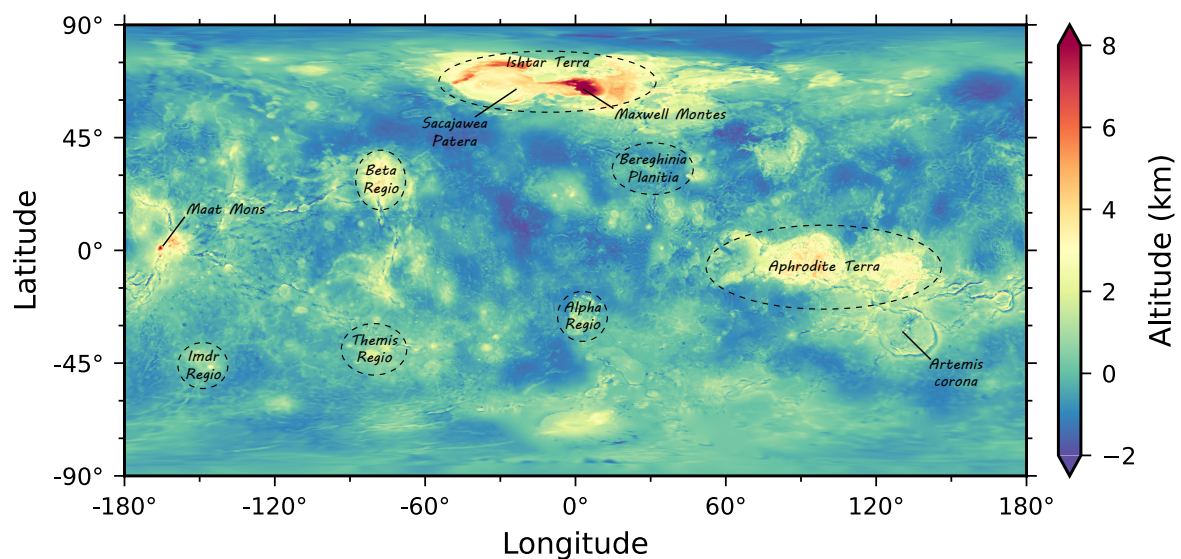


Figure 2.7 – Carte topographique de Vénus obtenue à partir des coefficients d'harmoniques sphériques VenusTopo719 (Wieczorek, 2015). Les structures géologiques principales de Vénus, discutées dans cette section, sont représentées sur la carte.

Sur Terre, la topographie montre une forte dichotomie entre la lithosphère océanique et la lithosphère continentale (Smrekar et al., 2018; Tang, 2021) dont l'opposition est renforcée par le contraste de composition entre les continents, majoritairement granitiques, et les fonds océaniques plus basaltiques (Tang, 2021). En comparaison, sur Vénus, la répartition de la topographie est unimodale, suggérant une plaque unique de composition globalement homogène, proche de ce qui est observé sur Mars. En analysant le relief, trois principaux types de surfaces se distinguent. Des plaines de basse altitude dominent la surface, la recouvrant à plus de 70% (Ford and Pettengill, 1992; Price et al., 1996; Basilevsky and Head, 2003). Les données in-situ provenant des sondes Venera et Vega, ainsi

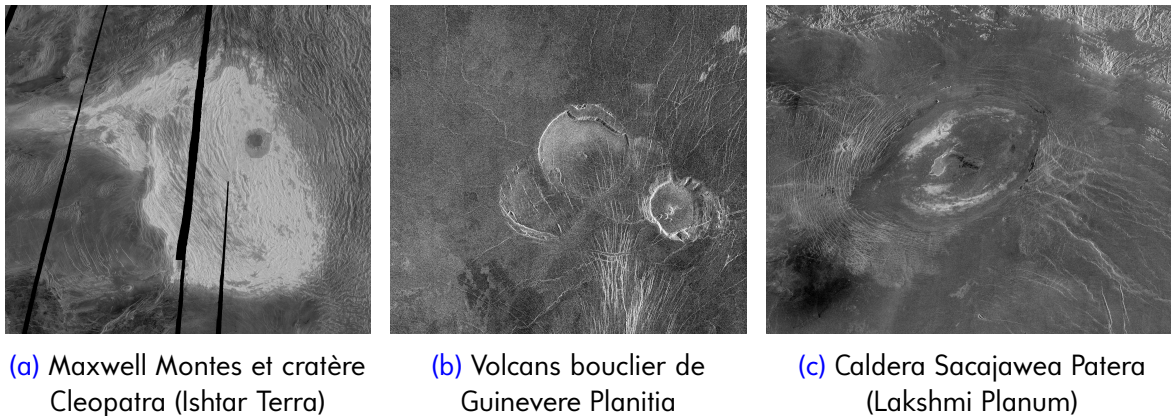


Figure 2.8 – Images radar de la surface de Vénus prise par la sonde Magellan (source : <https://photojournal.jpl.nasa.gov>).

que l'analyse des images orbitales, révèlent la nature principalement basaltique de ces régions (Gilmore et al., 2023). La composition et la morphologie particulièrement lisse de ces plaines semblent ainsi trouver leur origine dans un volcanisme effusif important. Contrastant avec les grandes plaines, le reste de la surface est partagé entre des tesserae et des édifices volcaniques. Les tesserae couvrent environ 8% de la surface vénusienne et sont définis comme des régions qui apparaissent brillantes sur les images radar (Figure 2.8a) à cause de leur rugosité importante (Bindschadler and Head, 1988, 1989; Bindschadler et al., 1990). Contrairement aux plaines basaltiques, les tesserae correspondent généralement à des hauts plateaux dont la composition pourrait être plus acide et felsique (Hashimoto et al., 2008; Shellnutt, 2019). Ishtar Terra, Aphrodite Terra ou encore Beta Regio sont les exemples les plus marquants de tesserae, révélant des surfaces fracturées et montrant une diversité de structures et de déformations très riche (e.g. plissements, cisaillements, grabens) (Hansen and Willis, 1996). Avec cette complexité tectonique mêlant des mécanismes de compression et d'extension, l'origine des tesserae est encore débattue (Maia and Wiczorek, 2022). Les tesserae pourraient ainsi être formés par un mécanisme d'upwelling créant une tectonique extensive dans ces régions et un épaissement de la lithosphère par les produits de la fusion partielle (e.g. Phillips and Hansen, 1998). Selon une seconde hypothèse, les tesserae sont issues d'une dynamique de downwelling associée à une tectonique compressive et un épaissement de la lithosphère crée par le raccourcissement horizontal de la région (e.g. Bindschadler et al., 1992). D'autres théories invoquant des processus de formation similaires aux continents terrestres ou encore associés à des impacts d'astéroïdes peuplent également la littérature scientifique (Hansen, 2006; Romeo and Turcotte, 2008). En dehors des tesserae, les points culminants à la surface de Vénus correspondent à des dômes volcaniques comparables aux volcans boucliers terrestres associés aux points chauds, tels que les îles formant l'archipel d'Hawaï par exemple (Stofan and Smrekar, 2005). Plus de 1000 édifices volcaniques de plus de 5km de diamètre et au moins autant de plus petites structures sont ainsi répertoriés (Hahn and Byrne, 2023). Les volcans dont le diamètre est inférieur à 20km se retrouvent régulièrement concentrés sur des zones de quelques centaines de km<sup>2</sup> (Figure 2.8b). Les plus grands édifices volcaniques sont quant à eux généralement isolés (Aubele and Slyuta, 1990). Ces derniers forment régulièrement une caldeira pouvant s'étendre jusqu'à plus de 100km de diamètre

## 2.3. UNE SURFACE JEUNE ET ACTIVE

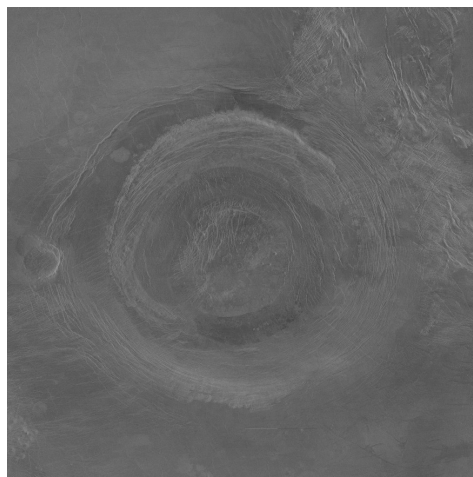


Figure 2.9 - Aramaiti Corona photographiée par la sonde Magellan (source : <https://trek.nasa.gov/venus/>).

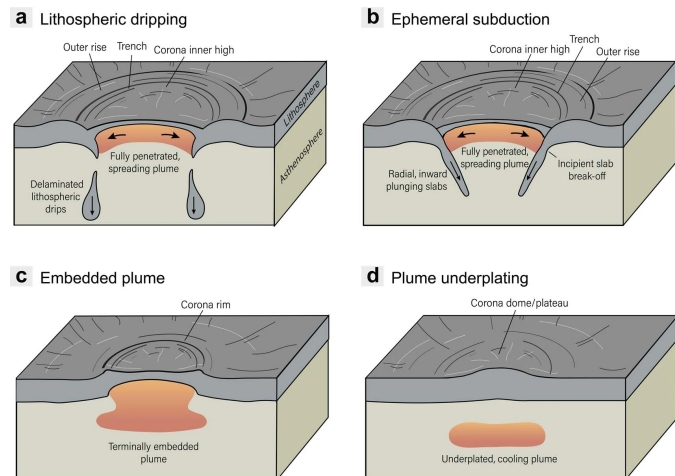


Figure 2.10 - Schéma des mécanismes de formation à l'origine des coronae (Figure tirée de [Gülcher et al. \(2020\)](#)).

(e.g. Sacajawea Patera, Figure 2.8c), dépassant les plus grandes caldeira terrestres ([Head et al., 1992](#)). L'un des volcans les plus remarquables est le Maat Mons, un dôme s'élevant jusqu'à 8 km d'altitude au milieu d'une large plaine volcanique, faisant de lui le deuxième point le plus haut de Vénus après Skadi Mons (Maxwell Montes).

En plus de ces trois types de formations dominant le paysage, la sonde Magellan a révélé des structures uniques dans le système solaire. Les novae et les coronae sont des formations volcano-tectoniques dont l'origine exacte reste encore discutée. Les novae se caractérisent par un système de failles radiales s'étendant sur 100 à 300 km de diamètre ([Stofan et al., 1997](#); [Gülcher et al., 2025](#)). Plus d'une cinquantaine de novae ont ainsi pu être identifiées sur la planète. Les coronae se distinguent des novae par un système de failles circulaires s'ajoutant au réseau radial comme c'est le cas d'Aramaiti Corona (Figure 2.9). A l'aide des observations Magellan, [Stofan et al. \(1997\)](#) ont décrit une diversité morphologique importante au sein des coronae, allant du simple dôme à des morphologies plus complexes. Les dimensions de ces structures sont également très variables, allant de quelques dizaines à plusieurs centaines de kilomètres de diamètre. Plusieurs centaines de coronae couvrent ainsi la surface avec une distribution d'apparence aléatoire. En plus de leur structure tectonique, les novae et coronae montrent également des traces de volcanisme comme des coulées ou des dômes volcaniques ([Stofan and Smrekar, 2005](#)). En associant des études morphologiques, topographiques, gravimétriques avec des modélisations informatiques ([Gerya, 2014](#)) et expérimentales ([Davaille et al., 2017](#)), la communauté scientifique commence à s'accorder sur une origine mantellique de ces structures. Plus précisément, elles seraient liées à la remontée d'un panache mantellique créant une flexion de la lithosphère, la fissurant radialement et donnant naissance aux novae. Lorsque la déformation est plus importante, des fractures concentriques sont créées donnant alors des structures de type coronae. A partir de modèles d'interaction panache-lithosphère, [Gülcher et al. \(2020\)](#) ont proposé que la diversité morphologique des coronae est liée à la vigueur du panache sous-jacent, à la résistance de la lithosphère ainsi qu'au

rapport entre l'épaisseur de la croûte et celle de la lithosphère (Figure 2.10). Lorsque le panache est suffisamment vigoureux pour déformer, fracturer et passer au travers de la lithosphère, l'ancienne lithosphère est rejetée en bordure de panache. Une nouvelle croûte est alors formée à partir des produits de fusions du panache. L'ancienne lithosphère est quant à elle recyclée dans le manteau soit par la mise en place d'une subduction, soit par sa délamination progressive. Ces dynamiques créent ainsi des coronae avec une bordure surélevée et une dépression centrale lorsque le panache est refroidi. L'observation de larges tranchées au niveau de la bordure, souvent interprétés comme des indices de subduction, conforte cette hypothèse de formation (Schubert and Sandwell, 1995; Davaille et al., 2017). Lorsque la lithosphère est trop épaisse ou que le panache n'est pas assez vigoureux, ce dernier ne traverse pas la lithosphère, créant un dôme à la surface. En plus des processus de formation, la morphologie des coronae permet également de déterminer si ces dernières sont encore en activité (Gülcher et al., 2020). De même, pour les 75 coronae dont la résolution du champ gravitationnel est suffisante (Cascioli et al., 2025), l'analyse des données gravimétriques permet d'identifier les coronae semblant inactives, i.e. en équilibre isostatique, et les coronae pouvant encore être volcaniquement et tectoniquement actives (Hoogenboom et al., 2004).

Outre ces différentes structures majeures, la surface de Vénus dénote également dans le système solaire par sa très faible quantité de cratères d'impacts (Strom et al., 1994; Herrick et al., 1997). Parmi les ~900 cratères répertoriés, le nombre de petits impacts est réduit par la présence de l'atmosphère, détruisant les petites météorites avant qu'elles n'atteignent le sol (Herrick and Phillips, 1994). En planétologie, une surface très cratérisée est synonyme d'une surface ancienne, ayant accumulée les traces d'impacts au cours de sa vie. Au contraire, un faible nombre de cratères, comme sur Vénus, indique une surface relativement jeune. Dans le cas de Vénus, l'âge de la surface est généralement estimé entre 300 et 800 millions d'années selon les terrains (Mckinnon et al., 1997; Herrick et al., 2023). Des études plus récentes réduisent cette estimation à un âge moyen inférieur à 300 millions d'années (Le Feuvre and Wicczorek, 2011), un âge plus proche de la surface terrestre que de la surface des autres planètes telluriques. Dans cet intervalle, les tesserae apparaissent comme les plus vieilles régions de Vénus et les plaines regroupent les surfaces les plus jeunes (Ivanov and Head, 2011). La jeunesse apparente de la surface témoigne ainsi de processus permettant le renouvellement de la surface ancienne. Sur Terre, ce processus se fait efficacement par la tectonique des plaques, renouvelant très rapidement la croûte océanique, ainsi que par des processus érosifs, transformant la croûte continentale et faisant disparaître une majorité des cratères d'impacts (Johnson and Bowling, 2014). Même si certaines observations géologiques montrent des déformations de la lithosphère indiquant des mouvements latéraux (Tuckwell and Ghail, 2003; Ghail, 2002) ainsi que des indices de subduction locale (McKenzie et al., 1992; Davaille et al., 2017), Vénus ne possède pas de tectonique des plaques à l'échelle de la dynamique terrestre, possiblement à cause d'une température de surface trop élevée (Bercovici and Ricard, 2014). La surface de Vénus doit donc sa jeunesse à d'autres agents qui ont permis son renouvellement sur une échelle de temps réduite. Deux scénarios sont généralement étudiés, impliquant un volcanisme intense à l'origine des plaines basaltiques actuelles (e.g. Herrick et al., 2023). Dans le premier scénario, le resurfaçage est dit "catastrophique". La surface est alors totalement recouverte par des productions volcaniques sur un temps très court. Cet épisode serait succédé par une période de quiescence durant laquelle l'activité

### 2.3. UNE SURFACE JEUNE ET ACTIVE

---

volcanique est réduite (Schaber et al., 1992; Strom et al., 1994). Dans le deuxième scénario imaginé pour Vénus, la surface est recyclée graduellement. Le volcanisme se met en place plus localement, sur des périodes de temps plus grandes. La surface est ainsi recouverte petit à petit, expliquant son jeune âge apparent (Phillips et al., 1992; Hauck II et al., 1998). La modélisation de ces deux scénarios a longtemps privilégié le resurfaçage catastrophique, reproduisant alors mieux la distribution aléatoire des cratères d'impacts (Romeo and Turcotte, 2010; Romeo, 2013). Le perfectionnement de ces modèles a permis de montrer qu'un resurfaçage graduel permet également d'expliquer l'apparence actuelle de la surface (Bjornnes et al., 2012). Afin de trancher entre ces deux hypothèses, les études concernant l'intérieur de Vénus, sa dynamique et son évolution se sont multipliées et sont discutées dans la prochaine section (voir section 2.4). Dans le même temps, la recherche de preuves d'une activité volcanique récente s'est intensifiée, permettant de contraindre l'intensité du volcanisme sur Vénus et de déterminer quels processus à l'origine de la surface jeune est le plus réaliste.

Avec la présence de structures volcaniques multiples (volcans, plaines basaltiques, chenaux de laves, coronae) et l'énigme du resurfaçage récent, la question d'un volcanisme encore actif sur Vénus a rapidement émergé. En analysant les données fournies par la sonde Pioneer Vénus, Esposito (1984) a observé une augmentation significative de l'abondance de  $\text{SO}_2$  dans la couche nuageuse suivit d'une diminution de celle-ci. Sur cette période de temps, la couche de brouillard située au-dessus des nuages a également été réduite. Cette observation est alors interprétée comme un épisode volcanique en cours sur Vénus. En 2010, de nouvelles preuves indirectes d'un volcanisme récent sont mises à jour. Smrekar et al. (2010) révèlent ainsi, à partir de l'étude de l'émissivité thermique de points chauds vénusiens, une coulée de lave dont l'âge est estimé entre 0,25 et 2,5 millions d'années. La même année, l'étude des émissions thermiques au sein de Bereghinia Planitia a permis d'estimer la température de subsurface d'une coulée basaltique (Bondarenko et al., 2010). Les résultats révèlent une température bien supérieure à la température d'équilibre suspectée pour une ancienne coulée, et donc cohérente avec une origine volcanique plus récente (< 50 ans). Plus récemment, des études analysant l'émissivité de surface à 1 micron obtenue par l'instrument VIRTIS de la sonde Venus Express ont apporté de nouveaux indices sur l'âge des coulées vénusiennes (D'Incecco et al., 2017, 2020). Ces études révèlent l'existence de coulées récemment formées au niveau de Imdr Regio et reliées à des déformations tectoniques récentes. Les observations radar ont également apporté des preuves d'une altération négligeable de certaines coulées, témoignant d'un âge très faible (Brossier et al., 2022). Enfin, la possible variation de la teneur en phosphine de l'atmosphère révélée par Truong and Lunine (2021) serait un indice de plus en faveur d'un volcanisme actuel. Depuis 2023, un nouvel élan dans l'étude du volcanisme vénusien est apparu, avec l'observation de modifications à la surface d'un volcan et l'apparition d'une coulée de lave entre deux survols par la sonde Magellan, donnant les premières preuves directes d'une activité volcanique actuelle sur la planète (Herrick and Hensley, 2023; Sulcanese et al., 2024).

L'ensemble de ces processus de surface sont des témoins indirects de la dynamique interne de la planète. Par exemple, les coronae et les tesserae sont très probablement reliées à des mouvements du manteau sous-jacent. Le volcanisme et la surface jeune de Vénus sont générés par de la fusion partielle du manteau. L'étude des processus de surface

donne ainsi des contraintes sur la dynamique interne de Vénus. De manière complémentaire, l'étude des processus internes apporte de nouvelles explications sur la formation de la surface actuelle.

## 2.4 Un intérieur mal connu

Le nombre de données concernant la surface de Vénus étant déjà très limité par la présence de l'atmosphère, l'acquisition d'informations sur l'intérieur de la planète est encore plus ardue. Sur la Terre, la Lune et plus récemment Mars, la mise en place de sismomètres enregistrant les ondes de volumes a permis de faire un bon en avant dans la connaissance de leur intérieur (e.g. [Dziewonski and Anderson, 1981](#); [Goins et al., 1981](#); [Lognonné et al., 2019](#); [Nunn et al., 2020](#); [Samuel et al., 2023](#)). Sur Vénus, bien que certains projets à l'étude proposent des atterrisseurs longue durée équipés de sismomètres ([Kremic et al., 2020](#)), les conditions de surface extrêmes ont pour le moment toujours empêché la mise en place de tels systèmes. La compréhension de son intérieur et de sa structure est donc jusqu'ici restée restreinte aux observations obtenues avec les sondes en orbite. En particulier, l'étude du moment d'inertie, des déformations de marée et du champ de gravité, obtenus par les expériences de radio-sciences, est primordiale pour accéder à ces informations ([O'Rourke et al., 2023](#)).

A la fin du XXème siècle, [Konopliv et al. \(1999\)](#) ont reconstruit le champ de gravité avec résolution spatiale variant entre 170 km et 540 km en combinant les données de suivi radio par effet Doppler ("radio tracking") des sondes Pioneer Venus et Magellan ([Rosenblatt et al., 2021](#)). En reconstruisant le champ de gravité, ils ont déterminé la constante gravitationnelle géocentrique  $GM$  (produit de la masse de la planète et de la constante gravitationnelle), donnant accès à la masse de la planète en supposant la constante gravitationnelle bien contrainte, ainsi que les 180 premiers ordres et degrés des harmoniques sphériques du champ de gravité et le nombre de love  $\tilde{k}_2$ . En dehors de ces mesures, la faible contrainte sur le degré 2 du champ de gravité empêche la détermination précise du moment d'inertie de Vénus. La structure interne (Figure 2.11) ainsi que la composition sont ainsi soumises à de très larges incertitudes ([O'Rourke et al., 2023](#)). A partir du moment d'inertie (déterminé grâce aux observations radars faites depuis la Terre), la taille du noyau a pu être estimée seulement avec une précision de 14% (à  $2\sigma^4$ ) donnant un rayon de  $3500 \pm 500$  km ([Margot et al., 2021](#)). L'épaisseur de la lithosphère et de la croûte ont quant à elles fait l'objet de nombreuses études basées sur l'analyse des données de topographie et de gravité disponibles depuis le passage de la sonde Magellan. En considérant l'équilibre isostatique décrit par [Airy \(1855\)](#), plusieurs études ont proposé un saut de densité correspondant à la transition entre la croûte et le manteau, variant entre 30 et 300 km de profondeur selon les régions (e.g. [Smrekar and Phillips, 1991](#); [Moore and Schubert, 1997](#)). En parallèle, l'utilisation de techniques spectrales à échelles locales et globales suggère une croûte plus fine, de 15 à 35 km d'épaisseur en moyenne et variant entre 10 et 110 km (e.g. [Grimm, 1994](#); [Simons et al., 1997](#); [Anderson and Smrekar, 2006](#); [Jiménez-Díaz et al., 2015](#); [Maia and Wiczorek, 2022](#)). L'épaisseur de la lithosphère peut être déterminée de la même

4.  $\sigma$  désigne ici l'écart type de la valeur.

## 2.4. UN INTÉRIEUR MAL CONNU

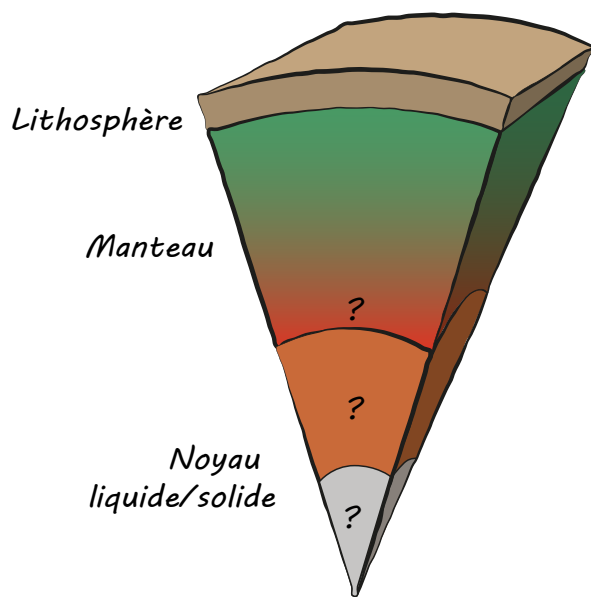


Figure 2.11 - Schéma synthétique de la structure interne vénusienne. Les épaisseurs de chaque couches, la transition noyau-manteau et la structure du noyau sont très mal contraints par les données.

manière, en utilisant le lien entre la topographie et le champ de gravité, mais également à l'aide de modèle de dynamique interne donnant des estimations très variables allant de 100 km à 600 km d'épaisseur (e.g. [Smrekar and Parmentier, 1996](#); [Nimmo and McKenzie, 1996](#); [Solomatov and Moresi, 1996](#); [Orth and Solomatov, 2011](#)).

Par manque de données, et en comptant sur les ressemblances avec la Terre, la composition de Vénus est souvent dérivée des données terrestres redimensionnées et adaptées à son rayon et à sa masse (e.g. [Mocquet et al., 2011](#); [Aitta, 2012](#); [Zharkov et al., 2018](#)). La croûte est généralement supposée de composition basaltique, en accord avec les observations réalisées par les sondes Venera ([Smrekar et al., 2018](#); [Gilmore et al., 2023](#)). Le manteau silicaté sous-jacent serait, comme sur Terre, principalement composé de péridotite. La partie supérieure serait ainsi composée d'olivine,  $(\text{Mg,Fe})_2\text{SiO}_4$ , et de pyroxène,  $(\text{Mg,Fe})_2\text{Si}_2\text{O}_6$ , qui, avec les variations des conditions pression-température deviennent de la perovskite,  $(\text{Mg,Fe})\text{SiO}_3$ , et de la wüstite,  $(\text{Mg,Fe})\text{O}$ , dans le manteau inférieur ([Shah et al., 2022](#)). Selon le modèle de structure interne, et notamment selon la taille du noyau, les roches du manteau profond peuvent atteindre les conditions de stabilité de la post-perovskite, imposant une nouvelle transition dans le manteau ([Dumoulin et al., 2017](#); [Xiao et al., 2021](#)). Le noyau Vénusien serait, quant à lui, principalement composé de fer, avec la présence en trace de volatiles et de soufre. La composition exacte de l'intérieur reste encore inconnue mais pourrait différer légèrement de celle de la Terre. La teneur en fer du manteau ou en éléments volatiles du noyau, sont généralement choisis afin d'expliquer la densité moyenne de la planète quelle que soit la taille du noyau (e.g. [Shah et al., 2022](#)).

En plus des incertitudes sur la structure et la composition, l'état de l'intérieur (liquide et/ou solide) est lui même très mal contraint, en particulier dans le noyau. Outre la sismologie, l'étude du champ magnétique permet généralement d'accéder à certaines informations concernant l'intérieur des planètes et des satellites. L'étude du champ magnétique a par exemple permis de décrire la structure du noyau de Mercure (e.g. [Wardinski et al., 2021](#)), de montrer la présence de sels dans les océans des satellites de glaces (e.g. [Khurana et al., 1998](#); [Zimmer et al., 2000](#)) et de mettre en évidence la présence d'un noyau

solide ferrique au cœur de Ganymède, prouvant au passage la différenciation de ce satellite (Schubert et al., 1996). Dans le cas des planètes telluriques, la présence d'un champ magnétique global intrinsèque, comme sur Terre, permet de mettre en lumière la présence d'un noyau métallique partiellement liquide (Sohl and Schubert, 2007). Sur Vénus, comme sur Mars, aucun champ magnétique interne n'existe actuellement, montrant l'absence de dynamo active, sans pour autant exclure la présence d'un noyau partiellement ou totalement liquide (e.g. Sohl and Schubert, 2007; O'Rourke et al., 2018). Dans le cas de Mars, la présence d'un champ magnétique rémanent indique la présence d'un champ magnétique passé, permettant d'en apprendre plus sur l'intérieur, le noyau et leur évolution. (Langlais and Amit, 2008). Pour Vénus, aucun champ magnétique rémanent n'a été détecté par les différentes missions (O'Rourke et al., 2018, 2019). Sans plus de contraintes sur l'intérieur, l'absence d'un champ magnétique peut être expliquée quelque soit l'état actuel du noyau vénusien (O'Neill, 2021). Premièrement, le noyau pourrait être entièrement liquide. Dans ce cas, la température de Vénus est trop élevée pour permettre à la planète de cristalliser un noyau solide et d'avoir une convection efficace dans le noyau liquide pour développer une dynamo. Dans un second cas, le noyau pourrait être entièrement solide. La planète aurait alors refroidi dans le passé, cristallisant entièrement le noyau et privant actuellement la planète d'une dynamo et du champ magnétique associé. Enfin, le noyau de Vénus pourrait être partiellement liquide, possédant une graine solide entourée d'un noyau extérieur liquide. Ce dernier scénario nécessite des mécanismes additionnels qui empêchent le développement d'un champ magnétique. En particulier, la température du manteau de Vénus pourrait être trop élevée pour permettre le refroidissement du noyau (Stevenson, 2003). Dans ce cas, le noyau externe liquide ne pourrait plus se cristalliser, arrêtant la croissance du noyau solide et limitant la convection dans le noyau liquide, empêchant de ce fait le développement d'une dynamo (Nimmo, 2002). Pour les scénarios impliquant un noyau partiellement ou totalement solide, Vénus aurait pu générer un champ magnétique au cours de la cristallisation du noyau. Ce dernier aurait stoppé avec l'arrêt de la croissance de la graine solide et les vestiges de ce champ magnétique seraient de trop faible intensité pour être détectés par les précédentes missions. En l'absence de données magnétiques, l'étude des déformations de marée peuvent généralement apporter des contraintes sur l'état du noyau. Cependant, le nombre de Love de marée  $k_2$  (voir section 3.2.4) n'est connu qu'avec une précision de 22% (à  $2\sigma$ , Konopliv and Yoder (1996)), ce qui ne permet pas de connaître la structure du noyau (Dumoulin et al., 2017). En plus de l'état du noyau incertain, une couche partiellement fondue au niveau de la transition entre le manteau et le noyau pourrait toujours exister de nos jours. Si une cristallisation totale du manteau en 2-3 milliards d'années est proposée dans la majorité des études, une couche de 200 à 400km d'épaisseur aurait pu subsister jusqu'à aujourd'hui (O'Rourke, 2020).

La connaissance partielle de la composition, de la structure et de l'état thermique limite fortement la détermination des propriétés physiques et mécaniques des matériaux qui composent Vénus. Cependant, contraindre la viscosité, l'expansion thermique, la conductivité, la diffusivité et la densité est essentiel pour caractériser les dynamiques planétaires (Rolf et al., 2022). Par exemple, la répartition des masses détermine le moment d'inertie global et affecte la réponse de Vénus aux différents forçages, modifiant notamment la dynamique rotationnelle de la planète. Étant intimement reliée à la composition chimique des différentes couches ainsi qu'aux variations de pression et de température avec la profondeur, ce paramètre reste aujourd'hui très mal connu. La viscosité joue également un rôle

## 2.4. UN INTÉRIEUR MAL CONNU

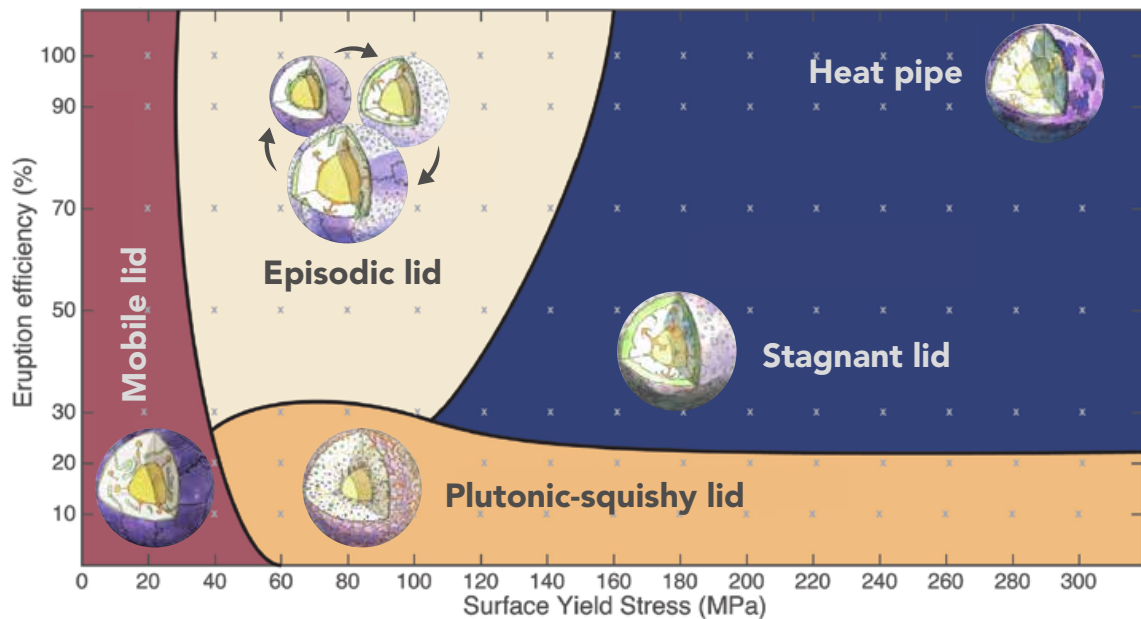


Figure 2.12 – Diagramme de régime représentant l'espace de paramètres (limite d'élasticité et efficacité d'extrusion) pour lesquels les différents régimes tectoniques sont actifs. Le régime dit *mobile lid* décrit une convection similaire à celle de la Terre, permettant la formation de plaques tectoniques. Le régime en *stagnant lid* correspond à un régime de convection opposé pour lequel la surface n'est pas renouvelée, comme c'est le cas sur Mars. Le régime de *heat-pipe* correspond à un régime dominé par le volcanisme. Pour Vénus, les régimes *episodic lid* et *plutonic-squishy lid* pourraient expliquer les observations à la surface Lourenço et al. (2020). Figure modifiée d'après Lourenço and Rozel (2023).

particulièrement important au sein de planètes en affectant l'ensemble des dynamiques impliquant un déplacement ou une déformation de la matière. Elle détermine ainsi le type de dynamique interne ou encore la déformation globale de la planète face à des forçages extérieurs. Ce paramètre varie énormément selon la température mais aussi la pression, la composition de la planète, la taille des grains, la teneur en eau et beaucoup d'autres éléments qui le rend difficile à estimer (Karato, 2010). Sur Terre, l'utilisation de données géophysiques de surface (topographie, gravité, vitesses sismiques et vitesse des plaques tectoniques) ainsi que l'étude des phénomènes de subduction et d'ajustement isostatique permettent d'estimer la viscosité interne (e.g. Marquardt and Miyagi, 2015; Lau et al., 2016; Mao and Zhong, 2021). A cause de l'imprécision des données et de l'absence de phénomènes visibles permettant de contraindre la viscosité, ce paramètre reste difficile à estimer sur Vénus même si d'autres données comme les mouvements et les déformations à la surface peuvent contraindre partiellement sa valeur.

L'absence de plaques tectoniques similaires à la Terre, la présence de structures uniques telles que les coronae ou encore la surface particulièrement jeune de Vénus sont le reflet direct de sa dynamique interne. En effet, les différents régimes tectoniques répertoriés dans notre système solaire (Figure 2.12) décrivent les déformations à grande échelle qui affectent la lithosphère des planètes et sont les expressions à la surface de leur dyna-

mique interne. La nature des structures tectoniques observables à la surface dépendent donc d'un équilibre complexe entre la vigueur de la convection du manteau sous-jacent et la résistance mécanique de la lithosphère, dans lequel l'état thermique, la présence de fluide, l'épaisseur de la lithosphère ou encore les propriétés mécaniques des roches interviennent. Sur Terre, la tectonique des plaques permet un recyclage actif de la lithosphère dans le manteau par le biais de la subduction, donnant un régime appelé *mobile lid* ou couvercle mobile (e.g. [Tackley, 2000](#); [Stein et al., 2004](#); [Sleep, 2007](#)). Dans ce cas, la vigueur de la convection est suffisamment importante pour fracturer la lithosphère et initier la tectonique des plaques. A l'inverse, la Lune et Mars ne montrent aucune trace récente de recyclage de leurs couches supérieures et seraient dans un régime dit *stagnant lid* ou couvercle stagnant (e.g. [Christensen, 1984](#); [Solomatov, 1995](#)). Ce régime tectonique implique une lithosphère plus rigide (épaisse et résistante), un refroidissement moins efficace du manteau et donc un intérieur plus chaud que la Terre. Avec la multiplication des modèles numériques de convection, de nouveaux régimes tectoniques ont été proposés pour essayer de reproduire les observations de la surface des autres planètes du système solaire et en particulier Vénus. Numériquement, ces régimes sont décrits en fonction de l'éventail des propriétés et des processus physiques dans lesquels ils peuvent exister. En particulier, ces régimes sont souvent représentés en fonction de l'efficacité d'extrusion, c'est à dire du rapport entre le volume de magma extrusif et le volume total de magma produit (extrusif + intrusif), et de la limite d'élasticité en surface, qui correspond à la contrainte au delà de laquelle les roches sont déformées de manière irréversible ([Figure 2.12](#), [Lourenço and Rozel \(2023\)](#)). Dans cet espace de paramètres, le régime *mobile lid* nécessite une limite d'élasticité faible (<60 MPa) et peut exister quelque soit l'efficacité d'extrusion. A l'inverse, le régime *stagnant-lid* nécessite une limite d'élasticité en surface élevée et une efficacité d'extrusion supérieure à 30%. Pour Vénus, plusieurs hypothèses ont émergé afin d'expliquer les observations à la surface. Sans plaques tectoniques similaires à la Terre visibles, éliminant par définition un potentiel régime *mobile lid*, Vénus a dans un premier temps été imaginée dans un régime *stagnant lid*. Cependant, sa surface très jeune indique un recyclage intense de la lithosphère, incohérent avec un régime en couvercle stagnant (e.g. [Armstrong and Tackley, 2012](#); [Bédard, 2018](#)). De plus, la production de chaleur interne estimée pour Vénus est trop importante pour maintenir un tel régime stable et la mise en place d'un régime plus actif, permettant de mieux évacuer la chaleur interne, serait plus cohérent avec l'estimation de la production de chaleur. En particulier, le réchauffement de Vénus sous un couvercle stagnant pourrait se traduire par une fusion partielle importante dans le manteau et la mise en place d'un volcanisme intense associé à un régime tectonique appelé *heat-pipe*. Ce régime diffère du régime *stagnant lid* par le mode d'évacuation de la chaleur interne, qui, au lieu d'être uniquement conductif et peu efficace, s'appuie sur la circulation de magma par les fissures de la lithosphère pour évacuer la chaleur via le volcanisme. Ce régime se reproduit numériquement en considérant une limite d'élasticité importante (comme pour le régime *stagnant lid*) ainsi qu'une efficacité d'extrusion quasiment totale ( $\approx 100\%$ ). L'épaississement important de la lithosphère, associé au volcanisme intense, est cependant incompatible avec les observations et d'autres régimes tectoniques ont par la suite été préférés. L'hypothèse d'un régime épisodique pour Vénus a donc été avancée, décrivant un régime en couvercle stagnant instable interrompu par des épisodes de renversement de la lithosphère ou des instabilités mantelliques. Ce régime permettrait alors le resurfaçage global et catastrophique de

la surface Vénusienne en quelques millions d'années seulement (Lourenço et al., 2016). L'existence d'un régime épisodique nécessite une limite d'élasticité intermédiaire, dont la valeur détermine la fréquence de renversement de la lithosphère, et une efficacité d'extrusion supérieure à 20-30%. Plus récemment, Lourenço et al. (2020) ont proposé un nouveau régime intermédiaire, le *plutonic-squishy lid*, pouvant expliquer les observations de la surface de Vénus. Ce régime se caractérise par de nombreuses petites plaques rigides séparées par des zones chaudes et faibles, c'est à dire plus faciles à déformer. Dans ces zones partiellement fondues, la croûte plus déformable serait ainsi soumise à des processus de délamination. En s'enfonçant dans l'asthénosphère, les fragments de lithosphère génèrent un reflux de matière chaude ascendant, formant de nouvelles zones affaiblies thermiquement dans la lithosphère. Ce régime pourrait se mettre en place lorsque qu'une partie assez importante des produits de fusion mantellique viennent en intrusion dans la lithosphère permettant la formation des régions plus faibles, c'est à dire pour une efficacité d'extrusion inférieur à 20-30% et une limite d'élasticité supérieur à 50 MPa. Une telle efficacité d'extrusion serait cohérente avec la présence d'une lithosphère plus chaude et molle que la Terre (Gerya, 2014).

## 2.5 Exploration spatiale et questions scientifiques

Depuis les années 1960, la place de Vénus au sein de l'exploration spatiale a beaucoup évolué. Sa ressemblance avec la Terre, ainsi que la distance qui les sépare, ont fait de Vénus l'une des premières cibles de l'exploration de notre système solaire. Dès 1962, le premier survol de Vénus est réalisé par la sonde Mariner 2, révélant les conditions de température et de pression extrême à la surface (Barath et al., 1964). Les missions se sont alors multipliées avec les sondes Venera qui ont sondé l'atmosphère à partir de 1967 et atteint la surface de Vénus dans les années 1970, ou encore avec les missions Vega 1 & 2, étudiant la dynamique de l'atmosphère. C'est avec la sonde Magellan, lancée en 1989, que l'exploration de Vénus connaît son apogée ainsi qu'un important tournant. Au cours de la mission, la sonde a acquis des images radar sur 98% de la surface avec une résolution inférieure au kilomètre. C'est également cette mission qui a permis d'obtenir une carte quasiment totale de la topographie ainsi que le champ de gravité (Konopliv et al., 1999; Rappaport et al., 1999).

L'exploration de Vénus est cependant particulièrement limitée par les conditions de surface et les contraintes techniques qui y sont associées. L'attrait grandissant vers d'autres corps du système solaire comme Mars ou les satellites Galiléens signe ainsi le déclin de l'exploration de Vénus. Depuis 1989, seules deux sondes ont été envoyées en direction de Vénus : Venus Express, dont la mission s'est terminée en 2014 et Akatsuki, seule sonde encore en orbite autour de Vénus. Ces dernières missions ont permis de faire d'importantes découvertes concernant la dynamique atmosphérique ainsi que l'activité volcanique de la planète (D'Incecco et al., 2020). Plus d'une vingtaine de missions ont ainsi été envoyées vers Vénus, plus ou moins couronnées de succès, auxquelles s'ajoutent les survols de Vénus par d'autres missions ainsi que les observations depuis la Terre.

Depuis 2020, l'exploration vénusienne a connu un regain d'intérêt avec la sélection si-

multanée de 3 missions en direction de Vénus : EnVision (ESA), Veritas (NASA) et DaVinci+ (NASA) (Helbert et al., 2021; Smrekar et al., 2022; Garvin et al., 2022). Ces missions, dont le lancement était initialement prévu à l'horizon 2030, ont pour objectif d'étudier l'ensemble de la planète, de l'atmosphère à l'intérieur, pour répondre à plusieurs questions majeures :

- Comment la dynamique interne de Vénus a-t-elle évolué ?
- Vénus a-t-elle connu un océan à sa surface ?
- Quelle est la structure et la composition interne de Vénus ?
- Vénus est-elle encore aujourd'hui active ?
- Comment expliquer la rotation actuelle de Vénus ?

Bien que leurs calendriers de lancement aient récemment évolué, alimentant l'incertitude quant à leur avenir, ces missions restent emblématiques du regain d'intérêt scientifique pour Vénus.

La question du passé et de l'évolution de Vénus s'inscrit directement dans la thématique plus large de l'habitabilité planétaire. Les origines des conditions favorables sur Terre, comme la présence d'eau liquide en surface ou l'émergence de la tectonique des plaques, demeurent encore très mal comprises. L'identification d'environnements similaires à la Terre dans le passé de Vénus, ainsi que des processus à l'origine de leur disparition, donneraient des indices importants sur le développement de conditions habitables sur les planètes du système solaire et sur les exoplanètes. La caractérisation des structures à la surface de Vénus (Tesserae, Coronae...), de la composition de la surface et de l'atmosphère par les prochaines missions devraient apporter des éléments clés pour répondre à ces questions. La détermination de la structure et de la dynamique interne de Vénus fait également partie des grands enjeux des prochaines années. Sur Terre, l'activité tectonique et volcanique est directement reliée à l'activité interne, et l'existence de phénomènes similaires à la surface de Vénus permettrait d'en apprendre plus sur l'intérieur. L'observation de variations morphologiques à la surface, d'anomalies thermiques révélant la présence de coulées de lave, ou encore de changements locaux et rapides de la composition de l'atmosphère associés à des éruptions volcaniques, sont autant de témoins de l'activité de Vénus et d'indices sur sa dynamique interne. En plus d'observations indirectes de l'intérieur, les expériences de radio-tracking réalisées par les sondes EnVision et VERITAS devraient permettre d'améliorer fortement la résolution du champ de gravité ainsi que d'estimer avec précision les nombres de Love (Cascioli et al., 2021; Rosenblatt et al., 2021). L'analyse de ces données apportera de précieuses informations sur la structure de l'intérieur, comme l'épaisseur de la lithosphère ou la taille du noyau, mais également sur l'état du noyau et donc l'état thermique de Vénus. Enfin, les prochaines missions ont pour objectif de poursuivre la caractérisation de la rotation en mesurant précisément sa période et ses variations au cours du temps. Associé à cela, la présence ou l'absence d'indices sur la présence d'un ancien océan et ainsi que les données concernant la structure interne vont permettre d'avancer sur la question de l'évolution passée de la rotation. En attendant l'arrivée de ces nouvelles données, l'étude des différents effets de marée peut permettre d'en apprendre plus sur la rotation et sur l'intérieur de Vénus.



## Chapitre 3

# Effets de marée et rotation

Ce chapitre a pour objectif de décrire en détail les principes généraux des effets de marée qui affectent Vénus, les méthodes utilisées pour évaluer leur importance ainsi que les conséquences de chacun de ces effets sur la dynamique rotationnelle. Dans une première section (section 3.1), la notion de marée est introduite en prenant l'exemple de la Terre puis en dressant un tableau non exhaustif des effets de marée dans le reste du système solaire. Les différents effets de marée qui affectent Vénus sont ensuite décrits dans les sections suivantes. Après avoir détaillé le phénomène de marée gravitationnelle, la section 3.2 introduit le potentiel de marée ainsi que la méthode utilisée dans cette thèse pour calculer la déformation viscoélastique d'un corps sous l'effet des marées, basée sur la notion de fonctions radiales. Les marées atmosphériques thermiques sont par la suite détaillées dans la section 3.3. La section 3.4 présente un troisième effet de marée, la marée solide induite par l'anomalie de pression, qui découle des deux premiers. Enfin, la dernière section (section 3.5) se concentre sur la manière dont les marées affectent la rotation de Vénus en introduisant les couples de forces associés à chacun de ces effets.

### 3.1 Les marées dans le système solaire

Les forces de marée sont au cœur de notre système solaire. Sur Terre, les marées océaniques, provoquées par l'attraction gravitationnelle de la Lune et du Soleil sur la Terre, sont l'une des manifestations les plus évidentes de ce phénomène. La Lune impose ainsi une variation périodique du niveau des océans au cours d'un cycle principal de 12 heures et 25 minutes, alternant entre marées hautes et marées basses. Tout comme la Lune, le Soleil est à l'origine de marées, dites solaires, résultant de son influence gravitationnelle sur la Terre. Les océans, soumis à cet effet, subissent des marées de plus fortes amplitudes, dites de vives eaux, lorsque la Lune et le Soleil sont alignés avec la Terre et combinent leur action. Au contraire, les marées sont dites de basses eaux lorsque la Lune est en quadrature (i.e. l'angle Soleil-Terre-Lune est égal à  $90^\circ$ ) et que les marées solaires compensent en partie l'effet de la Lune, diminuant alors l'amplitude des marées océaniques. Cependant, les forces de marée n'affectent pas uniquement les couches liquides mais l'ensemble des corps perturbés. La Terre dans son ensemble est ainsi également soumise aux marées gravitationnelles qui déforment l'intérieur avec une amplitude de plusieurs dizaines de centimètres. La présence d'une atmosphère vient ajouter deux effets à ce bilan. Premièrement, à l'instar des autres couches, l'atmosphère est soumise aux marées gravitationnelles. Deuxièmement, les écarts de température imposés par le cycle

### 3.1. LES MARÉES DANS LE SYSTÈME SOLAIRE

---

jour/nuit génèrent une circulation de la masse atmosphérique de la face diurne vers la face nocturne. Cette redistribution de la masse de l'atmosphère est appelée "marée thermique", bien qu'elle diffère du sens original donné au mot marée. Enfin, d'autres effets mineurs, résultant de la combinaison des premiers effets, complètent ce tableau ([Wilhelm et al., 1997](#); [Correia and Laskar, 2003b](#)).

L'ensemble de ces effets de marée jouent un rôle fondamental sur la dynamique orbitale et rotationnelle ainsi que sur le bilan radiatif des corps perturbés, en modifiant la répartition de l'énergie au sein du système. Une partie de l'énergie mécanique mise en jeu lors de la déformation de marée est convertie sous forme de chaleur par des processus de friction à l'intérieur et à la surface de la planète. Cette dissipation de l'énergie entraîne une réduction progressive de l'énergie cinétique rotationnelle et orbitale. Ainsi, une partie de la chaleur interne de la Terre actuelle et de la Lune trouve son origine dans les déformations associées aux forces de marée. En contrepartie, l'orbite et la rotation des deux objets sont modifiés. Si on ne considère que les marées associées à la partie solide du corps, comme c'est le cas pour la Lune, la rotation de ce corps va tendre vers une rotation synchrone définie par une la période de rotation sidérale égale à la période de révolution. Actuellement, la Lune se situe dans cet état d'équilibre, expliquant pourquoi une seule face de la Lune est visible depuis la Terre ([Williams et al., 2001](#)). Le bilan pour la Terre est quant à lui plus complexe car il nécessite de prendre en compte l'ensemble des phénomènes de marée, incluant l'effet de l'atmosphère, de l'océan et de la partie solide. La somme de ces contributions tend aujourd'hui à faire ralentir la rotation terrestre d'environ deux millièmes de seconde par siècle pour lui faire rejoindre peu à peu un état d'équilibre ([Stephenson et al., 2016](#)). Dans le système Terre-Lune, le moment cinétique total doit être conservé, c'est à dire que la somme des moments cinétiques associés à la rotation de la Lune autour d'elle même, à la rotation de la Terre autour d'elle même et à la rotation de la Lune et de la Terre autour d'un même centre d'inertie ne doit pas varier. Le premier terme étant constant, si le moment cinétique lié à la période de rotation terrestre diminue, alors le moment cinétique orbital de la Terre et de la Lune doit augmenter, ce qui se traduit par l'augmentation de la distance entre la Terre et la Lune ([Maeder and Gueorguiev, 2022](#)).

Les phénomènes de marée ne se limitent pas uniquement au système Terre-Lune-Soleil mais s'appliquent à chaque couple d'objets en rotation autour d'un même centre de gravité. Au sein de notre système solaire, les satellites galiléens sont une parfaite illustration de l'importance des effets de marée. Premièrement, Io, Europe et Ganymède sont l'unique exemple de résonance de Laplace connu dans le système solaire. Le phénomène de résonance décrit la situation dans laquelle le rapport entre les périodes de révolution de deux objets autour d'un troisième est un nombre entier. Dans le cas des satellites galiléens, pendant que Ganymède effectue une orbite complète autour de Jupiter, Europe en effectue deux et Io en réalise quatre ([Lari and Saillenfest, 2024](#)). Les forces de marée que subissent ces satellites affectent également l'état de leur intérieur et de leur surface. Là où sur Terre, la part du chauffage de marée dans le bilan radiatif total est négligeable, elle devient fondamentale pour les satellites galiléens dont le chauffage séculaire et radiogénique est très faible. Sur Io, le satellite le plus proche de Jupiter, le chauffage de marée est suffisamment important pour être à l'origine de la fusion partielle du manteau, créant une activité volcanique unique ([Peale et al., 1979](#)). Sur les satellites de glace, le chauffage de marée permet de maintenir la présence d'un océan d'eau liquide sous une couche

de glace (Sotin et al., 2009). Les déformations associées aux marées peuvent également être assez importantes pour provoquer des fractures à la surface, comme c'est le cas pour Europe (Hoppa et al., 1999). Dans certaines conditions encore plus extrêmes, les déformations de marée peuvent mener à la dislocation d'un objet céleste. Les forces de marée deviennent alors plus importantes que les tensions internes de l'objet, qui sont alors trop faibles pour le maintenir unifié. Ce phénomène a notamment été observé en 1992 lorsque la comète Shoemaker-Levy 9, en orbite autour de Jupiter, s'est disloquée lors d'un passage très proche de la planète. En se rapprochant, la comète a dépassé la limite de Roche, une distance théorique en dessous de laquelle les forces de cohésions sont plus faibles que celles de rupture (Scotti and Melosh, 1993; Asphaug and Benz, 1996). Ce même phénomène a joué un rôle important pour la formation des anneaux de Saturne, accumulant les débris d'objets disloqués par les forces de marée (Ida, 2019), et pourrait être un futur potentiel pour Phobos, un des satellites de Mars (Hurford et al., 2016).

Vénus ne comptant actuellement aucun satellite, les forces de marée se limitent ainsi uniquement à celles exercées par le Soleil (Correia and Laskar, 2003b). Les sections suivantes décrivent ainsi les différents effets de marée qui affectent Vénus : marées gravitationnelles solides et atmosphériques (Section 3.2), les marées atmosphériques thermiques (Section 3.3) ainsi que les effets de marée secondaires résultant de ces deux premiers effets.

## 3.2 Marées gravitationnelles

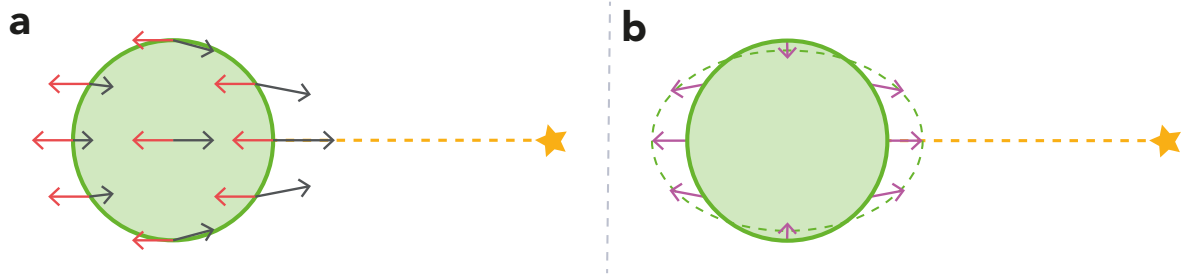
### 3.2.1 Principe général

Tout corps interagissant gravitationnellement avec un second corps subit la force de marée gravitationnelle<sup>1</sup>. L'accélération associée à cette force résulte du gradient de l'attraction gravitationnelle que subit un corps, c'est à dire de la variation spatiale de l'accélération de gravité dans ce corps. La figure 3.1 illustre le cas simple d'une planète parfaitement sphérique orbitant autour d'une étoile. L'accélération de gravité étant inversement proportionnelle à la distance au carré, elle est donc plus importante sur la partie faisant face à l'étoile que sur la face opposée (flèches noires sur la figure 3.1.a). L'accélération qui résulte de la soustraction de l'accélération gravitationnelle appliqué au centre de masse (flèches rouges sur la figure 3.1.a) à l'accélération gravitationnelle en chaque point du corps perturbé est appelée accélération de marée gravitationnelle. Dans le cas d'une planète orbitant autour d'une étoile, l'accélération gravitationnelle exercée au centre de masse est égale à l'accélération centrifuge orbitale. En tout points P de la planète, l'accélération de marée,  $\vec{a}_m$ , est ainsi définie comme la différence entre l'accélération gravitationnelle au point P,  $\vec{a}_{g,P}$ , et l'accélération gravitationnelle au centre de masse,  $\vec{a}_{g,0}$ , telle que

$$\vec{a}_m = \vec{a}_{g,P} - \vec{a}_{g,0} = \vec{a}_{g,P} - \vec{a}_{c,0}, \quad (3.1)$$

1. Une description détaillée des effets de marée gravitationnelle peut être trouvé dans (Jobert, 1973a) et (Murray and Dermott, 1999). Cette section reprend les grandes lignes de ces ouvrages.

### 3.2. MARÉES GRAVITATIONNELLES



**Figure 3.1** - (a) Bilan des accélérations affectant une planète sphérique en orbite circulaire autour de son étoile. Les flèches noires et rouges représentent respectivement les accélérations gravitationnelles et centrifuge à différents points de la planète. (b) Résultante des accélérations gravitationnelle et centrifuge correspondant à l'accélération de marée. Les flèches violettes illustrent l'accélération de marée subit par le corps en différents points. La déformation qui en résulte est représentée par l'ellipse verte en pointillés.

où  $\vec{a}_{c,0}$  correspond à l'accélération centrifuge (Figure 3.1.b). Au centre, l'accélération de marée est par définition nulle. En se rapprochant de l'étoile, l'accélération gravitationnelle augmente et surpasse l'accélération gravitationnelle au centre de masse, donnant une accélération de marée dirigée vers l'étoile. Du côté le plus éloigné de l'étoile, l'accélération gravitationnelle au centre de masse est plus importante que l'accélération gravitationnelle et l'accélération de marée est dirigée dans le sens opposé. Plus la planète est proche de son étoile, plus le gradient de l'accélération de gravité et l'accélération de marée gravitationnelle associée sont forts.

D'après la loi universelle de gravitation exprimée par Newton et le principe fondamental de la dynamique, l'accélération gravitationnelle exercée par une étoile de masse  $M$  à un point P de la planète de masse  $m$  peut être obtenue par

$$\vec{a}_{g,P} = \frac{GM}{d^2} \frac{\vec{d}}{d} \quad (3.2)$$

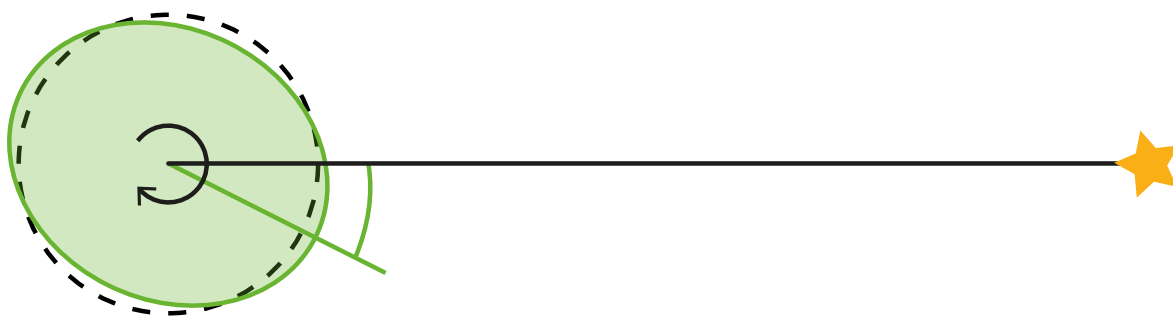
avec  $G$  la constante gravitationnelle et  $d$  la distance qui sépare le centre de masse du corps perturbateur (i.e. l'étoile) et le point P. Au centre du corps, la distance  $d$  équivaut à la distance  $R$  entre les deux centres de masse et l'équation 3.2 devient

$$\vec{a}_{g,0} = \frac{GM}{R^2} \frac{\vec{R}}{R} \quad (3.3)$$

En combinant les équations 3.1, 3.2 et 3.3, l'expression de l'accélération de marée devient

$$\vec{a}_m = GM \left( \frac{\vec{d}}{d^3} - \frac{\vec{R}}{R^3} \right) \quad (3.4)$$

Les variations spatiales de l'accélération de marée engendrent une déformation de la planète. En supposant une déformation purement élastique, une planète parfaitement sphérique soumise aux forces de marée gravitationnelle prend la forme d'un ellipsoïde dont l'axe principal est orienté dans la direction pointant vers l'étoile : deux renflements



**Figure 3.2** – Représentation schématique des effets de marée gravitationnelle sur une planète sphérique orbitant autour d’une étoile. Le cercle noir pointillés représente la planète non-déformée. L’ellipse verte représente la planète déformée sous l’effet des forces de marées gravitationnelles. La flèche noire illustre le sens de rotation de la planète.

(aussi appelés bourrelets) de marée gravitationnelle sont situés de part et d’autre de la planète (l’un dans la direction de l’étoile, et l’autre pointant dans la direction opposée). Dans le cas particulier d’une rotation synchrone (résonance spin-orbite 1 :1), la planète montre toujours la même face par rapport à l’étoile et les bourrelets de marée sont fixes par rapport à la surface de la planète et par rapport à l’axe Planète-Étoile. En revanche, si la planète n’est pas en rotation synchrone, la différence entre la période de rotation et la période de révolution fait dériver la position des bourrelets de marée par rapport à la surface de la planète. Puisque la déformation de marée est instantanée pour une planète élastique, les bourrelets se rééquilibrent instantanément avec les forces de marée et restent fixes selon l’axe Planète-Étoile. En réalité, le comportement des planètes telluriques n’est pas purement élastique mais présente également une composante visqueuse. Ce comportement viscoélastique induit un délai entre le maximum de contrainte et le maximum de déformation. Ce délai est responsable d’un décalage, ou retard, entre l’orientation principale de la planète (i.e. la position des bourrelets de marée) et l’axe Planète-Étoile (Figure 3.2). La réponse de la planète face aux forces de marée dépend ainsi non seulement des forces de marée elles-mêmes mais aussi de la manière dont la planète réagit et donc de ses propriétés mécaniques (voir la section 3.2.5). Afin de bien décrire la déformation de marée et les effets qui en découlent, il est donc nécessaire d’estimer correctement l’amplitude de la déformation ainsi que le retard de la réponse à la perturbation de marée.

En plus de la partie solide, l’atmosphère subit un effet de marée similaire. Les forces de marée gravitationnelle, résultant de la compétition entre la force de gravité et la force centrifuge, déforment l’atmosphère et redistribuent inégalement la masse autour de la planète. Cependant, l’amplitude de cet effet de marée est très faible par rapport aux autres effets. Par conséquent, et comme la majorité des études sur le sujet, cet effet est négligé dans ce travail (Correia and Laskar, 2001, 2003b).

### 3.2.2 Potentiel de marée

Classiquement, le phénomène de marée gravitationnelle n’est pas décrit par l’accélération de marée mais plutôt à partir de la notion de potentiel. Une étoile de masse  $M$  génère autour d’elle un champ de gravité. Le potentiel gravitationnel associé à ce champ

### 3.2. MARÉES GRAVITATIONNELLES

en un point de l'espace est défini comme l'énergie potentielle de gravité par unité de masse, c'est à dire le travail qu'il faudrait fournir pour amener une masse unitaire depuis l'infini jusqu'à ce point. Par convention, le potentiel gravitationnel est nul à l'infini et devient négatif en se rapprochant de la masse  $M$ . L'accélération gravitationnelle,  $\vec{g}$ , est par définition le gradient du potentiel,  $V$ , tel que

$$\vec{g} = -\vec{\nabla}V. \quad (3.5)$$

Si une planète est en orbite autour de son étoile, le potentiel de marée  $\Phi$  en un point P à la surface de la planète et l'accélération de marée,  $\vec{a}_m$ , sont reliés de la même manière :

$$\vec{a}_m = -\vec{\nabla}\Phi = -\frac{\delta\Phi}{\delta\vec{r}}, \quad (3.6)$$

avec  $\vec{r}$ , le vecteur position du point P dans le référentiel centré sur la planète (voir la figure 3.3). A partir de la définition de l'accélération de marée (Équation 3.4), l'équation 3.6 peut être réécrite sous la forme d'une série de polynômes de Legendre  $P_\ell(\cos\psi)$  avec  $\ell$ , un entier indiquant le degré du polynôme. L'expression générale du potentiel de marée au point P devient alors

$$\Phi = -\frac{GM}{R} \sum_{\ell=2}^{\infty} \left(\frac{r}{R}\right)^\ell P_\ell(\cos\psi) \quad (3.7)$$

avec  $r$  la distance entre le centre de la planète et le point P et  $\psi$  l'angle entre le vecteur entre les deux centres masse  $\vec{R}$  et le vecteur position du point P (voir la figure 3.3). L'effet de ce potentiel sur la déformation de la planète, dépend à la fois du forçage en lui même (intensité, variations...) mais également de la réponse de la planète face à ce forçage. La prochaine section présente une méthode pour quantifier la déformation d'une planète soumise aux forces de marée.

#### 3.2.3 Réponse d'une planète à un forçage de marée

Les déformations générées par l'application de forces extérieures sur un corps peuvent être décrites en terme de déplacements  $\vec{u} = (u_r, u_\theta, u_\phi)$  et de contraintes  $\sigma_{ij}$  en chaque points du corps perturbé. Les déplacements de masse internes engendrés par les déformations se traduisent également par des variations du potentiel de gravité. En effet, la force de gravité générée par une planète déformée peut être divisée entre l'effet de la planète non-déformée et l'effet de l'anomalie de masse créée par la déformation. Le potentiel de gravité total en un point peut donc être défini comme la somme d'un potentiel de référence  $\Psi_r$ , correspondant au potentiel de gravité de la planète non déformée, et d'un potentiel  $\Psi_i$ . Ce dernier correspond à la variation du potentiel par rapport au potentiel de référence et est donné par la somme du potentiel excitateur  $\bar{\Phi}$  ( $\bar{\Phi} = \Phi$  dans le cas des marées gravitationnelles) et d'un potentiel de gravité induit par les déformations  $\Psi_p$ .

Dans le cas d'un forçage cyclique, la déformation qui en résulte dépend directement de l'amplitude du forçage ainsi que des propriétés mécaniques à l'intérieur du corps qui contrôlent la réponse de la planète. Pour un modèle d'intérieur à symétrie sphérique, l'ensemble des propriétés mécaniques de la planète, comme les modules d'incompressibilité

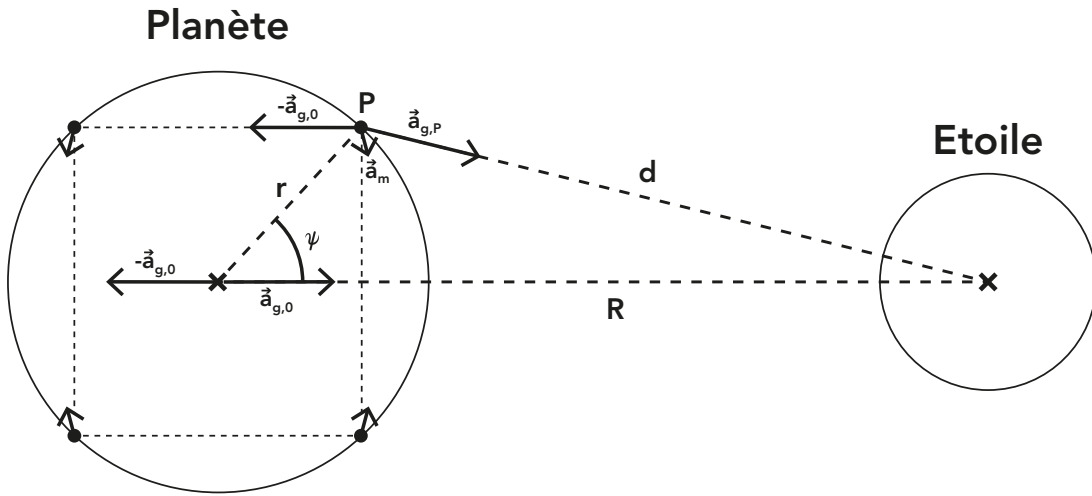


Figure 3.3 – Représentation schématique d'une planète sphérique orbitant autour de son étoile. La distance  $R$  représente la distance entre les deux centres de masse. Le point  $P$  correspond à un point à la surface de la planète défini par le vecteur position  $\vec{r}$ .  $\psi$  est l'angle entre  $\vec{R}$  et  $\vec{r}$ . La distance  $d$  entre le centre de l'étoile et le point  $P$  définit l'amplitude et la direction de l'attraction de gravité exercée par l'étoile. Le bilan des forces au centre de la planète et au niveau du point  $P$  est également représenté par les flèches noires.

et de cisaillement ( $K$  et  $\mu$  respectivement) ainsi que la masse volumique  $\rho$ , peuvent varier radialement, i.e. en fonction de  $r$ , mais pas latéralement, i.e. en fonction de la colatitude  $\theta$  et de la longitude  $\phi$  du point  $P$ . Ainsi, les différentes variables décrivant la réponse au forçage (le tenseur des contraintes  $\sigma_{ij}$ , le déplacement  $\vec{u}$  et le potentiel induit  $\Psi_i$ ) peuvent être décomposées en une fonction radiale,  $y_i$ , dépendante de la structure interne et de la rhéologie de la planète, et d'une fonction angulaire dépendant du potentiel exciteur en surface  $\bar{\Phi}(R_p, \theta, \phi) = \sum_{\ell m} \bar{\Phi}_\ell^m(\theta, \phi)$  (Alterman et al., 1959; Takeuchi and Saito, 1972; Saito, 1974). Pour isoler les différents effets du forçage extérieur, ces deux parties sont exprimées sous la forme d'harmoniques sphériques de degré  $\ell$  et d'ordre  $m$ . Par simplicité d'écriture, la dépendance des fonctions  $y_i(r, \omega_\ell^m)$  au rayon  $r$  et à la fréquence angulaire de forçage  $\omega_\ell^m$  est implicite dans la suite des équations. En suivant cette approche et en considérant un corps parfaitement sphérique, Takeuchi and Saito (1972) définissent

$$u_r(r, \theta, \phi) = y_1 \bar{\Phi}_\ell^m(\theta, \phi) \quad (3.8)$$

$$u_\theta(r, \theta, \phi) = y_3 \frac{\partial \bar{\Phi}_\ell^m(\theta, \phi)}{\partial \theta} \quad (3.9)$$

$$u_\phi(r, \theta, \phi) = y_3 \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial \bar{\Phi}_\ell^m(\theta, \phi)}{\partial \phi} \quad (3.10)$$

$$\Psi_i(r, \theta, \phi) = y_5 \bar{\Phi}_\ell^m(\theta, \phi) \quad (3.11)$$

$$\sigma_{rr}(r, \theta, \phi) = y_2 \bar{\Phi}_\ell^m(\theta, \phi) \quad (3.12)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{\theta\theta}(r, \theta, \phi) = & \left\{ \left( K - \frac{2}{3}\mu \right) \frac{dy_1}{dr} + \frac{K + \frac{4}{3}\mu}{r} [2y_1 - \ell(\ell + 1)y_3] - \frac{2\mu}{r} y_1 \right\} \bar{\Phi}_\ell^m(\theta, \phi) \\ & - \frac{2\mu}{r} y_3 \left( \frac{\cos \theta}{\sin \theta} \frac{\partial \bar{\Phi}_\ell^m}{\partial \theta} + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 \bar{\Phi}_\ell^m}{\partial \phi^2} \right) \end{aligned} \quad (3.13)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{\phi\phi}(r, \theta, \phi) = & \left\{ \left( K - \frac{2}{3}\mu \right) \frac{dy_1}{dr} + \frac{K + \frac{4}{3}\mu}{r} [2y_1 - \ell(\ell + 1)y_3] - \frac{2\mu}{r} y_1 \right\} \bar{\Phi}_\ell^m(\theta, \phi) \\ & - \frac{2\mu}{r} y_3 \frac{\partial^2 \bar{\Phi}_\ell^m}{\partial \theta^2} \end{aligned} \quad (3.14)$$

$$\sigma_{\theta\phi}(r, \theta, \phi) = \frac{2\mu}{r} y_3 \left( \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial^2 \bar{\Phi}_\ell^m}{\partial \theta \partial \phi} - \frac{\cos \theta}{\sin^2 \theta} \frac{\partial \bar{\Phi}_\ell^m}{\partial \phi} \right) \quad (3.15)$$

$$\sigma_{\phi r}(r, \theta, \phi) = y_4 \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial \bar{\Phi}_\ell^m}{\partial \phi} \quad (3.16)$$

$$\sigma_{\theta r}(r, \theta, \phi) = y_4 \frac{\partial \bar{\Phi}_\ell^m}{\partial \theta} \quad (3.17)$$

Afin de prendre en compte la continuité du gradient du potentiel de gravité et de simplifier les conditions limites en surface, une sixième fonction  $y_6$  est introduite telle que

$$y_6 = \frac{dy_5}{dr} - 4\pi G \rho y_1 + \frac{\ell + 1}{r} y_5. \quad (3.18)$$

Pour estimer les six fonctions  $y_i$ , les relations précédentes sont injectées dans les équations du mouvement et l'équation de Poisson. Les équations du mouvement permettent de relier la somme des forces appliquées sur un volume (i.e. les forces extérieures  $\vec{f}$  et les forces internes correspondant aux contraintes) au produit de la masse et de l'accélération. Les équations du mouvement sont alors définies par

$$\rho \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} = \rho \vec{f} + (\nabla \cdot \vec{\sigma}_r, \nabla \cdot \vec{\sigma}_\theta, \nabla \cdot \vec{\sigma}_\phi) + \frac{1}{r} (-\sigma_{\theta\theta} - \sigma_{\phi\phi}, \sigma_{r\theta} - \sigma_{\phi\phi} \cot(\theta), \sigma_{\phi r} + \sigma_{\phi\theta} \cot(\theta)). \quad (3.19)$$

L'équation de Poisson permet quant à elle de relier le potentiel de gravité induit à la répartition de masse. Elle est exprimée par

$$\nabla^2 \Psi_i = 4\pi G \nabla \cdot (\rho \vec{u}). \quad (3.20)$$

L'intégration des équations 3.8-3.18 dans les équations du mouvement et l'équation de Poisson, donne un système de six équations différentielles reliant les six fonctions radiales  $y_i$  entre elles (Alterman et al., 1959; Takeuchi and Saito, 1972; Jobert, 1973b) :

$$\frac{dy_1}{dr} = \frac{1}{K + \frac{4}{3}\mu} \left( y_2 - \frac{K - \frac{2}{3}\mu}{r} [2y_1 - \ell(\ell + 1)y_3] \right), \quad (3.21)$$

$$\begin{aligned} \frac{dy_2}{dr} = & -\omega_{\ell m}^2 \rho y_1 + \frac{2}{r} \left( \left( K - \frac{2}{3}\mu \right) \frac{dy_1}{dr} - y_2 \right) + \frac{1}{r} \left( \frac{2(K + \mu/3)}{r} - \rho g \right) [2y_1 - \ell(\ell + 1)y_3] \\ & + \frac{\ell(\ell + 1)}{r} y_4 - \rho \left( y_6 - \frac{n + 1}{r} y_5 + \frac{2g}{r} y_1 \right), \end{aligned} \quad (3.22)$$

$$\frac{dy_3}{dr} = \frac{1}{\mu} y_4 + \frac{1}{r} (y_3 - y_1), \quad (3.23)$$

$$\frac{dy_4}{dr} = -\omega_{\ell m}^2 \rho y_3 - \frac{K - \frac{2}{3}\mu}{r} \frac{dy_1}{dr} - \frac{K + \frac{4}{3}\mu}{r^2} [2y_1 - \ell(\ell + 1)y_3] + \quad (3.24)$$

$$\frac{2\mu}{r^2} (y_1 - y_3) - \frac{3}{r} y_4 - \frac{\ell^2}{r} (y_5 - g y_1),$$

$$\frac{dy_5}{dr} = y_6 + 4\pi G \rho y_1 - \frac{\ell + 1}{r} y_5, \quad (3.25)$$

$$\frac{dy_6}{dr} = \frac{\ell - 1}{r} (y_6 + 4\pi G \rho y_1) + \frac{4\pi G \rho}{r} [2y_1 - \ell(\ell + 1)y_3], \quad (3.26)$$

où  $g$  correspond à l'accélération gravitationnelle.

Dans le cas de couches liquides ou fluides, le système d'équations différentielles 3.21-3.26 doit être réécrit. En effet, au sein de ces couches, la composante tangentielle  $y_4$  est nulle et l'équation différentielle  $dy_3/dr$  n'existe plus. La fonction  $y_3$  est alors redéfinie comme

$$y_3 = -\frac{1}{\omega^2 \rho r} [y_2 - \rho (g y_1 - y_5)], \quad (3.27)$$

donnant le système d'équations différentielles simplifié suivant :

$$\frac{dy_1}{dr} = \frac{1}{K} \left\{ y_2 - \frac{K}{r} [2y_1 - \ell(\ell + 1)y_3] \right\}, \quad (3.28)$$

$$\begin{aligned} \frac{dy_2}{dr} = & -\omega_{\ell m}^2 \rho y_1 + \frac{2}{r} \left( K \frac{dy_1}{dr} - y_2 \right) + \frac{1}{r} \left( \frac{2K}{r} - \rho g \right) [2y_1 - \ell(\ell + 1)y_3] \\ & - \rho \left( y_6 - \frac{n + 1}{r} y_5 + \frac{2g}{r} y_1 \right), \end{aligned} \quad (3.29)$$

### 3.2. MARÉES GRAVITATIONNELLES

---

$$\frac{dy_5}{dr} = y_6 + 4\pi G\rho y_1 - \frac{\ell + 1}{r} y_5, \quad (3.30)$$

$$\frac{dy_6}{dr} = \frac{\ell - 1}{r} (y_6 + 4\pi G\rho y_1) + \frac{4\pi G\rho}{r} [2y_1 - \ell(\ell + 1)y_3]. \quad (3.31)$$

Pour les périodes de rotation plus grandes que 5-10 jours, comme c'est le cas pour Vénus, la fonction  $y_3$  devient indéterminée car la fréquence angulaire de forçage  $\omega$  tend vers 0. Pour outrepasser cette limite, le système peut être approximé par une solution d'équilibre statique décrite par [Saito \(1974\)](#). Pour cela, la fonction radiale  $y_7$  vient remplacer  $y_1, y_2, y_3$  et  $y_6$  telle que

$$y_7 = y_6 + \frac{4\pi G}{g} y_2 = \frac{dy_5}{dr} + \left( \frac{\ell + 1}{r} - \frac{4\pi G\rho}{g} \right) y_5. \quad (3.32)$$

Le système se simplifie donc en deux équations différentielles

$$\frac{dy_5}{dr} = \left( \frac{4\pi G\rho}{g} - \frac{\ell + 1}{r} \right) y_5 + y_7 \quad (3.33)$$

et

$$\frac{dy_7}{dr} = \frac{2(\ell - 1)}{r} \frac{4\pi G\rho}{g} y_5 + \left( \frac{\ell + 1}{r} - \frac{4\pi G\rho}{g} \right) y_7 \quad (3.34)$$

La résolution d'un système de  $n$  équations différentielles linéaires conduit à une solution générale qui s'exprime comme une combinaison de  $n$  solutions linéaires indépendantes. Dans les couches solides, trois solutions, parmi les six solutions indépendantes qui découlent des équations 3.21-3.26, deviennent infinies au centre du corps. Dans les couches liquide, le système est simplifié et le nombre de solutions indépendantes est réduit à deux. Ces solutions indépendantes sont intégrées du centre vers la surface. Au centre,  $y_1(0) = 0$ ,  $y_3(0) = 0$  et  $y_5(0) = 0$ . Pour initier l'intégration il est donc nécessaire d'estimer les solutions  $y_i$  entre  $r = 0$  et  $r = dr$ . Pour ce premier pas d'intégration, trois solutions analytiques indépendantes pour une sphère homogène sont utilisées ([Annexe A, Takeuchi and Saito, 1972](#)). A partir de ces premières solutions, les solutions sont intégrées en utilisant une méthode Runge-Kutta d'ordre 5. Le programme utilisé pour faire l'intégration a initialement été écrit par [Wahr and Sasao \(1981\)](#), adapté à la réponse viscoélastique par [Castillo et al. \(2000\)](#) et optimisé par [Tobie et al. \(2005\)](#) et [Kervazo et al. \(2021\)](#). Puisque le nombre de solutions indépendantes passe de trois à deux dans le cas d'interfaces solide-liquide, et inversement pour les transitions liquide-solide, il est nécessaire de surveiller la continuité des équations en imposant

$$y_{ij}^s = y_{ij}^l, \quad i = 1, 2, 5, 6, j = 1, 2 \quad (3.35)$$

$$y_{31}^s = y_{41}^s = y_{32}^s = y_{42}^s = 0 \quad (3.36)$$

$$y_{33}^s = 1, y_{i3}^s = 0, i = 1, 2, 4, 5, 6 \quad (3.37)$$

qui deviennent dans le cas statique

$$y_{11}^s = 0, \quad y_{21}^s = -\rho^l y_{51}^l \quad (3.38)$$

$$y_{51}^s = y_{51}^l, \quad y_{61}^s = y_{71}^l + \frac{4\pi G\rho}{g} y_{51}^l \quad (3.39)$$

$$y_{12}^s = 1, \quad y_{22}^s = -\rho^l g y_{12}^s \quad (3.40)$$

$$y_{62}^s = -4\pi G\rho y_{12}^s, \quad y_{33}^s = 1. \quad (3.41)$$

Dans ces équations, les exposantes  $l$  et  $s$  indiquent les solutions liquide et solide des fonctions radiales respectivement. L'indice  $i$  indique les différentes fonctions radiales tandis que l'indice  $j$  donne l'indice de la solution indépendante de la fonction.

Lorsque l'intégration des fonctions  $y_i$  atteint la surface, la solution générale du système peut donc être donnée par la combinaison des trois solutions  $(y_{i1}^s, y_{i2}^s, y_{i3}^s)$ , régulières au centre de la planète, telle que

$$y_i^s = A_s \times y_{i1}^s + B_s \times y_{i2}^s + C_s \times y_{i3}^s. \quad (3.42)$$

Dans les couches liquide, le système est simplifié et la solution générale est donnée par la combinaison linéaire des deux solutions indépendantes  $y_{i1}^l, y_{i2}^l$

$$y_i^l = A_l \times y_{i1}^l + B_l \times y_{i2}^l. \quad (3.43)$$

Les constantes solides  $A_s, B_s$  et  $C_s$  et les constantes liquide  $A_l$  et  $B_l$  sont déterminées à partir des conditions aux limites en surface qui diffèrent selon la nature du forçage. Dans le cas des marées gravitationnelles, le forçage sur la planète est généré par une force gravitationnelle extérieure et les conditions limites en surface peuvent être données par

$$A_s \times y_{21}(R_p) + B_s \times y_{22}(R_p) + C_s \times y_{23}(R_p) = 0 \quad (3.44)$$

$$A_s \times y_{41}(R_p) + B_s \times y_{42}(R_p) + C_s \times y_{43}(R_p) = 0 \quad (3.45)$$

$$A_s \times y_{61}(R_p) + B_s \times y_{62}(R_p) + C_s \times y_{63}(R_p) = \frac{2\ell + 1}{R_p} \quad (3.46)$$

si la surface est solide ou

$$A_l \times y_{21}(R_p) + B_l \times y_{22}(R_p) = 0 \quad (3.47)$$

## 3.2. MARÉES GRAVITATIONNELLES

$$A_l \times y_{61}(R_p) + B_l \times y_{62}(R_p) = \frac{2\ell + 1}{R_p} \quad (3.48)$$

si la surface est liquide ou fluide. Pour un forçage associé à une force mécanique appliquée à la surface (par exemple la masse de l'atmosphère, voir la section 3.4), les conditions aux limites changent en surface et l'équation 3.44 devient

$$A_s \times y_{21}(R_p) + B_s \times y_{22}(R_p) + C_s \times y_{23}(R_p) = -\frac{2\ell + 1}{R_p} \times \frac{g(R_p)}{4\pi G} \quad (3.49)$$

Dans le cas de Vénus, puisque l'atmosphère est très massive, elle ne peut pas être négligée. Ainsi, la solution générale à la surface est donnée par l'équation 3.43 et les constantes  $A_l$  et  $B_l$  sont obtenues à partir des conditions aux limites données par les équations 3.47 et 3.48.

A partir de ces constantes, la solution des fonctions  $y_i$  est reconstruite en combinant les différentes solutions indépendantes. Cependant, à chaque interface liquide-solide ou solide-liquide, les constantes doivent être redéfinies. Aux interfaces solide-liquide, le nombre de constantes passe de trois à deux, on donne alors du côté solide,

$$y_i^s = A_s \times y_{i1} + B_s \times y_{i2} + C_s \times y_{i3}, \quad (3.50)$$

et du côté liquide

$$y_i^l = A_l \times y_{i1} + B_l \times y_{i2}, \quad (3.51)$$

tel que  $A_l = A_s$  et  $B_l = B_s$ . Pour les interfaces liquide-solide, le nombre de constantes passe de deux à trois. A la base d'une couche liquide/fluide, la constante  $C_s$  doit être redéfinie de manière à satisfaire les conditions de continuité.

$$C_s = -\frac{y_{41}^s}{y_{43}^s} \times A_s - \frac{y_{42}^s}{y_{43}^s} \times B_s. \quad (3.52)$$

Dans le cas de Vénus, ce cas de figure se produit à l'interface atmosphère/surface ainsi qu'à l'interface noyau liquide/graine solide (si une telle graine existe pour Vénus).

### 3.2.4 Nombres de Love

Au lieu des fonctions radiales  $y_i$ , il est usuel d'exprimer le lien entre la déformation et le potentiel excitateur à la surface du corps perturbé à partir des nombres de Love (e.g. Love, 1909; Munk and MacDonald, 1960) tels que

$$u_r(R_p, \theta, \varphi, t) = \left(\frac{h}{g}\right) \bar{\Phi}_\ell^m(R_p, \theta, \varphi, t) \quad (3.53)$$

$$u_\theta(R_p, \theta, \varphi, t) = \left(\frac{l}{g}\right) \frac{\partial \bar{\Phi}_\ell^m}{\partial \theta}(R_p, \theta, \varphi, t) \quad (3.54)$$

$$u_\varphi(R_p, \theta, \varphi, t) = \left( \frac{l}{g \sin \theta} \right) \frac{\partial \bar{\Phi}_\ell^m}{\partial \theta} (R_p, \theta, \varphi, t) \quad (3.55)$$

$$\Psi_p(R_p, \theta, \varphi, t) = k \bar{\Phi}_\ell^m (R_p, \theta, \varphi, t) \quad (3.56)$$

Les nombres sans dimension  $h$ ,  $l$  et  $k$  caractérisent respectivement le déplacement radial ( $u_r$ ), le déplacement tangentiel ( $u_\theta$  et  $u_\phi$ ) et le potentiel de gravité  $\Psi_p$  à la surface. Ils peuvent être estimés directement à partir des fonctions  $y_i$  selon

$$\begin{cases} h_\ell(\omega_\ell^m) = y_1(R_p, \omega_\ell^m)g(R_p) \\ k_\ell(\omega_\ell^m) = -1 + y_5(R_p, \omega_\ell^m) , \\ l_\ell(\omega_\ell^m) = y_3(R_p, \omega_\ell^m)g(R_p) \end{cases} \quad (3.57)$$

avec  $R_p$  le rayon de la planète (Jobert, 1973a). Si le forçage sur la planète est créé par les forces de marée gravitationnelles, les nombres  $h$ ,  $k$  et  $l$  sont appelés nombres de Love de marée. Pour un forçage associé à une force mécanique appliquée à la surface (voir la section 3.4), ces nombres sont appelés nombre de Love de charge et sont notés  $h'$ ,  $k'$  et  $l'$ .

## 3.2.5 Rhéologie

### 3.2.5.1 Principe de la viscoélasticité

Le phénomène de marée gravitationnelle est intrinsèquement lié à la notion de déformation dès lors que le corps étudié n'est pas parfaitement rigide. Plus précisément, les effets de marée dépendent du lien entre déformations et contraintes, c'est à dire de la rhéologie des matériaux qui composent le corps. Dans la définition des fonctions radiales  $y_i$ , la dépendance rhéologique de la réponse de marée est prise en compte au travers des modules d'incompressibilité et de cisaillement ( $K$  et  $\mu$  respectivement). Pour décrire plus réalistiquement ces paramètres et la déformation de marée, ces derniers sont classiquement estimés à partir de modèles rhéologiques viscoélastiques simples. Bien que les équations décrites dans les sections précédentes sont dérivées pour un cas élastique, le principe de correspondance (Biot, 1954) permet d'utiliser ces équations dans le cas viscoélastique en redéfinissant toutes les variables en variables complexes (indiquées par une tilde). Cette transformation en nombres complexes s'applique sur l'ensemble des paramètres rhéologiques utilisés, comme par exemple les modules  $\tilde{K}$  et  $\tilde{\mu}$  ainsi que sur les fonctions radiales  $\tilde{y}_i$ . Les nombres de Love estimés à partir de ces fonctions  $\tilde{y}_i$  sont ainsi également définis comme des nombres complexes dont la partie réelle permet de décrire la déformation élastique tandis que la partie imaginaire représente le comportement visqueux.

De nombreux modèles ont été proposés dans la littérature pour expliquer le comportement des planètes. La majorité de ces modèles provient d'expériences à petites échelles qui ont pour objectif d'étudier la déformation des matériaux et de la décrire comme une combinaison de comportements "purs" (comportements élastiques, visqueux, plastiques

et cassants). Un matériau parfaitement élastique se déforme instantanément et de manière réversible, revenant à sa forme initiale quand la contrainte disparaît. Cependant, les matériaux ne sont généralement pas parfaitement élastiques. Ainsi, quand la contrainte devient trop importante, elle peut dépasser la limite d'élasticité et créer une déformation plastique. Cette déformation se produit instantanément lorsque le seuil de contrainte est atteint et est irréversible. Au delà de la limite de rupture, la contrainte est trop importante et la déformation se fait sous la forme de fractures (déformation cassante), rompant la cohésion du corps. Enfin, le comportement visqueux est très utilisé en science planétaire car il introduit la dépendance temporelle de la déformation. En effet, les déformations élastiques, plastiques et cassantes sont des déformations instantanées qui apparaissent dès que le seuil de contrainte est dépassé. La déformation visqueuse dépend certes de l'intensité de la contrainte mais la déformation finale varie en fonction du temps durant lequel l'objet a été soumis à la contrainte. Ainsi, dès qu'un matériau visqueux subit une contrainte, quelle que soit son intensité, il commence à se déformer et continue tant que la contrainte reste non nulle. Le comportement visqueux est généralement utilisé pour décrire la déformation des fluides mais il s'applique également aux solides dans le cas de contraintes appliquées sur de grandes échelles de temps.

À ces comportements "purs", il est nécessaire d'ajouter la notion d'anélasticité qui désigne une déformation totalement réversible, comme dans le cas élastique, mais retardée dans le temps, à la manière d'un comportement visqueux. La déformation ne disparaît donc pas instantanément comme pour une déformation élastique mais diminue progressivement après le relâchement de la contrainte. Ainsi, la déformation des matériaux constituant les planètes telluriques ne peut pas être uniquement décrite par des comportements "purs" mais nécessite des comportements plus complexes qui intègrent différents mécanismes simultanés. Pour modéliser ce comportement, la déformation des corps planétaires aux échelles de temps des marées est généralement considérée viscoélastique. Ce comportement implique une déformation à la fois élastique (instantanée et réversible à court terme), mais aussi une réponse étalée dans le temps, traduisant le comportement partiellement visqueux. La transition entre ces deux régimes, instantané et retardé, nécessite également de prendre en compte le comportement anélastique qui est essentiel pour décrire la dissipation d'énergie pour des échelles de temps intermédiaires.

Une attention particulière doit être portée à la nature du forçage. En effet, le forçage de marée est un phénomène cyclique et continu. La contrainte ( $\tilde{\sigma}_{ij}$ ) et la déformation ( $\tilde{\epsilon}_{ij}$ ) qui en résultent peuvent donc être décrites comme des phénomènes oscillatoires, caractérisés par une amplitude et une fréquence,  $\omega_\ell^m$ . Si le matériau est purement élastique, la déformation est instantanée et réversible et suit donc parfaitement la contrainte. À l'inverse, la déformation d'un matériau purement visqueux croît tant que la contrainte est non nulle. Ainsi, le maximum de déformation n'est pas corrélé avec le maximum de contrainte, mais il est atteint lorsque la contrainte devient nulle. Un matériau viscoélastique combine les deux effets. La déformation comprend une partie en phase avec la contrainte (comportement élastique) et une autre en déphasage (comportement visqueux). La déformation totale affiche un retard plus ou moins important selon que le matériau est plutôt élastique ou plutôt visqueux (Figure 3.4). Mathématiquement, une fonction oscillatoire,  $f(t)$ , peut

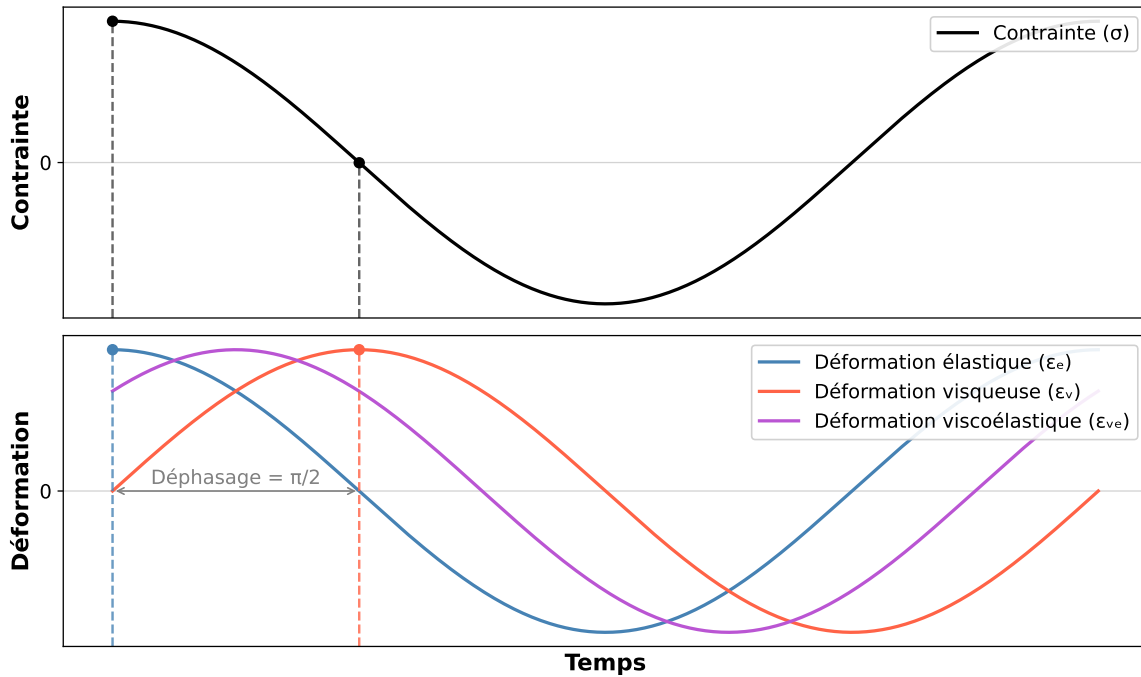


Figure 3.4 – Représentation schématique des variations de la déformation au cours du temps pour des matériaux élastiques (courbe bleue), visqueux (courbe orange) et viscoélastiques (courbe violette) soumis à une contrainte sinusoïdale. La déformation élastique suit parfaitement la contrainte. La déformation maximale du matériau visqueux arrive avec un délai par rapport au maximum de la contrainte. La réponse viscoélastique est un intermédiaire entre les deux déformations.

s'exprimer à partir de sa fréquence et d'un déphasage,  $\delta$ , telle que

$$f(t) = A \cos(\omega t - \delta). \quad (3.58)$$

Pour une déformation élastique,  $\delta = 0^\circ$  car la déformation est en phase avec la contrainte. Au contraire,  $\delta = 90^\circ$  si la réponse est parfaitement visqueuse. Une déformation viscoélastique, combinaison des deux premières, aura donc un déphasage intermédiaire tel que  $0^\circ < \delta < 90^\circ$ , selon la rhéologie du matériau. Le domaine fréquentiel est généralement employé pour décrire les fonctions oscillatoires. Dans le cas des perturbations de marée, la contrainte dans le domaine fréquentiel est exprimée comme une fonction complexe telle que

$$\tilde{\sigma}(t) = \sum_{l,m} \tilde{\sigma}_{0lm} e^{i\omega_l^m t}. \quad (3.59)$$

où  $\tilde{\sigma}_{0lm}$  correspond à l'amplitude maximale de la contrainte. De la même façon, la déformation créée par ces contraintes peut être exprimée comme une fonction complexe. Dans ce cas, la partie réelle décrit la déformation élastique tandis que la partie imaginaire représente le comportement visqueux.

### 3.2.5.2 Modèles rhéologiques

Une grande variété de modèles analogiques viscoélastiques empiriques (e.g. [Renaud and Henning, 2018](#); [Bagheri et al., 2022](#); [Bierson, 2024](#)) ont donc vu le jour pour décrire le comportement anélastique des planètes aux périodes de marée (Figure 3.5). Ces derniers se composent d'une combinaison plus ou moins complexe de ressort et de piston/amortisseur placés en séries ou en parallèles. Le ressort décrit un comportement parfaitement élastique dont le lien entre le tenseur des déformations,  $\tilde{\epsilon}_{ij}$ , et le tenseur des contraintes,  $\tilde{\sigma}_{ij}$  est exprimé par la loi de Hooke. Le piston décrit quant à lui la déformation purement visqueuse en reliant la contrainte au taux de déformation (dérivée temporelle de la déformation) par la viscosité,  $\eta$ , qui quantifie la résistance d'un matériau à son écoulement. L'objectif de ces modèles rhéologiques est de comprendre comment se déforme un corps sous une contrainte. La relation entre le tenseur des contraintes  $\sigma_{ij}$  et le tenseur des déformations  $\epsilon_{ij}$  est généralement décrit à partir de la fonction de compliance  $J$ . Dans le domaine temporel, ce terme est défini par

$$2\epsilon_{ij}(t) = \int_{-\infty}^t \dot{\sigma}_{ij}(t') J(t-t') dt' \quad (3.60)$$

avec  $\dot{\sigma}_{ij}$  la dérivée du tenseur des contraintes. Dans le domaine fréquentiel, la compliance est une fonction complexe  $\tilde{J}$  définie telle que

$$2\tilde{\epsilon}_{ij}(\omega) = \tilde{\sigma}_{ij}(\omega) \tilde{J}(\omega) \quad (3.61)$$

avec  $\omega$  la fréquence de forçage ([Jackson, 2000](#); [Tobie et al., 2025](#)). Selon la rhéologie, la fonction de compliance varie. Parmi la variété de modèles rhéologiques, les modèles de Maxwell et d'Andrade font partie des plus utilisés pour décrire la déformation viscoélastique.

Le modèle de Maxwell est construit à partir d'un ressort en série avec un piston. Lorsqu'une contrainte est appliquée sur un solide de Maxwell, le solide se déforme instantanément de manière élastique. Si la contrainte est maintenue, la déformation se poursuit de manière visqueuse. Le rapport entre la déformation et la contrainte est donné par la compliance complexe,  $\tilde{J}_{max}$ , définie par

$$\tilde{J}_{max} = \frac{1}{\mu_{\infty}} - i \frac{1}{\omega_l^n \eta}. \quad (3.62)$$

La partie réelle, qui décrit le comportement élastique, dépend de  $\mu_{\infty}$ , le module de cisaillement non-relaxé. Ce dernier est défini à partir des vitesses des ondes sismiques de cisaillement,  $V_s$ , et de la densité,  $\rho$ , tel que

$$\mu_{\infty} = \rho \times V_s^2. \quad (3.63)$$

La partie imaginaire, décrivant la déformation visqueuse, dépend de la fréquence angulaire de marée et de la viscosité  $\eta$  ([Bierson, 2024](#)).

Là où le modèle de Maxwell se limite à une description linéaire de la composante visqueuse, le modèle d'Andrade permet de décrire la réponse transitoire non-linéaire ob-

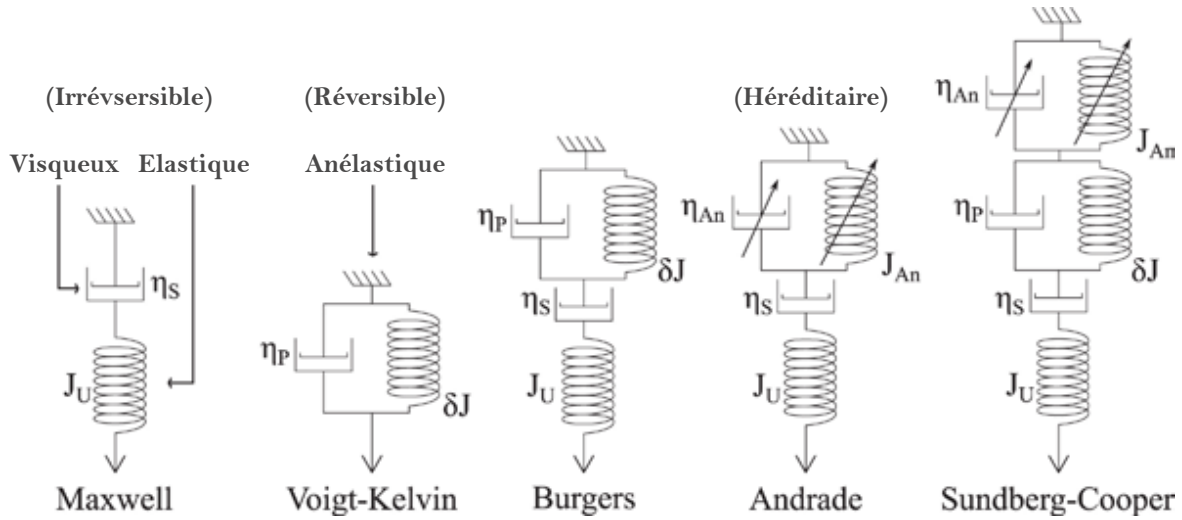


Figure 3.5 – Représentation schématique des principaux modèles viscoélastiques. Les modèles analogiques empiriques sont composés de modules élastiques (ressorts) et de modules visqueux (pistons). Figure tirée de [Renaud and Henning \(2018\)](#).

servée à des échelles de temps intermédiaires entre la réponse élastique instantanée et réponse visqueuse à long terme. Le modèle d'Andrade est donc construit sur la même base que le modèle de Maxwell avec un ressort et un piston disposés en série, auxquels s'ajoute une superposition infinie de modules Kelvin-Voigt (un ressort en parallèle avec un piston, voir la figure 3.5). La compliance associée à ce montage est donnée par

$$\tilde{J}_{and} = \frac{1}{\mu_\infty} - i \frac{1}{\omega_l^m \eta} + \beta (i\omega)^{-\alpha} \Gamma(\alpha + 1), \quad (3.64)$$

avec la fonction  $\Gamma$  définie par

$$\Gamma(z) = \int_0^\infty x^{z-1} e^{-x} dx. \quad (3.65)$$

Le modèle d'Andrade est donc construit autour de 4 paramètres rhéologiques : le module de cisaillement,  $\mu_\infty$ , la viscosité,  $\eta$ , et deux paramètres empiriques  $\alpha$  et  $\beta$  qui décrivent la réponse transitoire non-linéaire du corps. Afin de rendre ce modèle directement proportionnel à la viscosité, [Efroimsky \(2012\)](#) approxime le paramètre  $\beta$  par

$$\beta = \zeta^{-\alpha} \eta^{-\alpha} \mu^{\alpha-1}. \quad (3.66)$$

A partir de cette définition, la compliance complexe peut être réécrite comme

$$\tilde{J}_{and} = \frac{1}{\mu_\infty} - i \frac{1}{\omega_l^m \eta} + \frac{1}{\mu_\infty} \left( \zeta \frac{\eta}{\mu_\infty} \right)^{-\alpha} \Gamma(\alpha + 1). \quad (3.67)$$

Comme pour le modèle de Maxwell, la partie réelle décrit le comportement élastique et la partie imaginaire décrit la déformation visqueuse ([Castillo-Rogez et al., 2011](#); [Efroimsky, 2012](#); [Bierson, 2024](#)). Un modèle rhéologique plus récent, le modèle de Sundberg-Cooper pourrait également être intéressant à explorer et à comparer avec le modèle d'Andrade

### 3.2. MARÉES GRAVITATIONNELLES

car il permet également de reproduire le comportement non linéaire de la réponse visco-élastique.

Les modules complexes de cisaillement,  $\tilde{\mu}$ , et d'incompressibilité,  $\tilde{K}$ , peuvent directement être définis à partir de la compliance. Ici, la viscosité n'est considérée que pour les déformations de cisaillement tandis que les déformations de volume sont supposées purement élastiques. Cette approximation est cohérente avec les expériences pour des cas sans ou avec peu de fusion partielle. Pour des fusions partielles plus importantes, les déformations de volume montrent également un comportement visqueux (Kervazo et al., 2021). Par conséquent,  $\tilde{K}$  reste inchangé par rapport au cas élastique et sa partie imaginaire est nulle. Le module d'incompressibilité est donc donné par l'expression

$$\tilde{K} = \rho \times \left( V_p^2 - \frac{4}{3} V_s^2 \right), \quad (3.68)$$

avec  $V_p$  et  $V_s$  les vitesses des ondes sismiques de pression et de cisaillement. Le module de cisaillement  $\tilde{\mu}$  est quant à lui affecté par la dissipation visqueuse et est donné par l'inverse de la compliance,  $\tilde{J}$ , tel que

$$\tilde{\mu} = \frac{1}{\tilde{J}}. \quad (3.69)$$

Ce paramètre dépend donc de la rhéologie choisie pour décrire la déformation de marée.

Tous ces modèles analogiques empiriques sont issus d'expériences limitées autant spatialement que temporellement. Ils doivent donc être extrapolés avec précautions aux échelles de temps associées au processus de marée. A la fréquence de forçage de marée, la fonction de dissipation,  $Q^{-1}$ , (ou encore facteur de qualité,  $Q$ ) est l'une des seules contraintes qui permettent de vérifier la validité des modèles rhéologiques. Pour une déformation cyclique, comme la déformation de marée, ce paramètre quantifie l'énergie dissipée,  $\Delta E_{diss}$ , au cours d'un cycle par rapport à l'énergie stockée,  $E$ . L'énergie stockée correspond à l'énergie emmagasinée par le corps associée à la déformation réversible élastique. Cette énergie est libérée lorsque le corps reprend sa forme initiale. L'énergie dissipée décrit l'énergie transformée en chaleur par la déformation visqueuse. La fonction de dissipation est ainsi donnée par l'expression

$$Q^{-1} = \frac{\Delta E_{diss}}{2\pi E}. \quad (3.70)$$

Elle peut également être estimée à partir du nombre de Love de marée complexe,  $\tilde{k}_2$ , tel que

$$Q^{-1} = -\frac{\Im(\tilde{k}_2)}{|\tilde{k}_2|}, \quad (3.71)$$

avec  $|\tilde{k}_2|$  le module de  $\tilde{k}_2$  et  $\Im(\tilde{k}_2)$  sa partie imaginaire. Pour la Terre, le facteur  $Q$  a pu être estimé à différentes périodes de forçage allant de 12 heures à 18,6 ans. Pourtant d'utilisation très répandue, le modèle de Maxwell ne permet pas de reproduire le facteur de qualité à toutes les fréquences. En effet, Sotin et al. (2009) ont montré que le modèle de Maxwell, extrapolé aux périodes de marée, sous-estime le facteur  $Q$  de plusieurs ordres

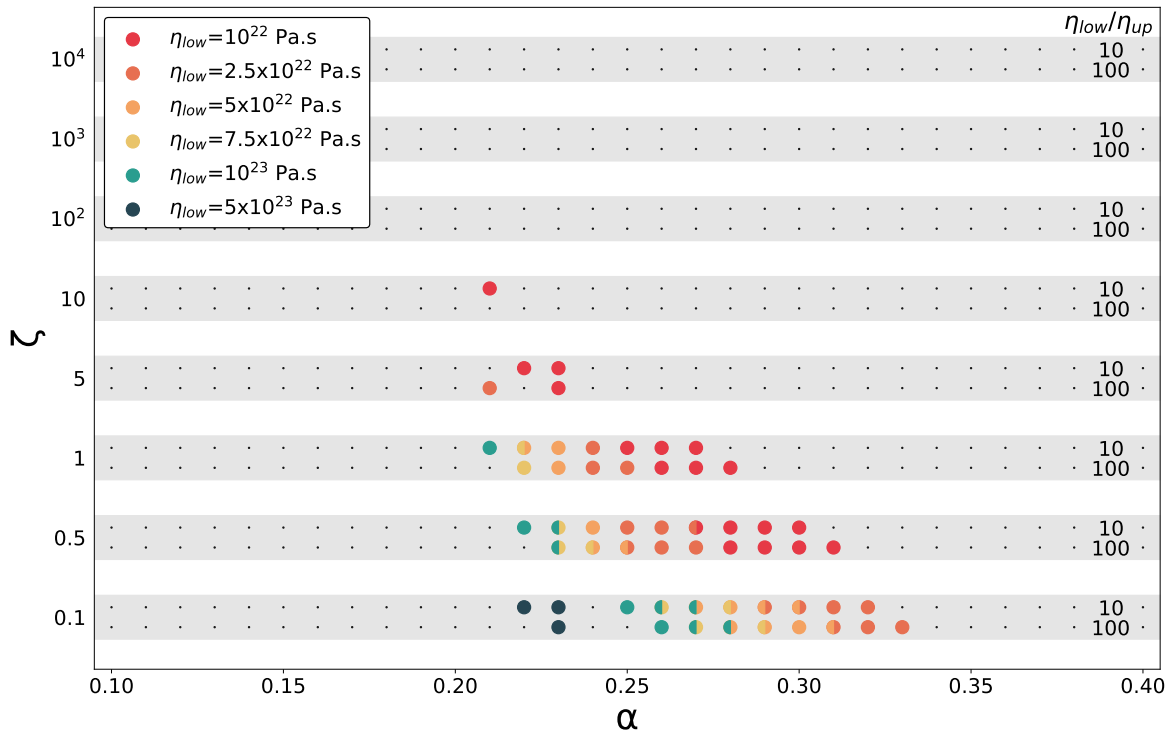


Figure 3.6 – Couples  $\alpha$  et  $\zeta$  qui reproduisent les facteurs  $Q$  observés pour la Terre à 5 différentes périodes de forçage pour différentes combinaisons de viscosité type Terre (représentées par les points colorés). Des facteurs 10 et 100 entre la viscosité du manteau supérieur et celle du manteau inférieur  $\eta_{low}$  sont considérés et représentés au sein d’une même ligne grisée. Les petits points noirs représentent les couples qui ne reproduisent pas les valeurs terrestres.

de grandeur par rapport aux observations. Là où le modèle permet de bien reproduire les déformations à courtes périodes, il échoue à modéliser la déformation d’une planète pour des échelles de temps intermédiaires comme aux périodes de marée. A l’inverse, le modèle d’Andrade, en plus de reposer sur un ensemble limité de paramètres, modélise correctement le facteur  $Q$  de la Terre sur une plage relativement large de période de forçage (e.g. [Tobie et al., 2019](#)). Pour ces raisons, le modèle d’Andrade est privilégié dans la suite de ce travail

### 3.2.5.3 Choix des paramètres d’Andrade

Le choix du modèle d’Andrade impose de déterminer les paramètres  $\alpha$  et  $\zeta$  à utiliser. En effet, ces derniers sont très peu contraints par les expériences en laboratoire et pourraient varier entre 0.1 et 0.4 pour  $\alpha$  et entre 0.1 et 100 pour  $\zeta$  pour des périodes d’oscillation allant de 1 à 1000s (e.g. [Walterová et al., 2023](#); [Bierson, 2024](#)). Pour les périodes de marée ( $4 \cdot 10^4 - 5 \cdot 10^6$  s), l’incertitude sur ces valeurs est encore plus grande.

### 3.2. MARÉES GRAVITATIONNELLES

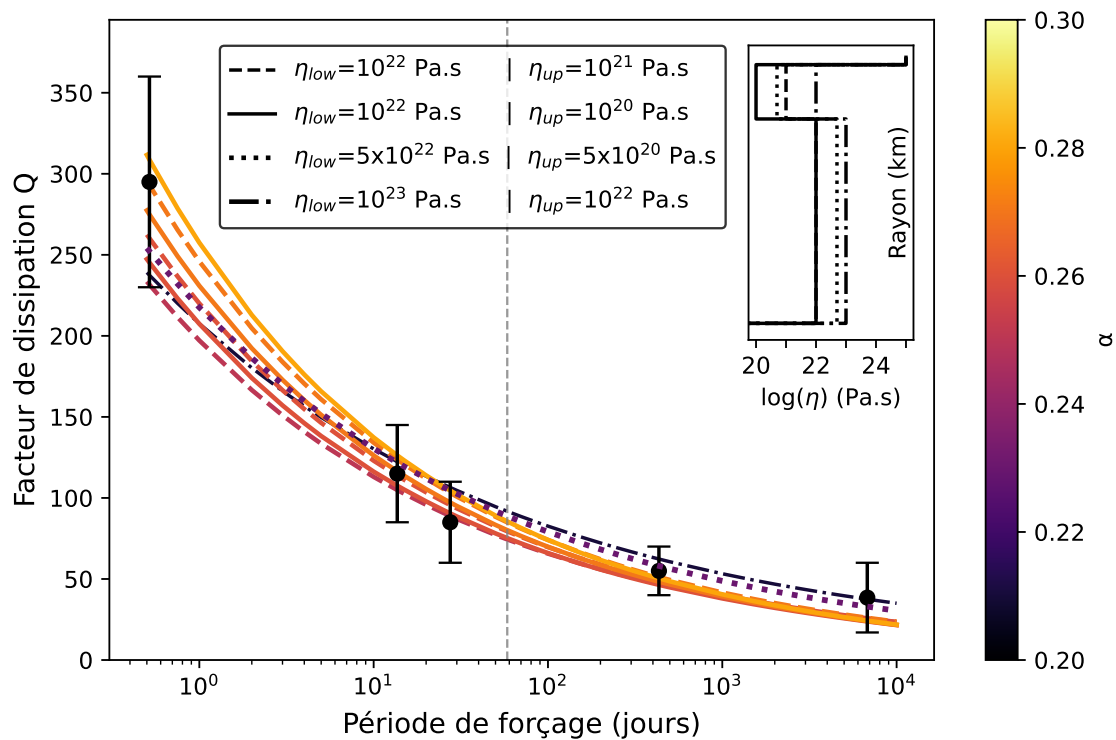


Figure 3.7 – Facteur de dissipation,  $Q$ , en fonction de la période de forçage pour différentes combinaisons de viscosité type Terre et différentes valeurs de  $\alpha$  (représentées par l'échelle de couleur) avec  $\zeta = 1$ . Les points noirs indiquent les facteurs  $Q$  observés pour la Terre à 5 différentes périodes de forçage avec leur barre d'erreur. La ligne grise en pointillés indique la période de marée actuelle de Vénus (58.4 jours).

Une nouvelle fois, la comparaison entre les observations du facteur  $Q$  de la Terre et les prédictions faites par le modèle d'Andrade permet de fournir une estimation réaliste des coefficients  $\alpha$  et  $\zeta$ . En utilisant la méthode décrite dans les sections précédentes, le nombre de Love  $\tilde{k}_2$  a donc été estimé pour différents couples  $\alpha$  et  $\zeta$ . La structure interne de la Terre utilisée est construite à partir du modèle PREM en considérant une viscosité pour le manteau supérieur 10 à 100 fois plus faible que celle du manteau inférieur ( $\eta_{low} = 10^{22}$  à  $\eta_{low} = 5 \times 10^{23}$  Pa.s). A partir du nombre  $\tilde{k}_2$ , le facteur  $Q$  est déterminé selon l'équation 3.71 et est comparé aux valeurs terrestres. La figure 3.6 présente les couples  $\alpha$  et  $\zeta$  qui peuvent reproduire le facteur de dissipation  $Q$  de la Terre à cinq périodes de forçage différentes (Tableau 3.1). Pour  $\zeta > 10$ , aucune solution ne peut reproduire le facteur  $Q$ . Pour  $\zeta = 10$  et  $\zeta = 5$ , seules les solutions  $\alpha = 0.21 - 0.23$  peuvent reproduire le facteur  $Q$  de la Terre en considérant une viscosité faible dans la plage de valeur acceptées pour la Terre. Le modèle d'Andrade permet ainsi de mieux modéliser les observations terrestres pour des valeurs de  $\zeta$  comprises entre 0.1 et 1. Pour cette étude, le paramètre  $\zeta$  est fixé à 1, conformément à la formulation de la compliance proposée par Castillo-Rogez et al. (2011). La figure 3.7 présente le facteur  $Q$  calculé pour le modèle PREM en fonction de la période de forçage pour  $\zeta = 1$ . Sur la figure, seuls les cas permettant de reproduire le facteur  $Q$  de la Terre à différentes périodes (points noirs avec leurs barres d'incertitudes) sont représentés. Pour  $\zeta = 1$ , le facteur  $Q$  terrestre est bien reproduit pour des valeurs

Tableau 3.1 – Facteur de dissipation  $Q$  de la Terre à différentes périodes de forçage.

Période de forçage	Facteur de dissipation	Référence
12.42 heures	$Q = 230 - 360$	Ray et al. (2001)
13.66 jours	$Q = 85 - 145$	Ding et al. (2021)
27.5 jours	$Q = 60 - 110$	Zou et al. (2024)
433 jours	$Q = 40 - 70$	Zou et al. (2024)
18.6 ans	$Q = 17 - 60$	Benjamin et al. (2006)

de  $\alpha$  comprises entre 0.21 et 0.28 selon le profil de viscosité utilisé<sup>2</sup>. Ces valeurs sont en accord avec les estimations données par Tobie et al. (2019). En faisant l'hypothèse que Vénus et la Terre suivent des lois rhéologiques proches, la valeur de  $\alpha$  est fixée entre 0.2 et 0.3 pour la suite de ce travail. Les résultats obtenus pour  $\zeta = 1$  peuvent être reproduits avec  $\zeta = 0.1$  et  $\zeta = 0.5$  si les valeurs de  $\alpha$  sont ajustées.

### 3.3 Marées atmosphériques thermiques

#### 3.3.1 Principe général

En plus des marées gravitationnelles, une planète en orbite autour de son étoile, si elle possède une atmosphère, est soumise à un second type de forçage créé par la redistribution de masse atmosphérique par effet thermique, appelé marée atmosphérique thermique (Chapman and Lindzen, 1970; Dobrovolskis and Ingersoll, 1980; Correia and Laskar, 2003b; Auclair-Desrotour et al., 2017). Cet effet découle du gradient de température existant entre la face diurne et la face nocturne du corps. L'atmosphère du côté éclairé par l'étoile est réchauffée par les radiations solaires, réduisant sa densité à mesure que sa température augmente. En se dilatant, la masse atmosphérique est redistribuée verticalement, modifiant au passage la répartition de la pression dans la colonne d'air<sup>3</sup>. Ainsi, pour une même altitude, la pression du côté jour est plus importante que la pression du côté nuit (Figure 3.8). Puisque l'air se déplace en règle générale des zones de haute pression vers les zones de basse pression, ce gradient initie une circulation de l'atmosphère depuis la face diurne vers la face nocturne. En redistribuant la masse atmosphérique, les forces de marée créent ainsi une anomalie de masse positive du côté nuit. La pression dans la basse atmosphère augmente sous l'effet de cet excès de masse, tandis que, du côté jour, le déficit de masse réduit la pression atmosphérique. À nouveau, ce gradient de pression engendre une circulation d'air, cette fois-ci depuis la face nocturne vers la face diurne. Dans le cas d'une cellule de convection stable, ce second effet à basse altitude vient contrebalancer l'apport de masse dans les hautes altitudes, rééquilibrant la masse globale de l'atmosphère. Cependant, en dehors d'une rotation synchrone, la position du point subsolaire change constamment. La zone exposée à l'étoile se déplace alors, réchauffant une

2. Pour une meilleure lisibilité, seule une partie des profils de viscosité utilisés sont représentés.

3. Pour une question de simplicité, la dénomination "air" désigne ici, et dans la suite de cette thèse, le mélange de gaz qui compose l'atmosphère d'une planète, indépendamment de sa composition. Elle diffère ainsi de la définition classique du mot décrivant la composition de l'atmosphère terrestre uniquement.

### 3.3. MARÉES ATMOSPHÉRIQUES THERMIQUES

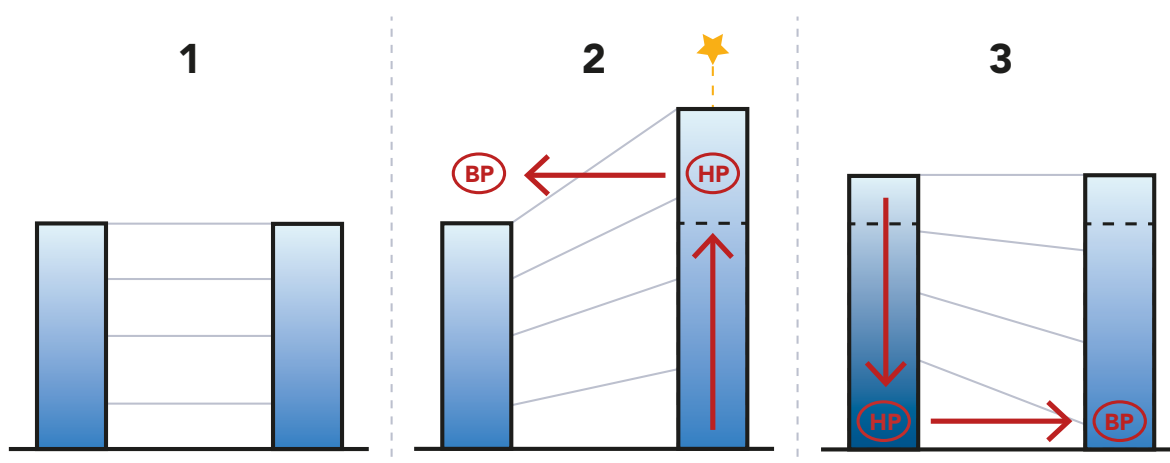


Figure 3.8 - Représentation schématique des marées atmosphériques thermiques. (1) Cas non perturbé : les colonnes d'air sont identiques et les isobares sont parallèles à la surface. (2) Le gradient de pression, issu du réchauffement de l'atmosphère côté jour, initie dans la haute atmosphère un mouvement en direction du côté nuit. (3) L'atmosphère tend à rééquilibrer l'excès de masse par une circulation dans la basse atmosphère. Cependant, l'étape 2 se reproduit au même instant à un autre point de l'atmosphère, maintenant constamment l'excès de masse du côté nuit.

nouvelle région de l'atmosphère alors que l'atmosphère essaie de se rééquilibrer. Le phénomène de marée atmosphérique thermique maintient ainsi constamment un excès de masse dans l'hémisphère nuit qui suit le point sub-solaire. A cause de l'inertie thermique de l'atmosphère, i.e. sa résistance au changement de température, le pic de température journalier en un point de la planète est décalé par rapport au maximum d'ensoleillement. Le réchauffement de l'atmosphère et la circulation d'air qui en découle se produisent ainsi avec un retard. L'anomalie de masse négative créée, et la dépression associée, ne se trouvent ainsi pas directement au niveau du point sub-solaire mais est décalé par rapport à celui-ci. De la même façon, l'excès de masse du côté nuit de la planète ne se trouve pas parfaitement à l'antipode du point sub-solaire (Figure 3.9).

L'amplitude des marées atmosphériques thermiques dépend fortement du gradient de température entre la face nocturne et diurne et donc du bilan radiatif de l'atmosphère. Ce dernier dresse l'inventaire de l'énergie reçue, absorbée, renvoyée et émise par le système atmosphérique. Il dépend de caractéristiques intrinsèques à l'atmosphère ainsi que des paramètres orbitaux de la planète. [Leconte et al. \(2015\)](#) ont ainsi montré le lien fort entre la pression de surface moyenne et l'amplitude des marées thermiques. Intuitivement, plus l'épaisseur de l'atmosphère et la pression de surface moyenne sont importantes, plus la masse d'atmosphère impliquée dans le phénomène est conséquente et plus l'amplitude des marées thermiques augmente. Cependant, lorsque l'atmosphère est trop imposante, i.e. quand la pression de surface dépasse quelques dizaines de bars, la majorité du flux solaire est absorbée par les couches supérieures de l'atmosphère. L'effet des marées atmosphériques sur la rotation diminue alors, amorti par la basse atmosphère "dormante". Dans une seconde étude, [Auclair-Desrotour et al. \(2019\)](#) discutent le rôle de la composition atmosphérique sur l'amplitude des marées. Ils montrent ainsi qu'elle affecte directement la quantité d'énergie absorbée par l'atmosphère ainsi que l'altitude à laquelle elle est ab-

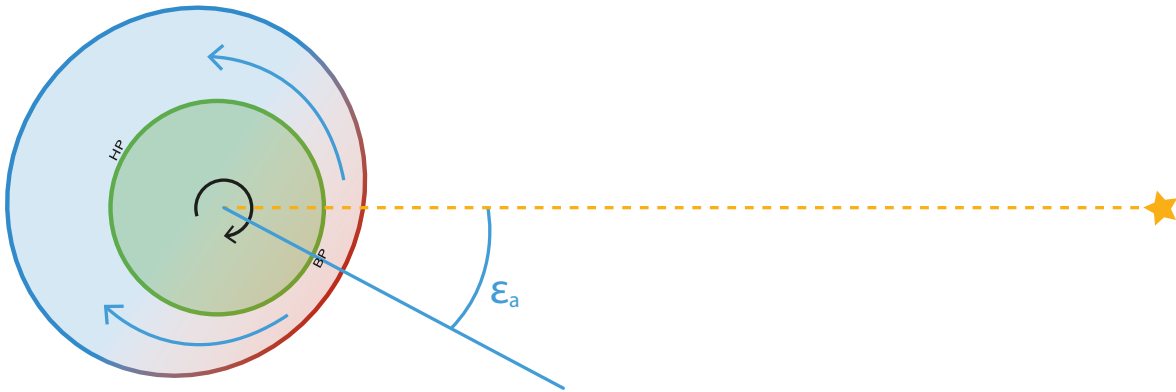


Figure 3.9 – Principe des marées atmosphériques thermiques. La partie solide et l’atmosphère de la planète sont symbolisées par le cercle vert et l’ellipse bleue et rouge respectivement. La masse de l’atmosphère est redistribuée des zones chaudes vers les zones froides (flèche bleue). L’inertie thermique retarde la redistribution créant l’angle  $\varepsilon_a$ .

sorbée. Une atmosphère plus opaque ou contenant des gaz plus absorbant, ainsi que la présence de nuages, limite ainsi l’énergie reçue par la basse atmosphère, tandis qu’une atmosphère plus transparente permet de la réchauffer plus efficacement. Plus la basse atmosphère, i.e. la couche la plus dense et massive de l’atmosphère, participe au phénomène de marée thermique, plus la masse impliquée dans la dynamique est importante, ce qui accroît l’amplitude des marées thermiques. Du côté des paramètres orbitaux, la distance entre la planète et son étoile contrôle directement la quantité d’énergie reçue par l’atmosphère. Plus une planète est éloignée de son étoile, moins elle reçoit de radiations solaires, ce qui réduit la différence de température entre le jour et la nuit et donc l’amplitude des marées thermiques. La période de rotation de la planète détermine quant à elle la durée du jour et donc le temps durant lequel un point de l’atmosphère est chauffé. Pour une rotation rapide, l’atmosphère se réchauffe moins longtemps pendant la journée, réduisant l’écart de température jour/nuit et diminuant l’amplitude des marées thermiques. A l’inverse, une rotation trop lente laisse à l’atmosphère le temps de se rééquilibrer constamment, réduisant l’anomalie de masse et l’effet des marées thermiques. L’amplitude des marées atmosphériques thermiques dépend donc de la balance entre tous ces paramètres.

### 3.3.2 Potentiel de marée atmosphérique

A l’image des marées gravitationnelles, les marées thermiques sont associées à une modification de la répartition de la masse de l’atmosphère qui peut être traduite en variation de son potentiel de gravité générée. Le potentiel de gravité créé par l’atmosphère à un point A de l’espace se définit à partir de l’intégrale des différents éléments de masses  $dm'$  constituant l’atmosphère (Leconte et al., 2015). Il est alors défini à partir de la somme de ces éléments de masse tel que

$$U_a(\vec{r}_A) = -G \int \frac{dm'}{|\vec{r}_A - \vec{r}'|} = -G \int \frac{\rho(\vec{r}')}{|\vec{r}_A - \vec{r}'|} r'^2 \sin \theta' d\theta' d\phi' dr', \quad (3.72)$$

### 3.4. MARÉE SOLIDE INDUITE PAR L'ANOMALIE DE PRESSION

avec  $\vec{r}_A = (r_A, \theta, \phi)$  la position du point A,  $\vec{r}' = (r', \theta', \phi')$  la position de chaque élément de masse de l'atmosphère et  $\rho(\vec{r}')$  la densité de l'air à la position  $\vec{r}'$  dans le référentiel centré sur la planète. En supposant une atmosphère proche de l'équilibre hydrostatique dont l'épaisseur reste très inférieure au rayon total de la planète ( $r' \approx R_p$ ), cette définition du potentiel peut être reformulée en fonction de la pression de surface  $p_s(\theta', \phi')$ . La pression de surface, et par conséquent le potentiel atmosphérique, peuvent être divisés en une composante constante et une composante variable temporellement. La première correspond à la pression de surface moyenne en chaque points de la planète. Les variations spatiales de cette pression moyenne sont créées par les variations de la topographie. L'anomalie de pression de surface, variable dans le temps, comprend quant à elle l'ensemble des variations à petite échelle liées à la dynamique atmosphérique ainsi qu'à des évènements globaux tels que les marées atmosphériques thermiques. Le potentiel de gravité associé à cette composante variable est obtenu en remplaçant la pression de surface  $p_s$  par l'anomalie de pression de surface  $p_{ano}$ . Afin de pouvoir séparer les différents effets qui affectent le potentiel et isoler l'effet des forces de marée, il est usuel de définir l'anomalie de pression de surface sous la forme de coefficients d'harmoniques sphériques  $\tilde{p}_\ell^m$ . En prenant en compte l'ensemble de ces changements, l'équation 3.72 peut être réécrite pour obtenir le potentiel atmosphérique variable, correspondant au potentiel de gravité créé par l'anomalie de pression atmosphérique

$$U_{th} = -\frac{GR_p}{g} \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{\ell} \frac{4\pi}{2\ell+1} \left(\frac{R_p}{r_A}\right)^{\ell+1} \tilde{p}_\ell^m \tilde{Y}_\ell^m(\theta, \phi), \quad (3.73)$$

avec  $R_p$  le rayon de la planète et  $\ell, m$ , le degré et l'ordre des harmoniques sphériques. Les harmoniques sphériques  $\tilde{Y}_\ell^m$  sont définies ici avec la normalisation

$$\tilde{Y}_\ell^m(\theta, \phi) = (-1)^m \sqrt{\frac{2\ell+1}{4\pi} \frac{(\ell-m)!}{(\ell+m)!}} (1 - \cos^2\theta)^{m/2} \frac{d^m}{dx^m} P_\ell(\cos\theta) e^{im\phi}, \quad (3.74)$$

où  $P_\ell(\cos\theta)$  réfère aux polynômes de Legendre et  $\tilde{p}_\ell^m$  les coefficients complexes de l'anomalie de pression tels que

$$\tilde{p}_\ell^m = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} p_{ano}(\theta, \phi) \tilde{Y}_\ell^{m*} \sin(\theta) d\theta d\phi. \quad (3.75)$$

## 3.4 Marée solide induite par l'anomalie de pression

Bien que les marées gravitationnelles solides et les marées atmosphériques thermiques soient les plus importantes, des effets de marée secondaires naissent de l'interaction entre ces deux premiers effets. En particulier, la marée solide induite par l'anomalie de pression décrit l'effet de marée issu de la déformation de la planète solide sous le poids de l'atmosphère (Correia and Laskar, 2003b). Pour des couches parfaitement sphériques, la masse de l'atmosphère est répartie uniformément autour de la planète. La pression de surface et la force associée sont donc homogènes, et n'affectent ni la forme générale, ni la répartition de la masse à l'intérieur de la planète. Cependant, de nombreuses dynamiques

atmosphériques viennent modifier la distribution de la masse au sein de l'atmosphère, et en particulier les marées atmosphériques thermiques détaillées dans la section précédente. La pression de surface imposée par l'anomalie de masse atmosphérique déforme inégalement le corps solide. Le potentiel de gravité  $U_{gp}$  issue de cette déformation peut être relié au potentiel de gravité créé par l'anomalie de masse issue de la marée atmosphérique, c'est à dire au potentiel  $U_{th}$ , par l'équation

$$U_{gp} = \tilde{k}'_{\ell} U_{th}, \quad (3.76)$$

avec  $\tilde{k}'_{\ell}$ , un des nombres de Love de charge dont la méthode de calcul est présentée en amont (voir les sections 3.2.3 et 3.2.4) et en utilisant les conditions aux limites adaptées à un forçage mécanique (Équation 3.49)

### 3.5 Couples de forces associés aux effets de marées

L'ensemble des forces de marée décrites précédemment ne se contente pas de déformer l'atmosphère et l'intérieur d'un corps mais affecte également sa rotation. Les différents effets des marées subis par Vénus modifient la répartition de sa masse à l'intérieur de la planète et dans son atmosphère. En raison des processus de friction interne (comportement viscoélastique) ainsi que de l'inertie de l'atmosphère, les réponses aux forçages de marée arrivent avec un délai, de telle sorte que les excès de masse associés aux bourrelets de marée se retrouvent décalés par rapport à la direction Planète-Étoile. La répartition de la masse non-uniforme ainsi que le retard de marée rendent l'attraction gravitationnelle de l'étoile sur la planète dissymétrique. La force de gravité moyenne exercée par l'étoile sur la planète n'est donc pas parfaitement radiale mais possède également une composante tangentielle qui génère un couple de forces. Un couple de forces (l'anglicisme "torque" est également utilisé par la suite pour désigner un couple de forces) désigne un ensemble de deux forces de même intensité, de directions parallèles mais de sens opposés, appliqués en deux points différents d'un même corps. Contrairement à une force isolée qui provoque une translation du corps, un couple de forces tend à faire tourner un objet autour d'un axe. Les couples de forces associés aux forces de marées modifient donc directement la dynamique rotationnelle de la planète. En décomposant la déformation de la partie solide ou de l'atmosphère en harmonique sphérique, le degré  $\ell = 0$  correspond à un terme constant et le degré  $\ell = 1$  est analogue à un changement de position du centre de masse du corps déformé. Ces deux termes n'affectant pas la rotation de la planète, ils peuvent être retirés de l'équation du couple. De plus, la contribution des degrés supérieurs à  $\ell = 2$  sont négligeables par rapport au degré 2 à cause des facteurs  $(r/R)^{\ell}$ , dans l'équation 3.7, et  $(R_p/a)^{\ell+1}$ , dans l'équation 3.73, qui deviennent très inférieurs à 1 et imposent une décroissance très forte du potentiel de marée avec la distance. Ainsi, seule la composante quadrupolaire des déformations de marée est utilisée dans l'expression des couples de marée.

En plus de ces effets principaux reliés à l'interaction entre la planète et un corps extérieur (i.e le soleil), la rotation est également affectée par des couples de forces issus de l'interaction entre la partie solide et l'atmosphère. Cette section présente dans un pre-

mier temps l'ensemble de ces couples de forces et leur effet sur la rotation de Vénus. La dernière sous-section détaille la notion d'équilibre rotationnel, importante dans le cas de Vénus.

#### 3.5.1 Couple de marée gravitationnelle

Dans le cas de la marée gravitationnelle, la déformation de la planète redistribue la masse de la partie solide de manière à former un bourrelet de marée qui se retrouve décalé par rapport à la direction Planète-Étoile à cause des processus de friction interne. Le couple de forces qui résulte de la composante tangentielle de l'attraction gravitationnelle du soleil affecte directement la vitesse de rotation de la planète. Si la période de rotation est plus courte que la période de révolution, le bourrelet de marée est en avance par rapport à l'axe, et le couple de forces vient s'opposer à la rotation, ralentissant progressivement celle-ci. Au contraire, si la période de rotation est plus longue que la période de révolution, la rotation accélère. Pour les deux cas de figure, les marées gravitationnelles font évoluer la planète vers une rotation synchrone. Dans le cas particulier de Vénus, sa période de révolution (224,7 jours) est plus courte que sa période de rotation (243,01 jours). Les marées gravitationnelles devraient donc faire accélérer la rotation de la planète. Cependant, la rotation de Vénus étant rétrograde, l'effet des marées est inversé. Le bourrelet de marée est en avance par rapport à l'axe Planète-Étoile, faisant ralentir peu à peu la vitesse de rotation de Vénus (Figure 3.10).

Les variations de la période de rotation peuvent ainsi être déterminées à partir de l'estimation du couple de marée gravitationnelle. Classiquement, un couple de forces s'exprime mathématiquement comme le produit vectoriel de la force  $\vec{F}_{sp}$  et du vecteur directeur de l'axe de rotation  $\vec{z}$  tel que

$$\vec{\Gamma}_g = \vec{z} \times \vec{F}_{sp}. \quad (3.77)$$

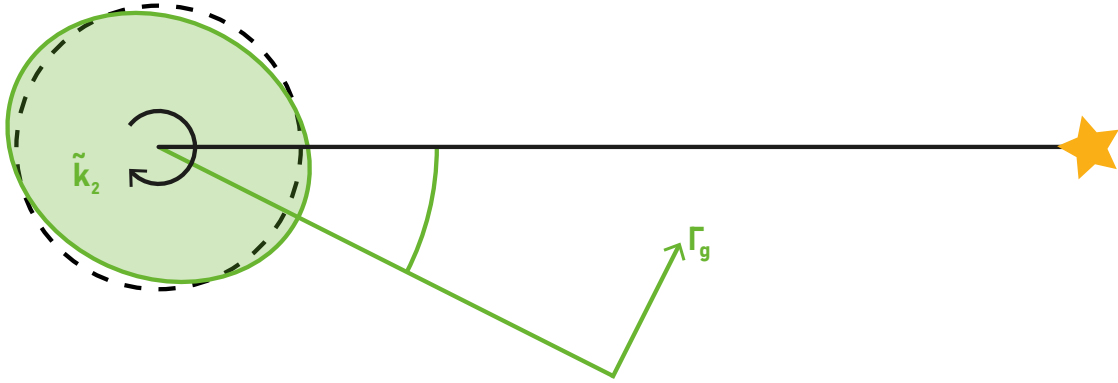
La force  $\vec{F}_{sp}$  correspond ici à la force de gravité exercée par l'étoile sur la planète. D'après la troisième loi de Newton, si un objet A exerce une force sur un objet B, alors l'objet B exerce une force de même intensité sur l'objet A. Ainsi, la force  $\vec{F}_{sp}$  est égale à l'inverse de la force de gravité exercée par la planète sur l'étoile telle que

$$\vec{F}_{sp} = -\vec{F}_{ps}. \quad (3.78)$$

De plus, le principe fondamental de la dynamique définit la force  $\vec{F}_{ps}$  comme le produit de la masse de l'objet perturbé  $M_s$  et de l'accélération  $\vec{a}$  qu'il subit. Comme pour les accélérations de gravité et de marée,  $\vec{a}$  peut être exprimée à partir du potentiel de gravité total de la planète à une distance  $R$ . En décomposant le potentiel de gravité total, le couple associé à la déformation de marée peut être exprimé en fonction du potentiel induit par les déformations de marée  $\Psi_p$  comme

$$\vec{\Gamma}_g = \vec{z} \times M_s \times \vec{\nabla} \Psi_p. \quad (3.79)$$

car l'effet du potentiel de référence sur le torque est nul. Le potentiel d'anomalie  $\Psi_p$  à une distance  $R$  de la planète est proportionnel au potentiel d'anomalie à la surface de la planète  $\Psi_p(R_p)$ . Par définition, le nombre de Love  $\tilde{k}_\ell$  permet d'estimer ce potentiel



**Figure 3.10** – Représentation schématique des effets de marée gravitationnelle sur une planète sphérique orbitant autour d’une étoile. Le cercle noir pointillés représente la planète non-déformée. L’ellipse verte représente la planète déformée sous l’effet des marées gravitationnelles. La flèche verte illustre le couple de forces modifiant cette rotation. Dans cet exemple, analogue à Vénus, la période de rotation est plus lente que la période de révolution mais la rotation de la planète est rétrograde.

$\Psi_p(R_p)$  à partir du potentiel de marée  $\Phi(R_p)$ . En prenant en compte ces transformations, l’équation 3.79 devient

$$\vec{\Gamma}_g = \vec{z} \times M_s \times \vec{\nabla} \left[ \tilde{k}_\ell \times \Phi(R_p) \times \left( \frac{R_p}{R} \right)^3 \right]. \quad (3.80)$$

La décomposition du torque en harmoniques sphériques montre que seule la composante quadrupolaire (degré 2) affecte significativement la rotation. Les composantes de degrés inférieurs n’affectent pas la dynamique rotationnelle tandis que les degrés supérieurs ont des contributions beaucoup plus faibles. Le couple de marée gravitationnelle peut donc s’exprimer pour Vénus en ne considérant que le degré 2 de la décomposition en harmoniques sphériques tel que

$$\Gamma_g = -\frac{3}{2} \frac{GM_s^2 R_p^5}{a^6} \text{sign}(\sigma) \Im(\tilde{k}_2(\sigma)), \quad (3.81)$$

où  $M_s$  et  $a$  correspondent à la masse solaire et au demi-grand axe de l’orbite de Vénus (Correia and Laskar, 2003b).  $\Im(\tilde{k}_2(\sigma))$  correspond à la partie imaginaire du nombre de Love  $\tilde{k}_2$ , estimé à la fréquence de marée  $\sigma$  donnée par

$$\sigma = 2(\Omega - n), \quad (3.82)$$

avec  $\Omega = 2\pi/T_{rot}$ , la fréquence de rotation et  $n = 2\pi/T_{orb}$  correspondant à la fréquence orbitale moyenne de Vénus.  $T_{orb}$  et  $T_{rot}$  sont la période orbitale et la période de rotation respectivement.

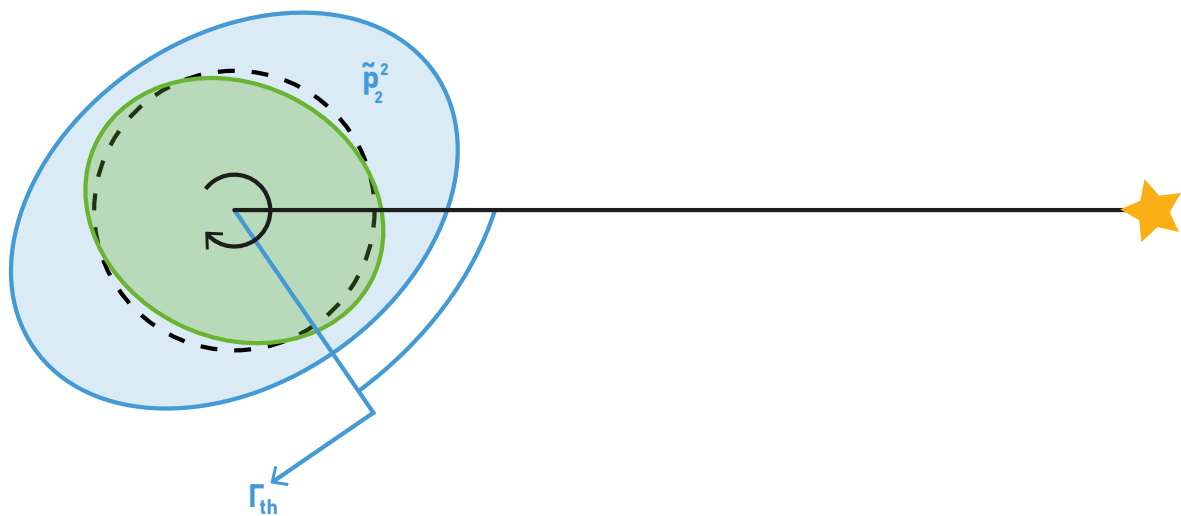


Figure 3.11 – Représentation schématique des effets de marée atmosphérique sur une planète sphérique orbitant autour d’une étoile. L’ellipsoïde bleu représente le bourrelet de marée atmosphérique au degré 2 et à l’ordre 2. La flèche bleue illustre le couple de forces modifiant cette rotation. Dans cet exemple, analogue à Vénus, la période de rotation est plus lente que la période de révolution mais la rotation de la planète est rétrograde.

#### 3.5.2 Couples de marée atmosphérique

Comme pour les marées gravitationnelles, l’anomalie de masse associée aux marées atmosphériques thermiques génère un couple de forces qui affecte la rotation de la planète. En effet, par définition, les marées thermiques génèrent une redistribution de la masse et de la pression atmosphérique. A cause de l’inertie thermique de l’atmosphère, les anomalies de masse négative et positive ne se trouvent pas au niveau du point sub-solaire et à son antipode respectivement mais sont décalé longitudinalement. La répartition de la masse atmosphérique se divise donc en une partie symétrique par rapport à l’axe Planète-Étoile et une partie asymétrique. La première n’affecte pas la rotation de la planète car l’accélération gravitationnelle moyenne est uniquement radiale. En revanche, la partie asymétrique apporte une composante tangentielle à l’accélération gravitationnelle moyenne, exerçant un couple de forces qui agit sur la rotation de la planète. Le couple de forces créé par cette redistribution de masse fournit une accélération à l’atmosphère dirigée dans le même sens que sa rotation, augmentant ainsi sa vitesse de rotation. Si l’atmosphère et la partie solide de la planète sont couplées, alors une partie du moment cinétique de l’atmosphère est transmise à la planète. Dans ce cas, les variations de la vitesse de rotation de l’atmosphère modifient également la rotation de la planète. Pour les marées thermiques, il est usuel de supposer un couplage parfait entre l’atmosphère et la partie solide (Leconte et al., 2015). L’accélération fournie par le couple de marée est donc entièrement transmise à la partie solide, accélérant la rotation de la planète et s’opposant à l’effet de décélération causé par les forces de marée gravitationnelle. Dans le cas de Vénus et de son épaisse atmosphère, les marées atmosphérique thermiques sont essentielles pour expliquer l’évolution passée et actuelle de la rotation.

Le couple gravitationnel appliqué par l'étoile sur l'atmosphère déformée par les marées thermiques correspond à l'opposé du couple créé par l'atmosphère sur l'étoile et peut ainsi être exprimé à partir du potentiel  $U_{th}$  tel que

$$\Gamma_{th} = M_s a \nabla U_{th} = M_s a \left( \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial \phi} U_{th} \right), \quad (3.83)$$

avec  $M_s$  la masse du soleil et  $a$  le demi grand axe de l'orbite de la planète. En intégrant l'équation 3.73 dans l'expression précédente, le couple est donné par l'expression

$$\Gamma_{th} = -\frac{GM_s R_p}{g} \sum_{\ell=2}^{\infty} \frac{4\pi}{2\ell+1} \left( \frac{R_p}{a} \right)^{\ell+1} \sum_{m=-\ell}^{\ell} i m \tilde{p}_\ell^m \tilde{Y}_\ell^m(\theta_s = \frac{\pi}{2}, \phi_s), \quad (3.84)$$

où  $\theta_s$  et  $\phi_s$  sont la colatitude et la longitude du point subsolaire. Comme pour les marées gravitationnelles, la rotation de la planète est principalement affectée par le terme quadripolaire de l'anomalie de masse. Ce terme divise la sphère en 4 zones réparties autour de l'équateur : deux zones de haute pression plus importantes, appelées bourrelets de marée atmosphérique (ou *pressure bulge*), et deux zones de basse pression (Figure 3.11). En ne gardant que le degré 2, seul l'ordre  $m = 2$  et  $m = -2$  sont non nuls. L'expression du torque atmosphérique peut donc être simplifiée pour devenir

$$\Gamma_{th} = \frac{3}{2} \frac{3M_s R_p^3}{5\bar{\rho} a^3} \sqrt{\frac{10}{3\pi}} \Im(\tilde{p}_2^2 e^{2i\phi_s}), \quad (3.85)$$

avec  $\bar{\rho}$  la densité moyenne et  $\tilde{p}_2^2$  le coefficient en harmonique sphérique de l'anomalie de pression au degré 2 et ordre 2. La démonstration est détaillée dans l'annexe B.

### 3.5.2.1 Estimation du coefficient d'anomalie de pression de surface

Le coefficient d'anomalie de pression de surface  $\tilde{p}_2^2$ , peut être estimé à partir du champ de pression à la surface de la planète. Le champ de pression de Vénus est estimé ici à partir de simulations numériques réalisées avec le modèle de climat planétaire vénusien (Venus PCM) ou tirées de la Venus Climate Database (VCD) développés au Laboratoire de Météorologie Dynamique (Lebonnois et al., 2010, 2016; Martinez et al., 2023). Afin d'estimer l'amplitude des marées thermiques, il faut dans un premier temps traiter ce champ de pression de surface afin de séparer la composante moyenne de la partie variable dans le temps qui contient l'information sur la dynamique atmosphérique, incluant les effets de marée thermiques. Cette étape est réalisée en suivant la méthode détaillée par Bills et al. (2020) et dont le principe général est décrit ici.

Les marées atmosphériques thermiques sont un phénomène cyclique suivant la course du soleil et dont la période est d'un jour solaire vénusien (116.54 jours terrestres). En supposant le flux solaire incident constant dans le temps, négligeant de ce fait l'effet de l'excentricité<sup>4</sup> et des fluctuations de l'activité solaire, la moyenne journalière des variations

4. L'excentricité de l'orbite de Vénus est très faible ( $e = 0.007$ ) et la négliger ne change pas significativement les résultats.

### 3.5. COUPLES DE FORCES ASSOCIÉS AUX EFFETS DE MARÉES

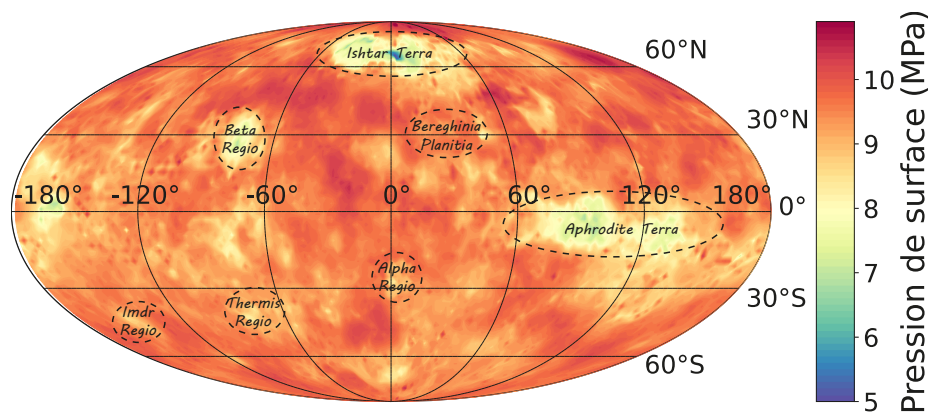


Figure 3.12 – Pression de surface moyenne au cours d'un jour solaire vénusien. Le champ de pression est obtenu à partir d'une simulation issue de la VCD (version 2.3) en considérant une topographie haute résolution, des conditions EUV (extreme ultraviolet radiation) moyennes, un scénario d'albedo des nuages standard et pas de perturbations.

de pression associées aux marées thermiques est nulle. En effet, en un point donné, les variations de pression au cours d'une journée se compensent, montrant une baisse de la pression durant le jour suivit d'une augmentation durant la nuit créée par l'excès de masse. Partant de ce principe, l'estimation de la pression moyenne sur un jour vénusien permet de découpler les différents effets agissant sur la pression totale. En effet, cette moyenne correspond à la pression de surface dépourvue de l'effet des marées atmosphériques thermiques qui s'annulent et donc à la composante constante du champ de pression. La figure 3.12 présente un exemple de champ de pression moyen pour une simulation issue de la VCD reproduisant au mieux les observations de Vénus. Elle met notamment en lumière la relation entre la pression et la topographie. Les hautes topographies comme Ishtar ou Aphrodite Terra affichent ainsi des pressions plus faibles tandis qu'une pression plus forte s'applique sur les basses plaines basaltiques.

Pour chaque pas de temps de la simulation atmosphérique, la composante constante, i.e. la pression moyenne, peut être soustraite au champ de pression global pour obtenir le champ d'anomalie de pression de surface (Figure 3.13). L'effet de la topographie étant supprimé, l'anomalie de pression met en évidence l'effet des marées atmosphériques thermiques. La zone de basse pression associée aux régions les plus chaudes poursuit ainsi le point sub-solaire avec un délai. Le reste de l'atmosphère montre une anomalie de pression positive relative à l'excès de masse créé par les marées. L'anomalie de pression ne prend cependant pas uniquement en compte l'effet des marées thermiques mais également des effets à plus petite échelle liés à la dynamique atmosphérique. La décomposition en harmoniques sphériques permet ainsi d'isoler les effets à grand échelle spatiale en se concentrant uniquement sur les bas degrés. Dans l'expression du couple atmosphérique, seule la composante quadrupolaire, i.e. le degré et l'ordre 2, est utilisée. La figure 3.13 représente cette composante de l'anomalie de pression, affichant des zones basse pression au niveau du point le plus chaud de l'atmosphère et à l'antipode de celui-ci. Les zones de haute pression sont elles orientées à 90° par rapport aux deux premières. Le couple atmosphérique moyen sur un jour vénusien, ainsi que ses variations au cours de la journée, peuvent ainsi être estimés à partir de l'équation 3.85 et du terme  $\tilde{p}_2^2$ .

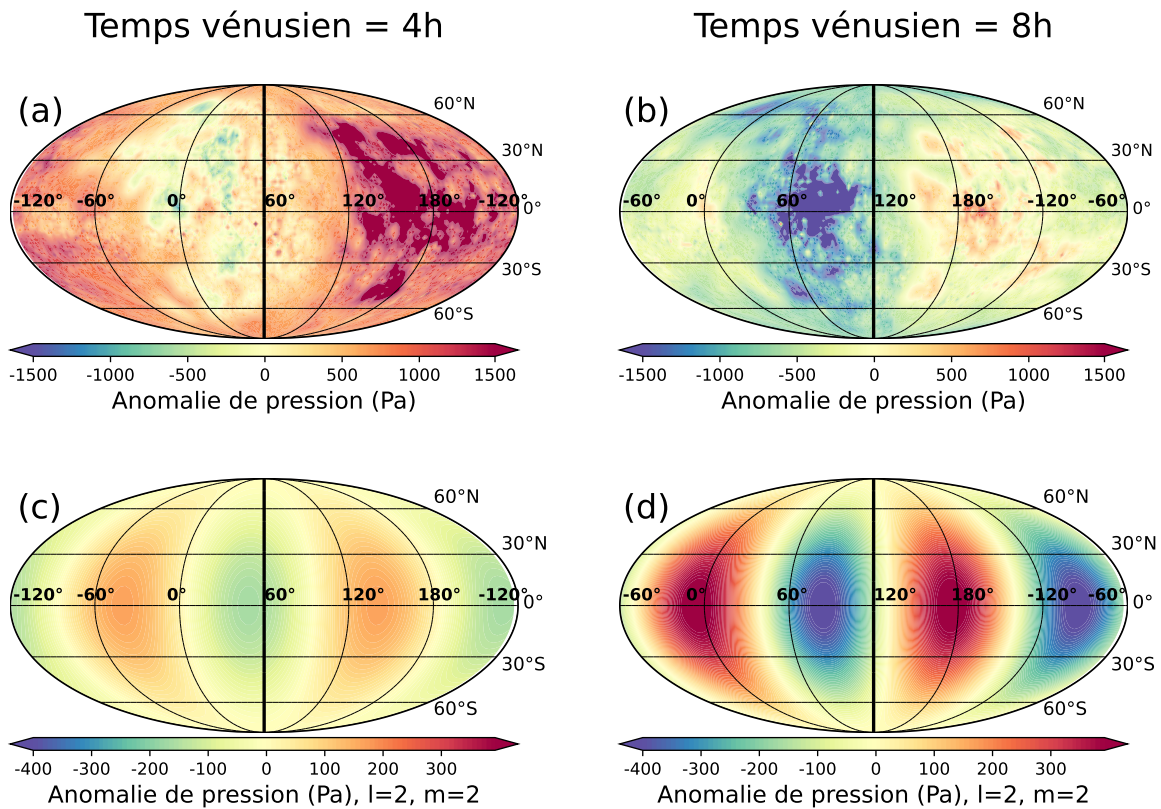


Figure 3.13 – (a), (b) Champ d’anomalie de pression de surface à deux moments différents au cours d’une journée solaire vénusienne (4h et 8h en heures vénusienne). Le champ de pression est obtenu à partir d’une simulation de la VCD (version 2.3) pour les mêmes paramètres que la figure 3.12. Les lignes noires épaisses représentent la longitude du point sub-solaire. (c), (d) Champ d’anomalie de pression de surface à 4h et 8h en ne considérant que la composante quadrupolaire, i.e. le terme de degré et d’ordre 2 de l’expansion en harmonique sphérique.

### 3.5.3 Couples de marée secondaires

En plus des marées gravitationnelles solides et des marées atmosphériques thermiques, d’autres effets de marée secondaires, résultant des deux premiers, affectent également la période de rotation des planètes. Ces couples secondaires sont créés par les forces de pression et de gravité générées par l’atmosphère qui interagissent avec la partie solide de la planète, et modifient sa dynamique rotationnelle. Puisque toute déformation non uniforme d’un corps sphérique modifie sa rotation, d’autres effets de marée tertiaires<sup>5</sup> peuvent entrer en jeu mais sont négligés dans cette étude. D’après l’étude de [Correia and Laskar \(2003b\)](#), seuls la marée solide induite par l’anomalie de pression (voir la section 3.4) et le couple exercé par l’atmosphère sur le bourrelet de marée, décrits dans les sections suivantes, ont une influence suffisamment importante pour être considérés.

5. Qui résultent de l’interaction entre les effets de marée secondaires

### 3.5.3.1 Couple gravitationnel induit par l'anomalie de pression

Comme pour les effets de marée précédents, l'effet de marée solide induite par l'anomalie de pression modifie la répartition de la masse dans la partie solide de la planète sous le poids de l'atmosphère. En montrant une répartition de masse asymétrique, l'attraction gravitationnelle du soleil génère un couple de forces sur la planète qui affecte sa dynamique rotationnelle. A l'image des autres effets de marée, seule la composante quadratique de la déformation affecte la rotation (voir la figure 3.14). En adaptant l'équation 3.85, l'effet du couple gravitationnel induit par l'anomalie de pression sur la vitesse de rotation peut donc être quantifié à partir de l'estimation du couple de forces donné par l'expression

$$\Gamma_{gp} = \frac{3}{2} \frac{3M_s R_p^3}{5\bar{\rho}a^3} \sqrt{\frac{10}{3\pi}} \Im(\tilde{k}'_2(\sigma) \tilde{p}_2^2 e^{2i\phi_s}) \quad (3.86)$$

Dans le cas de Vénus, cet effet agit de la même manière que le couple de marée gravitationnelle en faisant ralentir sa vitesse de rotation.

### 3.5.3.2 Couple exercé par l'atmosphère sur le bourrelet de marée

Un dernier effet de marée significatif résulte du bilan des forces exercées par l'atmosphère sur la partie solide de la planète (Correia and Laskar, 2003b). Contrairement aux autres effets décrits dans les sections précédentes, le couple exercé par l'atmosphère sur le bourrelet de marée ne fait pas intervenir de redistribution de masse. Ce n'est donc pas l'attraction gravitationnelle du soleil qui modifie la rotation de la planète mais l'attraction gravitationnelle entre l'atmosphère et la partie solide, ainsi que la force pression de l'atmosphère sur la partie solide, qui l'affectent.

Si la distribution de masse de la planète et son atmosphère était parfaitement radiale, la force gravitationnelle moyenne exercée par l'atmosphère sur la planète serait strictement radiale. Cependant, les déformations créées par les marées gravitationnelles et thermiques redistribuent la masse, tant dans l'atmosphère que dans la partie solide. La force gravitationnelle moyenne n'est donc plus uniquement radiale mais comprend également une composante tangentielle qui génère un couple de forces pouvant affecter la rotation de la planète.

En plus de cet effet, l'atmosphère exerce une force de pression sur la planète. Là encore, la force de pression d'une atmosphère sphérique sur une planète elle aussi parfaitement sphérique serait uniquement radiale. C'est bien la distribution asymétrique des masses atmosphérique et solide qui donne une composante tangentielle à la force de pression permettant de modifier la dynamique rotationnelle de la planète.

Le couple exercé par l'atmosphère sur le bourrelet de marée est donc défini comme la somme des couples de forces générés par les effets de l'atmosphère sur la partie solide et s'exprime avec

$$\Gamma_{pg} = \frac{3}{2} \frac{2M_s R_p^3}{5\bar{\rho}a^3} \sqrt{\frac{10}{3\pi}} \Im(\tilde{k}_2(\sigma) \tilde{p}_2^2 e^{2i\phi_s}). \quad (3.87)$$

Dans le cas de Vénus, cet effet agit en accélérant la rotation.

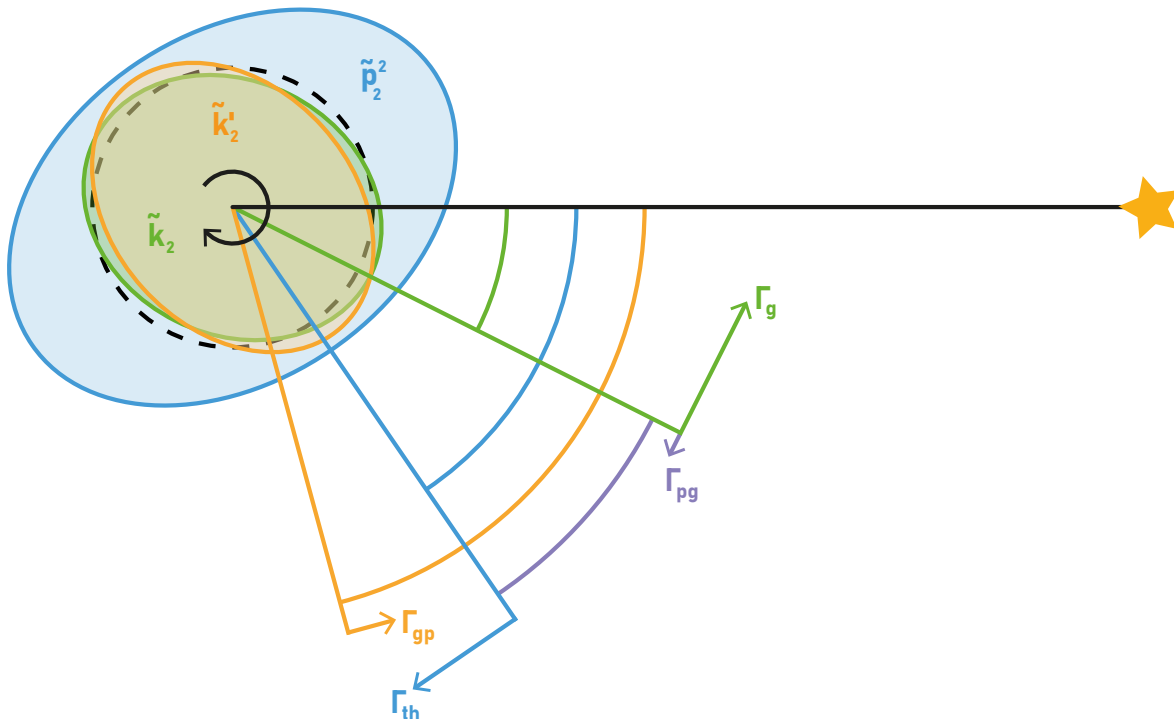


Figure 3.14 – Représentation schématique des effets de marée majeurs influençant la rotation de Vénus. Le cercle noir en pointillés représente le corps solide non déformé. L'ellipsoïde verte correspond au corps solide déformé par les marées gravitationnelles. L'ellipsoïde bleu représente le bourrelet de marée atmosphérique au degré 2 et à l'ordre 2. L'ellipsoïde orange correspond au degré 2 et l'ordre 2 de la déformation du corps solide en réponse à la pression atmosphérique. Les flèches verte, bleue, orange et violette représentent le torque gravitationnel, le torque atmosphérique thermique, le couple gravitationnel induit par l'anomalie de pression et le couple exercé par l'atmosphère sur le bourrelet de marée respectivement, suivant les définitions données par [Correia and Laskar \(2003b\)](#).

### 3.5.4 Notion d'équilibre rotationnel

La notion d'équilibre est primordiale pour l'étude de la dynamique rotationnelle des planètes. Tout corps en orbite autour d'un centre de gravité tend vers un état d'équilibre dans lequel sa rotation est stable et n'évolue plus. C'est par exemple le cas pour la Lune ou encore Mercure dont les rotations se trouvent en équilibre spin-orbite. L'idée que la rotation de Vénus est à l'équilibre est née d'une mauvaise interprétation des observations ([Way and Del Genio, 2020](#)). En effet, Vénus semblait alors montrer systématiquement la même face à la Terre lors des conjonctions inférieures, une observation pouvant être expliquée par une rotation en résonance spin-orbite ([Goldreich and Peale, 1966](#)). Même si cette observation s'est révélée fautive, la question de savoir si Vénus est actuellement à l'équilibre demeure. De nombreuses études ([Dobrovolskis and Ingersoll, 1980](#); [Correia and Laskar, 2001, 2003b](#)) ont ainsi montré que l'état d'équilibre peut être expliqué pour Vénus en considérant l'ensemble des effets de marée et des couples de forces associés (Figure 3.14). De plus, avec la précision actuelle des données, aucune tendance claire d'évolution

### 3.5. COUPLES DE FORCES ASSOCIÉS AUX EFFETS DE MARÉES

---

de la rotation n'a été observée ([Margot et al., 2021](#)), allant dans le sens d'une évolution de la rotation très lente ou nulle, c'est à dire proche ou très proche d'une rotation à l'équilibre. Récemment, [Revol et al. \(2023\)](#) ont cependant montré que Vénus ne pouvait pas être parfaitement à l'équilibre car l'évolution du flux solaire est plus rapide que le rééquilibrage de la rotation. En effet, une variation d'énergie solaire incidente modifie l'amplitude des marées atmosphériques thermiques et donc le bilan général des effets influençant la rotation. La rotation serait donc en permanence en train de se rééquilibrer avec le flux solaire incident sans être parfaitement à l'équilibre. Ce dernier effet est considéré négligeable dans la suite de ce travail. La notion d'équilibre rotationnel témoigne de l'état interne de la planète et des propriétés de son atmosphère, et offre ainsi un outil permettant de sonder l'intérieur de Vénus qui est utilisé dans le chapitre suivant afin de contraindre la viscosité du manteau.

## Chapitre 4

# Viscosité de Vénus : Estimation basée sur sa dynamique rotationnelle

### 4.1 Introduction

La viscosité est la propriété physique d'un matériau qui définit sa capacité à résister à son propre écoulement. Elle quantifie la friction interne de celui-ci et régit, par essence, la vitesse et le délai avec lesquels il se déforme. En planétologie, la viscosité joue un rôle fondamental dans l'ensemble des processus géodynamiques en action au sein des planètes. Cette propriété intervient aussi bien dans des phénomènes globaux, comme la dynamique interne ou la déformation de marée, que dans des phénomènes à plus petite échelle, comme les ajustements isostatiques.

Bien qu'elle soit fondamentale pour toutes les études concernant les intérieurs planétaires, l'estimation de la viscosité d'une planète reste ardue. Pour la Terre, la viscosité interne est classiquement estimée à partir d'inversions de données géophysiques (topographie, gravité, vitesses sismiques, e.g. [Ricard and Wuming, 1991](#); [Mao and Zhong, 2021](#)), auxquelles s'ajoutent des études sur l'ajustement isostatique associé au rebond post-glaciaire (e.g. [Mitrovica and Forte, 2004](#); [Nakada et al., 2015](#); [Lau et al., 2016](#)), et les mesures de la vitesse de subduction des plaques tectoniques (e.g. [Cížková et al., 2012](#); [Marquardt and Miyagi, 2015](#)). Sur Vénus, en l'absence de phénomènes comparables et par manque de données, la détermination de la viscosité est encore plus difficile. La topographie, la gravité, les structures à la surface ainsi que la rotation sont les seuls paramètres utilisables pour contraindre la viscosité de Vénus.

La majorité des études sur le sujet n'estime pas la viscosité de Vénus directement, mais plutôt sa viscosité relative, c'est-à-dire les variations de la viscosité avec la profondeur, en se basant sur différentes approches. Par exemple, [Huang et al. \(2013\)](#) ont utilisé des modèles numériques de convection interne afin de simuler la topographie dynamique, le géoïde et le nombre de panaches mantelliques associés à différentes structures de viscosité. En comparant les résultats des simulations avec les observations, ils ont conclu que la viscosité de Vénus semblait incompatible avec la présence d'une couche de faible viscosité à la base de la lithosphère et qu'un manteau isovisqueux permettait de mieux expliquer les observations de gravité et de topographie. De leur côté, [Pauer et al. \(2006\)](#) et [Maia et al. \(2023\)](#) se sont appuyés sur l'analyse spectrale conjointe du géoïde et de la topographie, en considérant la théorie de la charge interne, selon laquelle les variations à grande échelle de la gravité et de la topographie peuvent directement être reliées aux anomalies

## 4.1. INTRODUCTION

---

de densité et à la structure visqueuse du manteau. En partant de cette hypothèse, [Pauer et al. \(2006\)](#) et [Maia et al. \(2023\)](#) ont utilisé respectivement une méthode d'inversion Monte Carlo et une méthode d'inversion bayésienne afin d'explorer les couples densité-viscosité qui permettent de reproduire les variations à grande échelle de la gravité et de la topographie observées sur Vénus. En comparant avec les observations, [Pauer et al. \(2006\)](#) arrivent à la conclusion que la viscosité du manteau augmente avec la profondeur, ce qui suggère une stratification similaire à celle de la Terre, et que la présence d'une zone de faible viscosité sous la lithosphère n'est pas systématique. À l'inverse, [Maia et al. \(2023\)](#) ont mis en évidence une zone de faible viscosité dans le manteau supérieur de Vénus, avec une viscosité 5 à 15 fois plus faible que celle du manteau sous-jacent. En dehors de ces études, la valeur absolue de la viscosité reste difficile à contraindre. En raison de l'absence de plaques tectoniques semblables à celle de la Terre, il est généralement admis que la viscosité de Vénus est plus faible que celle de la Terre, qui possède un mode de refroidissement plus efficace ([Rolf et al., 2018](#); [Steinberger et al., 2010](#)).

Ce chapitre introduit une nouvelle méthode permettant de contraindre la viscosité de Vénus à partir de l'étude de sa rotation. En effet, sa rotation actuelle résulte directement d'un équilibre entre les différents effets de marées qui l'affectent. L'hypothèse la plus répandue concernant la dynamique rotationnelle de Vénus est l'hypothèse de l'équilibre, ou du proche-équilibre, de sa période de rotation. Dans ce cas, la vitesse de rotation n'évolue plus, ou peu, et les différents effets de marée se compensent. Autrement dit, la somme des couples de marée est égale à 0. D'après les équations des différents couples de marées (voir le chapitre 3), seules trois variables influent significativement sur la rotation de Vénus. Les deux premières sont contrôlées par les propriétés de la partie solide de la planète, tandis que la dernière découle des propriétés et de la dynamique de l'atmosphère. L'état de la rotation de Vénus peut être considéré comme un équilibre entre les effets de l'atmosphère et les effets de la partie solide. La connaissance précise de l'une, associée à l'hypothèse de l'équilibre rotationnel, permet d'obtenir des contraintes sur la seconde. En partant de simulations numériques de l'atmosphère, ce chapitre donne une estimation de la perturbation de pression liée aux marées atmosphériques ( $\tilde{p}_2^2$ ) et du couple de forces de marée atmosphérique associé. À l'aide de cette contrainte, la réponse de l'intérieur aux marées gravitationnelles et aux perturbations atmosphériques, ainsi que les propriétés mécaniques internes de la planète, sont déterminés au travers des nombres de Love  $\tilde{k}_2$  et  $\tilde{k}'_2$  afin d'expliquer l'équilibre de la rotation. Avec l'estimation de la viscosité, cette étude se concentre ensuite sur l'évolution initiale de la rotation de Vénus afin d'essayer d'expliquer son ralentissement à partir d'une période initiale inférieure à un jour. Ce travail, en collaboration avec Cédric Gillmann (Geophysical Fluid Dynamics, ETHZ), Alexandre Revol (Université de Genève) et Emeline Bolmont (Université de Genève), a donné lieu à une publication dans le journal *Icarus* (Figure 4.1), acceptée en 2024, dont la figure 4.4 a été mise en avant en couverture du numéro de novembre.

Icarus 422 (2024) 116245



Contents lists available at ScienceDirect

Icarus

journal homepage: [www.elsevier.com/locate/icarus](http://www.elsevier.com/locate/icarus)

Research Paper

## The viscosity of Venus' mantle inferred from its rotational state

Yann Musseau<sup>a,\*</sup>, Gabriel Tobie<sup>a</sup>, Caroline Dumoulin<sup>a</sup>, Cédric Gillmann<sup>b</sup>, Alexandre Revol<sup>c,d</sup>,  
Emeline Bolmont<sup>c,d</sup>

<sup>a</sup> Laboratoire de Planétologie et Géosciences, Nantes Université, Univ Angers, Le Mans Université, CNRS, UMR 6112, F-44000 Nantes, France

<sup>b</sup> Geophysical Fluid Dynamics, ETHZ, Sonneggstrasse 5, 8092 Zurich, Switzerland

<sup>c</sup> Département d'Astronomie, Université de Genève, Chemin Pegasi 51, 1290 Versoix, Switzerland

<sup>d</sup> Centre Vie dans l'Univers, Faculté des sciences, Université de Genève, Quai Ernest-Ansermet 30, 1211 Genève 4, Switzerland



### ARTICLE INFO

#### Keywords:

Venus, interior  
Venus, atmosphere  
Tides, atmospheric  
Tides, solid body  
Rotational dynamics

### ABSTRACT

Venus' retrograde rotation is the slowest of all planetary objects in the solar system. It is commonly admitted that such a rotation state results from the balance between the torques created by solid and atmospheric tides (Dobrovolskis and Ingersol, 1980; Correia and Laskar, 2001; Correia and Laskar, 2003a; Revol et al. 2023). The internal viscous friction associated with gravitational tides drives the planet into synchronization (i.e. deceleration to a tidally locked rotation) while the bulge due to atmospheric thermal tides tends to accelerate the planet out of this synchronization (Correia and Laskar, 2001; Leconte et al., 2015). The purpose of this work is first to provide an estimate of the viscosity of Venus' mantle explaining the current balance with atmospheric forcing. A second goal is to quantify the impact of the internal structure and its past evolution on the rotation history of Venus.

Using atmospheric pressure simulations, we first provide an estimate of the atmospheric thermal torque value contrasting with previous estimates (Leconte et al., 2015). Computing the viscoelastic response of the interior to gravitational tides and to atmospheric loading (Dumoulin et al., 2017; Kervazo et al., 2021), we show that the current viscosity of Venus' lower mantle must range between  $2 \times 10^{20}$  Pa s and  $6 \times 10^{21}$  Pa s to explain a rotation in equilibrium. We then investigate the possible past evolution of Venus' rotation by considering simple viscosity and thermal evolution paths. We show that in absence of additional dissipation processes, viscous friction cannot slow down Venus' rotation to its current state from an initial rotation period shorter than 1 day.

Figure 4.1 – En-tête et abstract de l'article *The viscosity of Venus' mantle inferred from its rotational state* publié dans Icarus en 2024.

## 4.2 The viscosity of Venus' mantle inferred from its rotational state

### 4.2.1 Introduction

Venus shares several features with Earth as size or density, making it the terrestrial planet most similar to the Earth in our solar system. Despite these similarities and possibly similar initial conditions, Venus and Earth followed diverging evolutionary paths (Gillmann et al., 2022; Hamano et al., 2024). Today, the planet has a 93 bar CO<sub>2</sub>-dominated atmosphere, generating an intense greenhouse effect that pushes the surface temperature above 700K, as first measured by the Venera missions (Avduevsky et al., 1968). Venus has also a very slow asynchronous rotation in the retrograde direction, with a rotation period ( $T_{rot}$ ) of 243 Earth's days (Smith, 1963; Carpenter, 1964; Goldstein, 1964) and an orbital period ( $T_{orb}$ ) of 224.7 days. Since the Magellan era, several estimates of Venus' rotation rate using different techniques (Konopliv and Yoder, 1996; Mueller et al., 2012; Davies et al., 1992; Margot et al., 2021) have been performed indicating a period of 243.02 possibly varying between 243.015 and 243.03 days during the last 20 years (Margot et al., 2021) interpreted as a momentum exchange between the atmosphere and the solid body (Cottureau et al., 2011; Margot et al., 2021).

Gold and Soter (1969) first proposed that present day Venus' rotation is in a stable state, i.e. at equilibrium, resulting from the balance between the gravitational tides, pushing the planet towards synchronisation, and the atmospheric thermal tides, driving the planet away from it. While previous studies required an initial retrograde rotation to explain the current one, the inclusion of the core mantle friction effect as proposed by Goldreich and Peale (1970) introduced the possibility to compute the evolution of Venus' rotation from an initial prograde rotation assuming high initial obliquity (Dobrovolskis and Ingersoll, 1980; Dobrovolskis, 1980). This last constraint on the initial obliquity was removed later by Laskar and Robutel (1993) who proposed that planetary perturbations can create strong chaotic variations of the obliquity during the orbital evolution of a planet. Correia and Laskar (2001) then demonstrated the existence of four different equilibrium states, with either an obliquity of 0° or 180° and a rotation period of 76.83 days or -243.02 days, in which the planet could be currently trapped. By computing the rotational evolution of Venus considering gravitational tides with a simplified dissipation interior model considering an arbitrary evolution of the dissipation (Q) factor, parameterized atmospheric thermal tides, core mantle friction and planetary perturbation effects, they highlighted that most initial conditions (obliquity and spin-rate) lead towards current Venus' rotation (Correia et al., 2003; Correia and Laskar, 2003a). Later, Correia and Laskar (2003b) showed that other tidal effects (gravitational torque upon pressure bulge and pressure torque upon tidal bulge), resulting from the atmosphere thermal tides and gravitational tides, have a non negligible impact on the rotation and should therefore be considered.

By evaluating carefully the atmospheric tides using a Global Climate Model (GCM), Leconte et al. (2015) showed that among the four possible rotational state, only two are stable, and that asynchronous state can be reached even for planets with much smaller atmospheric pressure than Venus. Auclair-Desrotour et al. (2017) confirmed that both the

atmospheric properties and the rheology of the solid interior should be carefully evaluated to correctly predict the rotation state. Finally, [Revol et al. \(2023\)](#) showed that the increase of the solar flux and the resulting atmospheric thermal tides variations may evolve faster than the modification of the rotation needed to reach the equilibrium. These different studies clearly indicate that Venus' rotational state and its evolution are sensitive to key properties still to be constrained. In particular, the coupling between its atmosphere and interior, interior structure, and rheology, which has been disregarded in previous studies, may play a key role.

Constraining the viscosity of Venus' mantle is essential as it controls the thermal evolution and internal dynamic of the mantle and its viscoelastic deformation. Indeed, surface observations have highlighted the absence of plate tectonics on present-day Venus that could result from either a stagnant, episodic or plutonic-squishy lid convection regime ([Lourenço et al., 2020](#)) opposed to the plate tectonics regime observed on Earth (e.g. [Sleep, 2007](#)). For the Earth, mantle viscosities are classically estimated from the inversion of surface geophysical data (topography, gravity, seismic and tectonic plate velocity) (e.g. [Ricard and Wuming, 1991](#); [Mao and Zhong, 2021](#)), which can be joined with the inversion of glacial isostatic adjustment data (e.g. [Mitrovica and Forte, 2004](#); [Nakada et al., 2015](#); [Lau et al., 2016](#)) or from the sinking velocity and geometry of subducting slabs (e.g. [Cížková et al., 2012](#); [Marquardt and Miyagi, 2015](#)). From these studies, the lower mantle viscosity of Earth is estimated at  $10^{22}$  to  $10^{23}$  Pa.s, while the upper mantle viscosity could be between  $10^{20}$  and  $10^{21}$  Pa.s, depending on the method. Moreover, most of the studies indicated the possible existence of an asthenosphere, defined by a significantly lower viscosity (of the order of  $10^{19}$  Pa.s or lower) below the lithosphere, probably caused by partial melting ([Cathles et al., 2023](#)). Where Earth benefits from an extensive range of accurate measurements, Venus observations are limited by the difficulty of geophysical investigations at the surface, which makes the determination of the viscosity of Venus challenging. Several works have attempted to assess the viscosity of Venus from its impact on the gravity and the topography fields, either by inverting synthetic viscosity profiles ([Pauer et al., 2006](#); [Steinberger et al., 2010](#); [Maia et al., 2023](#)) or by running mantle dynamic simulations and comparing the results with observation ([Huang et al., 2013](#); [Rolf et al., 2018](#)). In contrast to relative variations of viscosity with depth, assessment of the absolute mantle viscosity has proven elusive, from these classical approaches. Hence, the present study proposes a new method to constrain the absolute viscosity of Venus from its rotational state.

The intensity of the tidal deformation of a body is directly linked to its interior structure. In the absence of seismic data, tidal balance studies of planets can provide important information on their interior and especially their viscosity. For Venus, the only current direct constraint on the tidal dissipation coming from observed data is the tidal Love number associated with gravitational potential, therefore this parameter is our best chance to constrain the interior structure of the planet. This tidal Love number  $\tilde{k}_2$  has been estimated ( $\Re(\tilde{k}_2) = 0.295 \pm 0.066$ ) using Doppler tracking of Magellan and Pioneer Venus Orbiter ([Konopliv and Yoder, 1996](#)). While this estimate has a significant uncertainty, the future ESA and NASA missions EnVision and VERITAS ([Rosenblatt et al., 2021](#); [Cascioli et al., 2021](#)) will provide more precise measurements of the tidal love number  $\tilde{k}_2$  and of the tidal lag. While waiting for data, the current rotational state of Venus can provide us with constraint on the tidal dissipation, and hence, on the viscosity of the planet.

In this work, we present a method to constrain the current viscosity of Venus' mantle by computing the different components of the torques affecting Venus' rotation, assuming rotation equilibrium. In a first step, we compute (i) the atmospheric thermal torque from GCM simulations as well as (ii) the gravitational torque, (iii) the gravitational torque upon pressure bulge and (iv) the pressure torque upon tidal bulge, from the complex tidal and load Love numbers  $\tilde{k}_2$  and  $\tilde{k}'_2$ . We deduce a range of possible viscosity profiles consistent with the current equilibrium state of the rotation. In a second step, we assess how the viscosity profile may have evolved from the past to its current state and infer the initial conditions and evolution scenarios allowing Venus' spin to slow down to its current configuration.

### 4.2.2 Viscosity Constraints on the Current Venus

#### 4.2.2.1 Torques affecting Venus' rotation

The variations of Venus' rotation are controlled by several torques that apply on the planet. First, the gravitational tides arise as a direct consequence of the solar gravitational attraction on the planet. The solid part of an initially spherical body is reshaped under the gravitational tides into an ellipsoid creating a tidal bulge. For an elastic body, the deformation is instantaneous and the bulge of the planet is oriented facing the star i.e. the longest axis of the ellipsoid points toward the Sun. In a more realistic viscoelastic case, the friction inside the body causes a delay between the application of the forces and the deformation, creating a small angle between the main axis of the tidally deformed planet and the direction toward the Sun (green ellipsoid on Figure 4.2). This lag results in a torque,  $\Gamma_g$ , that tends to drive the planet into synchronisation. In the absence of other effects, for an initially fast rotating planet, the rotation should progressively slow down until the planet becomes tidally locked, i.e. its rotation is in a spin-orbit resonance with its orbital revolution, which is for instance the case of the Moon's synchronism with Earth, or of Mercury's 3 :2 spin state relative to the Sun. Following the same formulation as [Correia and Laskar \(2003b\)](#), the contribution of the atmospheric gravitational torque, which remains small compared to the solid gravitational torque, is neglected in this study

In the case of Venus, its thick atmosphere plays a significant role on the rotation state. The main effect is related to the atmospheric thermal perturbations created by the warming of the atmosphere by the solar insolation, also called thermal "tides". Peak heating of the atmosphere by the Sun in the early afternoon induces a dichotomy in atmospheric temperature distribution : the "afternoon region", is warmer. The resulting transfer of energy toward cooler regions by atmospheric circulation causes atmosphere pressure variations, with high pressures (or density) located in the cooler dawn/dusk regions. The atmospheric pressure bulge ([Gold and Soter, 1969](#); [Dobrovolskis and Ingersoll, 1980](#)) therefore forms with a lag between its main axis and the Venus-Sun direction (blue ellipsoid in Figure 4.2). This lag creates an atmospheric thermal torque due to the gravitational attraction of the Sun,  $\Gamma_{th}$ , which tends to drive Venus' rotation out of synchronization.

Furthermore, as highlighted by [Correia and Laskar \(2003b\)](#), three other torques related

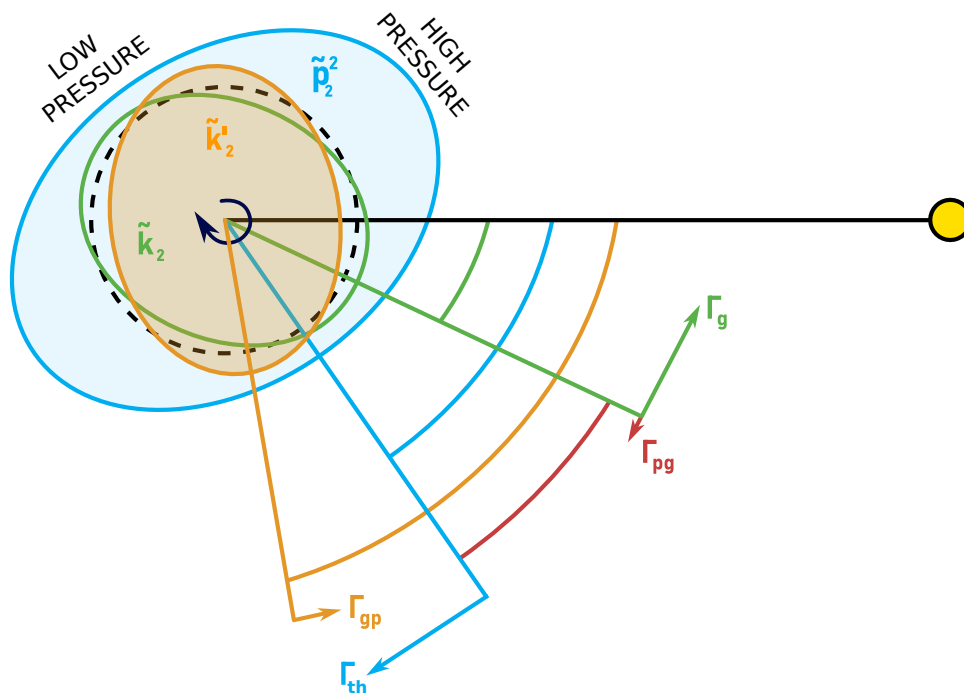


Figure 4.2 – Schematic representation of the degree 2 of all of the tidal effects affecting Venus' rotation. The black dashed circle represents the undeformed solid body, the green ellipsoid, the solid body deformed by the gravitational tides raised by the Sun, and the blue ellipsoid, the atmosphere pressure bulge due to solar insolation. The orange ellipsoid corresponds to the deformation of the solid body in response to the atmospheric pressure bulge. The green, blue, orange and red arrows correspond to the gravitational torque, the thermal atmospheric torque, the gravitational torque upon pressure bulge and the pressure torque upon tidal bulge, respectively, following the definition of [Correia and Laskar \(2003b\)](#).

to the atmosphere can affect the rotation, although they are often neglected. A first one arises from the deformation of the solid surface under the differential pressure exerted by the pressure bulge (orange ellipsoid on Figure 4.2). The resulting gravitational torque upon atmospheric pressure bulge ( $\Gamma_{gp}$ ), adds up to the gravitational torque ( $\Gamma_g$ ) and hence tends to slow down the rotation of the planet. Opposed to this effect, the pressure torque upon tidal bulge ( $\Gamma_{pg}$ ), induced by the gravitational attraction created by the atmospheric bulge on the solid body deformed by the gravitational tides, tends to accelerate the rotation. The computation of this effect is similar to the gravitational tides, except that the gravitational attraction is not created by the Sun but by the atmosphere. A last torque, the pressure torque upon pressure bulge, describes the gravitational attraction of the atmosphere on the bulge created by the solid body deformation under the atmospheric pressure bulge. This effect is much weaker than the other components ([Correia and Laskar, 2003b](#)) and is therefore neglected here and not represented in Figure 4.2.

For a rotation at equilibrium as expected for current Venus (see section 4.2.1), the sum of all the torques ( $\Gamma_{tot}$ ) must be equal to zero. The torques, at the exception of the thermal one, being dependent on the viscous response of the interior, the equilibrium assumption allows to provide constraints on the mantle viscosity. The mathematical formulations of

## 4.2. THE VISCOSITY OF VENUS' MANTLE INFERRED FROM ITS ROTATIONAL STATE

---

the four torques considered in this study ( $\Gamma_g, \Gamma_{th}, \Gamma_{gp}, \Gamma_{pg}$ ) are described in the following sections.

### Gravitational tidal torque

The gravitational tidal torque varies with the viscous planet response to the gravitational perturbation and can therefore be expressed as a function of the imaginary part of the gravitational tidal Love number,  $\Im\mathfrak{m}(\tilde{k}_2(\sigma))$ , evaluated at tidal frequency  $\sigma$ , with

$$\Gamma_g = -\frac{3}{2} \frac{GM_s^2 R_p^5}{a^6} \text{sign}(\sigma) \Im\mathfrak{m}(\tilde{k}_2(\sigma)), \quad (4.1)$$

where  $M_s, R_p, a$  and  $G$  (Table 4.1) are the solar mass, the average planet radius, the semi-major axis of the orbit and the gravitational constant respectively (Correia and Laskar, 2003b; Leconte et al., 2015). The tidal diurnal frequency  $\sigma$ , is defined as

$$\sigma = 2(\Omega - n), \quad (4.2)$$

where  $\Omega = 2\pi/T_{rot}$  is the spin rate and  $n = 2\pi/T_{orb}$  is the mean orbital motion of Venus.  $T_{orb}$  and  $T_{rot}$  are both defined in Table 4.1 as the orbital and rotation periods respectively. The complex tidal Love number,  $\tilde{k}_2$ , characterizes the variation of the gravitational potential due to tides. The real part corresponds to the gravitational signature of the elastic response of the body and the imaginary part to the viscous delayed one.

### Atmospheric thermal torque

The atmospheric thermal tides result from the mass redistributions of the atmosphere modifying its gravitational potential. The atmospheric thermal torque,  $\Gamma_{th}$ , is therefore related to the gradient in longitude of the gravitational potential of the atmosphere,  $U_a$ , with

$$\Gamma_{th} = M_s r \left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \Phi} U_a \right) \quad (4.3)$$

where  $r$  and  $\Phi$  are the distance to the center of Venus and the longitude respectively. From this definition, the estimate of  $\Gamma_{th}$  can be linked to the amplitude of the atmospheric mass redistribution, and hence, to the surface pressure anomaly field. Following Leconte et al. (2015), the surface pressure anomaly field  $p_s(\theta, \phi)$  is expanded in spherical harmonics with

$$\tilde{p}_\ell^m = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} p_s(\theta, \phi) \tilde{Y}_\ell^{m*} \sin(\theta) d\theta d\phi. \quad (4.4)$$

giving  $\tilde{p}_\ell^m$ , the complex coefficients of the surface pressure anomaly field for all degree  $\ell$  and order  $m$ .  $\tilde{Y}_\ell^m$  is here defined with

$$\tilde{Y}_\ell^m(\theta, \phi) = (-1)^m \sqrt{\frac{2\ell + 1}{4\pi} \frac{(\ell - m)!}{(\ell + m)!}} (1 - \cos\theta^2)^{m/2} \frac{d^m}{dx^m} P_\ell(\cos\theta) e^{im\phi}, \quad (4.5)$$

where  $P_\ell(\cos\theta)$  is the Legendre polynomials. Assuming hydrostatic equilibrium of the atmosphere and a zero obliquity of the rotation axis, which is close to Venus' case (Margot et al., 2021, and references therein), the atmospheric torque is thus defined as

$$\Gamma_{th} = -\frac{GM_s R_p}{g} \sum_{\ell=2}^{\infty} \frac{4\pi}{2\ell+1} \left(\frac{R_p}{a}\right)^{\ell+1} \sum_{m=-\ell}^{\ell} im \tilde{p}_\ell^m \tilde{Y}_\ell^m(\theta_s = \frac{\pi}{2}, \Phi_s), \quad (4.6)$$

where  $g$ ,  $\Phi_s$  and  $\theta_s$  are the surface gravitational acceleration, the longitude and the colatitude of the sub-solar point on the surface of Venus respectively (Leconte et al., 2015, see Supplementary Material). The degree 0 corresponding to a constant pressure term and degree 1 resulting in a variation of the center of mass position, both have no influence on the torque. In addition, the contribution to the torque of degrees higher than 2 is negligible compared to the degree 2 because the factor  $(R_p/a)^{\ell+1}$  becomes much lower than 1 (Leconte et al., 2015). Keeping only the degree 2 term, Equation 4.6 becomes

$$\Gamma_{th} = \frac{3}{2} \frac{3M_s R_p^3}{5\bar{\rho}a^3} \sqrt{\frac{10}{3\pi}} \Im(\tilde{p}_2^2 e^{2i\phi_s}) \quad (4.7)$$

where  $\bar{\rho}$  is the mean planet density (Leconte et al., 2015).

### Gravitational torque upon pressure bulge and pressure torque upon tidal bulge

Adapting the equations of Correia and Laskar (2003b) for the different torque components to the same formalism as Leconte et al. (2015), the gravitational torque upon pressure bulge can be defined as

$$\Gamma_{gp} = \frac{3}{2} \frac{3M_s R_p^3}{5\bar{\rho}a^3} \sqrt{\frac{10}{3\pi}} \Im(\tilde{k}'_2(\sigma) \tilde{p}_2^2 e^{2i\phi_s}) \quad (4.8)$$

and the pressure torque upon tidal bulge as

$$\Gamma_{pg} = \frac{3}{2} \frac{2M_s R_p^3}{5\bar{\rho}a^3} \sqrt{\frac{10}{3\pi}} \Im(\tilde{k}_2(\sigma) \tilde{p}_2^2 e^{2i\phi_s}). \quad (4.9)$$

The complex load Love number  $\tilde{k}'_2$  characterizes the variation of the gravitational potential due to surface loads, such as atmospheric mass perturbations. As for  $\tilde{k}_2$ , the real and imaginary parts of  $\tilde{k}'_2$  correspond respectively to the elastic and viscous responses of the planet interior to surface loads.

In the following of this study, the sum of the torques directly or indirectly related to the presence of an atmosphere ( $\Gamma_{th}$ ,  $\Gamma_{gp}$  and  $\Gamma_{pg}$ ) is called the filtered atmospheric torque. Adding the gravitational torque  $\Gamma_g$  provides the total torque ( $\Gamma_{tot}$ ). Because it characterizes the ability of the tidal forces to modify the planet rotation, the total torque can be related to the temporal variation of the spin rate with

$$\frac{\delta\Omega}{\delta t} = -\frac{\Gamma_{tot}}{C_v}, \quad (4.10)$$

## 4.2. THE VISCOSITY OF VENUS' MANTLE INFERRED FROM ITS ROTATIONAL STATE

Tableau 4.1 – Parameters of the Venusian system.

Parameter	Values
Rotation period $T_{rot}$	-243 days
Orbital period $T_{orb}$	224.7 days
Tidal period $T_{tides}$	58.4 days
Solar Venusian day	116.75 days
Venusian hour	$\approx 4.86$ days
Gravity acceleration $g$	$8.87 \text{ m.s}^{-2}$
Mean radius $R_p$	6051.8 km
Mass $M_p$	$4.8669 \times 10^{24} \text{ kg}$
Mean density $\bar{\rho}$	$5243 \text{ kg.m}^3$
Semi-major axis	$108.210 \times 10^9 \text{ m}$
Solar mass $M_s$	$1.98847 \times 10^{30} \text{ kg}$
Gravitational constant $G$	$6.67428 \times 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$
<sup>1</sup> Tidal Love number $\Re(\tilde{k}_2)$	$20.295 \pm 0.066$
<sup>1</sup> Normalized moment of inertia	$30.337 \pm 0.048$

1 : Assuming  $2\sigma$ ; 2 : Konopliv and Yoder (1996); 3 : Margot et al. (2021)

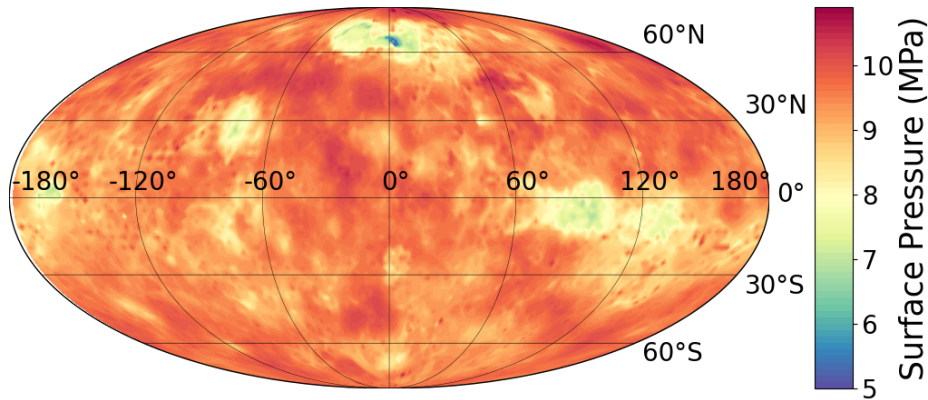
where  $C_v = 0.337 \times M_p \times R_p^2$  is the moment of inertia (Margot et al., 2021).

The controlling parameters of these different torques,  $\tilde{k}_2$ ,  $\tilde{k}'_2$  and  $\tilde{p}_2^2$ , depend on the rheology of the interior structure as well as the dynamics of the atmosphere. Hence, the assumptions made about the interior and the atmosphere as well as a description of the computational methods to estimate these parameters are provided in the following sections.

### 4.2.2.2 Computation of the surface pressure anomaly $\tilde{p}_2^2$

The surface pressure anomaly coefficient  $\tilde{p}_2^2$  is estimated from the time-varying pressure field provided by the Venus climate database (VCD) version 2.3 (Lebonnois et al., 2010, 2016; Martinez et al., 2023) over one Venusian solar day (116.75 earth days). For this study, the reference simulation uses average solar extreme ultraviolet radiation (EUV) conditions and a standard cloud albedo without any perturbation representative of a baseline typical Venus present-day (see VCD web documentation at <http://www-venus.lmd.jussieu.fr/>). Sensitivity tests showed that the use of other EUV (solar maximum and minimum activity) and albedo conditions did not significantly vary the results, i.e. variations about 1% in the torque estimates. A  $2^\circ$  grid in latitude and longitude and a time step of one Venusian hour (i.e. one twenty-fourth of a Venusian day, see Table 4.1) are considered with the time defined at the longitude  $0^\circ$  (Ariadne Crater in Alpha Regio). Both high and low topography resolutions are used to investigate the effect of a more refined grid on the estimate of the atmospheric thermal torque. As a comparison, the Global Climate Model data from Leconte et al. (2015), often used in studies on Venusian tides, are also taken.

The mean pressure surface over one Venusian solar day is computed (Figure 4.3) using the same approach as Bills et al. (2020). At each location, the surface pressure is modulated



**Figure 4.3** – Mean surface pressure over one Venusian solar day computed from VCD (version 2.3) simulation (High resolution topography, Solar EUV average conditions, standard cloud albedo scenario, no perturbation).

by a topographic effect, constant in time, by the thermal tides and by other minor effects due to atmospheric dynamics. Since the surface pressure anomaly due to tides should cancel over one Venusian solar day (i.e. a complete cycle), computing the mean surface pressure is equivalent to removing the tidal effect from surface pressure data. Thus, Figure 4.3 highlights the pressure spatial variations mainly created by the topography, the low pressure areas corresponding to high altitude terrains such as Ishtar and Aphrodite Terra.

The pressure anomaly due to thermal tides is obtained by subtracting the mean surface pressure to the surface pressure map. Figure 4.4a-b shows the impact of the atmospheric thermal tides on the surface pressure at two given times. Negative anomalies correspond to the hot, low-pressure areas. The shift between the sub-solar point and the low-pressure zone is responsible for the non-zero atmospheric thermal torque acting on the rotation. The complex coefficient of the anomaly pressure field  $\tilde{p}_2^2$  (Figure 4.4c-d) is then determined using spherical harmonic expansion (see section 4.2.2.1).

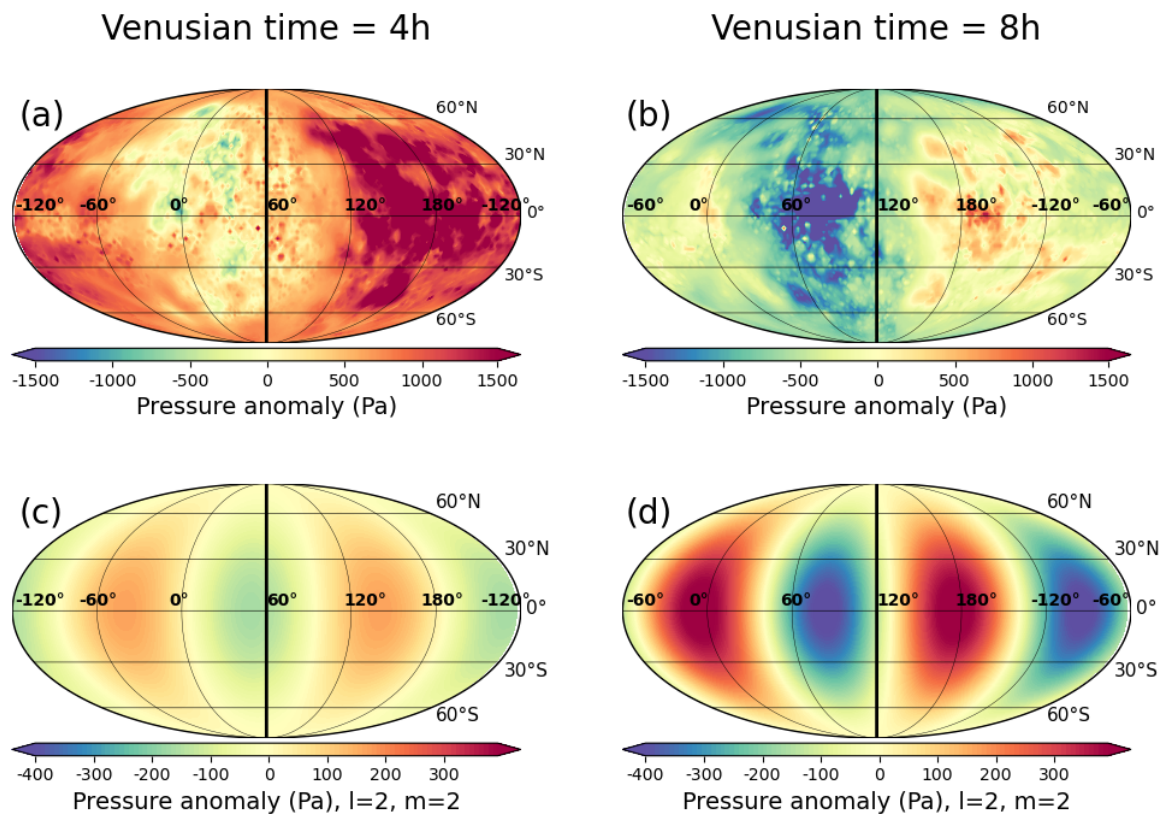
#### 4.2.2.3 Computation of the interior response to tidal and load forcing

As shown in section 4.2.2.1, both gravitational tidal and load Love numbers ( $\tilde{k}_2$  and  $\tilde{k}'_2$ ) are needed to compute the different torques. In this work, these numbers are estimated using a viscoelastic compressible model (Tobie et al., 2005; Dumoulin et al., 2017). The density, viscosity, shear and bulk modulus profiles used as input to compute the tidal deformation of the interior are presented in the next section.

#### Interior structure and rheological assumptions

The planet's response to the tidal forcing depends mainly on the profile in density, viscosity and shear modulus. For Venus, in absence of seismological data, the gravity data are not sufficient to put restrictive constraints on these parameters. Indeed, the moment of inertia has been estimated from observations of Earth-based radar speckles with a 14%

## 4.2. THE VISCOSITY OF VENUS' MANTLE INFERRED FROM ITS ROTATIONAL STATE



**Figure 4.4** – (a), (b) Surface pressure anomaly field at two different time over one Venusian solar day (4h and 8h in Venusian hours) for a high resolution topography simulation computed from VCD surface pressure simulation (version 2.3). The thick black line represents the sub-solar longitude. (c), (d) Surface pressure anomaly field considering only the degree and order 2 term of the spherical harmonics expansion, at 4h and 8h.

accuracy (at  $2\sigma$ ) by [Margot et al. \(2021\)](#) leading to a 500 km uncertainty in the core radius. Moreover, the estimate of the real part of the tidal Love number with a 22% accuracy (at  $2\sigma$ ) ([Konopliv and Yoder, 1996](#)) is not accurate enough to be conclusive regarding the interior of Venus. To overcome this limitation, three different interior models from [Dumoulin et al. \(2017\)](#) and their associated density and rheological profiles are used. These profiles are computed from the geochemical models (minerals and oxides composition) V1 ([Lewis, 1972](#)), V4 ([Ringwood, 1977](#)) and V5 ([Basaltic Volcanism Study Project, 1981](#)). Models V1 and V4 are end-members of the accretion models published in literature in terms of mantellic iron content : the model V1 corresponds to an iron-poor mantle, the model V4 to an iron-rich mantle. The model V5 is an Earth-like model slightly iron depleted in order to explain the lower mean density of Venus. Two end-members temperature profiles are also used, one hot and one cold, referred as  $T_{hot}$  and  $T_{cold}$ . The former is based on a mantle dynamic simulation evolution from [Armann and Tackley \(2012\)](#). The colder profile is an adiabatic profile adapted for Venus and inspired by [Steinberger et al. \(2010\)](#). A metallic core is added using the PREM model ([Dziewonski and Anderson, 1981](#)) extrapolated to Venus case and assumed fully liquid ([Konopliv and Yoder, 1996](#); [Aitta, 2012](#)). For each geochemical model, the core radius is adjusted to fit the total mass of the planet. From the combination of the 3 chosen geochemical models (V1, V4, V5) with the two temperature

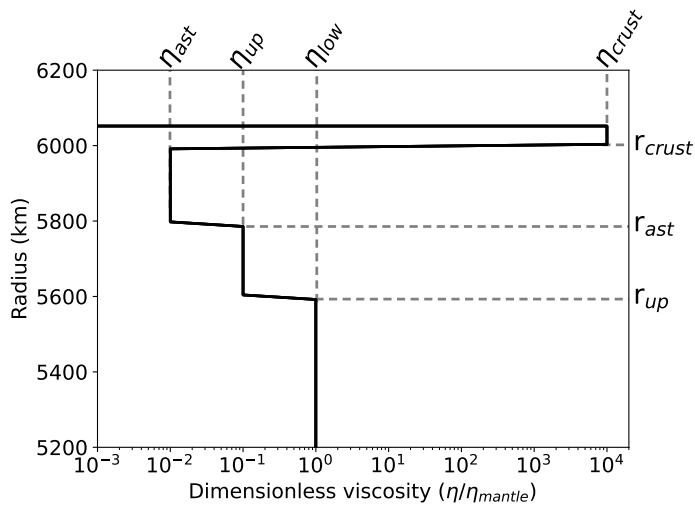


Figure 4.5 – Example of a viscosity structure as a function of the radius, focused on the upper part of the mantle (radius > 5200 km). Represented structure : uppermost mantle thickness=400 km, asthenospheric thickness=200 km,  $\eta_{up}/\eta_{low}=0.1$ ,  $\eta_{ast}/\eta_{up}=0.1$ .

profiles and hydrostatic pressure, six radial density and seismic velocities profiles are computed in the mantle, using the *Perple\_X* program (Connolly, 2005). Thus six internal structures of 500 layers are obtained, to which a 100km thick atmosphere is added (Seiff et al., 1985). While the atmospheric gravitational torque can be neglected, the presence of the atmosphere must be considered in order to correctly predict the tidal response of the interior. Without the atmosphere, the Love number and associated solid gravitational torque would be overestimated by about 3–4% (Dumoulin et al., 2017). All tested models are consistent with the inferred moment of inertia (Margot et al., 2021). This study focuses on the Earth-like profile V5- $T_{hot}$  (model with a core radius of 3292 km). However, the impact of the composition is studied in section 4.2.2.4 through the consideration of the end-member profiles V4- $T_{cold}$  and V1- $T_{hot}$  with the smallest (2941 km) and largest core (3425 km), respectively.

It is unlikely that the viscosity remains constant through the whole mantle and a more complex behaviour, such as on Earth, could be more realistic for Venus. Indeed, viscosity probably varies with temperature, pressure, partial melt fraction, water content and mineral composition. All of these items being unknown in the Venusian mantle, various viscosity structures are tested here. In the following, “viscosity structures” are defined as the relative variation of the viscosity with depth while the “viscosity profiles” refer to the true viscosity. Numerical modeling of mantle convection (Huang et al., 2013) showed that a low viscosity layer, akin to Earth’s asthenosphere, cannot reproduce well Venus’ observed topography and gravity spectra, and would therefore be unlikely for the planet. However, inverse modeling studies in the framework of the internal loading theory have suggested that a gradual increase in viscosity with depth in the Venusian mantle (Pauer et al., 2006) or a reduced viscosity layer below the lithosphere (Maia et al., 2023) better explain the observations. The transition between this expected less viscous uppermost mantle and the deep mantle does not appear to be correlated with a transition between upper and lower mantle due to the phase transition from olivine to perovskite. This differentiation between the viscosity jump and the phase transition could also exist for Earth with a possible viscosity jump at a greater depth than the phase transition (Wen and Anderson, 1997; Rudolph et al., 2015).

## 4.2. THE VISCOSITY OF VENUS' MANTLE INFERRED FROM ITS ROTATIONAL STATE

Tableau 4.2 – Explored range of parameters used in the viscosity profiles definition.

Parameter	Range
Crustal thickness	60 km
Crustal viscosity	$10^{25}$ Pa.s
Asthenospheric thickness	55-500 km
$\eta_{ast}/\eta_{up}$	0.01 - 1
Uppermost mantle thickness	220-670km
$\eta_{up}/\eta_{low}$	0.01 - 0.2
Deep mantle viscosity ( $\eta_{low}$ )	$10^{19}$ - $10^{24}$ Pa.s

Following the work of Pauer et al. (2006), the increase of viscosity in the mantle is modeled considering a succession of constant viscosity layers. Hence, the viscosity structure is defined with a deep mantle with a viscosity  $\eta_{low}$ , a less viscous shallow mantle with a viscosity  $\eta_{up}$  and a 60 km thick viscous crust. The bottom of the uppermost mantle and crust are located at a radius  $r_{up}$  and  $r_{crust}$  respectively. In addition, the existence of a layer with a reduced viscosity in the top part of the uppermost mantle ( $\eta_{ast} < \eta_{up}$ ) is considered (Figure 4.5). This layer, called "asthenosphere" hereafter, even if possibly of a different nature than the Earth's one, produces a four-layers model, similar to the one showcased in Pauer et al. (2006). In order to explore a large range of possible viscosity structures, the thickness of the uppermost mantle and of the asthenosphere are varied, as well as the viscosity contrast between each of the layers, leading to 84 distinct viscosity structures. The explored value ranges are displayed in Table 4.2. Among the structures, cases where the viscosity ratio  $\eta_{ast}/\eta_{up}$  is set to 1 corresponds to cases without asthenosphere.

For each of these 84 viscosity structures, the impact of the mantle viscosity variability on the torque estimate is explored, considering a wide  $\eta_{low}$  range between  $10^{19}$  Pa.s and  $10^{24}$  Pa.s. Because the asthenosphere and uppermost mantle viscosities are both defined from the deep mantle viscosity, the variability over  $\eta_{low}$  imposes also a variability of the viscosity in the other layers, except for the crust that is always considered very viscous to reproduce the brittle deformation of the crust.

### Numerical computation of the Love numbers $\tilde{k}_2$ and $\tilde{k}'_2$

The viscoelastic deformation of the planet subject to gravitational tides and atmospheric load is computed following the method of Tobie et al. (2005, 2019). This method uses the standard formulation of Alterman et al. (1959) and Takeuchi and Saito (1972) where displacements, tidal potential, stress and strain tensors are described as a radial function, noted  $y_i(r)$ , and an angular part. The radial functions,  $y_1$  and  $y_3$ , correspond to radial and tangential displacements,  $y_2$  and  $y_4$  to the radial and tangential stresses and  $y_5$  to the gravitational potential, respectively. A sixth function,  $y_6$ , is also defined to describe the continuity of the gravitational potential gradient and to simplify the surface boundary condition. Using this formulation, Poisson's equation and the equation of motions yield a set of six differential equations relating the  $y_i$  function to each others (see Appendix B in Kervazo et al., 2021, for more details). This set of differential equations has six inde-

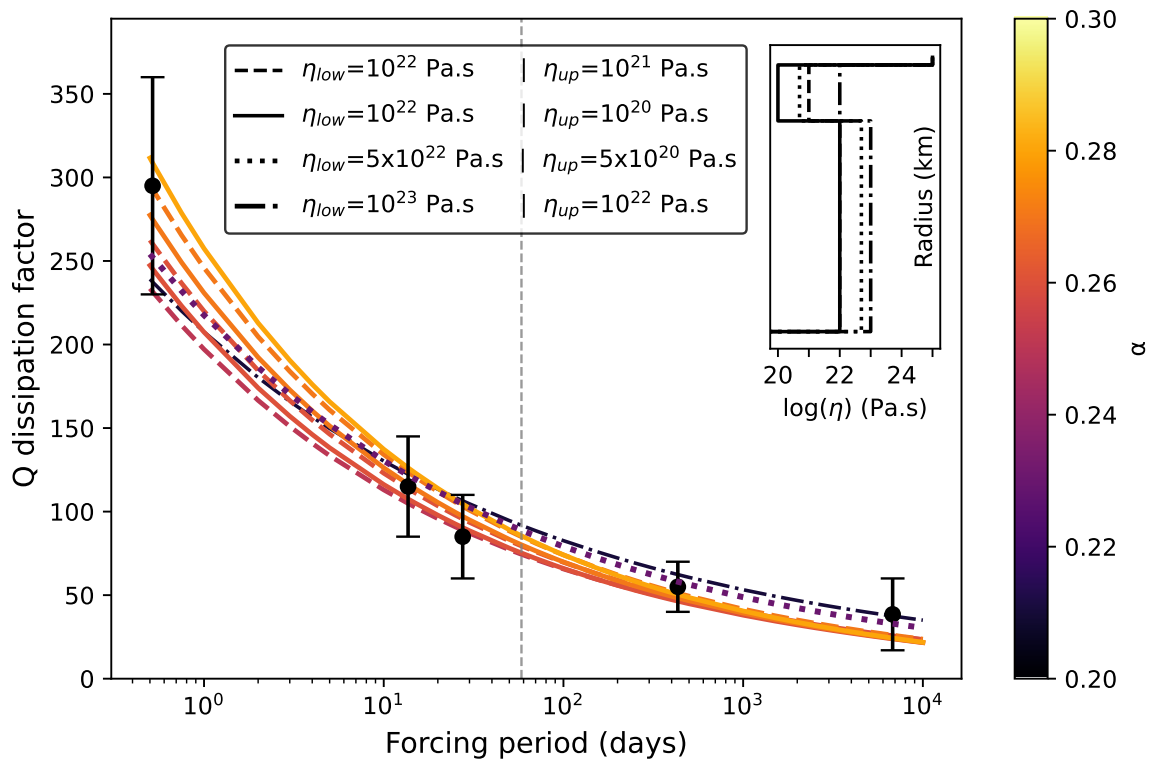
pendent solutions that can be rearranged in such a way that three solutions are regular at  $r=0$ . The three regular independent solutions can then be integrated from the center to the surface using a fifth-order Runge-Kutta method providing the resulting  $y_i$  and the Love numbers. The interior response to tidal and load forcing are obtained from the same set of differential equations by applying the appropriate boundary conditions at the surface (Saito, 1974; Kamata et al., 2015). The tidal and load Love numbers ( $\tilde{k}_2$  and  $\tilde{k}'_2$ ) are then determined from the fifth radial functions at the surface :  $\tilde{y}_5(R_p) - 1$ . The global dissipation factor  $Q$  is finally determined from the complex Love number as :

$$Q = -|\tilde{k}_2|/\Im(\tilde{k}_2), \quad (4.11)$$

where  $|\tilde{k}_2|$  is the modulus of the complex tidal Love number (Bierson, 2024).

Different rheological models have been proposed in the literature to describe the viscoelastic response of rock mantles (e.g. Renaud and Henning, 2018; Bagheri et al., 2022; Bierson, 2024). For this study, the Andrade model (Andrade and Trouton, 1910) is used because it relies on a limited set of parameters and it correctly describes the  $Q$  factor of the Earth over a relatively wide range of forcing periods (e.g. Tobie et al., 2019). The Andrade model is described using 4 rheological parameters : the shear modulus  $\mu$ , the shear viscosity  $\eta$  and two empirical parameters,  $\alpha$  and  $\beta$ . The  $\alpha$  and  $\beta$  values characterize the frequency dependence of the body to the tidal response. Existing laboratory data on olivine and other minerals acquired at forcing frequencies much higher than tidal frequencies indicates that the values of the  $\beta$  parameter are not very different from the values of the product  $\eta^{-\alpha}\mu^{\alpha-1}$  (Castillo-Rogez et al., 2011). Following Efroimsky (2012), the  $\beta$  parameter can be expressed using a dimensionless parameter,  $\zeta$ , as  $\beta = \zeta^{-\alpha}\eta^{-\alpha}\mu^{\alpha-1}$ . Both  $\alpha$  and  $\zeta$  coefficients are not very well constrained and could range between 0.1 and 0.4 for  $\alpha$  and 0.1 and 10 for  $\zeta$  for oscillation periods ranging between 1 and 1000 s, i.e. less than 1/86th of a day (e.g. Walterová et al., 2023; Bierson, 2024). Extrapolation to tidal periods ( $4.10^4 - 5.10^6$  s, i.e. half a day to 58.4 days) should therefore be done with care. For the Earth, we can use the estimate of the  $Q$  factor inferred at different forcing periods, from 12h to 18.6 yr, and the estimate of the mantle viscosity based on a variety of geophysical constraints, to assess the likely range of the empirical parameters. Thus, the comparison between observed  $Q$  factor estimates and predictions computed from the PREM model using the method described above can provide a realistic range for  $\alpha$  and  $\zeta$  coefficients. For an average viscosity value in the lower mantle ranging between  $10^{22}$  and  $10^{23}$  Pa.s and a decrease by a factor of 10 to 100 in the upper mantle (consistent with existing geophysical constraints, see Paulson et al., 2007; Mao and Zhong, 2021), the frequency-dependent  $Q$  factor of the Earth can be successfully reproduced for  $0.21 < \alpha < 0.29$  and  $\zeta = 1$  (see Figure 4.6). This is consistent with the results of Tobie et al. (2019) and Amorim and Gudkova (2024). For  $\zeta > 10$ , no solution can reproduce the frequency-dependence factor. For  $\zeta = 10$ , we determined that only solutions with  $\alpha = 0.2 - 0.22$  can reproduce the Earth's  $Q$  factor, while for  $\zeta = 0.1$ ,  $\alpha$  must be in the range  $\alpha = 0.25 - 0.32$ . Assuming that the rheological behaviour of Venus' mantle is comparable to the Earth's mantle, in the present study we fix  $\zeta = 1$  and consider a range for  $\alpha$  between 0.2 and 0.3. By using  $\zeta = 0.1$ , similar results will be obtained in term of  $Q$  factor and viscosity structure by considering  $\alpha$  ranging between 0.25 and 0.32.

## 4.2. THE VISCOSITY OF VENUS' MANTLE INFERRED FROM ITS ROTATIONAL STATE



**Figure 4.6** – Dissipation factor,  $Q$ , as function of the forcing period for different combinations of Earth-like viscosity values for the lower and upper mantles and  $\alpha$  values (represented by the color scale) with  $\zeta = 1$ . The black circles indicate the observed  $Q$  factor for the Earth for 5 different tidal period with their associated error bars :  $Q = 230 - 360$  at 12.42 h (Ray et al., 2001),  $Q = 85 - 145$  at 13.66 d (Ding et al., 2021),  $Q = 60 - 110$  at 27.5 d (Zou et al., 2024),  $Q = 40 - 70$  at 433 d (Zou et al., 2024),  $Q = 17 - 60$  at 18.6 yr (Benjamin et al., 2006). The dashed grey line indicates the current tidal period of Venus (58.4 days).

### 4.2.2.4 Results

#### Estimate of the atmospheric thermal torque using GCM simulations

In a first step, the atmospheric thermal tides are computed considering the mantle composition V5- $T_{hot}$  (see section 4.2.2.3). To do so,  $\tilde{p}_2^2$  is determined over one Venusian solar day considering three different configurations (see section 4.2.2.2) : 1) a case using the surface pressure simulations with no topography employed in Leconte et al. (2015) (L2015), 2) a case with a low resolution topography (LowRes) and finally 3) a high resolution topography case (HighRes), using the latest GCM version available on the Venus Climate Database. Using Equation 4.7, the atmospheric thermal torque  $\Gamma_{th}$  is computed for each data set. Figure 4.7 displays the variability of the atmospheric torque over one Venusian solar day for these three cases as well as their averaged value. The temporal variations and mean torque values are the smallest for the case L2015. For our estimates, the diurnal variations are more pronounced and the average atmospheric torque increases by a factor of about 2.5 (LowRes and HighRes cases). The resolution of the topography does not significantly influence the mean torque value, although the temporal variability is slightly larger in the

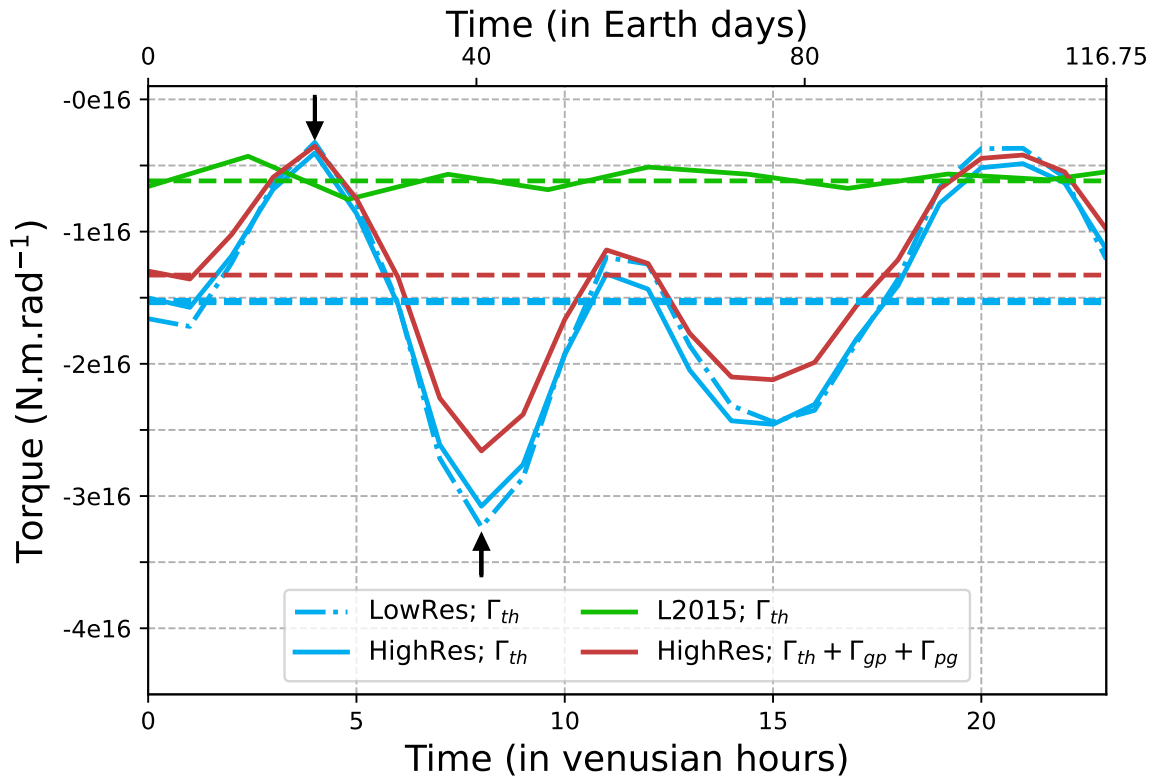


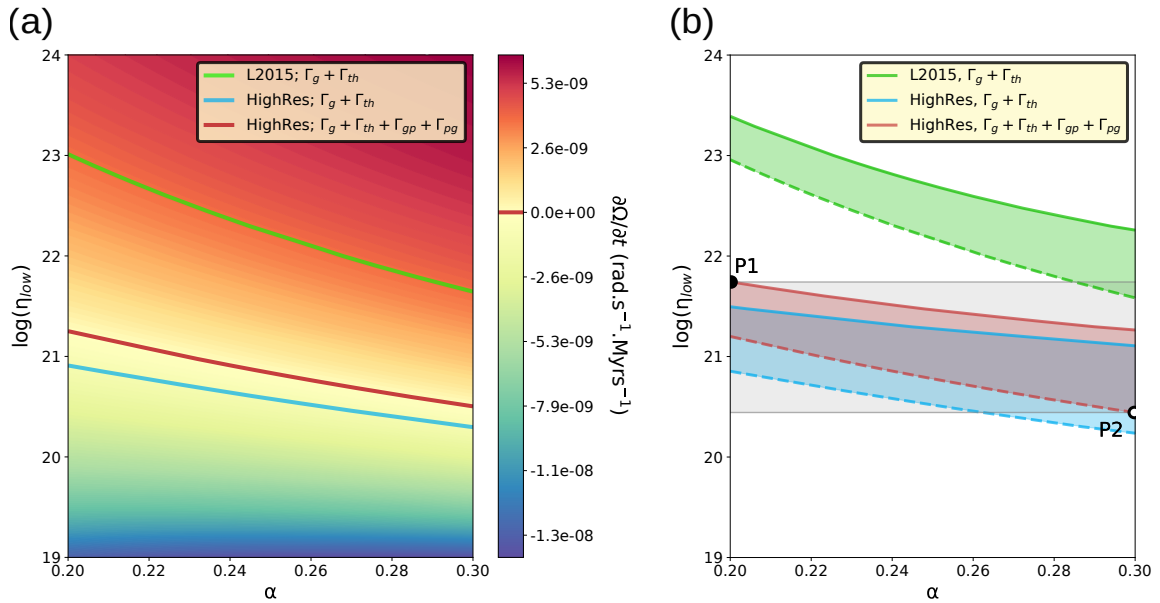
Figure 4.7 – Atmospheric thermal torque  $\Gamma_{th}$  over one Venusian solar day for the three different cases (L2015 in green, LowRes in dash-dotted blue, HighRes in solid blue) and filtered atmospheric torque in the HighRes case (red line). The dashed lines represent the mean value of each torque over the day. The black arrows show the highest and lowest atmospheric torque values reached over the day, corresponding to anomaly pressure fields displayed on Figure 4.4c-d.

low resolution case. The highest and lowest atmospheric thermal torque values reached over a Venusian solar day (pointed by the black arrows on Figure 4.7) correspond to the surface pressure anomaly field presented in Figure 4.4c-d. The highest atmospheric thermal torque appears to be correlated with an increase of the negative pressure anomaly and a larger lag between the center of the negative pressure anomaly and the sub-solar point. In contrast, a reduced negative anomaly and a smaller lag induce a lower atmospheric thermal torque.

### Influence of the viscoelastic response of the mantle

Assuming  $\alpha$  values in the range 0.2-0.3 and using the different viscosity profiles (see section 4.2.2.3), we computed the gravitational tidal and load Love numbers ( $\tilde{k}_2$  and  $\tilde{k}'_2$ ). We then deduced the total torque (in the HighRes case), and the associated temporal variation of the spin rate (see section 4.2.2.1). The range of explored deep mantle viscosity values is discretized considering 10 steps per order of magnitude, while for the range of  $\alpha$  values, a step equals to 0.01 is used. Using the resulting values of the spin rate variation ( $\frac{\delta\Omega}{\delta t}$ ), and

## 4.2. THE VISCOSITY OF VENUS' MANTLE INFERRED FROM ITS ROTATIONAL STATE



**Figure 4.8 – (a)** Spin rate variation induced by the action of all the torques as a function of  $\eta_{low}$  and  $\alpha$  for the following viscosity structure : uppermost mantle thickness=400 km, asthenospheric thickness=200 km,  $\eta_{up}/\eta_{low}=0.1$ ,  $\eta_{ast}/\eta_{up}=0.1$  (see Figure 4.5). The red line represents the equilibrium state associated to the color scale considering all of the tidal effects and the HighRes topography case. As comparison, the blue and green lines represent the equilibrium state obtained when neglecting the  $\Gamma_{gp}$  and  $\Gamma_{pg}$  terms for the HighRes and L2015 cases respectively. **(b)** Equilibrium states as a function of  $\eta_{low}$  and  $\alpha$  for the same cases investigating the viscous structure influence. The solid and dashed lines represent the equilibrium state for the most and least dissipative structures and the shaded area the equilibrium state variations for all the viscosity structures. The black and white points refers to the highest and lowest deep mantle viscosity values at equilibrium when all of the tidal effects are included.

a linear interpolation, we estimated  $\alpha$  and  $\eta_{low}$  values corresponding to the equilibrium assumption ( $\frac{\partial \Omega}{\partial t} = 0$ ).

Figure 4.8a presents the spin rate variation for a given viscosity structure : uppermost mantle thickness=400km, asthenospheric thickness=200 km,  $\eta_{up}/\eta_{low}=0.1$ ,  $\eta_{ast}/\eta_{up}=0.1$  (see Figure 4.5). The red line in Figure 4.8a represents the equilibrium state and provides some constraints on the possible range of mantle viscosity of Venus. For the assumed viscosity structure, the equilibrium hypothesis leads to a deep mantle viscosity lying between  $3.2 \times 10^{20}$  and  $1.8 \times 10^{21}$  Pa.s. The linear interpolation used between the computed values induces a relative error inferior to 1% on the estimated  $\eta_{low}$ . For more viscous mantle, the gravitational tides effect is smaller than that of atmospheric thermal tides, resulting in the acceleration of the planet's rotation. In the other hand, if the viscosity is lower, the gravitational tides are much more important and the planet's rotation rate tends to decrease toward tidal locking.

The mantle viscosity also affects the amplitude of the two other torques ( $\Gamma_{gp}$  and  $\Gamma_{pg}$ ) but to a lesser extent. The response of the solid body to the atmospheric load acts

**Tableau 4.3** – Contributions of each component in the total torque for  $\alpha=0.2$  at equilibrium and the following viscosity structure : uppermost mantle thickness=400 km, asthenospheric thickness=200 km,  $\eta_{up}/\eta_{low}=0.1$ ,  $\eta_{ast}/\eta_{up}=0.1$ .

Total torque components	Mean torque value (N.m.rad <sup>-1</sup> )	$\delta\Omega/\delta t$ (rad.s <sup>-1</sup> Myr <sup>-1</sup> )
Gravitational torque ( $\Gamma_g$ )	$1.33 \times 10^{16}$	$-6.988 \times 10^{-9}$
Atmospheric thermal torque ( $\Gamma_{th}$ )	$-1.538 \times 10^{16}$	$8.08 \times 10^{-9}$
Gravitational torque upon pressure bulge ( $\Gamma_{gp}$ )	$0.51 \times 10^{16}$	$-2.679 \times 10^{-9}$
Pressure torque upon tidal bulge ( $\Gamma_{pg}$ )	$-0.302 \times 10^{16}$	$1.587 \times 10^{-9}$

as a filter on the atmospheric torque by reducing both its variability and mean value. This effect is however partially compensated by the torque  $\Gamma_{pg}$ . Hence, adding these two components reduces the atmospheric torque by about 15%, as illustrated in Figure 4.7 and lowers the variability of the torque over one Venusian solar day. The contribution of each components in the total torque is given in Table 4.3 for a case with  $\alpha=0.2$  with the rotation at equilibrium. Even if the dominant signal is related to the gravitational and atmospheric thermal tides, the torques  $\Gamma_{gp}$  and  $\Gamma_{pg}$  are less than one order of magnitude lower than the gravitational and atmospheric thermal torques and therefore cannot be neglected (see Table 4.3). To highlight this influence, the equilibrium is also represented for a case where  $\Gamma_{gp}$  and  $\Gamma_{pg}$  are neglected (blue line on Figure 4.8a). Not considering these two components leads to a deep mantle viscosity reduction by a factor of about 2 compared to a case that includes them.

A last equilibrium state, using the estimate of the atmospheric thermal torque for the L2015 case, is represented by the green line on Figure 4.8a. As this simulations underestimates the atmospheric thermal torque, the equilibrium can only be reached for low gravitational torque values and, thus, for viscosities about two orders of magnitude larger than for simulations of this study.

To investigate the effect of the viscosity structure on the equilibrium state, we used all our 84 synthetic viscosity structures (see 4.2.2.3) and computed the variation of the equilibrium (shaded areas on Figure 4.8b). The gravitational torque appears to be the main driver of its variability, since the cases that do not include  $\Gamma_{gp}$  and  $\Gamma_{pg}$  present similar variations and that  $\Gamma_{th}$  is not viscosity dependent. Within the range of investigated  $\alpha$  values and viscosity profiles investigated, the deep mantle viscosity inferred from the equilibrium is evaluated between  $2.8 \times 10^{20}$  Pa.s and  $5.5 \times 10^{21}$  Pa.s for the case where all the tidal effects are taken into account (red area in Figure 4.8b). The largest values of deep mantle viscosity are reached for profiles having a thicker and less viscous uppermost mantle. Thus, while the deep mantle viscosity shows variations of about one order of magnitude, the viscosity averaged over the whole mantle, necessary to reproduce the required  $\Im m(\tilde{k}'_2)$  and hence the solid torque, varies only by a few percent. While joint studies of the topography and gravity fields (Pauer et al., 2006; Maia et al., 2023) give information mainly on the viscosity structure, this work provides a way to constrain the absolute value of the mantle viscosity. For instance, considering one of the viscosity structures inferred by Maia et al. (2023)'s work as possible for Venus (a structure with a 220km thick uppermost mantle that is 10 times less viscous than the underlying deep mantle and no asthenosphere) results in

## 4.2. THE VISCOSITY OF VENUS' MANTLE INFERRED FROM ITS ROTATIONAL STATE

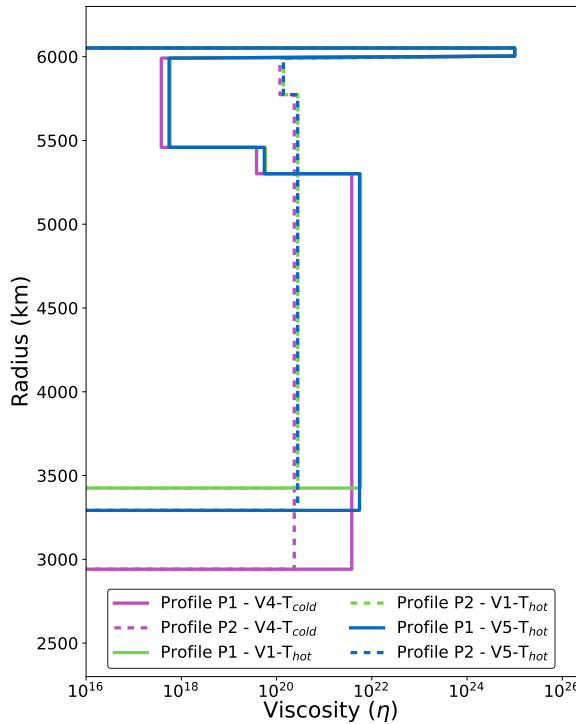


Figure 4.9 – Viscosity profiles P1 and P2 corresponding respectively to the highest (solid line) and the lowest (dashed line) deep mantle viscosity at equilibrium state for three mantle compositions depicted by the different colors. The two blue profiles correspond to the cases denoted with a black or white circle on Figure 4.8b.

Tableau 4.4 – Gravitational tidal and load Love numbers, dissipation factor and deep mantle viscosity explaining the equilibrium state for P1 and P2 profiles for different mantle compositional models.

Compositions	Profiles	$\Re(\tilde{k}_2)$	$\Im(\tilde{k}_2)$	$\Re(\tilde{k}'_2)$	$\Im(\tilde{k}'_2)$	$Q$	$\eta_{low}$ (Pa.s)
V5-T <sub>hot</sub>	P1	0.296	-0.007	-0.330	0.006	42.69	$5.52 \times 10^{21}$
V5-T <sub>hot</sub>	P2	0.289	-0.007	-0.326	0.008	41.76	$2.78 \times 10^{20}$
V4-T <sub>cold</sub>	P1	0.245	-0.007	-0.266	0.006	35.24	$3.79 \times 10^{21}$
V4-T <sub>cold</sub>	P2	0.247	-0.007	-0.262	0.007	34.33	$2.35 \times 10^{20}$
V1-T <sub>hot</sub>	P1	0.306	-0.007	-0.349	0.006	44.74	$5.81 \times 10^{21}$
V1-T <sub>hot</sub>	P2	0.299	-0.007	-0.345	0.008	43.82	$2.79 \times 10^{20}$

a deep mantle viscosity at equilibrium of  $6.2 \times 10^{20}$  Pa.s. Using both types of studies is therefore complementary to assess the viscosity of Venus's mantle, thus constraining its thermal state.

From the exploration of the viscosity profile parameters, two end-members viscosity profiles are defined, noted P1 and P2, on Figure 4.8b. The profile P1, with the highest viscosity in the deep mantle at equilibrium (solid blue line on Figure 4.9), has the thickest uppermost mantle and the highest viscosity jump between  $\eta_{low}$  and  $\eta_{up}$ . Moreover, in the top part of the uppermost mantle, this profile has a 500 km asthenosphere that is 100 times less viscous than the surrounding mantle. On the contrary, the profile P2, with the lowest deep mantle viscosity at equilibrium (dotted blue line on Figure 4.9), has no asthenosphere, the thinnest uppermost mantle and the smallest viscosity contrast with the deep mantle. The tidal and load Love numbers ( $\tilde{k}_2$  and  $\tilde{k}'_2$ ), the global dissipation factor  $Q$  and the viscosity  $\eta_{low}$  obtained at equilibrium are given for the corresponding profiles in Table 4.4.

To investigate the dependency of these results on the mantle composition, a similar study is performed using the 2 other composition models (see section 4.2.2.3). Figure 4.9 presents the viscosity profiles P1 and P2 obtained using the models V4- $T_{cold}$  and V1- $T_{hot}$  (violet and green lines, respectively). The V1- $T_{hot}$  results are almost identical to the V5- $T_{hot}$  ones. The model V4- $T_{cold}$  is more distant from V5- $T_{hot}$  with a mantle viscosity reduced by a factor of 1.45. The  $\tilde{k}_2$ ,  $\tilde{k}'_2$  and the global dissipation factor Q are displayed in Table 4.4 for compositional models and the end-member viscosity profiles. For the current rotation of Venus, the Q factor obtained using the equilibrium hypothesis lies between 34 and 45, depending on the assumed mantle composition and the viscosity structure. As a comparison, the Q factor of the Earth, computed at the current tidal period of Venus ( $T_{tides}=58.4$  days) for several viscosity profiles and  $\alpha$  values, lies between 75 and 90 (see Figure 4.6). This factor of about 2 between the Q value for the Earth and Venus at the same forcing period highlights the stronger dissipation of the less viscous Venus' mantle. As the tidal dissipation appears only slightly sensitive to the interior composition and mainly dependent to the assumed  $\alpha$  parameter (0.2-0.3) and viscosity structure, only the V5- $T_{hot}$  model is considered for the following of this study.

### 4.2.3 Implication for the Past Evolution of Venus

Both the interior and the atmosphere have significantly evolved during Venus' history (Gillmann and Tackley, 2014; Rolf et al., 2022). For a variety of evolution scenarios, Gillmann and Tackley (2014) showed that the interior was significantly hotter, and hence less viscous and more dissipative during the first billions of years, while the total pressure and composition of the atmosphere may have been very different from the current conditions. Hence, over billions years, the balance between the interior and atmospheric torques has changed, resulting in an equilibrium rotational state evolving through time.

Moreover, like the majority of the solar system bodies whose initial rotation is inherited from the accretion processes in the proto-solar disk (Harris, 1977; Lissauer and Safronov, 1991), Venus' initial spin was likely prograde with a period much smaller than the current one, possibly less than 24 hours. Assuming that the interior is dissipative enough, with Q obtained from a simple interpolation between a linear and a constant tidal dissipation model, Correia and Laskar (2003a) showed that the current rotation of Venus can be reached for a variety of initial conditions and an initial rotation period larger than 2-3 days. In their study, the chosen dissipation model imposes a relatively constant Q factor, up to the present day tidal period, with a magnitude ( $Q \approx 40 - Q \approx 60$ ), comparable to the value estimated in section 4.2.2.4 for current Venus, assuming equilibrium ( $\sim 34 - 45$  in Table 4.4). However, as the Q factor is sensitive to both tidal frequency and viscosity, it probably varied significantly during Venus' evolution. Using the present-day estimate, this section focuses on how the mantle viscosity and Q factor of Venus may have evolved in the past, and on the consequences of this evolution on the despinning of Venus.

As the atmospheric torque is proportional to  $n/\sigma$  (i.e. the ratio between the mean orbital motion and the tidal diurnal frequency), its amplitude is small compared to the gravitational torque for a fast rotating Venus, i.e.  $\sigma \gg n$  (Correia and Laskar, 2003b). Hence, at first order, by neglecting the contribution of atmospheric torque, the temporal

## 4.2. THE VISCOSITY OF VENUS' MANTLE INFERRED FROM ITS ROTATIONAL STATE

---

change of the spin rate can be computed from the gravitational torque expression (see Eq.4.1) as

$$\frac{\partial\Omega}{\partial t} = \frac{3}{2}\Im(\tilde{k}_2(\sigma))\frac{GM_{\odot}^2 R_p^5}{a^6 C_v}. \quad (4.12)$$

By integrating this equation, we computed the evolution of Venus' rotation from any initial period, ranging between 12 hours and a few days. Here we focus on the first stage of despinning and stop the integration when the rotation period reaches an arbitrary value of 20 days. [Zharkov et al. \(2018\)](#) showed that the flattening of Venus is higher than the one expected considering hydrostatic equilibrium of the solid body and the current rotation. From the observed gravitational potential, they proposed that the current flattening of Venus corresponds to a rotation period of 15.7 days. The preservation of this shape indicates that the despinning from 15.7 days to 243 days was too fast for the shape to be able to relax. From this result, we consider in the following that reaching a rotation period of 20 days allows the complete despinning of the planet in a short time. For larger periods, the atmospheric thermal tides should no longer be neglected. Our simplified approach does not consider the obliquity evolution and therefore does not take into account the effects of planetary perturbations ([Laskar and Robutel, 1993](#)) and core mantle friction ([Correia and Laskar, 2003a](#)). The objective here is not to compute the rotation evolution until the current state as it was done for instance by [Correia and Laskar \(2001\)](#) and [Correia and Laskar \(2003a\)](#), but to provide the typical timescale of despinning from the initial period to 20 days, where atmospheric thermal tides, planetary perturbations and core mantle friction have reduced effects on the change of rotation.

### 4.2.3.1 Influence of mantle thermal evolution

As a reference for this study, the evolution of Venus' rotation is first computed assuming the viscosity invariant through time (Figure 4.10a), using the profiles P1 with  $\alpha=0.2$ , hereafter refereed as scenario E1, and P2 with  $\alpha=0.3$ , hereafter refereed as scenario E2 (see Figure 4.9), and for several initial rotation periods. Even if it is unrealistic to consider that viscosity does not evolve with time, it provides us with an upper estimate of the despinning timescale because a less dissipative interior than present-day is unlikely for past Venus. For the least dissipative profile (P2), the timescale of despinning exceeds 4.5 billion years for an initial period smaller than 4 days. The initial period limit  $T_{limit}$  under which it is not possible to initiate the despinning of the rotation (i.e. above which a rotation of 20 days can be reached), is reduced to 3.5 days for the most dissipative profile (P1). For an initial period of 1 day or less, the rotation remains almost unchanged during the entire age of the solar system. The uncertainty on the moment of inertia ( $\sim 7\%$ ; [Margot et al. \(2021\)](#)) also results in a variation of despinning timescale, but comparable and slightly smaller to the variation observed between the two end-members of the viscosity profiles.

Venus' mantle was likely hotter and its viscosity smaller during the early stages of its evolution. Lower viscosities result in a more dissipative interior and hence faster despinning. To highlight the influence of mantle evolution, simplified scenarios are tested. The temperature of the Earth's mantle could have been at least 300 K hotter during the Archean than at present-day, according to [Green \(1975\)](#) and [Sleep \(1979\)](#), based on komatiites mantle sources estimates. From the study of Mid-Oceanic Ridge Basalts, [Abbott et al.](#)

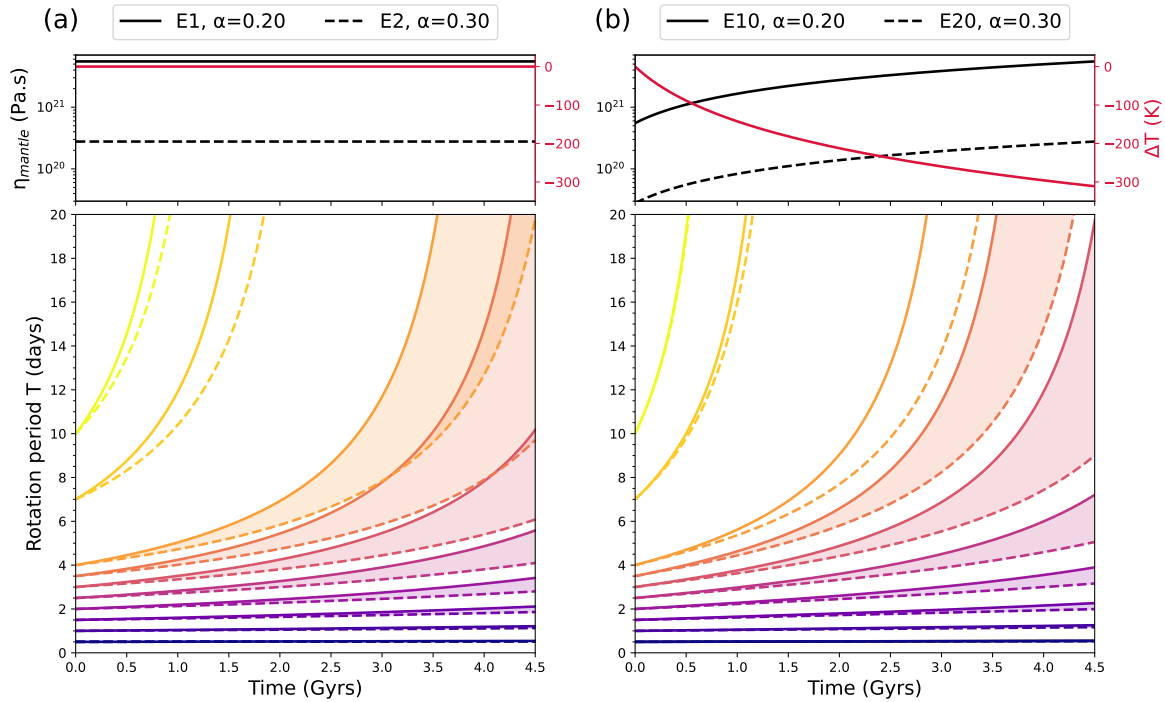
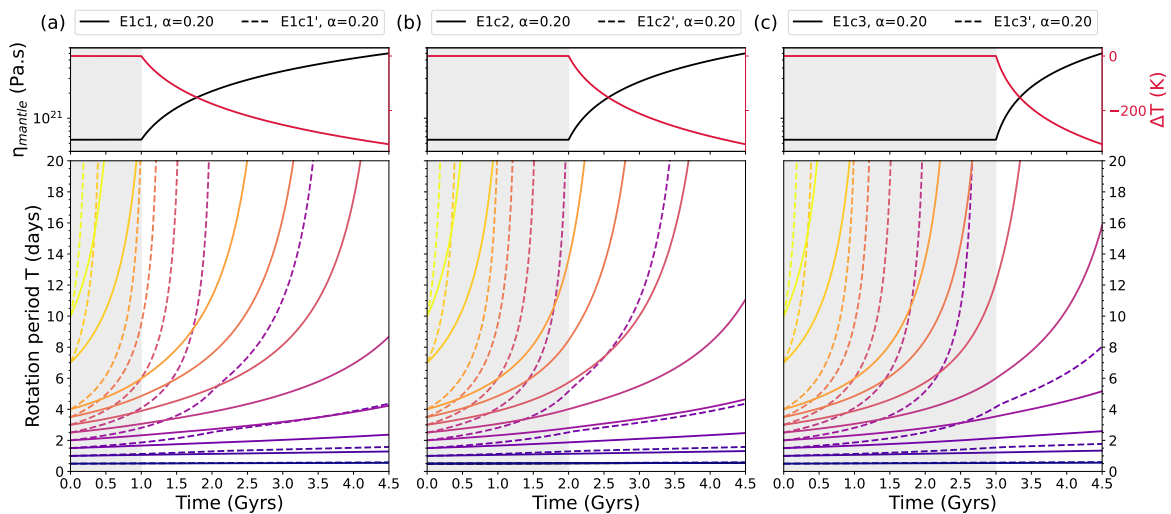


Figure 4.10 – Top : Temporal viscosity and temperature variations for the scenarios E1, E2 (solid and dashed lines on (a) respectively), E10 and E20 (solid and dashed line on (b) respectively). Bottom : Rotation period evolution during the life of Venus for the same cases. Colors depict different initial rotation periods readable at intersection with the left axis.

(1994) reduced this estimate to a decrease of about 200 K between the mid-Archean and present-day. Jarvis and Campbell (1983) suggested a temperature decrease of only 100 K, assuming that komatiites are formed by mantle plumes and do not represent average mantle conditions. The temperature evolution further in the past is much less constrained and may significantly vary depending on the thermal regime before the onset of present-day plate tectonics (Sleep, 2007). Depending on the efficiency of heat transfer and thermal regime (stagnant vs. mobile lid), numerical convection models have shown that the mantle temperature may decrease between typically 300 K to 500 K over the age of the solar system, corresponding to an increase of mantle viscosity by a factor of 10-100 (Davies, 2007). For Venus, in absence of geological constraints, a stagnant lid is generally assumed during a larger part of its early evolution followed by an episodic mobile lid regime (Turcotte, 1993; Armann and Tackley, 2012; Gillmann and Tackley, 2014) or a plutonic-squishy lid regime (Lourenço et al., 2020).

As a first simplified evolution scenario, a linear evolution of the mantle viscosity is considered, noted E10 and E20 with a factor of 10 between the initial and final profiles, for the end-member cases P1 (with  $\alpha=0.2$ ) and P2 (with  $\alpha=0.3$ ) respectively. The factor of 10 corresponds to a mantle cooling of about 300 K at the CMB ( $\Delta T$ ), estimated from an Arrhenius law considering an activation energy and volume of  $300 \text{ kJ.mol}^{-1}$  and  $6 \text{ cm}^3.\text{mol}^{-1}$  respectively (dry olivine; Karato and Wu (1993)). As illustrated on Figure 4.10b, taking into account a 300 K hotter mantle in the past slightly increases the despinning

## 4.2. THE VISCOSITY OF VENUS' MANTLE INFERRED FROM ITS ROTATIONAL STATE



**Figure 4.11** – Rotation period evolution of Venus for different initial rotation periods depicted by the different colors. The panels (a),(b),(c) represent the rotational evolution considering a viscosity profile constant during 1 Gyr (E1c1 and E1c1'), 2 Gyrs (E1c2 and E1c2') and 3 Gyrs (E1c3 and E1c3') respectively. The constant viscosity period are highlighted by the shaded areas. The solid and dashed lines represent respectively the evolution without and with partial melting during the period of constant viscosity.

rate, the initial period limit for complete despinning is now reduced by about 0.5 days (3 and 3.5 days for scenarios E10 and E20, respectively), but still far from the 12-24h range. Using the viscosity profile P1 or P2 leads to comparable type of despinning variations. However, the viscosity profile P1 is more dissipative and therefore more favorable to reach lower initial period limit, then, we will limit the following results discussion to these cases.

As suggested by some thermal evolution models, the temperature and hence viscosity may have remained relatively constant during a first stage, before decreasing. To simulate such evolution scenarios, temperature and viscosity are assumed to remain constant during 1, 2 or 3 Gyrs, hereafter referred as scenarios E1c1, E1c2 and E1c3 respectively. After this period, the viscosity evolves linearly up to the "current" state (i.e. P1 profile). The initial viscosity assumed in these scenarios is 10 times lower than the final viscosity, which correspond to a temperature variation of the order of 300 K. Results displayed in Figure 4.11 show that a period of stable and low viscosity at the beginning of the evolution leads to a more dissipative interior that increases the early despinning of the planet (Figure 4.11, solid lines). The longer the viscosity remains constant, the more effective the early deceleration of the rotation is. However, a few billion years with a viscosity 10 times smaller than present is not sufficient to significantly reduce the initial rotation period limit, i.e.  $T_{limit} = 3$  days regardless of the duration of the low viscosity period.

A mantle hotter than 300 K is conceivable in the past but could result in a significantly melted uppermost mantle and asthenosphere (Sleep, 2007). Indeed, as shown by Andraut et al. (2018) on the basis of laboratory experiments on melting of rocks representative of the Archean upper mantle, a partially molten layer in the upper part of the Earth's mantle can be envisioned during the first billions years of the Earth's history implying therefore a less viscous interior throughout this period of time. Similarly, Venus' mantle

may have encountered an initial period of significant partial melting, resulting in a less viscous and more dissipative mantle during the first billions of years. To test this possibility, three scenarios, Elc1', Elc2' and Elc3', are built to integrate the effect of partial melt in the upper mantle. The presence of partial melt could be linked to a cooling regime such as the heat pipe mechanism (Moore et al., 2017). As previously, a factor of 10 between the initial and the final viscosities in the lower mantle and a period of stable viscosity (1, 2 or 3 Gyrs) are assumed. To take into account partial melting, the initial uppermost mantle and asthenosphere viscosities are further decreased by a factor of 10 (corresponding to approximately 7-8% of partial melting, see Kervazo et al., 2021) leading to total reduction by a factor of 100 compared to the present state. After the period of constant viscosity, the viscosity increases linearly up to its final value. The effect of partial melting on the shear modulus remains small for melt fractions lower than 10%, as shown by Kervazo et al. (2021), and can therefore be neglected. For these partially molten evolution scenarios, only the profile P1 (with  $\alpha=0.2$ ) characterized by a significant viscosity decrease in the upper mantle relative to the lower mantle is considered. Results displayed in Figure 4.11 show an evolution similar as previously described when partial melting in the uppermost mantle is present with a faster deceleration of Venus' rotation (Figure 4.11, dashed line). This naturally results in a lower initial period limit for complete despinning (Table 4.5). Nevertheless this limit barely goes down to 2 days even for a low viscosity period that last as long as 3 Gyrs. Additional despinning processes are thus necessary to enable initial rotation periods lower than 2 days.

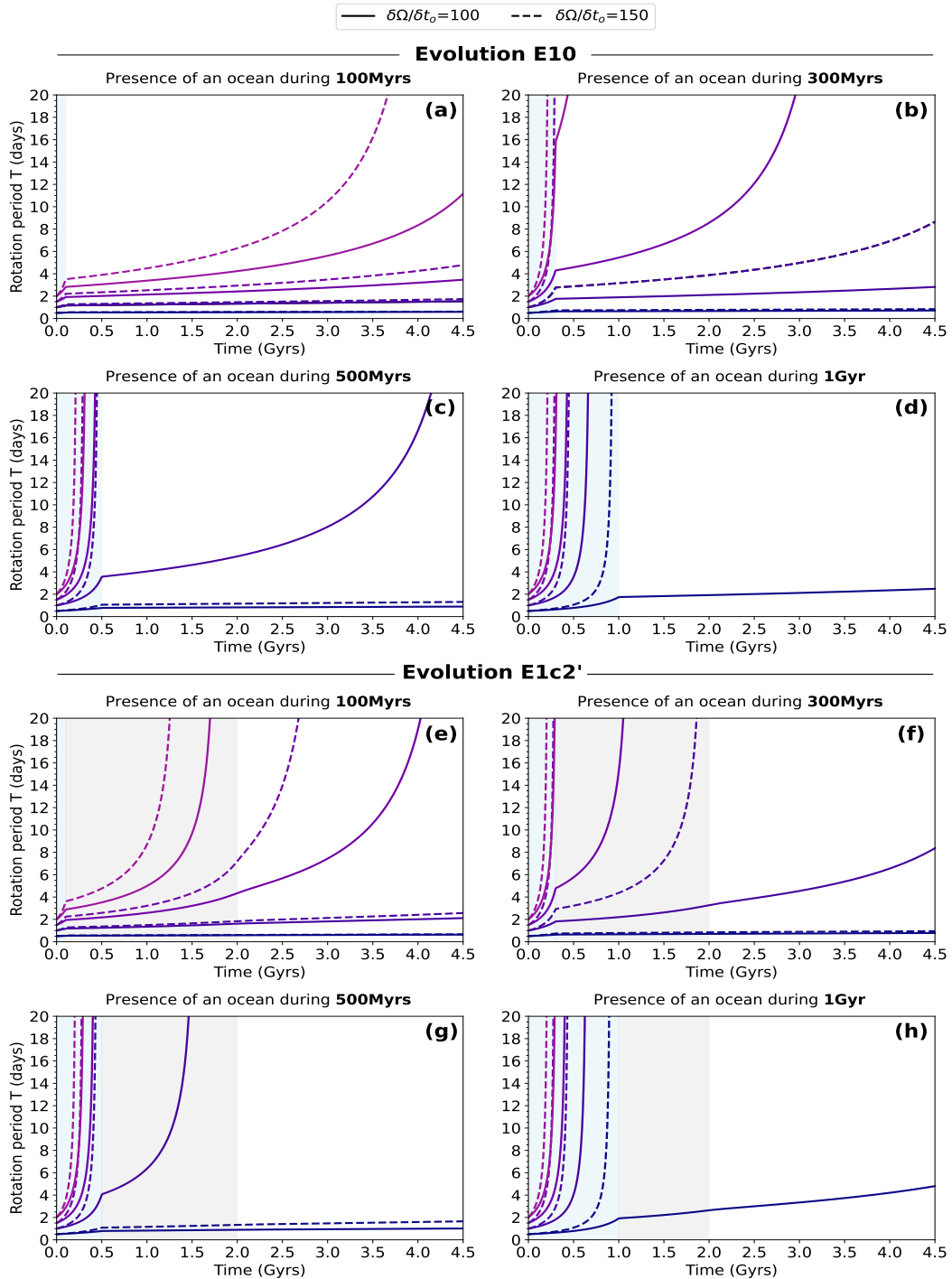
#### 4.2.3.2 Influence of a surface water ocean

As shown by Green et al. (2019), the presence of a water ocean on early Venus could generate strong oceanic dissipation and hence rapid despinning. A series of evidence based on the D/H ratio in the present-day atmosphere (Donahue et al., 1982), on the surface thermal emissivity suggesting felsic highland crust (Hashimoto et al., 2008) and on the composition of rock sampled by Venera 8 (Shellnutt, 2019) suggests the existence of a significant reservoir of water on early Venus, possibly allowing the presence of a surface water ocean during some period of time (Way and Del Genio, 2020). However, this remains speculative, and the volume of such an ocean and its lifetime are totally unconstrained (Turbet et al., 2021; Gillmann et al., 2022; Nimmo and Mackwell, 2023).

Here, in a last set of scenarios, the effect of oceanic tides in addition to solid gravitational tides is considered. Based on the estimate of Green et al. (2019), two values of additional despinning rate due to oceanic tides are assumed :  $\partial\Omega/\partial t_o = 100 \times 10^{-9} \text{ rad.s}^{-1}\text{Myr}^{-1}$  and  $\partial\Omega/\partial t_o = 150 \times 10^{-9} \text{ rad.s}^{-1}\text{Myr}^{-1}$  corresponding to the typical despinning rates for ocean depths between 300 and 800 m and rotation periods lower than 20 days. A weakly dissipative viscosity evolution scenario, E10, and a strongly dissipative one, Elc2' are considered assuming different lifetime for the ocean : 100 Myrs (scenario E1w1 and E1w1' respectively), 300 Myrs (scenario E1w3 and E1w3' respectively), 500 Myrs (scenario E1w5 and E1w5' respectively) and 1000 Myrs (scenario E1w10 and E1w10' respectively) after the planet formation (see Table 4.5).

Figure 4.12 shows the influence of the presence of an ocean in the early stages of

## 4.2. THE VISCOSITY OF VENUS' MANTLE INFERRED FROM ITS ROTATIONAL STATE



**Figure 4.12** – Rotation period evolution of Venus for different initial rotation periods, represented by the different colors. The panels a-d present the cases with viscosity evolution scenario E10 and the panels e-h present the cases with the scenario E1c2' (see Table 4.5) for an ocean during the first 100, 300, 500 and 1000 millions years. The dashed and solid lines correspond to a  $\partial\Omega/\partial t_o = 150 \times 10^{-9} \text{ rad.s}^{-1}\text{Myr}^{-1}$  and  $\partial\Omega/\partial t_o = 100 \times 10^{-9} \text{ rad.s}^{-1}\text{Myr}^{-1}$  respectively. The presence of the ocean and the constant viscosity period are highlighted by the light blue and grey areas respectively.

Venus' evolution for the different scenarios listed above. As for the presence of partial melting, the ocean tides increase strongly the despinning of Venus. When the ocean disappears, the deceleration of the rotation largely decreases. Considering the viscosity evolution scenario E10, for the case with an ocean lasting 100 Myrs (Figure 4.12a), the planet can despin in less than 4.5 Gyrs for an initial rotation period higher or equal to 2 days. If the ocean lasts 1 Gyr, Venus could despin to reach the limit of a 20 days rotation period with an initial rotation period of 12 hours and  $\partial\Omega/\partial t_o = 150 \times 10^{-9} \text{ rad.s}^{-1}\text{Myr}^{-1}$  (Figure 4.12d). When the evolution E1c2' is considered (Figure 4.12e-h), the despinning is further increased by the low viscosity of the upper mantle. Thus, such an evolution can initiate the despinning of Venus from initial rotation period of 1 day assuming an ocean lasting 300 or 500 Myrs (Figure 4.12f-g). Again, the only case allowing to reach the current rotation period starting with an initial rotation period of 12h is when the presence of the ocean during 1 Gyr is assumed with  $\partial\Omega/\partial t_o = 150 \times 10^{-9} \text{ rad.s}^{-1}\text{Myr}^{-1}$ . For all these cases, the values of  $T_{limit}$  are reported in Table 4.5.

#### 4.2.4 Discussion and Conclusion

In this study, we provided new constraints on the viscosity of Venus' mantle by modeling the effects of atmospheric thermal tides and interior response to gravitational tides and atmospheric loading. Compared to previous studies on this topic, we have improved the quantification of the atmospheric thermal torque by using state-of-the-art GCM simulation results of Venus atmosphere (LMD Venus Climate Database, [Lebonnois et al. \(2016\)](#)) and by taking into account the additional torque components resulting from interior-atmosphere coupling ([Correia and Laskar, 2003b](#)), which are generally ignored.

Except for the study by [Correia and Laskar \(2003b\)](#), the interior response to atmospheric loading and the gravitational interaction between the atmosphere and the solid tidal bulge are usually ignored. Here we show that neglecting these effects results in an overestimation of about 15% of the thermal atmospheric torque. Both tidal and loading response are sensitive to the interior structure and rheology, and therefore both can provide constraints on the interior, as shown by several previous studies on Mars (e.g. [Bagheri et al., 2019](#); [Samuel et al., 2019](#)) and Venus (e.g. [Dumoulin et al., 2017](#); [Petricca et al., 2022](#); [Cascioli et al., 2023](#); [Saliby et al., 2023](#)). Assuming that Venus' rotation is currently at equilibrium implies that Venus' interior is characterized by  $\Im\mathfrak{m}(\tilde{k}_2) = 0.007$  corresponding to a Q factor between 35 and 45 for  $0.245 < k_2 < 0.306$ . Future measurements by VERITAS ([Cascioli et al., 2021](#)) and Envision ([Rosenblatt et al., 2021](#)) should be able to constrain the tidal phase lag and thus to confirm if Venus' rotation is near equilibrium or not. If future measurements indicate that  $\Im\mathfrak{m}(\tilde{k}_2)$  is significantly smaller than 0.007, the rotation should currently accelerate under the action of atmospheric torque, implying that Venus's rotation was slower in a recent past. This configuration would correspond to the case explored by [Revol et al. \(2023\)](#) in which the amplitude of thermal tides is expected to increase through time as the solar luminosity increases. In this scenario, the rotation rate of Venus would have reached a minimum value some time in the past, until the atmospheric torque exceeded the solid torque and then tended to re-accelerate progressively the rotation rate. Alternatively, if  $\Im\mathfrak{m}(\tilde{k}_2)$  is significantly larger than 0.007, this would imply that Venus' rotation is currently slowing down. As shown in section 3 devoted to the past evolution, for

## 4.2. THE VISCOSITY OF VENUS' MANTLE INFERRED FROM ITS ROTATIONAL STATE

**Tableau 4.5** – Parameters of the different viscosity evolution scenarios considered in this study and the resulting initial rotation period limits.

Scenario	Final profile	$\frac{\eta_{low}}{\eta_{low_i}}$	$\frac{\eta_{up}}{\eta_{up_i}}$	Type of evolution	Melt fraction	Time with an ocean	$\frac{\partial\Omega}{\partial t_o}$ (rad.s <sup>-1</sup> Myr <sup>-1</sup> )	$T_{limit}$ (days)
E1	P1	1	1	None	-	-	-	3.5
E2	P2	1	1	None	-	-	-	4.5
E10	P1	10	10	Linear	-	-	-	3.5
E20	P2	10	10	Linear	-	-	-	3.5
E1c1	P1	10	10	Cst (1 Gyrs)	-	-	-	3
E1c2	P1	10	10	Cst (2 Gyrs)	-	-	-	3
E1c3	P1	10	10	Cst (3 Gyrs)	-	-	-	3
E1c1'	P1	10	100	Cst (1 Gyrs)	7-8%	-	-	2.5
E1c2'	P1	10	100	Cst (2 Gyrs)	7-8%	-	-	2
E1c3'	P1	10	100	Cst (3 Gyrs)	7-8%	-	-	2
E1w1	P1	10	10	Linear	-	100 Myrs	$100 \times 10^{-9}$	2.5
E1w1	P1	10	10	Linear	-	100 Myrs	$150 \times 10^{-9}$	2
E1w3	P1	10	10	Linear	-	300 Myrs	$100 \times 10^{-9}$	1.5
E1w3	P1	10	10	Linear	-	300 Myrs	$150 \times 10^{-9}$	1.5
E1w5	P1	10	10	Linear	-	500 Myrs	$100 \times 10^{-9}$	1
E1w5	P1	10	10	Linear	-	500 Myrs	$150 \times 10^{-9}$	1
E1w10	P1	10	10	Linear	-	1000 Myrs	$100 \times 10^{-9}$	1
E1w10	P1	10	10	Linear	-	1000 Myrs	$150 \times 10^{-9}$	0.5
E1w1'	P1	10	100	Cst (2 Gyrs)	7-8%	100 Myrs	$100 \times 10^{-9}$	1.5
E1w1'	P1	10	100	Cst (2 Gyrs)	7-8%	100 Myrs	$150 \times 10^{-9}$	1.5
E1w3'	P1	10	100	Cst (2 Gyrs)	7-8%	300 Myrs	$100 \times 10^{-9}$	1.5
E1w3'	P1	10	100	Cst (2 Gyrs)	7-8%	300 Myrs	$150 \times 10^{-9}$	1
E1w5'	P1	10	100	Cst (2 Gyrs)	7-8%	500 Myrs	$100 \times 10^{-9}$	1
E1w5'	P1	10	100	Cst (2 Gyrs)	7-8%	500 Myrs	$150 \times 10^{-9}$	1
E1w10'	P1	10	100	Cst (2 Gyrs)	7-8%	1000 Myrs	$100 \times 10^{-9}$	1
E1w10'	P1	10	100	Cst (2 Gyrs)	7-8%	1000 Myrs	$150 \times 10^{-9}$	0.5

Cst=Constant

initial periods comprised between 1 and 3 days, depending on the dissipation scenario, there is a wide range of parameters for which the rotation could still slow down or decelerate during the last billion of year. As indicated by [Zharkov et al. \(2018\)](#), the value of  $J_2$  on Venus is consistent with a dynamical flattening acquired at a rotation of about 16 days. If the rotation is still decreasing, it is possible than Venus passed through this 16-days period only relatively recently and that the flattening is still relaxing.

Even though GCMs can reproduce the main features of Venus' atmosphere dynamics, some discrepancies exist between different GCMs, such as the AVES Venus GCM ([Ando et al., 2016](#)) and LMD Venus GCM used here ([Lebonnois et al., 2010, 2016](#)). As noted by [Scarica et al. \(2019\)](#), both GCMs exhibit significant differences in the thermal structure in the upper atmosphere, and different responses to thermal tides with maxima and minima located at different latitudes. Comparison with existing observations also indicates some

discrepancies in the dynamical regime at pressure levels below  $10^3$  Pa (corresponding to altitudes below 76 km, see [Scarica et al., 2019](#)). At lower altitudes, below the cloud level, where most of the gravity anomalies associated to atmospheric density perturbations are generated, there is no observational constraints to validate atmospheric dynamics and thermal tide amplitudes predicted by GCMs. Discrepancies noticed at higher altitudes suggest that predictions should be considered with care. Predictions of atmospheric thermal torques should be confirmed by using different GCM versions. Future gravity measurements by VERITAS and Envision will allow an assessment of the gravitational signature of thermal tides ([Petricca et al., 2022](#); [Cascioli et al., 2023](#)). In the measured signal, this signature will be combined with the interior response to gravitational tides and atmospheric loading. Therefore, it will be difficult to constrain the degree-two component and derive the corresponding atmospheric pressure torque. However, the atmospheric perturbation evaluated at other degrees and orders (mostly 3 and 4) could be compared to GCM simulations, and will be essential to test the reliability of GCM predictions in the low altitude atmosphere, and to derive the correct atmospheric torque.

Assuming that the LMD Venus GCM prediction provided an accurate estimate and that the rotation rate is determined by torque equilibrium, we were able to provide constraints on the viscosity in Venus' mantle. The link between the viscosity and dissipation function in the mantle requires, however, some assumption about the rheological model. In the present study, we used the Andrade rheological model, which reproduces relatively well the frequency dependence of Q factor on the Earth as illustrated on Figure 4.6, for  $\zeta = 1$  and  $0.23 < \alpha < 0.28$ . As highlighted by [Amorim and Gudkova \(2024\)](#), [Bierson \(2024\)](#) and [Walterová et al. \(2023\)](#), the  $\zeta$  parameter is not well constrained and may range between 0.1 and 10, based on existing experimental data on cyclic loading acquired at periods much shorter than tidal periods. For  $\zeta > 1$ , the viscosity required to produce the same Q factor should be lower, while for  $\zeta < 1$  it should be higher. Without any other constraint, it is difficult to determine what should be the appropriate value. Independently of the assumed values for  $\alpha$  and  $\zeta$ , we can conclude that, based on the inferred Q value of 35 – 45, the viscosity of Venus' mantle is about one order of magnitude smaller than the Earth's mantle. In addition to the uncertainties surrounding the Andrade parameters, the Andrade rheology itself has certain limitations. It would be interesting to explore alternative rheologies such as the Sundberg-Cooper one ([Sundberg and Cooper, 2010](#)). The effects of other rheologies on the rotation evolution and present-day equilibrium will be addressed in a forthcoming study.

Finally, we showed that, for the current estimate of Q factor and hence mantle viscosity estimate, Venus could not have reached its current slow rotation without additional processes to initially slowdown its rotation. [Marchi et al. \(2023\)](#) showed that a single large impact on Venus could slow down the initial rotation from a period of less than one day to a post-impact period of more than two days. Based on our results, Venus's current spin state can be achieved in less than 4.5 Gyr, without any additional dissipation processes, if the post-impact rotation is at least 3-4 days. A large impact similar the Moon-forming impact on the early Earth is likely during the early evolution of Venus ([Salvador et al., 2023](#)), however, it is still uncertain if the collision geometry would be favorable for an efficient despinning.

### 4.3. MISES À JOUR DEPUIS LA PUBLICATION

---

A prolonged period of a partially molten state of the upper mantle (e.g. [Andrault et al., 2018](#)) may also favor the despinning rate, but a complete despinning can only be achieved if the initial or post-impact rotation period is longer than 2 days. The presence of a magma ocean in the early stage of Venus, subsequently to a giant impact, could also affect the internal friction and despinning rate. However, as the lifetime of such a magma ocean is relatively short ( $< 1$  Myr) ([Salvador et al., 2023](#)), we can expect a minor contribution to the despinning rate. In the absence of a giant impact decelerating the initial spin, only models with a water ocean lasting at least 500 Myrs ([Way and Del Genio, 2020](#)) will allow the complete despinning from initial spin periods of one day or less. This suggests that early Venus may have had surface conditions comparable to the Earth, possibly habitable, during the first billion years. However, the likelihood of such a global water ocean is strongly debated, as it is unclear whether conditions allowing the condensation of water could be reached on early Venus ([Way et al., 2016](#); [Turbet et al., 2021](#)). From the point of view of rotation evolution, either the giant impact hypothesis or the early ocean hypothesis (or a combination of both) are required to initiate the despinning in order to reach the current state in less than 4.5 Gyr. Data on the surface composition and properties gathered by VERITAS, EnVision ([Helbert et al., 2021](#)) and Davinci missions ([Garvin et al., 2022](#)) may provide clues regarding the likelihood of liquid water during the early evolution of Venus.

## 4.3 Mises à jour depuis la publication

Depuis sa publication à la fin de l'année 2024, deux nouvelles études sont venues compléter et enrichir les conclusions principales de l'article.

A partir des observations satellites de la région de Baltis Vallis, [McGregor et al. \(2025\)](#) ont estimé la viscosité du manteau vénusien. Cette vallée correspond en réalité à un canal volcanique dont le sens apparent de l'écoulement se trouve dans la direction opposée à la pente. Cette observation, a priori contre-intuitive, est interprétée comme le résultat de l'action d'une convection intense et à grande échelle du manteau sous-jacent qui aurait inversé la topographie de la vallée après sa formation. A partir de ce postulat, [McGregor et al. \(2025\)](#) ont utilisé des simulations numériques de dynamique interne, réalisées avec le code StagYY ([Tackley, 2008](#); [Armann and Tackley, 2012](#); [Gillmann and Tackley, 2014](#)), afin d'essayer de reproduire la topographie dynamique de Baltis Vallis à des échelles de temps cohérentes avec l'âge estimé de la région. Ces simulations ont montré que seuls les modèles avec une viscosité du manteau une à deux fois plus faible que celle de la Terre permettaient de reproduire les observations. Cette viscosité faible serait le témoin d'un manteau plus riche en eau, qui aurait moins dégazé par le passé, ou bien d'un manteau dont la température est plus élevée que celle de la Terre à cause de la présence d'un couvercle stagnant. Ces conclusions vont directement dans le sens de l'étude présentée dans ce chapitre dont l'estimation de la viscosité est cohérente avec celle proposée par [McGregor et al. \(2025\)](#).

[Busmann et al. \(2025\)](#) ont, quant à eux, exploré l'évolution primordiale de la rotation de Vénus en considérant les conséquences d'un impact géant sur la rotation. A l'aide de

simulations SPH (*smoothed particle hydrodynamic*), ils ont examiné une large gamme de scénarios d'impacts en faisant varier la taille et la densité de l'impacteur, ainsi que la vitesse et l'angle d'impact pour différentes périodes de rotation initiales. Ils montrent ainsi que de nombreux types d'impacts permettent de ralentir la rotation de Vénus jusqu'à une période de rotation supérieure à deux jours, à partir d'une rotation initiale de seulement 24 heures. Pour les plus gros impacteurs (un dixième de la masse terrestres), libérant plus d'énergie, ils montrent qu'il est même possible de créer, à partir d'une période de rotation inférieure à 12 heures, une rotation rétrograde dont la période est supérieure à 3 jours. Pour des rotations initiales plus rapides ( $\approx 2$ h), ils montrent cependant que même un impact n'arrive pas à faire ralentir la rotation jusqu'à une période de deux jours, limitant ainsi la probabilité qu'une telle rotation initiale ait pu exister pour Vénus. Cette conclusion permet de montrer qu'il est possible, à l'aide d'un impact géant, de ralentir la rotation de Vénus jusqu'à une période de deux jours, ce qui lui permet ensuite d'atteindre sa rotation actuelle sous l'effet des forces de marée tel que décrit par [Correia and Laskar \(2003b\)](#). Cette évolution pourrait également être facilitée par l'état thermique de Vénus après l'impact. En effet, un impact de cette mesure libère une énergie considérable pouvant faire fondre une partie ou la totalité du manteau. Cette fusion aurait un effet direct sur la dynamique rotationnelle de Vénus en renforçant la dissipation de marée solide et donc le ralentissement de la rotation comme il a été montré au cours de ce chapitre.

### 4.3. MISES À JOUR DEPUIS LA PUBLICATION

---

## Chapitre 5

# Effet de la topographie et de la période de rotation sur les marées thermiques

L'effet de marée atmosphérique joue un rôle fondamental dans la dynamique rotationnelle des planètes et en particulier dans l'évolution de la rotation de Vénus vers son équilibre actuel (Correia and Laskar, 2001; Correia et al., 2003). De plus, Revol et al. (2023) ont montré que les marées atmosphériques continuent aujourd'hui de faire évoluer la rotation. Enfin, les estimations de la période de rotation de Vénus réalisées au cours des 20 dernières années montrent une variation de la période entre 243.015 et 243.03 jours terrestres (Mueller et al., 2012; Margot et al., 2021; Lévesque et al., in review). Une partie de ces variations est interprétée comme le résultat d'un échange de moment angulaire entre l'atmosphère et la partie solide, à cause de la dynamique atmosphérique modulée par les marées thermiques (Cottureau et al., 2011; Margot et al., 2021). Il est donc essentiel de comprendre les différents facteurs qui modifient cet effet afin d'estimer correctement l'évolution passée de la rotation de Vénus et d'identifier les signatures de la dynamique des marées atmosphériques dans les variations récentes de la période de rotation. Le chapitre suivant s'intéresse ainsi à ces facteurs en se focalisant sur deux d'entre eux : la topographie et la période de rotation.

L'idée d'une modulation des marées atmosphériques thermiques par la topographie est née de la comparaison entre l'estimation récente du couple de forces atmosphérique, incluant la topographie dans les simulations, et les estimations plus anciennes, ne prenant pas en compte la topographie (voir la figure 4.7 dans le chapitre précédent). Comprendre s'il existe un lien entre topographie et marée thermique est essentiel à la fois pour la compréhension des variations récentes de la rotation, mais également de l'évolution globale de la rotation dans le passé. En effet, la topographie d'une planète change tout au long de son histoire. La Terre en est un exemple très parlant avec la présence de la tectonique des plaques qui redistribue constamment la masse continentale et donc la topographie à la surface. Pour Vénus, deux phénomènes en particulier pourraient être à l'origine d'une modification de la topographie dans le passé. Premièrement, un resurfaçage global ou partiel, comme il est souvent imaginé pour Vénus, induirait des changements importants de la surface, par exemple avec la création de larges plaines volcaniques, qui pourraient avoir un effet sur la topographie globale de la planète (Mckinnon et al., 1997; Herrick et al., 2023). Deuxièmement, un *true polar wander* pourrait également jouer un rôle dans la distribution de la topographie. En effet, ce phénomène est défini par une rotation de l'axe de figure (i.e. du corps solide) par rapport à l'axe de rotation de la planète (Spada et al., 1996; Konopliv et al., 1999; Patoka et al., 2024). Pour Vénus, Patoka (2021) ont calculé

un déplacement de l'axe de rotation par rapport à l'axe de figure allant jusqu'à  $3^\circ$  durant les deux premiers millions d'années et pouvant atteindre plusieurs dizaines de degrés en moins de 100 millions d'années, dépassant les précédentes estimations (Hu et al., 2017) et les valeurs estimées pour la Terre (Patoka, 2021). Ce *mega-wobble* serait expliqué par la rotation lente de Vénus, limitant l'effet de stabilisation par l'aplatissement de la planète par la rotation, qui est faible dans le cas de Vénus. Dans le cas d'un *true polar wander* conséquent, la répartition de la topographie à la surface change fortement par rapport à l'axe de rotation. Pour les deux phénomènes décrits, si un lien existe entre la topographie et les marées atmosphériques, les changements de topographie associés seraient également responsables d'un changement de la dynamique rotationnelle de Vénus.

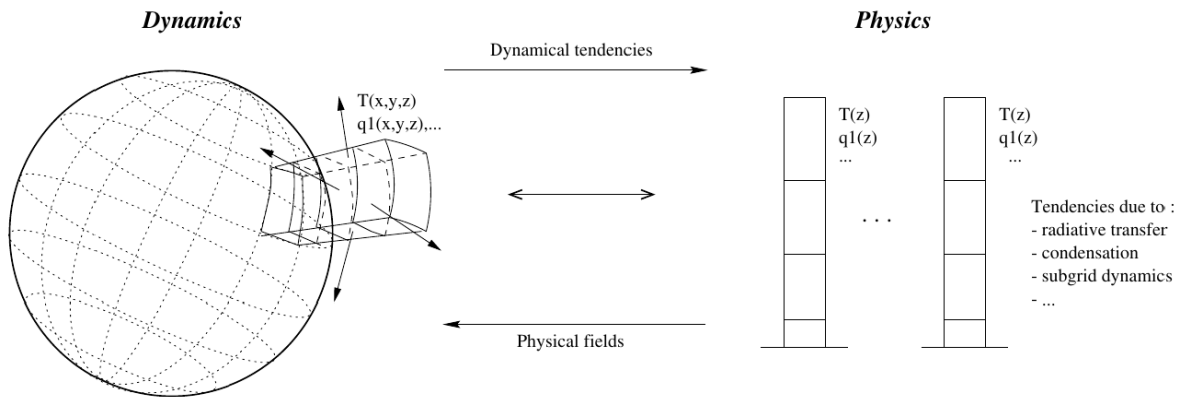
L'effet de la période de rotation sur les marées thermiques est le deuxième facteur exploré dans ce chapitre. En effet, comme montré par Correia and Laskar (2001), et plus récemment par Revol et al. (2023), la période de rotation de Vénus a évolué dans le temps et continuerait encore aujourd'hui à changer. Leconte et al. (2015) ont montré que la période de rotation affecte directement l'effet de marée atmosphérique qui en retour modifie la période de rotation. En effet, si la rotation de la planète change, il en est de même pour la durée du jour solaire. Cette dernière contrôle la quantité de radiations solaires reçues localement par l'atmosphère et affecte ainsi directement l'amplitude des marées thermiques.

Ce chapitre se focalise donc sur l'effet de ces deux paramètres sur les marées thermiques et le couple de forces associé. Cette étude est réalisée à partir de simulations de climat récentes présentées dans la section 5.1, après une description générale du modèle utilisé. Les sections 5.2 et 5.3 présentent et analysent ensuite les résultats afin de mettre respectivement en lumière les effets de la topographie et de la période de rotation sur les marées thermiques. Cette étude est réalisée en collaboration avec Tanguy Bertrand (Laboratoire d'instrumentation et de recherche en astrophysique) et Sébastien Lebonnois (Laboratoire de Météorologie Dynamique).

## 5.1 Simulations de la dynamique atmosphérique

### 5.1.1 Description générale du V-PCM

Pour étudier comment une variation de la topographie ou de la période de rotation affecte les marées atmosphériques thermiques sur Vénus, le modèle de climat planétaire (PCM), développé à l'Institut Pierre-Simon Laplace (IPSL), est utilisé. Il s'agit d'un modèle de climat global ayant pour objectif de simuler l'évolution temporelle de différentes variables (e.g. température, pression, masse, vitesse des vents...) qui contrôlent ou décrivent la météorologie et le climat des planètes (Lebonnois et al., 2010, 2016; Martinez et al., 2023). Ce modèle est décliné pour la majorité des planètes du système solaire et permet de simuler l'ensemble de l'atmosphère sur une grille 3D.



**Figure 5.1** – Représentation schématique du fonctionnement du V-PCM et des échanges entre la partie dynamique et la partie physique du modèle. La dynamique résout les équations générales de circulation atmosphérique sur une grille 3D. La physique détermine les tendances d'évolution des profils verticaux des différentes variables du modèle (e.g. température, pression...) imposées par les différents processus physiques en jeu dans l'atmosphère. Figure de E. Marcq (source : <https://lmdz-forge.lmd.jussieu.fr/mediawiki/Planets>).

Ce modèle se divise en une partie dynamique et une partie physique (Figure 5.1). La première est commune à l'ensemble des planètes et contient les solutions numériques aux équations générales de circulation atmosphérique résolues sur une grille 3D. La partie physique permet quant à elle de calculer la tendance de toutes les variables en prenant en compte l'ensemble des phénomènes physiques se produisant dans l'atmosphère (e.g. transfert radiatif, condensation...). Ces phénomènes physiques sont résolus dans des colonnes verticales qui n'interagissent pas entre elles horizontalement. En pratique, le PCM calcule les variations des variables (e.g. pression, température...) à partir d'un état initial donné (voir section 5.1.2). En connaissant la valeur d'une variable à un instant  $t$ , le modèle détermine sa dérivée temporelle. En suivant cette tendance, la variable au temps  $t+1$  peut être estimée. Puisque ces processus physiques dépendent fortement de l'atmosphère qui est simulée, le modèle physique varie selon la planète étudiée. La version vénusienne du PCM (V-PCM, révision SVN n°3853, mise à jour : 12/02/2025) est utilisée dans ce chapitre.

Pour cette thèse, le modèle V-PCM a été installé et utilisé sur le centre de calcul intensif GLiCID (Groupement Ligérien pour le Calcul Intensif Distribué). Après avoir comparé différentes configurations, une version parallélisée du modèle, exploitant 32 nœuds par simulation, s'est révélée optimale en terme de temps de calcul et d'efficacité. En raison des politiques de gestion de ressources, les simulations sont limitées à une durée de 8 jours consécutifs sur GLiCID. Afin de palier à cette contrainte, l'option *restart*, incluse dans le V-PCM, a été considérée. Cette option permet, en temps normal, de relancer une simulation à partir des derniers pas de temps calculés. Cependant, après plusieurs essais, les simulations réalisées à partir de cette fonctionnalité ont montré une divergence par rapport à des simulations continues équivalentes. Cette divergence se produit en moins d'un centième de jour solaire vénusien et s'amplifie avec le temps, pouvant ainsi affecter significativement les résultats sur le long terme. Par précaution, il a donc été décidé de ne pas utiliser l'option *restart* et de limiter les simulations à une durée de 8 jours.

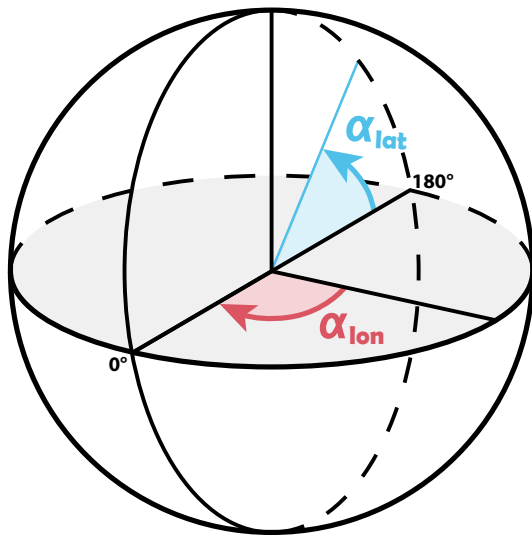


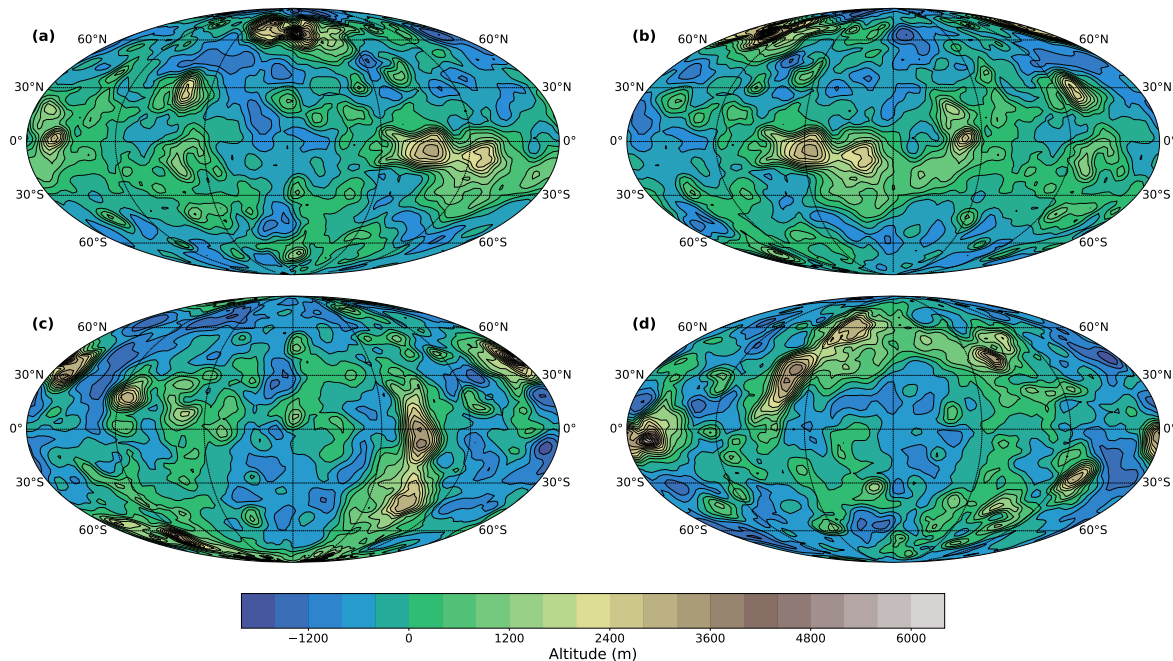
Figure 5.2 – Définition des angles  $\alpha_{lat}$  et  $\alpha_{lon}$  utilisés par *SHTools* pour appliquer une rotation à la topographie (mimant ainsi l'action d'un *true polar wander*). L'angle  $\alpha_{lat}$  définit la position du pôle par rapport à l'équateur actuel. L'angle  $\alpha_{lon}$  définit la position de la longitude  $0^\circ$  par rapport à sa position actuelle. La topographie actuelle est donc donnée par les angles  $\alpha_{lat}=90^\circ$  et  $\alpha_{lon}=0^\circ$ .

### 5.1.2 Description des simulations

Les simulations de climat réalisées avec le V-PCM nécessitent de bien définir l'état initial qui représente les conditions atmosphériques en début de simulation. Pour l'ensemble des cas présentées dans ce chapitre, l'état initial (pression, température, masse, vitesse...) est construit à partir des résultats d'une simulation réalisée par [Lai et al. \(2024\)](#). Cette dernière correspond à une simulation de l'atmosphère sur une durée de 40 jours solaires vénusiens (aussi appelés cycles par la suite) permettant de reproduire les résultats de la Venus Climate Database (EUV moyen et albédo des nuages standard) et de se rapprocher au mieux des observations. A partir de cette base commune, l'état initial est modifié afin d'explorer les effets d'une variation de la topographie et de la période de rotation sur l'effet de marée atmosphérique. Les simulations peuvent donc être décrites en trois catégories.

**Simulations de référence :** Afin de vérifier la bonne installation du V-PCM sur GLiCID et d'avoir une simulation de référence pour Vénus actuelle, une première simulation témoin a été réalisée. Cette simulation se base sur l'état initial décrit ci-dessus sans imposer de changement. Ce cas de référence a été réalisé pour une résolution spatiale  $40 \times 40$  et  $96 \times 96$ . L'état initial étant défini avec une résolution  $96 \times 96$ , il a été transformé vers une résolution  $40 \times 40$  en utilisant la fonction *newstart.F* fournie avec le V-PCM. Cinquante niveaux verticaux sont utilisés, définis en coordonnées verticales hybrides sigma-pression qui permettent de suivre le relief en basse atmosphère et de garantir une stratification à pression constante dans les couches supérieures.

Une deuxième simulation de référence a été réalisée en supprimant totalement la topographie (altitude = 0m). Le reste des paramètres initiaux demeurent inchangés. Cette simulation a pour but de présenter un signal de marée atmosphérique thermique "pur", non perturbé par la topographie. Elle permet donc de souligner et d'isoler l'effet de la topographie sur la marée thermique dans les autres simulations. Cette simulation est réalisée avec une résolution  $40 \times 40$  et  $96 \times 96$  avec 50 niveaux verticaux.



**Figure 5.3** – Cartes topographiques pour différentes configurations. (a)  $\alpha_{lat}=90^\circ$  et  $\alpha_{lon}=0^\circ$  (Topographie actuelle). (b)  $\alpha_{lat}=90^\circ$  et  $\alpha_{lon}=150^\circ$ . (c)  $\alpha_{lat}=15^\circ$  et  $\alpha_{lon}=0^\circ$ . (d)  $\alpha_{lat}=15^\circ$  et  $\alpha_{lon}=150^\circ$ . Le passage de (a) à (b) correspond à une variation de l'angle  $\alpha_{lon}$  et à une rotation longitudinale de la topographie. Le passage de (a) à (c) correspond à une variation de l'angle  $\alpha_{lat}$  et à une rotation latitudinale de la topographie. Le passage de (a) à (d) correspond à une variation combinée des deux angles.

**Topographie :** L'influence de la topographie sur les marées atmosphériques thermiques a été étudiée à partir de simulations atmosphériques pour lesquelles la topographie a été modifiée. La topographie passée de Vénus étant inconnue, les variations de topographie sont ici simulées par une rotation de la topographie actuelle. Cette rotation de la topographie permet à la fois d'illustrer l'effet d'un important *true polar wander* (ou *méga-wobble*) sur les marées atmosphériques mais également d'explorer une large gamme de configurations topographiques. La topographie actuelle de Vénus est dominée par deux structures majeures présentant une extension longitudinale : Aphrodite Terra, localisée à l'équateur, et Ishtar Terra, située aux hautes latitudes nord. La rotation de la topographie permet donc de modifier cette répartition en faisant par exemple tourner Aphrodite et Ishtar Terra à  $90^\circ$ , créant une extension principalement latitudinale de ces terrains, ou encore en concentrant les hautes altitudes au niveau de l'équateur. Ces modifications sont particulièrement intéressantes puisque l'anomalie de pression issue des marées thermiques est de plus grande amplitude à l'équateur, et que la redistribution des hautes altitudes entre les pôles et l'équateur pourrait fortement affecter l'effet des marées thermiques sur la rotation.

Les états initiaux des différentes simulations sont construits à partir d'un fichier de topographie vénusienne haute résolution (4096x8192) modifié à l'aide de l'outil *SHTools* (version python 4.13, [Wieczorek and Meschede, 2018](#)). La topographie est dans un premier temps décomposée en harmoniques sphériques. L'outil *SHTools* permet ensuite d'appliquer une rotation sur la topographie à partir des coefficients d'harmoniques sphériques

## 5.1. SIMULATIONS DE LA DYNAMIQUE ATMOSPHERIQUE

et en se basant sur deux angles : l'angle  $\alpha_{lat}$ , définissant la position du pôle par rapport à l'équateur actuel, et l'angle  $\alpha_{lon}$ , définissant la position de la longitude  $0^\circ$  par rapport à sa position actuelle (Figure 5.2). Afin d'explorer un plus grand nombre de configurations, la procédure adoptée ici s'effectue en deux étapes. La rotation se fait en premier lieu selon l'angle  $\alpha_{lon}$ , permettant de faire tourner la topographie le long de l'équateur et de modifier la position de la longitude  $180^\circ$  par rapport à la topographie. Dans un second temps, une rotation est appliquée selon l'angle  $\alpha_{lat}$ , correspondant à une bascule le long de la longitude  $180^\circ$ . L'angle  $\alpha_{lat}$  est exploré entre  $90^\circ$  et  $0^\circ$  tandis que  $\alpha_{lon}$  est fixé entre  $0^\circ$  et  $330^\circ$ . La topographie est ensuite reconstruite sur une grille haute définition dont la résolution est réduite lors de la création de l'état initial, via la fonction *newstart.F*. Des résolutions  $40 \times 40$  et  $96 \times 96$  sont choisies pour ces simulations. Il est important de noter que la rotation de la topographie via *SHTools* ne conserve pas l'aire associée à chaque point de la grille. Par exemple, un déplacement de *Ishtar Terra* vers l'équateur ferait également augmenter son aire. La figure 5.3 montre des exemples de topographies créées à partir de la configuration actuelle. Modifier l'angle  $\alpha_{lon}$  correspond uniquement à une rotation de la topographie selon son axe de rotation et n'affecte pas la marée thermique. Cependant, la combinaison avec une variation de l'angle  $\alpha_{lat}$  permet de créer une grande variété de distribution topographique. Le tableau 5.1 dresse le bilan des 102 simulations réalisées avec une variation de topographie.

Tableau 5.1 – Récapitulatif des simulations réalisées pour différentes topographies.

Nom	Résolution	$\alpha_{lat}$	$\alpha_{lon}$	Période de rotation (jours)	Nombre de cycles	$S_{stab}$	$\bar{\Gamma}_{th}$ (N.m.rad <sup>-1</sup> )
H-90-000	96x96	90	0	243	20	87.44%	$-1.647 \times 10^{16}$
H-90-030	96x96	90	30	243	20	87.70%	$-1.649 \times 10^{16}$
H-90-060	96x96	90	60	243	20	87.65%	$-1.640 \times 10^{16}$
H-90-090	96x96	90	90	243	20	88.19%	$-1.657 \times 10^{16}$
H-90-120	96x96	90	120	243	20	88.28%	$-1.657 \times 10^{16}$
H-90-150	96x96	90	150	243	20	88.20%	$-1.661 \times 10^{16}$
H-90-180	96x96	90	180	243	20	87.81%	$-1.653 \times 10^{16}$
H-90-210	96x96	90	210	243	20	87.85%	$-1.648 \times 10^{16}$
H-90-240	96x96	90	240	243	20	88.18%	$-1.648 \times 10^{16}$
H-90-270	96x96	90	270	243	20	88.21%	$-1.655 \times 10^{16}$
H-90-300	96x96	90	300	243	20	88.01%	$-1.656 \times 10^{16}$
H-90-330	96x96	90	330	243	20	87.60%	$-1.642 \times 10^{16}$
H-75-000	96x96	75	0	243	20	87.11%	$-1.630 \times 10^{16}$
H-75-030	96x96	75	30	243	20	86.83%	$-1.607 \times 10^{16}$
H-75-060	96x96	75	60	243	20	87.87%	$-1.608 \times 10^{16}$
H-75-150	96x96	75	150	243	20	88.33%	$-1.658 \times 10^{16}$
H-75-240	96x96	75	240	243	20	88.07%	$-1.669 \times 10^{16}$
H-75-270	96x96	75	270	243	20	87.97%	$-1.650 \times 10^{16}$
H-75-300	96x96	75	300	243	20	87.33%	$-1.639 \times 10^{16}$

Le nom des simulations est construit sur la base : Résolution- $\alpha_{lat}$ - $\alpha_{lon}$ .  
(Résolution : H=96x96, L=40x40).

Tableau 5.1 – Récapitulatif des simulations réalisées pour différentes topographies.

Nom	Résolution	$\alpha_{lat}$	$\alpha_{lon}$	Période de rotation (jours)	Nombre de cycles	$S_{stab}$	$\bar{\Gamma}_{th}$ (N.m.rad <sup>-1</sup> )
H-75-330	96x96	75	330	243	20	87.60%	$-1.632 \times 10^{16}$
H-60-000	96x96	60	0	243	20	86.15%	$-1.591 \times 10^{16}$
H-60-150	96x96	60	150	243	20	89.03%	$-1.671 \times 10^{16}$
H-60-270	96x96	60	270	243	20	89.00%	$-1.677 \times 10^{16}$
H-15-000	96x96	15	0	243	20	88.01%	$-1.659 \times 10^{16}$
H-15-030	96x96	15	30	243	20	88.28%	$-1.542 \times 10^{16}$
H-15-060	96x96	15	60	243	20	87.59%	$-1.452 \times 10^{16}$
H-15-090	96x96	15	90	243	20	87.65%	$-1.500 \times 10^{16}$
H-15-120	96x96	15	120	243	20	87.70%	$-1.517 \times 10^{16}$
H-15-150	96x96	15	150	243	20	88.63%	$-1.438 \times 10^{16}$
H-15-180	96x96	15	180	243	20	88.10%	$-1.464 \times 10^{16}$
H-15-210	96x96	15	210	243	20	87.40%	$-1.534 \times 10^{16}$
H-00-000	96x96	0	0	243	20	88.94%	$-1.586 \times 10^{16}$
H-00-030	96x96	0	30	243	20	87.60%	$-1.531 \times 10^{16}$
H-00-060	96x96	0	60	243	20	87.63%	$-1.485 \times 10^{16}$
H-00-090	96x96	0	90	243	20	86.73%	$-1.484 \times 10^{16}$
H-00-120	96x96	0	120	243	20	87.22%	$-1.525 \times 10^{16}$
H-00-150	96x96	0	150	243	20	88.37%	$-1.500 \times 10^{16}$
H-00-180	96x96	0	180	243	20	88.49%	$-1.532 \times 10^{16}$
H-00-210	96x96	0	210	243	20	87.64%	$-1.566 \times 10^{16}$
H-00-240	96x96	0	240	243	20	87.46%	$-1.462 \times 10^{16}$
H-00-270	96x96	0	270	243	20	87.13%	$-1.461 \times 10^{16}$
H-00-300	96x96	0	300	243	20	87.79%	$-1.651 \times 10^{16}$
H-00-330	96x96	0	330	243	20	88.10%	$-1.577 \times 10^{16}$
L-90-000	40x40	90	0	243	80	73.15%	$-1.378 \times 10^{16}$
L-90-030	40x40	90	30	243	50	71.95%	$-1.382 \times 10^{16}$
L-90-060	40x40	90	60	243	60	72.70%	$-1.378 \times 10^{16}$
L-90-090	40x40	90	90	243	60	72.59%	$-1.311 \times 10^{16}$
L-90-120	40x40	90	120	243	40	70.94%	$-1.397 \times 10^{16}$
L-90-150	40x40	90	150	243	40	70.44%	$-1.404 \times 10^{16}$
L-90-180	40x40	90	180	243	60	72.42%	$-1.406 \times 10^{16}$
L-90-210	40x40	90	210	243	50	71.59%	$-1.336 \times 10^{16}$
L-90-240	40x40	90	240	243	50	71.51%	$-1.401 \times 10^{16}$
L-90-270	40x40	90	270	243	40	69.94%	$-1.402 \times 10^{16}$
L-90-300	40x40	90	300	243	40	70.26%	$-1.462 \times 10^{16}$
L-90-330	40x40	90	330	243	40	70.34%	$-1.365 \times 10^{16}$
L-75-000	40x40	75	0	243	60	72.17%	$-1.510 \times 10^{16}$
L-75-150	40x40	75	150	243	80	73.74%	$-1.362 \times 10^{16}$
L-75-210	40x40	75	210	243	70	76.06%	$-1.373 \times 10^{16}$
L-75-240	40x40	75	240	243	30	70.62%	$-1.484 \times 10^{16}$
L-60-000	40x40	60	0	243	50	71.53%	$-1.664 \times 10^{16}$

## 5.1. SIMULATIONS DE LA DYNAMIQUE ATMOSPHERIQUE

Tableau 5.1 – Récapitulatif des simulations réalisées pour différentes topographies.

Nom	Résolution	$\alpha_{lat}$	$\alpha_{lon}$	Période de rotation (jours)	Nombre de cycles	$S_{stab}$	$\bar{\Gamma}_{th}$ (N.m.rad <sup>-1</sup> )
L-45-000	40x40	45	0	243	70	73.45%	$-1.779 \times 10^{16}$
L-45-030	40x40	45	30	243	50	72.75%	$-1.704 \times 10^{16}$
L-45-060	40x40	45	60	243	50	71.26%	$-1.608 \times 10^{16}$
L-45-090	40x40	45	90	243	40	71.20%	$-1.656 \times 10^{16}$
L-45-120	40x40	45	120	243	80	74.07%	$-1.617 \times 10^{16}$
L-45-150	40x40	45	150	243	50	72.71%	$-1.624 \times 10^{16}$
L-45-180	40x40	45	180	243	50	73.02%	$-1.544 \times 10^{16}$
L-45-210	40x40	45	210	243	60	73.30%	$-1.652 \times 10^{16}$
L-45-240	40x40	45	240	243	60	73.21%	$-1.665 \times 10^{16}$
L-45-300	40x40	45	300	243	40	71.87%	$-1.794 \times 10^{16}$
L-30-030	40x40	30	30	243	50	72.81%	$-1.738 \times 10^{16}$
L-30-060	40x40	30	60	243	50	72.68%	$-1.720 \times 10^{16}$
L-30-090	40x40	30	90	243	80	74.15%	$-1.743 \times 10^{16}$
L-30-120	40x40	30	120	243	30	70.97%	$-1.685 \times 10^{16}$
L-30-150	40x40	30	150	243	40	72.07%	$-1.731 \times 10^{16}$
L-30-180	40x40	30	180	243	80	74.82%	$-1.621 \times 10^{16}$
L-30-210	40x40	30	210	243	70	74.60%	$-1.688 \times 10^{16}$
L-30-240	40x40	30	240	243	50	72.76%	$-1.713 \times 10^{16}$
L-30-270	40x40	30	270	243	50	72.25%	$-1.849 \times 10^{16}$
L-30-300	40x40	30	300	243	50	73.03%	$-1.725 \times 10^{16}$
L-30-330	40x40	30	330	243	40	71.89%	$-1.794 \times 10^{16}$
L-15-000	40x40	15	0	243	50	73.39%	$-1.789 \times 10^{16}$
L-15-030	40x40	15	30	243	70	74.68%	$-1.844 \times 10^{16}$
L-15-060	40x40	15	60	243	50	72.57%	$-1.828 \times 10^{16}$
L-15-090	40x40	15	90	243	30	70.72%	$-1.737 \times 10^{16}$
L-15-120	40x40	15	120	243	30	71.72%	$-1.721 \times 10^{16}$
L-15-150	40x40	15	150	243	60	73.64%	$-1.861 \times 10^{16}$
L-15-180	40x40	15	180	243	60	73.17%	$-1.723 \times 10^{16}$
L-15-210	40x40	15	210	243	50	72.81%	$-1.785 \times 10^{16}$
L-15-240	40x40	15	240	243	50	72.60%	$-1.789 \times 10^{16}$
L-15-270	40x40	15	270	243	40	72.01%	$-1.705 \times 10^{16}$
L-15-330	40x40	15	330	243	40	72.70%	$-1.973 \times 10^{16}$
L-00-000	40x40	0	0	243	40	72.93%	$-1.671 \times 10^{16}$
L-00-030	40x40	0	30	243	50	73.00%	$-1.732 \times 10^{16}$
L-00-060	40x40	0	60	243	50	72.06%	$-1.837 \times 10^{16}$
L-00-090	40x40	0	90	243	40	71.65%	$-1.698 \times 10^{16}$
L-00-120	40x40	0	120	243	50	72.40%	$-1.732 \times 10^{16}$
L-00-150	40x40	0	150	243	40	73.46%	$-1.781 \times 10^{16}$
L-00-180	40x40	0	180	243	50	73.31%	$-1.724 \times 10^{16}$
L-00-210	40x40	0	210	243	40	72.09%	$-1.681 \times 10^{16}$
L-00-240	40x40	0	240	243	50	73.32%	$-1.768 \times 10^{16}$
L-00-270	40x40	0	270	243	50	72.74%	$-1.707 \times 10^{16}$

Tableau 5.2 – Récapitulatif des simulations réalisées pour différentes périodes de rotation.

Nom	Résolution	Topographie	Période de rotation (jours)	Nombre de cycles	$S_{stab}$	$\bar{\Gamma}_{th}$ (N.m.rad <sup>-1</sup> )
AT-100	96x96	Actuelle	100	35	89.04%	$-8.622 \times 10^{15}$
AT-150	96x96	Actuelle	150	52	87.30%	$-1.248 \times 10^{16}$
AT-200	96x96	Actuelle	200	56	86.90%	$-1.505 \times 10^{16}$
AT-230	96x96	Actuelle	230	56	86.02%	$-1.587 \times 10^{16}$
AT-243	96x96	Actuelle	243	51	85.68%	$-1.610 \times 10^{16}$
AT-275	96x96	Actuelle	275	53	85.96%	$-1.644 \times 10^{16}$
AT-300	96x96	Actuelle	300	51	86.10%	$-1.701 \times 10^{16}$
AT-350	96x96	Actuelle	350	53	85.57%	$-1.765 \times 10^{16}$
ST-100	96x96	Sans	100	25	88.01%	$-7.507 \times 10^{15}$
ST-150	96x96	Sans	150	55	87.08%	$-1.429 \times 10^{16}$
ST-200	96x96	Sans	200	27	87.62%	$-2.317 \times 10^{16}$
ST-230	96x96	Sans	230	53	87.30%	$-2.568 \times 10^{16}$
ST-243	96x96	Sans	243	49	87.48%	$-2.695 \times 10^{16}$
ST-275	96x96	Sans	275	51	87.60%	$-2.819 \times 10^{16}$
ST-300	96x96	Sans	300	51	89.02%	$-2.798 \times 10^{16}$
ST-350	96x96	Sans	350	45	89.14%	$-2.944 \times 10^{16}$

Le nom des simulations est construit sur la base : Topographie-Période de Rotation en jours.  
(Topographie : AT=Avec Topographie, ST=Sans Topographie).

**Rotation :** La dernière catégorie de simulations correspond aux simulations de l’atmosphère réalisées pour différentes périodes de rotation. La modification de la période de rotation dans le V-PCM se fait en modifiant la variable *RSIDAY* (période de rotation en secondes) dans la fonction *suphec.F* ainsi que dans l’état initial. Ce changement influe essentiellement sur la dynamique atmosphérique en modifiant la période du jour solaire dépendante de la période de rotation et de révolution.

L’atmosphère vénusienne a ainsi été simulée pour des périodes de rotation allant de 100 à 350 jours terrestres afin d’explorer l’accélération et le ralentissement de la rotation de la planète. Afin d’isoler l’effet de la rotation d’une influence topographique, ces simulations sont réalisées avec et sans topographie. Le tableau 5.2 dresse le bilan des différentes simulations réalisées en considérant un changement de période de rotation. Pour ces simulations, une résolution 96x96 est utilisée.

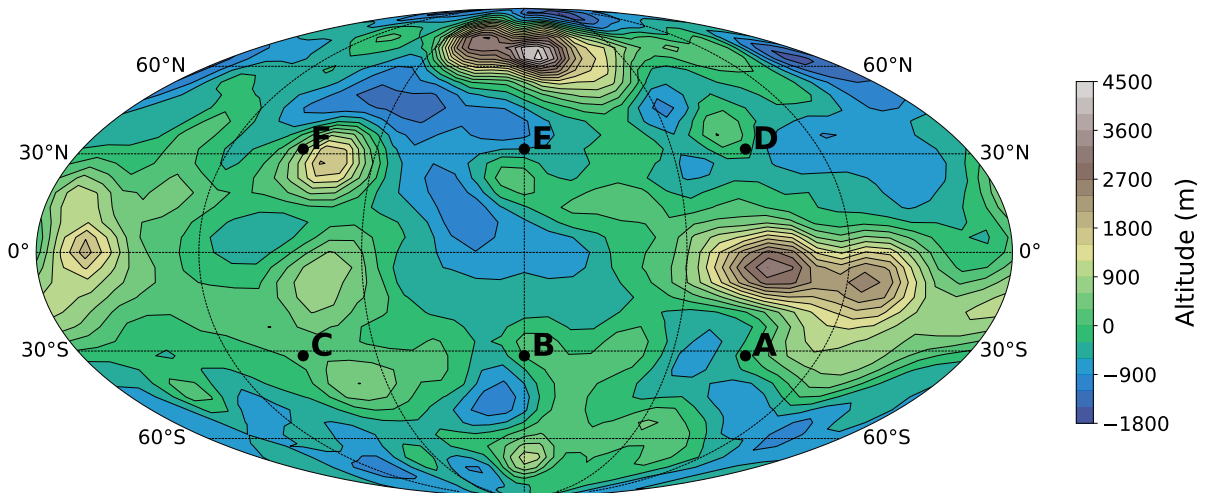
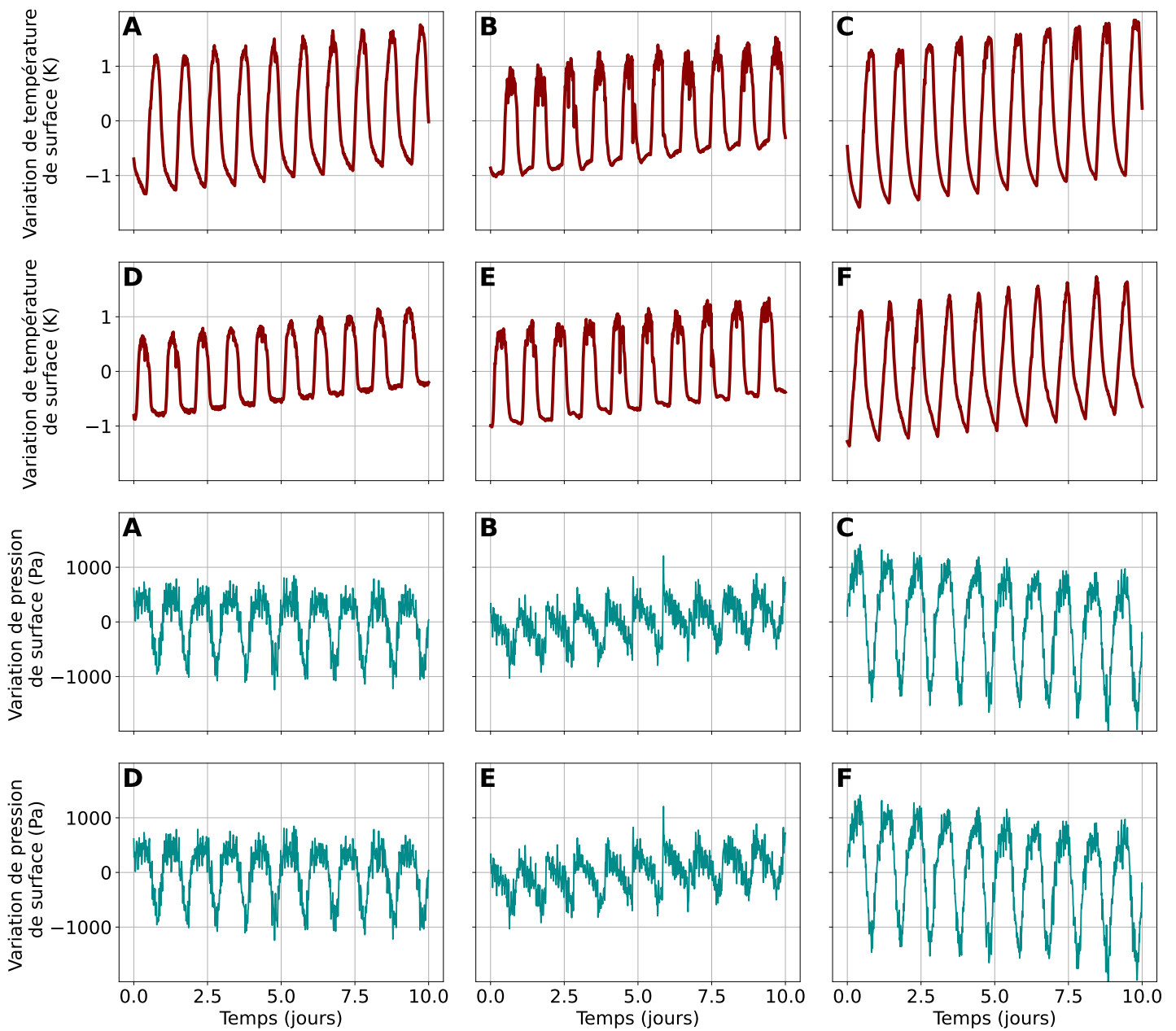


Figure 5.4 – Résolution 40x40 et topographie actuelle (L-90-000) : Variations locales de la température (courbes rouges) et de la pression (courbes bleues) de surface dans six régions de Vénus (points A à F sur la carte topographique).

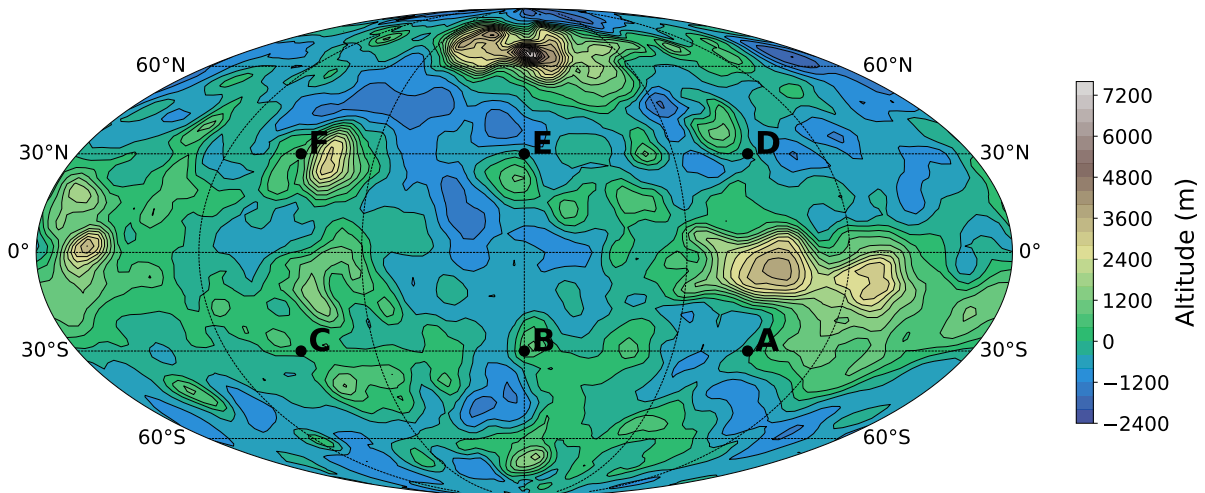
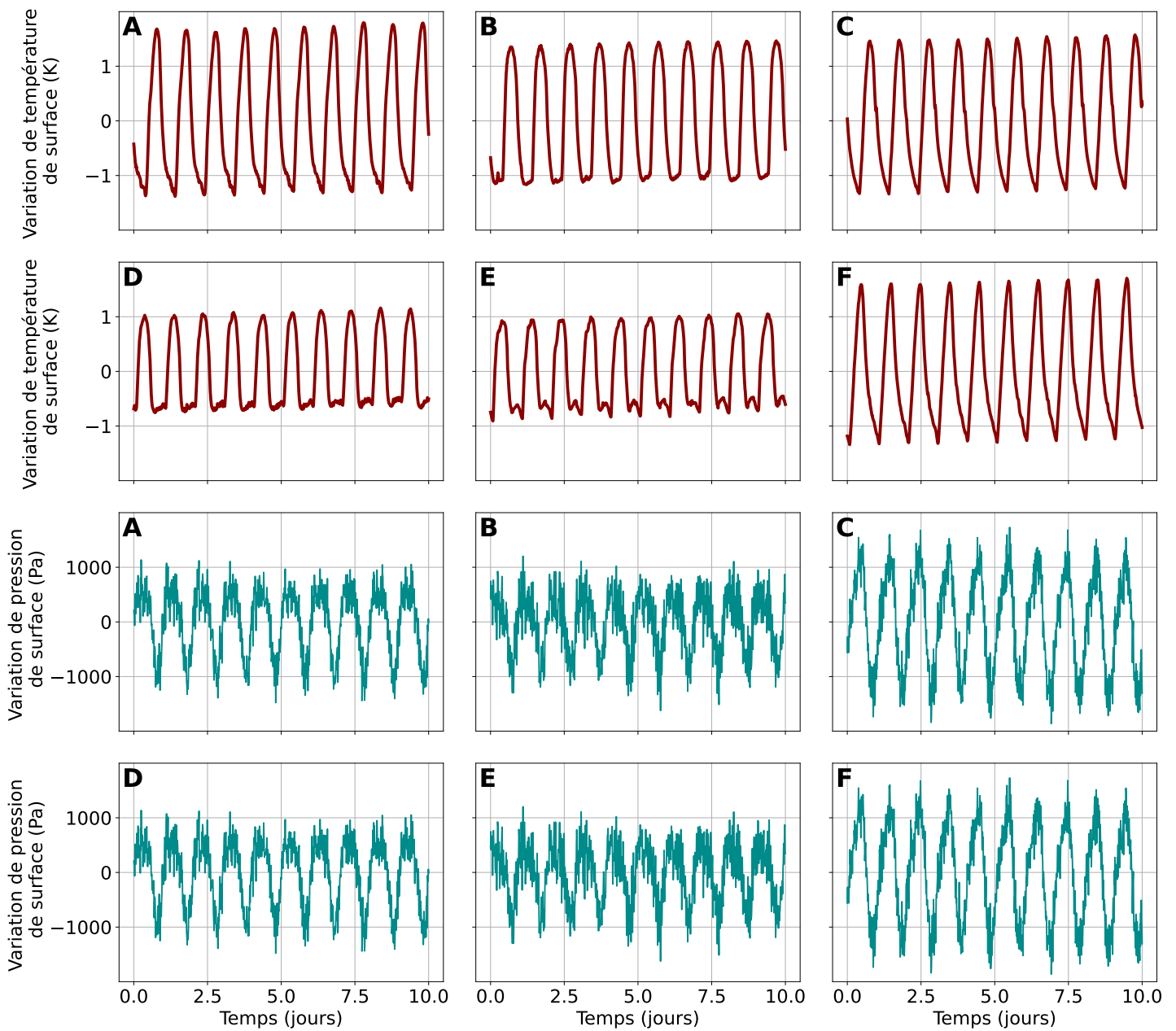


Figure 5.5 - Résolution 96x96 et topographie actuelle (H-90-000) : Variations locales de la température (courbes rouges) et de la pression (courbes bleues) de surface dans six régions de Vénus (points A à F sur la carte topographique).

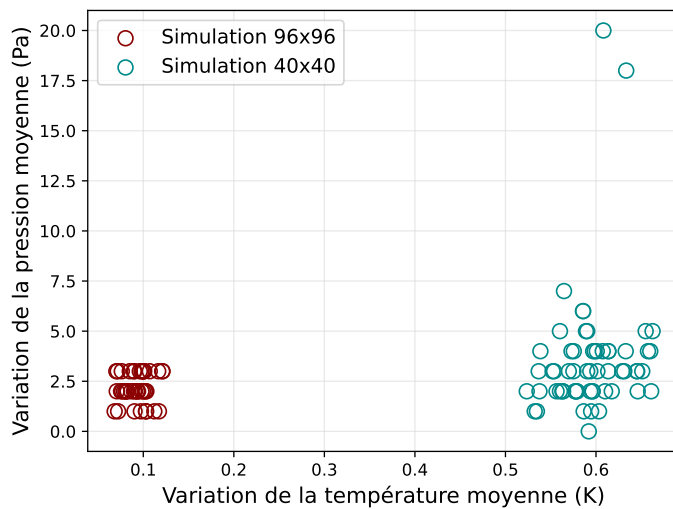


Figure 5.6 – Variations maximales sur 10 cycles de la pression moyenne journalière en fonction des variations maximales sur 10 cycles de la température moyenne journalière pour des simulations avec une résolution 40x40 (en bleu) et une résolution 96x96 (en rouge).

### 5.1.3 Convergence

Pour révéler l'effet de la topographie ou de la période de rotation sur les marées atmosphériques, il est indispensable de vérifier dans un premier temps la convergence des simulations utilisées. Dans ce but, les 10 derniers cycles, ou jours solaires vénusiens, de chacune des simulations sont isolés et comparés entre eux pour voir si la solution est stable, c'est à dire si elle se répète identiquement d'un cycle à l'autre. Pour étudier l'influence des marées atmosphériques thermiques sur la rotation, seul le champ de pression est utilisée. Cependant, la température joue également un rôle majeur dans la dynamique des marées thermiques. Ainsi, la stabilité des simulations est explorée à la fois au travers de la pression et de la température.

L'observation directe de la stabilité du signal de pression et de température semble indiquer une moins bonne convergence des simulations 40x40 par rapport aux simulations 96x96. Cependant, cette méthode est limitée par le nombre de points observés par rapport au nombre de points total de la grille. L'analyse de la moyenne pondérée spatiale du champ de pression et de température permet de dépasser cette limite et d'étudier la stabilité des simulations sur l'ensemble de la surface. Pour toutes les simulations présentées dans le tableau 5.1, la moyenne spatiale à chaque pas de temps est estimée. Cette étape permet par la suite d'obtenir une pression et une température moyenne pour chaque cycle. La figure 5.6 présente les variations maximales de cette pression moyenne en fonction des variations maximales de la température moyenne pour les simulations 96x96 (en rouge) et 40x40 (en bleu). Cette représentation met en lumière la division entre les deux résolutions. Les simulations 40x40 montrent des variations de la température moyenne très fortes par rapport à celles en 96x96. Les variations de pression moyenne sont quant à elle plus comparables mais les simulations 40x40 montrent des maximums de variations plus forts, notamment sur deux simulations affichant une variation de la pression moyenne sur 10 cycles de 20 Pa. Bien que ces variations restent relativement faibles par rapport la pression et la température moyenne (variations maximales d'environ 0.0002% et 0.08% respectivement), cette seconde observation corrobore l'observation directe de la stabilité qui montrait déjà une augmentation globale de la variation de la température moyenne pour les simulations 40x40.

Là où l'observation directe de la stabilité ne permet de faire une étude globale de la surface, l'analyse de la pression moyenne fait quant à elle disparaître les variations spatiales de stabilité. Afin de tenir compte des variations spatiales de stabilité tout en conservant une approche globale, un critère de stabilité a été mis au point. L'estimation de l'amplitude des marées atmosphériques n'utilisant que la pression de surface, ce critère est défini uniquement pour la pression mais peut être étendu à d'autres variables comme la température par exemple. L'idée générale de ce critère de stabilité est de regarder localement l'évolution de la pression moyenne entre chaque cycle mais également d'étudier la répétabilité des variations de pression journalières sur les 10 derniers cycles. Ce critère de stabilité est donné par un score entre 0% (simulation instable) et 100% (simulation parfaitement stable). Ce score  $S_{stab}$  est calculé à partir de l'équation

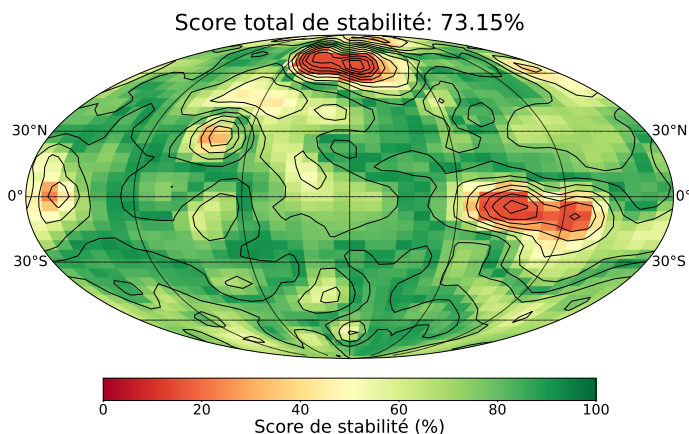
$$S_{stab} = [A \times (1 - S_{slope}) + B \times (S_{fft})] \times 100, \quad (5.1)$$

où  $S_{slope}$  et  $S_{fft}$  sont des scores entre 0 et 1 qui décrivent la variation de la moyenne et la stabilité des variations de pression journalières respectivement. Les coefficients A et B permettent d'ajuster le score global et sont ici fixés à  $A=0.75$  et  $B=0.25$  afin de pouvoir équilibrer l'effet des deux scores sur le score total. Le score  $S_{slope}$  est dérivé de la régression linéaire du signal de pression. Le coefficient directeur permet d'avoir la pente de la droite de régression et de donner des informations sur la stabilité du signal.  $S_{slope}$  correspond à la valeur absolue de cette pente bornée dans l'intervalle  $[0;1]$ <sup>1</sup>. Plus le score  $S_{slope}$  tend vers 1, moins la pression moyenne en ce point est stable. A l'inverse, un score qui tend vers 0 indique une moyenne très stable sur 10 cycles. Le score  $S_{fft}$  est quant à lui estimé à partir de la transformée de Fourier du signal de pression. En chaque point de la grille, les cycles journaliers de pression sont regroupés deux à deux. Pour les 5 couples de 2 cycles, une transformée de Fourier rapide (fft) est réalisée sur le signal de pression. Cette étape permet d'obtenir les fréquences principales qui composent le signal et les amplitudes associées. L'amplitude moyenne sur 10 cycles  $A_\mu$  est calculée à toutes les fréquences ainsi que l'écart-type  $A_\sigma$ , associé aux variations de cette amplitude au cours des cycles. A partir de ces deux valeurs, le score  $S_{fft}$  est calculé par

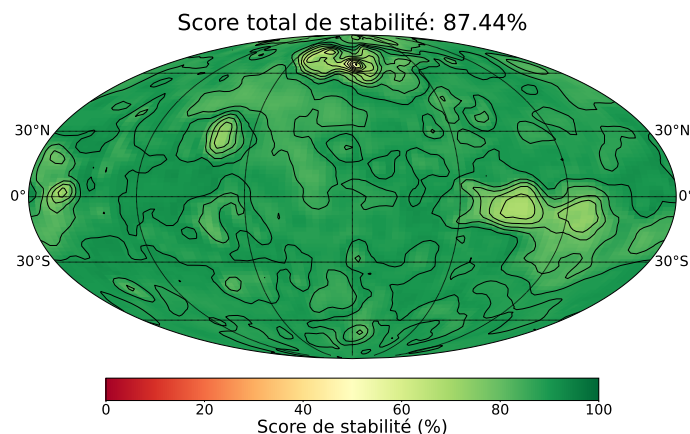
$$S_{fft} = \sum \left( 1 - \frac{A_\sigma}{A_\mu + \epsilon} \right) \times w \quad (5.2)$$

avec  $\epsilon = 10^{-12}$ , une constante de régularisation pour éviter la division par 0. La variable  $w$  correspond au poids de la fréquence dans le signal total, c'est à dire à l'amplitude moyenne associée à une fréquence divisée par la somme des amplitudes moyennes de toutes les fréquences. L'intégration du poids  $w$  dans la formule permet de faire une moyenne pondérée du score à toutes les fréquences en donnant plus d'importance aux fréquences prédominantes dans le signal. Comme précédemment, ce score est borné dans l'intervalle  $[0;1]$ . Si la simulation est parfaitement stable, alors l'écart type  $A_\sigma$  vaut 0 et le score vaut 1. A l'inverse, plus la simulation est instable localement, plus les variations de l'amplitude sont fortes. L'écart type  $A_\sigma$  augmente alors et  $S_{fft}$  tend vers 0. Le score total est créé en utilisant ces deux critères et il est donné entre 0%, témoignant d'une pression instable, et 100%, correspondant à un signal de pression stable sur 10 cycles.

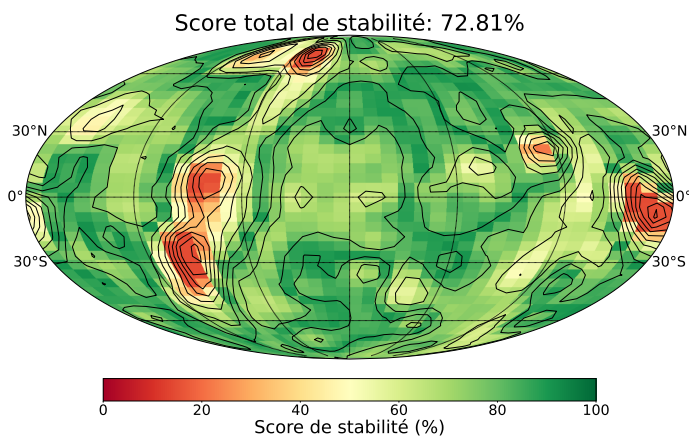
1. Si la valeur absolue de la pente dépasse 1, elle est tronquée à 1.



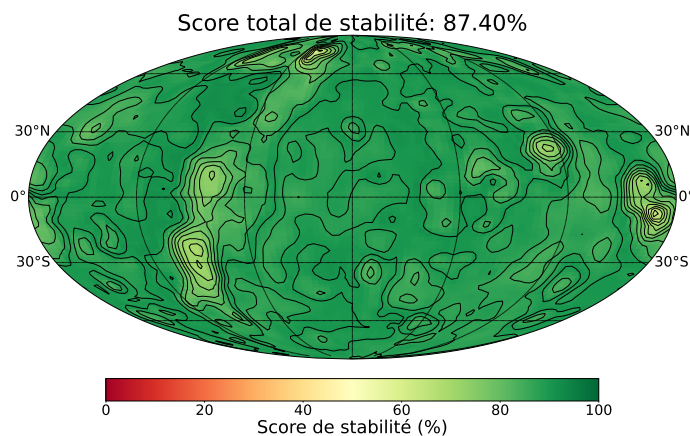
(a) Cas 40x40 :  $\alpha_{lat}=90^\circ$  et  $\alpha_{lon}=0^\circ$   
(Topographie actuelle, L-90-000).



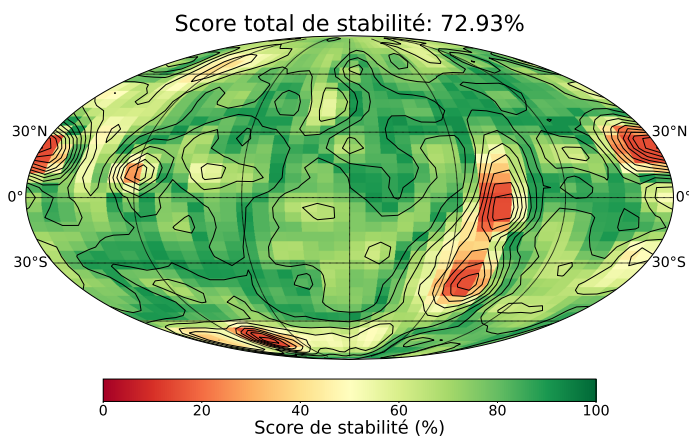
(b) Cas 96x96 :  $\alpha_{lat}=90^\circ$  et  $\alpha_{lon}=0^\circ$   
(Topographie actuelle, H-90-000).



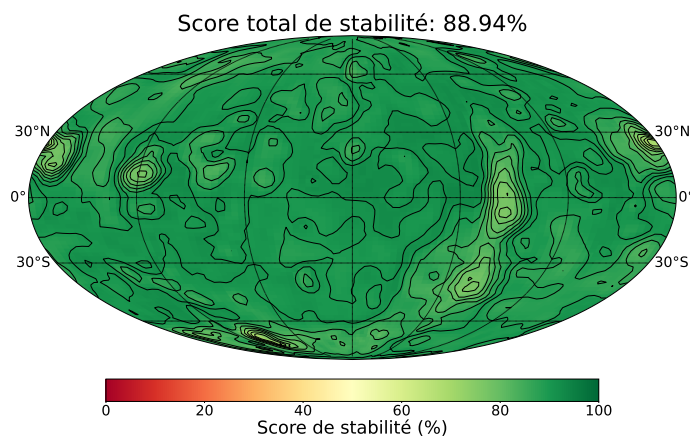
(c) Cas 40x40 :  $\alpha_{lat}=15^\circ$  et  $\alpha_{lon}=210^\circ$   
(L-15-210).



(d) Cas 96x96 :  $\alpha_{lat}=15^\circ$  et  $\alpha_{lon}=210^\circ$   
(H-15-210).



(e) Cas 40x40 :  $\alpha_{lat}=0^\circ$  et  $\alpha_{lon}=0^\circ$   
(L-0-000).



(f) Cas 96x96 :  $\alpha_{lat}=0^\circ$  et  $\alpha_{lon}=0^\circ$   
(H-0-000).

Figure 5.7 - Cartes de stabilité pour différentes configurations de topographie et différentes résolutions. (a),(c) et (e) sont des simulations 40x40. (b),(d) et (f) sont des simulations 96x96. Les courbes de niveau associées à la topographie sont représentées en noir.

La figure 5.7 montre la distribution spatiale du score  $S_{stab}$  pour six simulations avec des topographies différentes et des résolutions 40x40 et 96x96. Un score total de stabilité, correspondant à la moyenne du score pondéré par la surface est calculé pour chaque cas. Pour les simulations représentées, les simulations 40x40 montrent une nouvelle fois une stabilité moyenne et locale plus faible que les simulations 96x96. Le score  $S_{stab}$  met également en lumière la variabilité spatiale de la stabilité qui coïncide avec la distribution de la topographie, en particulier pour les cas avec une résolution 96x96. Plus l'altitude de la surface est élevée, moins la pression est stable dans le temps. Cette corrélation pourrait montrer la sensibilité accrue de la haute atmosphère aux instabilités qui rendrait la pression difficile à stabiliser ou demanderait plus de temps de simulation pour le faire. Une nouvelle fois, ces observations sont vérifiées sur l'ensemble des simulations réalisées pour cette étude.

Quelque soit la méthode utilisée, cette analyse montre que les simulations avec une résolution 40x40 sont moins stabilisées et donc moins convergées que les simulations 96x96. Cette différence pourrait être expliquée par la construction de l'état initial utilisé dans les simulations. En effet, même si les simulations 40x40 ont calculé plus de cycles que les simulations 96x96, l'état initial est construit à partir de résultats avec une résolution 96x96. La transformation vers une résolution 40x40 n'aurait pas permis de retrouver un état stable rapidement, empêchant les simulations 40x40 de converger parfaitement. Afin d'éviter de potentielles erreurs associées à la convergence des données, il a été décidé de n'utiliser que les simulations 96x96 dans la suite de ce travail.

## 5.2 Effet de la topographie sur les marées thermiques

### 5.2.1 Simulations avec et sans topographie

Supprimer la topographie d'une simulation est la méthode la plus directe pour mettre en avant un lien entre la topographie et l'effet de marée atmosphérique thermique. Dans ce but, cette section compare une simulation de référence incluant la topographie actuelle (H-90-000) avec une simulation comparable ne différant de la première que par l'absence de topographie (ST-243). L'anomalie de pression et le couple de marée atmosphérique sont calculés selon la méthode détaillée dans la section 3.5.2 pour chaque simulation à partir du cycle moyen représentatif des 10 derniers cycles simulés.

La figure 5.8 compare les couples de marée atmosphérique des deux simulations au cours d'une journée vénusienne. L'estimation du couple de marée donnée par [Leconte et al. \(2015\)](#) est également représentée en comparaison. La figure met en évidence la différence d'amplitude et de variabilité du couple de marée entre les deux simulations. En effet, le couple de forces sans topographie est plus fort en moyenne que pour la simulation avec topographie. De plus, il montre une variabilité plus faible sur une période d'une journée. En effet, là où la simulation avec topographie donne un couple de forces très variable, affichant trois minimums au cours de la journée, le couple obtenu sans topographie est beaucoup plus stable dans le temps, oscillant plus légèrement autour de sa moyenne. Le couple de forces donné par [Leconte et al. \(2015\)](#) est également estimé

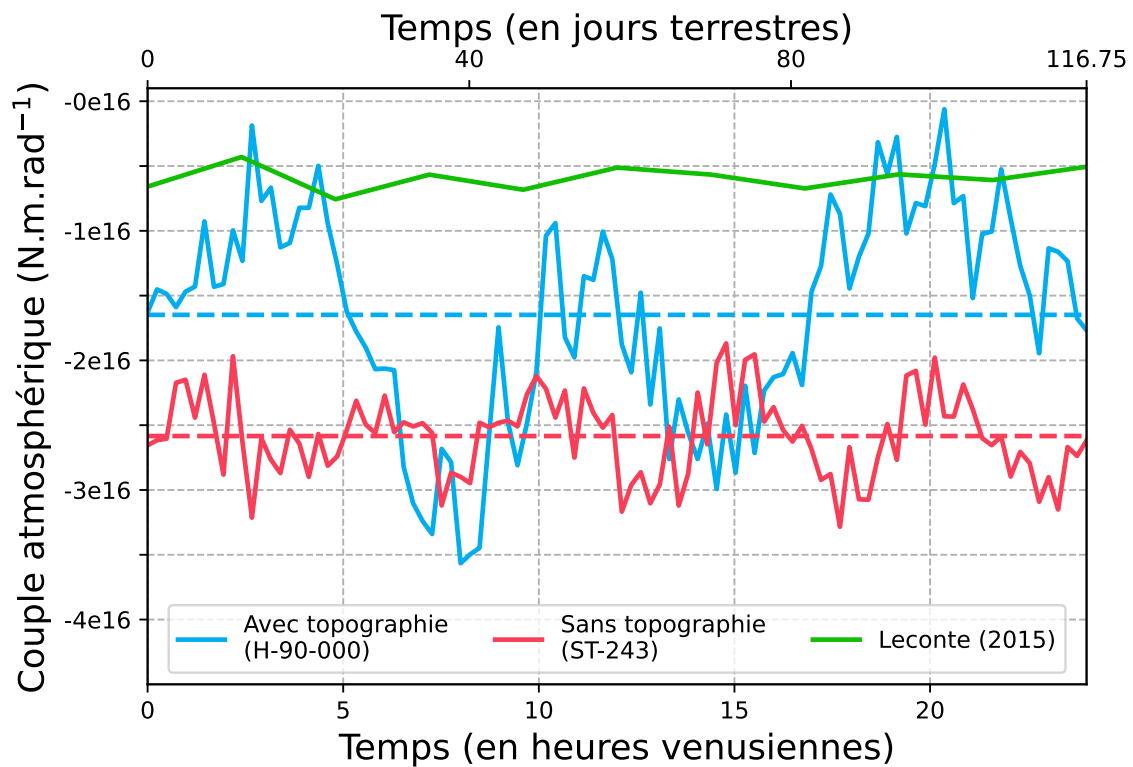
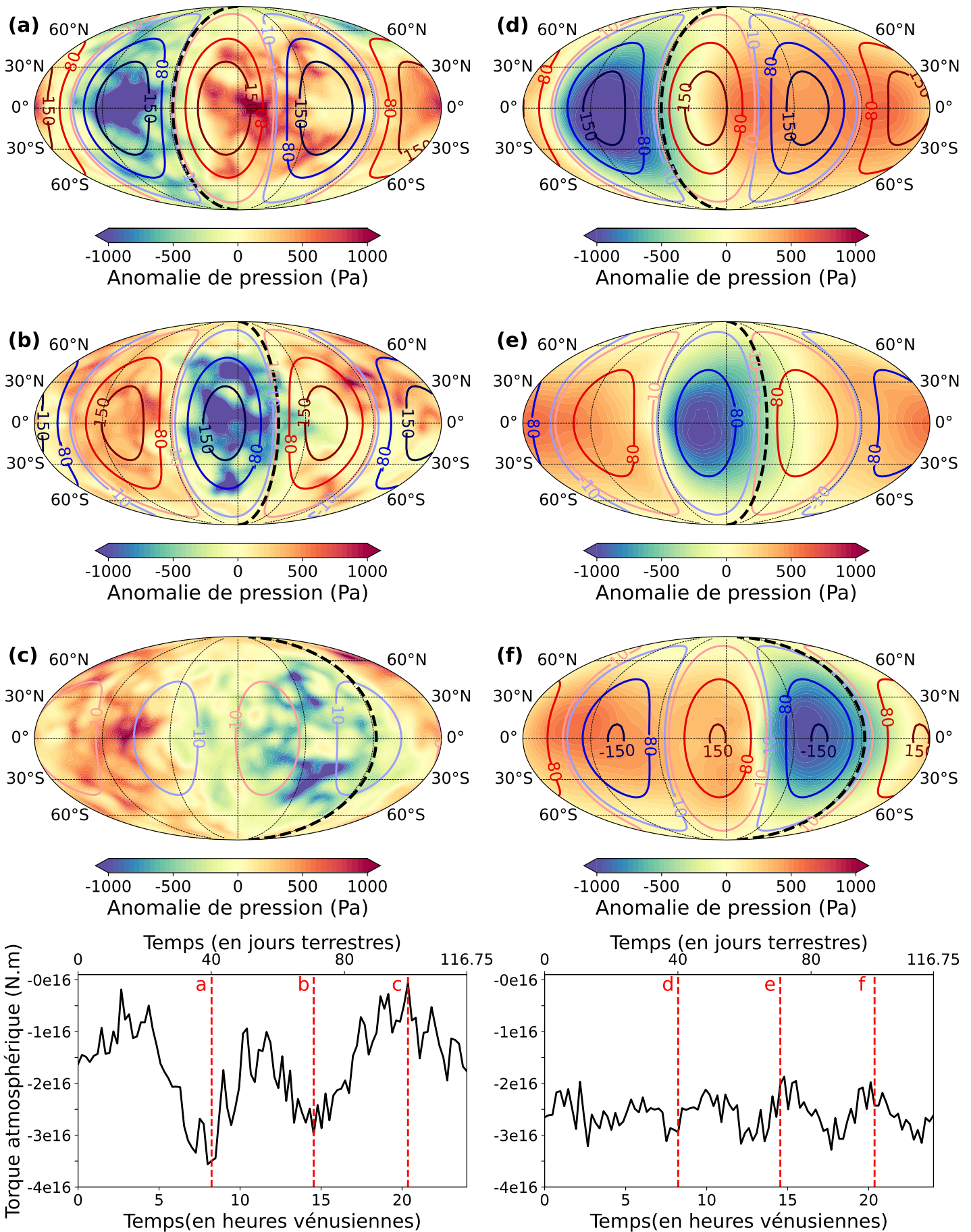


Figure 5.8 – Couples de marée atmosphérique au cours d'une journée pour trois simulations. Les lignes bleue et rouge représentent les couples de marée pour des simulations de référence avec (H-90-000) et sans topographie (ST-243) respectivement. La ligne verte correspond au couple de marée obtenu sans topographie par [Leconte et al. \(2015\)](#). Les lignes pointillées représentent la valeur moyenne journalière des couples de marée.

à partir d'une simulation sans topographie, mais avec une version plus ancienne du V-PCM. Même si l'amplitude moyenne est différente de celle estimée ici<sup>2</sup>, ce couple de forces montre également très peu de variations au cours d'un cycle. Les fortes variations du couple de marée au cours d'une journée semblent ainsi directement créées par la présence de la topographie.

Afin de déterminer plus en détail le lien qui existe entre la topographie et le couple de marée thermique, la figure 5.9 présente des cartes d'anomalie de pression créée par les marées atmosphériques à différents instants de la journée pour les simulations avec et sans topographie. Pour la simulation sans topographie, l'anomalie de pression est régulière, c'est à dire qu'elle conserve globalement la même forme au cours de la journée. Seule sa position varie dans le temps mais son retard par rapport au point sub-solaire reste toujours constant. Au contraire, la simulation avec topographie montre une anomalie de pression beaucoup plus perturbée avec, au sein même de l'anomalie de pression négative, des anomalies positives. En particulier, la carte (c) montre des motifs semblables à la topographie. Au niveau de l'équateur, lorsque l'anomalie de pression se situe au niveau d'Aphrodite Terra (entre 60° et 90° de longitude), une anomalie positive corrélée à la

2. Cette différence pourrait être une conséquence de la version du modèle et aux paramètres (EUV, albedo...) utilisés.



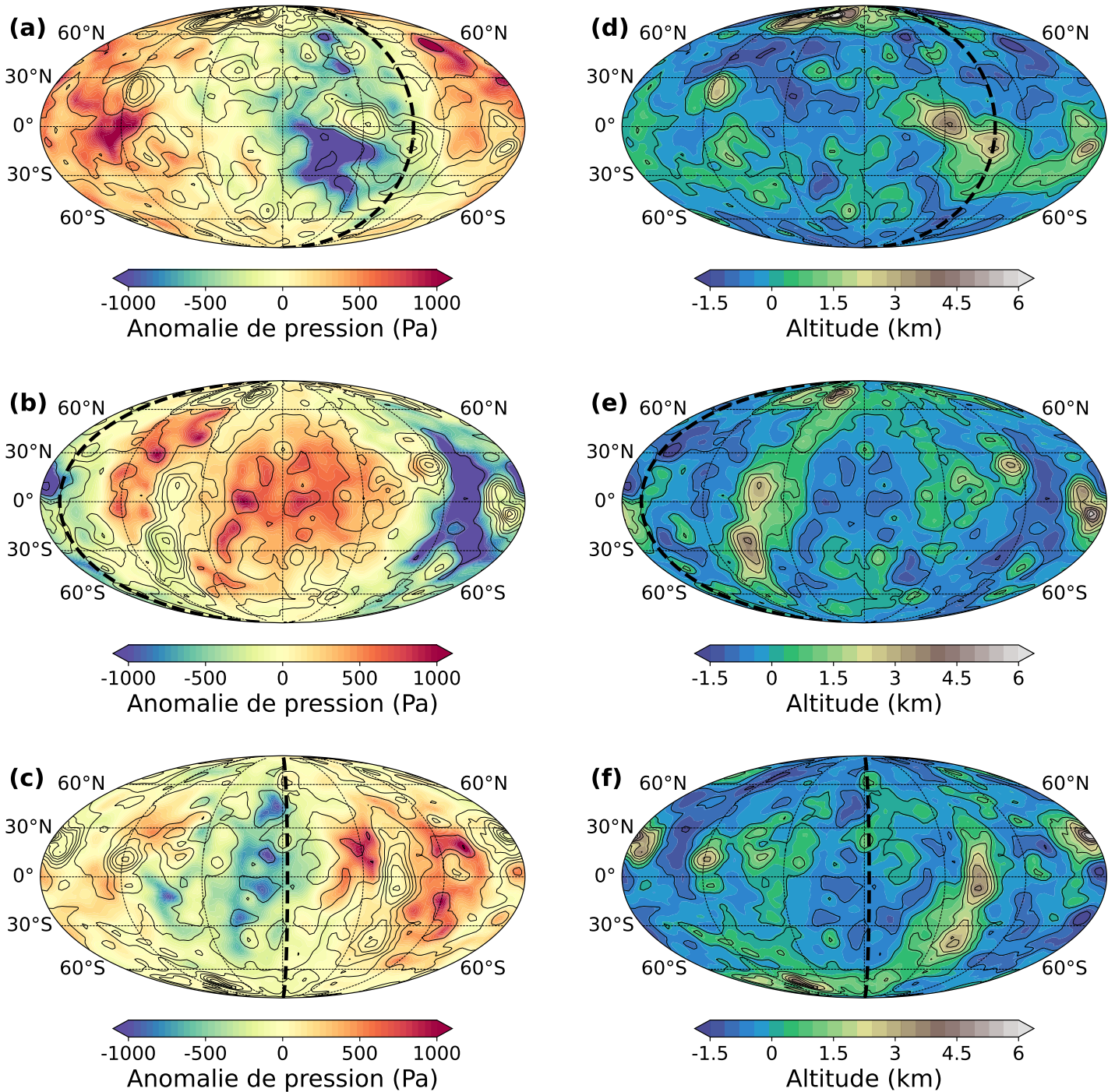
**Figure 5.9** – Cartes d’anomalies de pression pour une simulation avec topographie (à gauche, H-90-000) et sans topographie (à droite, ST-243). Les cartes (a), (b) et (c) représentent l’anomalie de pression à différents instants de la journée. Le degré 2 de l’anomalie de pression est représenté par les contours bleus (valeurs négatives) et rouges (valeurs positives) dont la valeur est indiquée en pascals. La latitude du point sub-solaire est représentée par la ligne noire pointillée. L’évolution du couple de marée au cours d’un cycle est représenté sur le panneau inférieur. Les droites rouges pointillées indiquent les instants représentés par les cartes. La même représentation est faite sur les cartes (d), (e) et (f) pour une simulation sans topographie.

forme de la topographie apparaît. En plus de ces variations spatiales plus importantes que pour le cas sans topographie, l'anomalie de pression et le degré 2 associé montrent des variations d'amplitude qui n'existent pas ou peu sans la topographie. En effet, la simulation sans topographie montre une amplitude du degré 2 de l'anomalie de pression, représentée sur la figure par les contours rouges et bleus, qui varie relativement peu, tandis qu'elle varie plus fortement pour les simulations avec topographie. Le degré 2 est ainsi plus fort sur les cartes (a) et (b) que sur la carte (c). De plus, le retard de l'anomalie de pression par rapport au point sub-solaire évolue avec le temps. Les cartes (a) et (b) montrent ainsi une anomalie de pression dont le centre est plus loin de la latitude du point sub-solaire que pour la carte (c). Uniquement en observant la différence entre des simulations avec et sans topographie, la marée atmosphérique et le couple de forces qui en résulte semblent être connectés à la topographie et être affectés par la positions des reliefs principaux par rapport au point sub-solaire.

### 5.2.2 Simulations avec une topographie modifiée

Dans la section précédente, il a été montré que les simulations avec topographie étaient associées à de plus grandes variations du couple de marée au cours d'une journée que les simulations sans topographie. Pour aller plus loin et comprendre l'interaction entre la topographie et les marées atmosphériques, cette section s'intéresse à des simulations réalisées à partir de topographies modifiées. En particulier, l'analyse de ces simulations a pour objectif de voir si des informations reliées à la topographie se retrouvent dans les variations du couple de marée. Pour commencer à répondre à cette question, il est important de revenir à la notion de couple de forces de marée atmosphérique. L'influence des marées atmosphériques sur la rotation dépend à la fois de l'amplitude des marées mais également du retard de marée créé par l'inertie thermique de l'atmosphère. Cependant, la notion de couple de forces est une notion globale, c'est à dire qu'elle englobe et cumule l'ensemble des effets à la surface de la planète, tandis que les effets de la topographie sur l'atmosphère interviennent à échelle locale. Ainsi, dans un premier temps, seule l'anomalie de pression est regardée afin de voir et comprendre plus directement le lien entre topographie et marée thermique. Plus précisément, l'anomalie de pression est analysée en chaque point de la surface à travers son amplitude mais également à travers son retard par rapport au point sub-solaire.

La figure 5.10 présente des exemples de champs d'anomalie de pression obtenus pour différentes topographies à différents moments. Comme avec la topographie actuelle, les variations spatiales de l'anomalie de pression coïncident, dans certaines régions, avec la topographie. C'est notamment le cas d'Aphrodite Terra, reconnaissable dans le champ d'anomalie de pression dans la majorité des simulations, excepté lorsque ce terrain se retrouve au niveau des pôles. Lorsque les régions les plus élevées sont identifiables dans le champ d'anomalie de pression, elles présentent systématiquement des valeurs d'anomalie proches de 0, sans variations significatives observables. Ainsi, ces régions apparaissent clairement lorsque l'anomalie de pression négative créée par les marées thermiques passe au dessus. En effet, elles conservent une anomalie de pression proche de 0, contrastant avec l'anomalie négative environnante. A l'inverse, les zones peu élevées ont tendance à montrer beaucoup plus de variabilité. Les variations de l'anomalie de pression au cours



**Figure 5.10** – Cartes d’anomalie de pression (a, b et c) et de topographie (d, e et f) pour différentes configurations topographiques. (a) et (d) :  $\alpha_{lat}=75^\circ$  et  $\alpha_{lon}=30^\circ$  (H-75-30), (b) et (e) :  $\alpha_{lat}=15^\circ$  et  $\alpha_{lon}=210^\circ$  (H-15-210), (c) et (f) :  $\alpha_{lat}=0^\circ$  et  $\alpha_{lon}=0^\circ$  (H-00-000). Les lignes noires correspondent au courbes de niveau topographiques mettant en avant les régions du champ d’anomalie de pression dont la forme coïncide avec la topographie. Elles sont reportées sur les cartes topographiques par comparaison.

## 5.2. EFFET DE LA TOPOGRAPHIE SUR LES MARÉES THERMIQUES

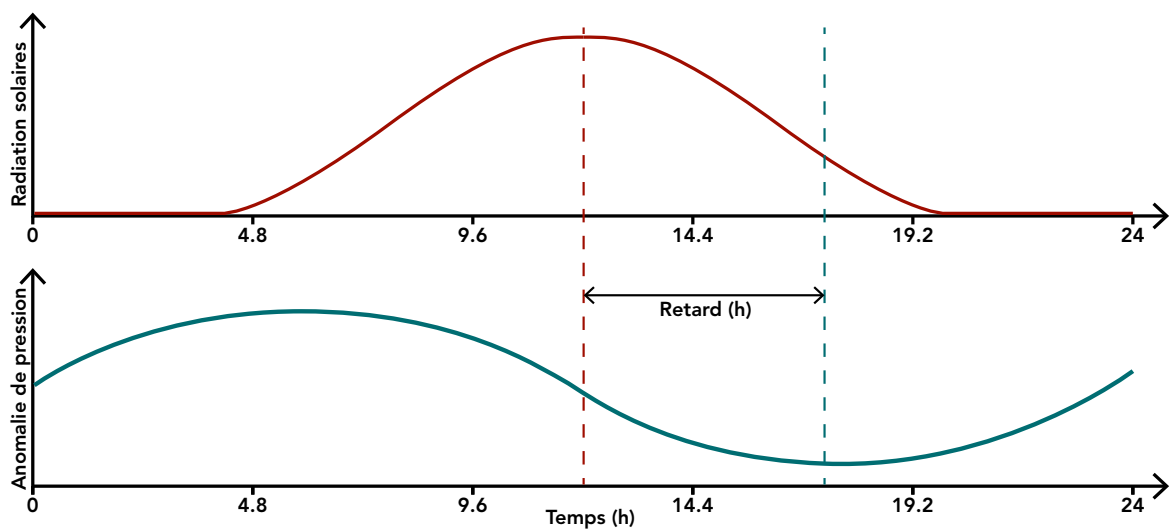
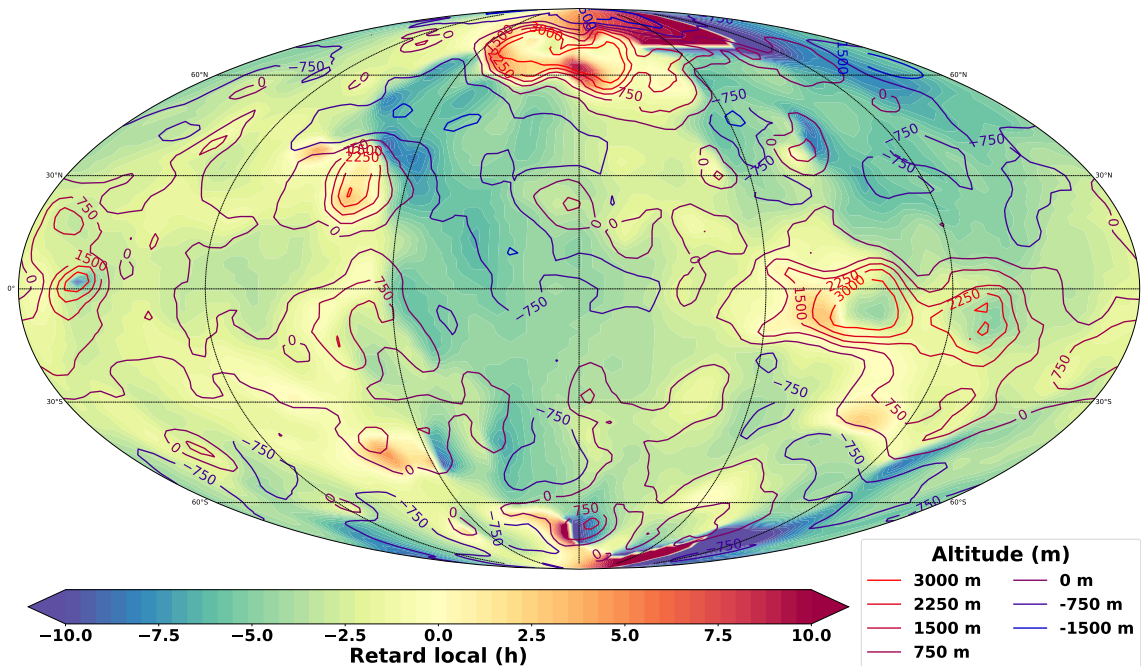


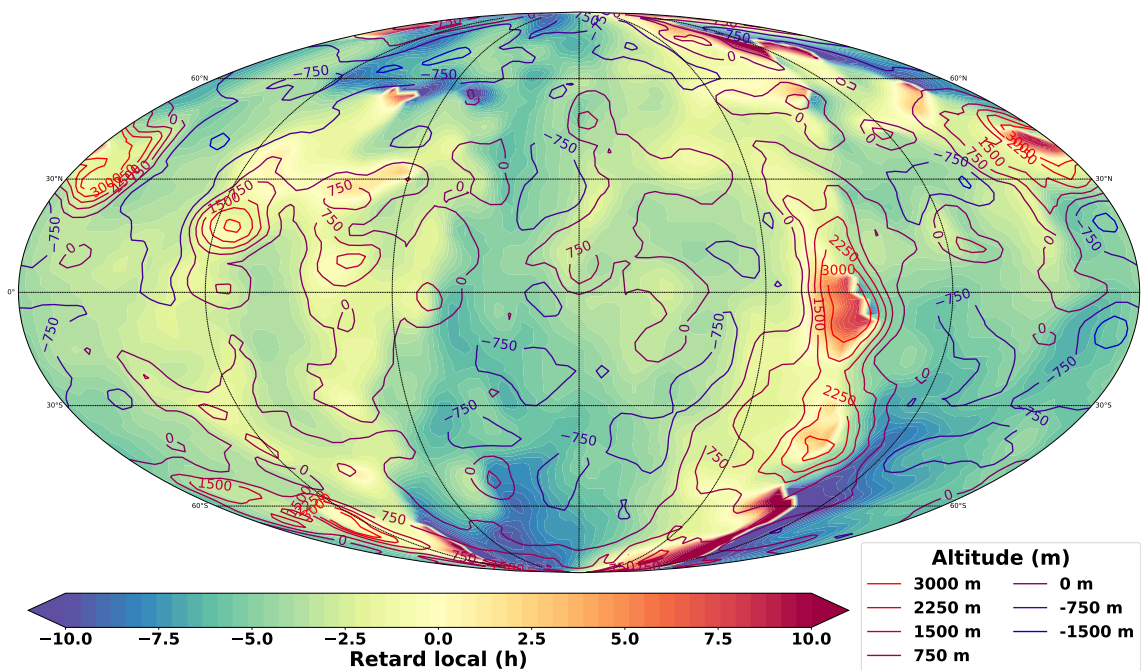
Figure 5.11 - Principe général du retard local. Pour l'ensemble des points à la surface de la planète, le retard local correspond à la différence temporelle entre le passage du maximum de radiation et celui du minimum de l'anomalie de pression.

d'une journée sont donc renforcées pour ces régions, ce qui les rend reconnaissables dans le champ d'anomalie. Cette observation montre ainsi que la présence de la topographie vient directement jouer un rôle sur l'anomalie de pression locale en réduisant l'amplitude des effets liés à la marée. Cependant, la topographie n'est pas le seul facteur qui influe sur l'anomalie de pression, ce qui limite les similitudes entre les deux.

En plus de l'amplitude de l'anomalie de pression, le couple de marée dépend également du retard de marée. Afin de voir s'il existe un lien entre ce retard et la topographie, le retard local est dans un premier temps étudié. Ce dernier est défini ici en chaque point comme l'écart temporel entre le moment où le maximum de radiations solaires est reçu (latitude sub-solaire) et celui où l'anomalie de pression est minimale (Figure 5.11). Puisque l'anomalie de pression n'est pas uniquement dépendante des marées thermiques, le retard local est calculé à partir de la régression polynomiale d'ordre 2 de l'anomalie de pression locale. Les figures 5.12 et 5.13 présentent les cartes de retard local pour quatre distributions de topographie différentes. Ces cartes montrent au premier ordre une bonne corrélation entre la valeur du retard local et l'altitude de la surface aux basses et moyennes latitudes. En effet, au niveau des hauts topographiques, le retard local est généralement plus faible que pour les bas topographiques. Cependant, il apparaît dans certains cas que le retard local est sensible à l'orientation de la pente de la topographie. Au niveau d'Aphrodite Terra, par exemple, les pentes orientées vers l'ouest montrent des retards plus faibles que pour les pentes orientées vers l'est. Au delà de  $60^\circ$  de latitude, la dynamique atmosphérique étant différente et les marées atmosphériques étant plus faibles, le lien entre la topographie et l'anomalie de pression devient plus difficile à voir, jusqu'à disparaître au niveau des pôles.



(a)  $\alpha_{lat} = 90^\circ$  et  $\alpha_{lon} = 0^\circ$  (topographie actuelle, H-90-000).



(b)  $\alpha_{lat} = 75^\circ$  et  $\alpha_{lon} = 0^\circ$  (H-75-000).

Figure 5.12 - Carte du retard local comparé à la topographie sous-jacente. L'échelle de couleur représente la valeur du retard en heure. Les contours représentent les courbes de niveau.

## 5.2. EFFET DE LA TOPOGRAPHIE SUR LES MARÉES THERMIQUES

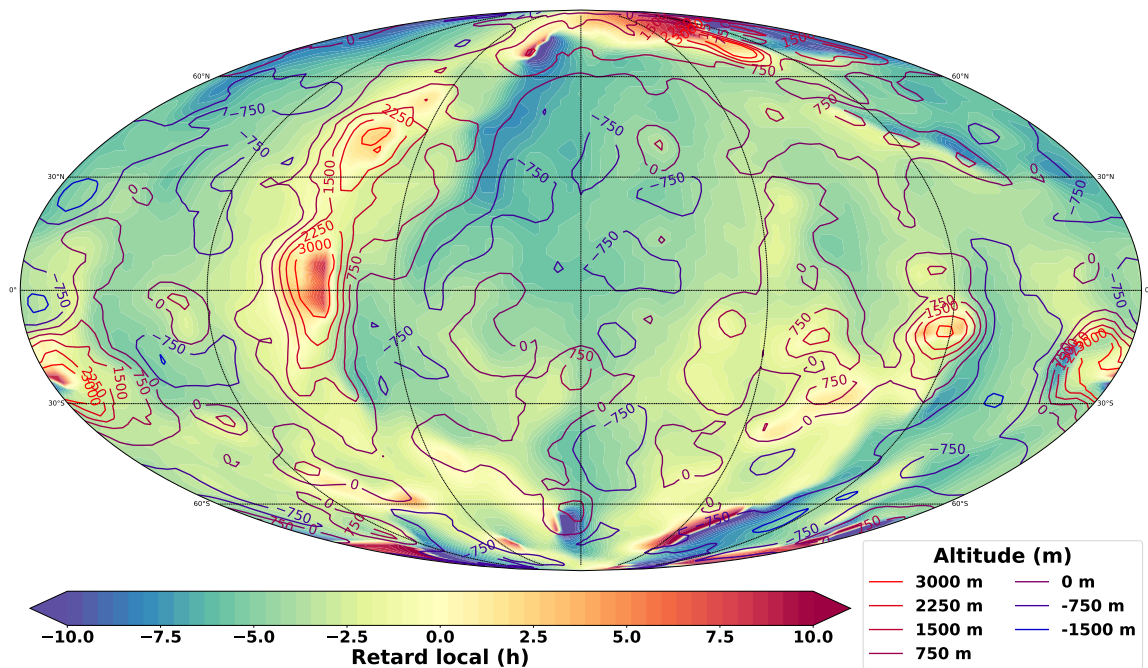


Figure 5.13 – Carte du retard local comparé à la topographie sous-jacente. L'échelle de couleur représente la valeur du retard en heure. Les contours représentent les courbes de niveau. Simulation pour  $\alpha_{lat} = 0^\circ$  et  $\alpha_{lon} = 180^\circ$  (H-00-180).

Qu'il s'agisse du retard local ou de l'amplitude de l'anomalie de pression, les simulations atmosphériques mettent en avant un lien avec la topographie. Pour tenter d'expliquer ce lien, il est intéressant d'aborder les variations de pression liées à l'altitude. En effet, la masse atmosphérique est concentrée au niveau des basses couches de l'atmosphère. Au niveau des hautes altitudes, l'atmosphère est plus fine. Cette atmosphère plus fine, même si elle subit pleinement les marées atmosphériques, ne permettrait pas d'avoir des variations de pression comparables à celles à basse altitude, ce qui réduit l'anomalie de pression. De plus, l'atmosphère moins épaisse pourrait être plus rapidement réchauffée par les radiations solaires et donc limiterait le retard local sur les hauteurs.

Le couple de marée n'est pas défini directement par l'anomalie de pression mais par le degré et l'ordre 2 de la décomposition en harmonique sphérique. Cette décomposition diffère de l'anomalie de pression car elle est déterminée en prenant la globalité de l'anomalie de pression en considération. Une nouvelle fois, le degré 2 de l'anomalie de pression se définit par son amplitude et par le retard de marée. Comme la topographie semble directement affecter l'anomalie de pression, autant dans l'amplitude que dans le retard local, l'hypothèse d'un lien entre le degré 2 et la distribution de la topographie peut être avancée.

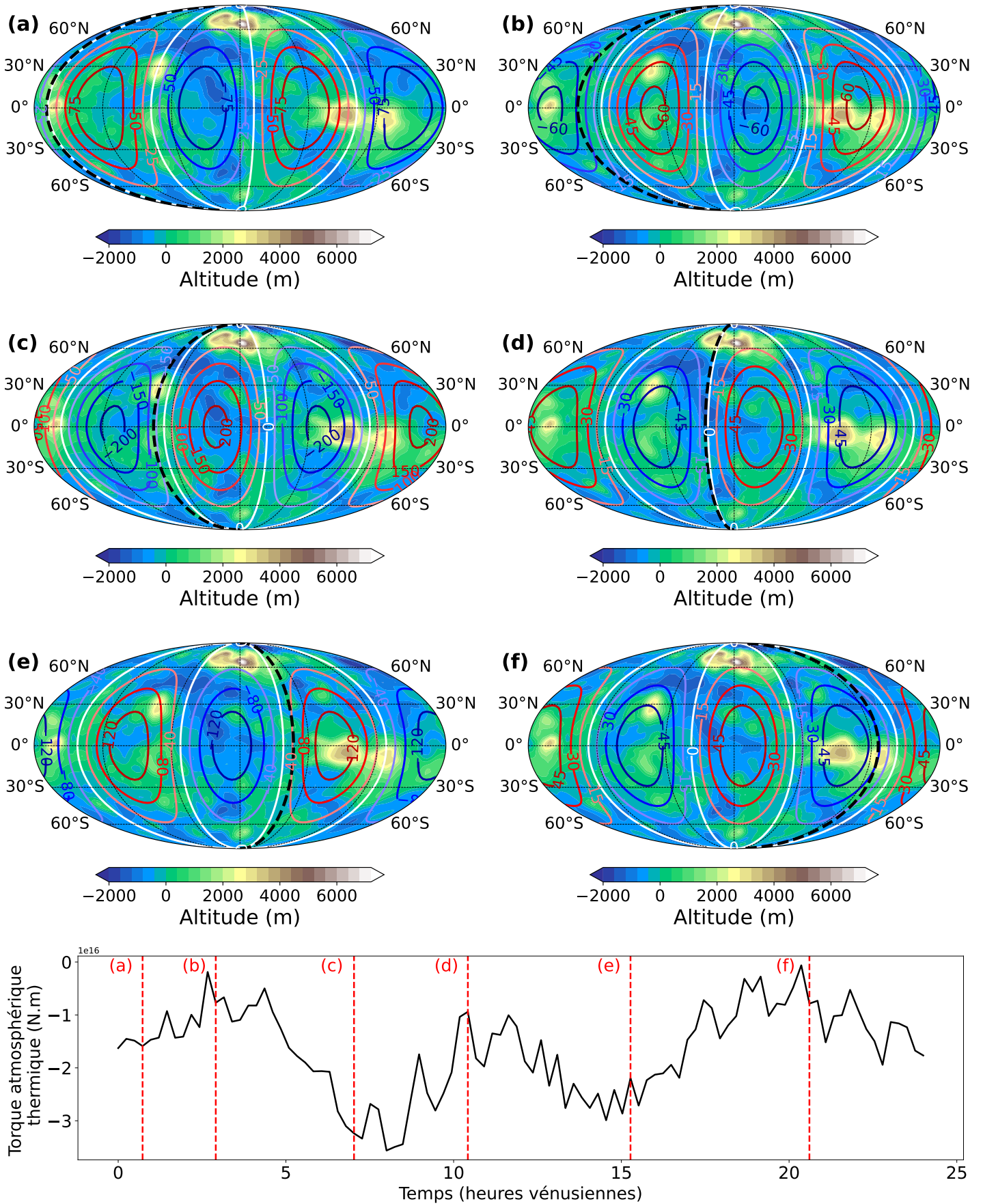
La figure 5.14 présente un exemple d'évolution du champ d'anomalie de pression quadrupolaire (degré 2 et ordre 2) pour la topographie actuelle ainsi que l'évolution du couple de forces de marée résultant au cours d'un cycle diurne. Les six pas de temps représentés sont sélectionnés pour illustrer les variations du couple de marée à travers les minimums et maximums locaux. Cette figure met d'abord en évidence une dépendance du couple de

marée à l'amplitude de l'anomalie de pression quadrupolaire plus importante que l'effet du retard de marée. En effet, l'amplitude du couple de marée suit globalement les variations de l'amplitude de l'anomalie de pression quadrupolaire, tandis que les variations du retard de marée, plus discrètes, n'apparaissent pas significativement dans le signal du couple de marée. Les cartes (b), (d) et (f), associées à des diminutions du couple de marée atmosphérique, montrent ainsi des valeurs d'anomalie de pression quadrupolaire atteignant seulement -80 Pa, tandis que les cartes (a), (c) et (e), associées à des augmentations du couple, affichent des valeurs d'anomalie pouvant dépasser -200 Pa. En dehors de cette observation, le lien entre la topographie et le couple de marée reste difficile à percevoir. En effet, les variations de la topographie dans ces simulations sont trop précises et complexes par rapport au caractère global du couple de marée, empêchant de montrer clairement un lien entre les deux.

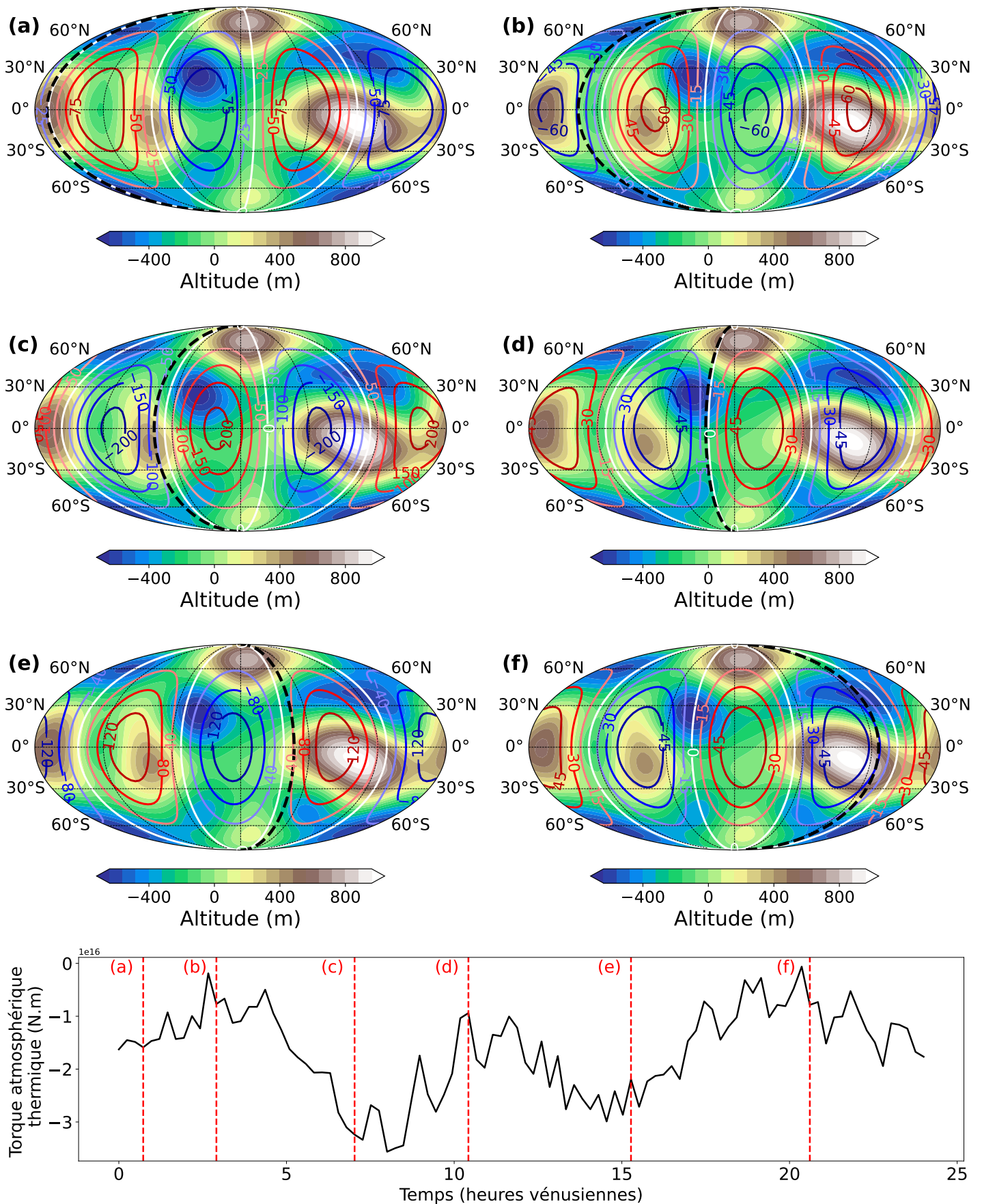
Pour palier cette limite, la topographie est décomposée en harmoniques sphériques afin de ne garder que les 5 premiers degrés et de se concentrer uniquement sur les variations à grande échelle. Les figures 5.15, 5.16 et 5.17 reprennent la structure de la figure 5.14 pour trois topographies différentes mais en ne représentant que les 5 premiers degrés de la topographie. Cette fois-ci, la simplification de la topographie permet de mettre en lumière le lien entre la topographie et l'amplitude de l'anomalie de pression quadrupolaire et donc avec le couple de forces de marée. En effet, en se concentrant sur l'anomalie de pression négative qui suit le point sub-solaire (i.e. à l'ouest de celui-ci), l'amplitude de l'anomalie de pression quadrupolaire est réduite lorsque l'anomalie négative se trouve au-dessus de régions de haute altitude. A l'inverse, elle augmente quand l'anomalie négative se trouve dans des régions de basse altitude. Ce signal se retrouve directement dans les variations du couple de marée. En effet, pour la simulation avec la topographie actuelle (Figure 5.15), les variations à grande échelle de la topographie montrent trois points culminants principaux. Le couple de forces qui en résulte montre quant à lui, trois maximums locaux<sup>3</sup> reliés à chaque point culminant. De la même manière, les simulations des figures 5.16 et 5.17 montrent respectivement un et trois points culminants principaux qui se retrouvent dans le signal du couple de marée au cours de la journée. Cette observation corrobore les conclusions faites pour l'anomalie de pression locale en affichant une diminution de l'amplitude de l'anomalie de pression lorsque l'altitude de la surface est plus élevée. Ainsi, la topographie influe bien directement sur l'anomalie de pression créée par les marées thermiques et donc sur le couple de marée. La simplification de la topographie révèle également un lien entre les variations à grande échelle de la topographie et le retard de marée, même si ce lien n'apparaît pas dans le signal du couple de marée. En effet, à l'approche d'une haute topographie, l'anomalie de pression prend du retard par rapport au point subsolaire, comme si la propagation de l'effet de marée thermique était gênée par la présence de la topographie. Lorsque l'anomalie de pression dépasse le haut topographique, le retard de marée diminue pour revenir à son état d'origine. Si cette observation est difficile à voir sur les figures 5.15, 5.16 et 5.17, elle apparaît beaucoup plus clairement en observant l'évolution complète de l'anomalie de pression au cours d'une journée solaire (Vidéos : <https://uncloud.univ-nantes.fr/index.php/s/aKRDoba6cdERE24>).

---

3. Le couple de marée atmosphérique étant négatif, un minimum désigne un couple important tandis qu'un maximum correspond à une valeur du couple se rapprochant de 0.



**Figure 5.14** – Simulation H-90-000,  $\alpha_{lat} = 90^\circ$  et  $\alpha_{lon} = 0^\circ$  : (a-f) Cartes comparatives entre la topographie et l’anomalie de pression quadrupolaire à différents instant de la journée. La topographie est représentée par le fond coloré, tandis que l’anomalie de pression est indiquée par les contours rouges (positifs) et bleus (négatifs). (En bas) Couple de marée atmosphérique en fonction du temps. Les lignes rouges pointillées indiquent les différents instant représentés sur les cartes.



**Figure 5.15** - Simulation H-90-000,  $\alpha_{lat} = 90^\circ$  et  $\alpha_{lon} = 0^\circ$  : (a-f) Cartes comparatives entre la topographie reconstruite à partir des 5 premiers degrés de la décomposition en harmoniques sphériques et l'anomalie de pression quadrupolaire à différents instant de la journée. La topographie est représentée par le fond coloré, tandis que l'anomalie de pression est indiquée par les contours rouges (positifs) et bleus (négatifs). (En bas) Couple de marée atmosphérique en fonction du temps. Les lignes rouges pointillées indiquent les différents instant représentés sur les cartes.

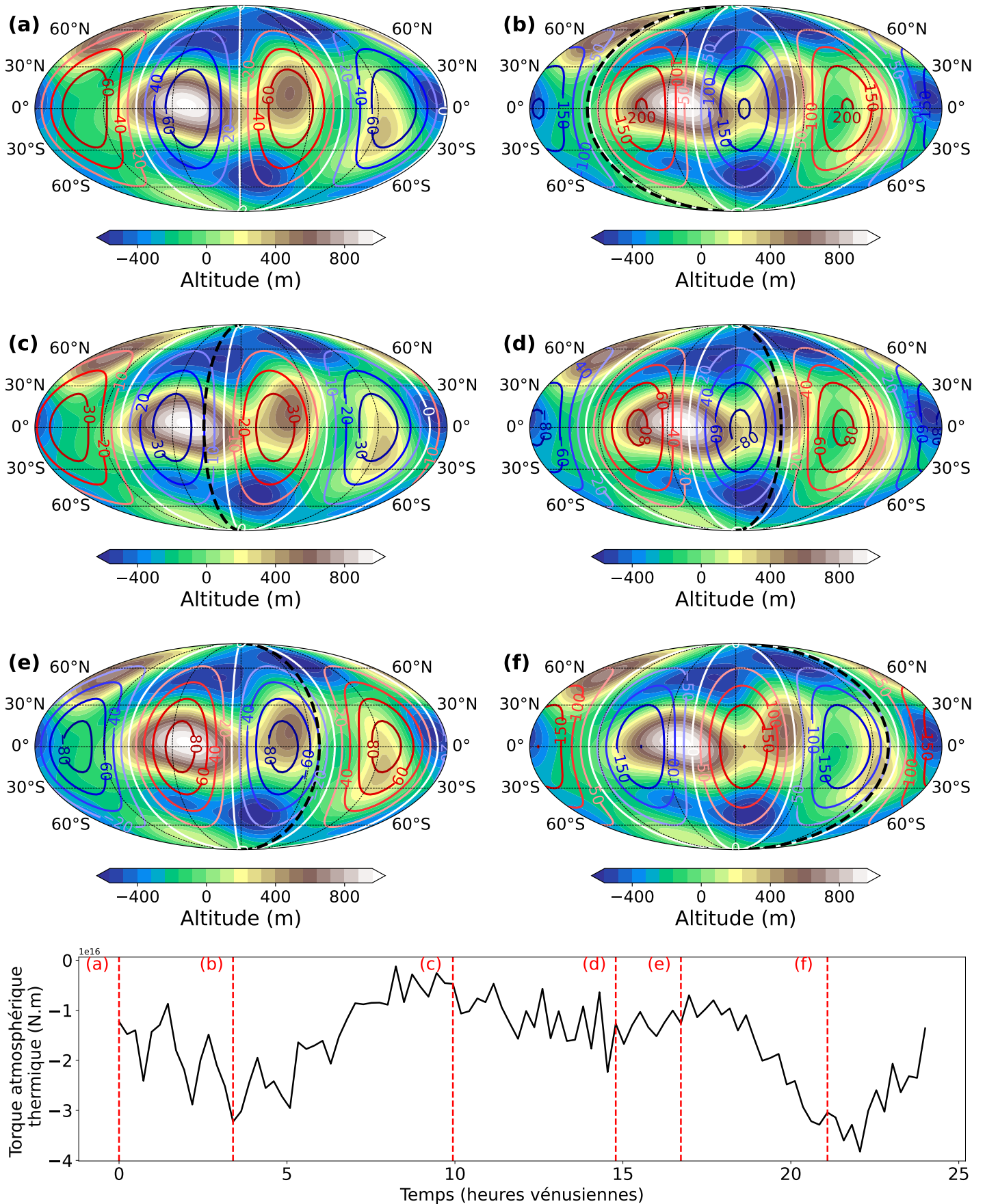


Figure 5.16 - Simulation H-75-150,  $\alpha_{lat} = 75^\circ$  et  $\alpha_{lon} = 150^\circ$  : (a-f) Cartes comparatives entre la topographie reconstruite à partir des 5 premiers degrés de la décomposition en harmoniques sphériques et l'anomalie de pression quadrupolaire à différents instant de la journée. La topographie est représentée par le fond coloré, tandis que l'anomalie de pression est indiquée par les contours rouges (positifs) et bleus (négatifs). (En bas) Couple de marée atmosphérique en fonction du temps. Les lignes rouges pointillées indiquent les différents instant représentés sur les cartes.

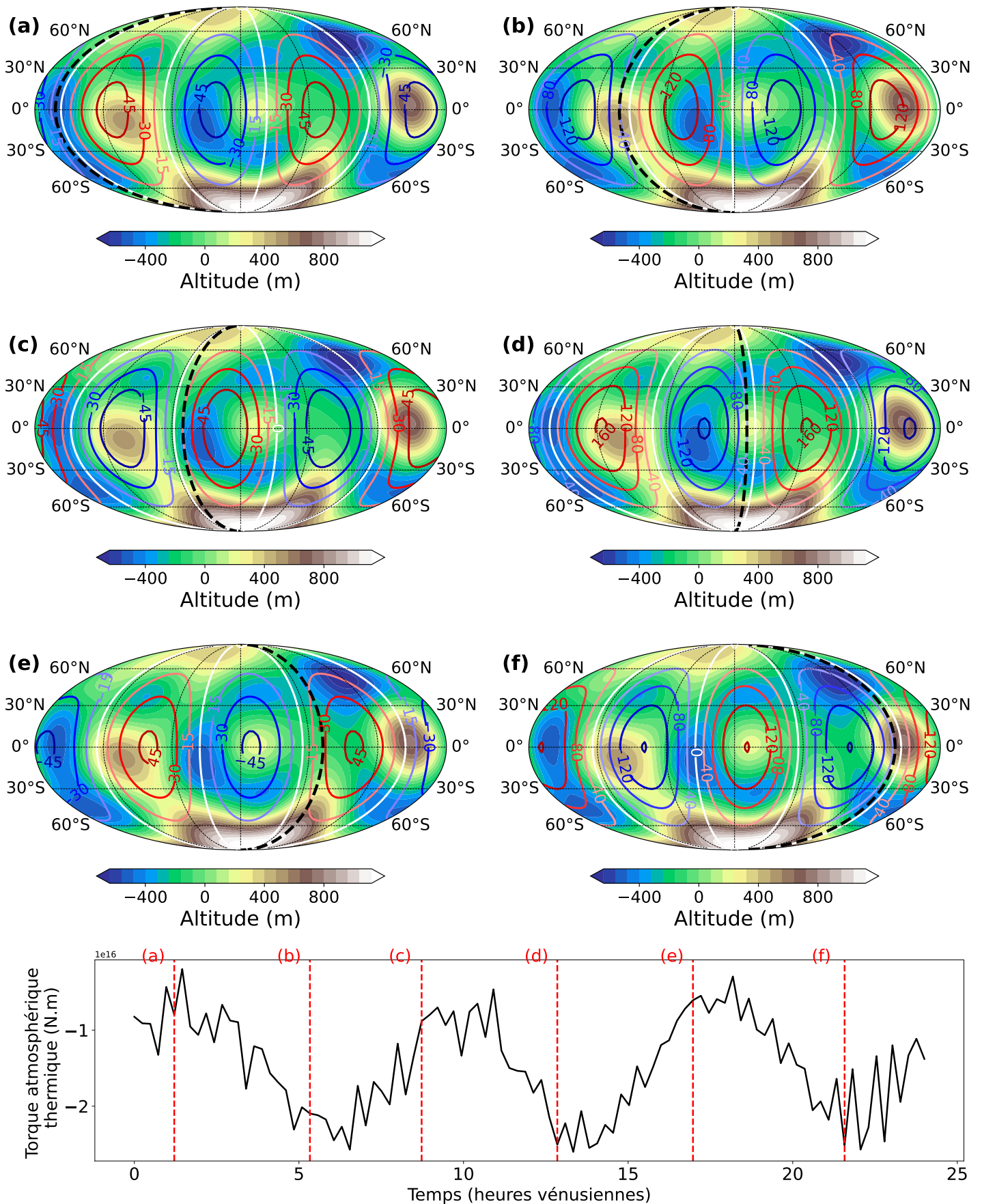


Figure 5.17 - Simulation H-00-300,  $\alpha_{lat} = 0^\circ$  et  $\alpha_{lon} = 300^\circ$  : (a-f) Cartes comparatives entre la topographie reconstruite à partir des 5 premiers degrés de la décomposition en harmoniques sphériques et l'anomalie de pression quadrupolaire à différents instant de la journée. La topographie est représentée par le fond coloré, tandis que l'anomalie de pression est indiquée par les contours rouges (positifs) et bleus (négatifs). (En bas) Couple de marée atmosphérique en fonction du temps. Les lignes rouges pointillées indiquent les différents instant représentés sur les cartes.

### 5.3. EFFET DE LA ROTATION SUR LE COUPLE DE MARÉE THERMIQUE

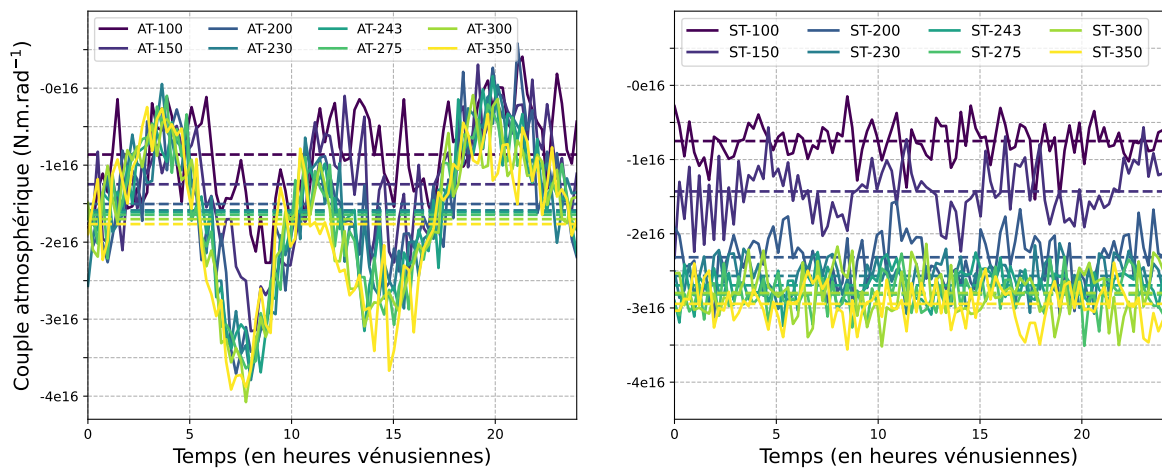


Figure 5.18 – Couple de marée atmosphérique au cours d’une journée vénusienne pour différentes périodes de rotations. (a) Simulations avec la topographie actuelle de Vénus. (b) Simulations sans topographie. Les lignes pointillées représentent les couples moyens.

## 5.3 Effet de la rotation sur le couple de marée thermique

L'évolution de la rotation de Vénus jusqu'à aujourd'hui a partiellement été contrôlée par l'effet de la marée atmosphérique. Il est donc essentiel, pour comprendre le passé de la rotation de Vénus, d'étudier les variations du couple de marée thermique au cours de cette évolution. Cette section a ainsi pour objectif d'explorer la dépendance du couple de marée thermique à la période de rotation. L'idée ici est de réactualiser les études de [Leconte et al. \(2015\)](#) et [Auclair-Desrotour et al. \(2019\)](#) qui, à partir de simulations réalisées avec une ancienne version du LMDZ-GCM générique et du LMDZ-GCM vénusien (section 5.1.1), ont dérivé une expression permettant de relier le couple de marée à la période de rotation.

Pour huit différentes périodes de rotation (Tableau 5.2), le coefficient d'anomalie de pression  $\bar{p}_2^2$ , ainsi que le couple de forces associé, sont calculés d'après la méthode décrite dans la section 3.5.2 et en considérant un cycle moyen représentatif des 10 derniers cycles simulés. La figure 5.18 présente ces différents couples de forces pour des simulations avec et sans topographie. Dans les deux cas, l'amplitude moyenne du couple de marée thermique devient plus importante à mesure que la rotation ralentit. En effet, une période de rotation plus longue permet de réchauffer un point de l'atmosphère plus longtemps et de créer des anomalies de pression de plus grande amplitude. A l'inverse, le couple de forces se rapproche de 0 quand la période de rotation de la planète diminue. Ce changement d'amplitude n'étant pas linéaire, il est plus important entre une période de rotation de 100 jours et une période de 150 jours qu'entre une période de 300 jours et une période de 350 jours. Pour les simulations avec topographie, les variations du couple de forces au cours d'une journée conservent la même forme générale quelque soit la période de rotation. Elles montrent ainsi toujours les mêmes maximums et minimums locaux durant un cycle. En revanche, les cas sans topographie affichent des variations différentes selon les simulations.

Tableau 5.3 – Valeurs numériques de  $q_0$  et de  $\omega_0$  d'après [Leconte et al. \(2015\)](#) et dérivées des simulations V-GCM.

<b>Simulations (<a href="#">Leconte et al., 2015</a>)</b>	F (W.m <sup>-2</sup> )	$p_s$ (bar)	$q_0$ (Pa)	$\omega_0$ (s <sup>-1</sup> )
Vénus	2610	92	201	$3.77 \times 10^{-7}$
Zone habitable interne	1366	1	1180	$2.30 \times 10^{-6}$
Zone habitable interne	1366	10	4050	$1.46 \times 10^{-6}$
<b>Simulations (Cette étude)</b>		$p_s$ (bar)	$q_0$ (Pa)	$\omega_0$ (s <sup>-1</sup> )
Vénus		92	1190	$1.41 \times 10^{-7}$

Dans leur étude, [Leconte et al. \(2015\)](#) définissent une relation entre l'amplitude moyenne du terme quadrupolaire complexe du champ de pression  $\tilde{q}_a$  et la période de rotation telle que

$$\tilde{q}_a = -\frac{q_0}{1 + i\sigma/\omega_0}, \quad (5.3)$$

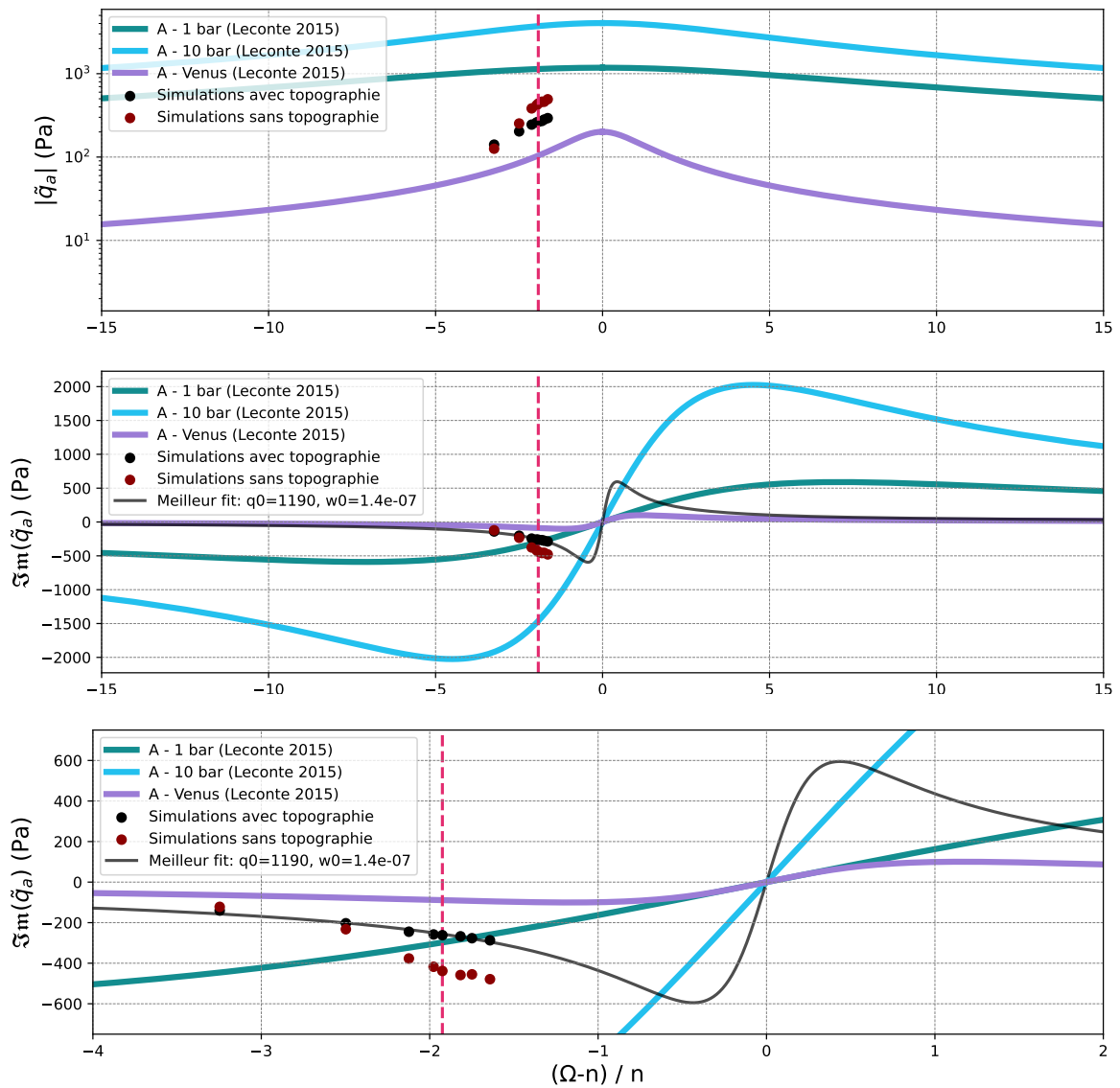
où  $\sigma$  désigne la fréquence de marée,  $\omega_0$  correspond à l'inverse de l'échelle de temps nécessaire au système pour atteindre l'équilibre thermique, et  $q_0$  donne l'amplitude du terme quadrupolaire du champ de pression quand la fréquence de forçage est nulle. Selon les atmosphères étudiées, les coefficients  $\omega_0$  et  $q_0$  varient. Les différents coefficients proposés par [Leconte et al. \(2015\)](#) pour une atmosphère de 1 bar, 10 bars et une atmosphère vénusienne sont donnés dans le tableau 5.3. Lorsque la topographie est prise en compte, l'anomalie de pression prend la place de la pression, permettant d'isoler les variations temporelles du champ de pression. Le terme  $\tilde{q}_a$  est alors réécrit à partir du coefficient  $p_2^2$  tel que

$$\tilde{q}_a = \tilde{p}_2^2 e^{2i\phi_s}, \quad (5.4)$$

avec  $\phi_s$  correspondant à la longitude du point sub-solaire.

Pour chaque simulation V-GCM avec et sans la topographie actuelle de Vénus, la valeur de  $\tilde{q}_a$  est déterminée à partir du coefficient d'anomalie de pression. Les composantes réelle et imaginaire de  $\tilde{q}_a$  sont reportées sur la figure 5.19. Par comparaison, la fonction 5.3 est représentée pour trois couples de valeurs  $\omega_0 - q_0$  donnés par [Leconte et al. \(2015\)](#) et correspondant à une atmosphère type Terre (1 bar), une atmosphère de 10 bars et une atmosphère type Vénus. Comme la section 5.2.1 l'a montré pour la rotation actuelle, les valeurs de  $\tilde{q}_a$  obtenues par [Leconte et al. \(2015\)](#) et retrouvées par ([Auclair-Desrotour et al., 2019](#)) apparaissent systématiquement sous estimés par rapport à celle issues des simulations réalisées avec une version plus récente du V-GCM, avec et sans topographie. Afin de représenter mathématiquement ce comportement, les paramètres  $\omega_0$  et  $q_0$  ont été déterminés afin d'ajuster la relation 5.3 avec les résultats des simulations avec topographie. Ces valeurs sont reportées dans le tableau 5.3. Comparée aux valeurs proposées par [Leconte et al. \(2015\)](#) pour Vénus, la valeur de  $q_0$  se rapproche de la valeur type Terre, tandis que  $\omega_0$  est plus faible que le cas type Vénus. Les simulations et la relation ajustée suivent la même tendance que la fonction 5.3. En partant d'une période de rotation plus courte que la période de révolution,  $\tilde{q}_a$  augmente ainsi à mesure que la rotation ralentit, puis décroît jusqu'à devenir nulle lorsque la rotation devient synchrone. En effet, lorsque la

### 5.3. EFFET DE LA ROTATION SUR LE COUPLE DE MARÉE THERMIQUE



**Figure 5.19** – Dépendance en fréquence du terme quadrupolaire complexe du champ de pression  $\tilde{q}_a$  avec  $\Omega$ , la fréquence de rotation, et  $n$ , la fréquence orbitale moyenne. (a) Partie réelle de  $\tilde{q}_a$ . (b) Partie imaginaire de  $\tilde{q}_a$ . (c) Partie imaginaire de  $\tilde{q}_a$  recadrée sur les données de cette étude. Ces dernières sont représentées par des points noirs (simulations avec topographie) et rouges (simulations sans topographie). La ligne noire représente le meilleur ajustement pour la relation entre le couple de marée et la fréquence de forçage. Les lignes colorées représentent la fonction  $\tilde{q}_a$  définie par [Leconte et al. \(2015\)](#) pour une atmosphère de 1 bar, 10 bar et une atmosphère vénusienne. La ligne rose pointillée indique la fréquence de forçage actuelle de Vénus.

rotation ralentit, la fréquence de marée diminue ce qui renforce la dichotomie de la température entre la face diurne et la face nocturne. Lorsque la rotation devient trop lente, l'atmosphère a le temps de se rééquilibrer à mesure que l'effet des marées thermiques se propage. Pour une rotation synchrone, la fréquence de marée est nulle et une convection stable de l'atmosphère se met en place entre le côté jour et le côté nuit. Bien que la forme

générale de la courbe reste similaire aux études précédentes (Leconte et al., 2015; Auclair-Desrotour et al., 2019), les simulations récentes donnent des valeurs maximales de  $\tilde{q}_a$  plus élevées que celles proposées par Leconte et al. (2015) pour Vénus, rejoignant plutôt leur estimation pour la Terre (1 bar), mais pour des vitesses de rotation plus éloignées de la synchronisation ( $\Omega = n$ ).

## 5.4 Conclusion

Ce chapitre explore l'effet de deux facteurs influençant les marées atmosphériques thermiques : la topographie et la période de rotation. Pour cela, une série de simulations 3D de dynamique atmosphérique a été réalisée à l'aide du V-GCM pour différentes configurations topographiques et différentes périodes de rotation. La convergence de ces simulations a été vérifiée afin de sélectionner les simulations les plus fiables.

Les simulations ont premièrement révélé une influence claire de la topographie sur l'amplitude de l'anomalie de pression locale. En effet, l'atmosphère est moins épaisse et moins dense au niveau des régions de haute altitude. La masse d'atmosphère mise en déplacement par les marées thermiques est donc moins importante que dans les zones de basse altitude, réduisant alors l'amplitude des effets de marée. De plus, le retard local semble lui aussi dépendre de la topographie, même si le lien entre les deux est moins évident. A l'approche d'un haut topographique, le retard augmente ainsi jusqu'à ce que l'anomalie de pression dépasse la topographie, faisant revenir le retard à la normale. Passer d'une échelle locale à une échelle plus globale, représentée par le couple de marée, se fait par le biais de l'anomalie de pression quadrupolaire. A l'instar de l'anomalie locale, cette dernière affiche une sensibilité à la topographie et plus particulièrement aux variations d'altitude à grande échelle. Une nouvelle fois, la présence de points culminants réduit l'amplitude de l'anomalie quadrupolaire. Cette atténuation de l'amplitude se répercute directement sur le couple de forces de marée atmosphérique thermique tandis que les variations du retard de marée thermique ne l'affectent pas de manière visible. Ce premier résultat est essentiel dans la compréhension de l'évolution de la rotation de Vénus car il met en évidence la dépendance de la rotation aux variations de la topographie. Il ouvre ainsi la porte à des études plus complètes prenant en compte le temps caractéristique des variations de topographie et donc les changements de rotation associés aux variations du couple de marée atmosphérique.

Dans un second temps, l'influence de la période de rotation a été testée en utilisant le V-GCM incluant la topographie actuelle de Vénus. Les résultats ont ensuite été comparés aux résultats de Leconte et al. (2015) et (Auclair-Desrotour et al., 2019) qui se basent sur des simulations réalisées sans topographie et avec une ancienne version du V-GCM. L'analyse de ces simulations corrobore la dépendance du couple de marée atmosphérique à la période de rotation telle qu'elle est proposée par Leconte et al. (2015). En partant d'une rotation rapide, le ralentissement de la rotation de la planète augmente les effets de marée atmosphérique à cause de l'allongement de la durée du jour solaire. Cependant, lorsque la rotation devient trop lente, se rapprochant d'une rotation synchrone, l'anomalie de pression créée par les marées thermiques diminue, réduisant alors l'amplitude du couple de

## 5.4. CONCLUSION

---

marée. Les simulations de cette étude révèlent également une sous-estimation du couple de marée dans les anciennes simulations qui nécessite d'ajuster la relation entre le couple de marée et la fréquence de forçage donnée par [Leconte et al. \(2015\)](#) et reproduite par [Auclair-Desrotour et al. \(2019\)](#). Cette sous-estimation apparaît à la fois par comparaison avec les simulations avec topographies mais également avec les simulations sans, soulignant l'effet de la topographie mais également de la version du modèle. La caractérisation précises des différences entre les deux versions permettrait de mettre en évidence les paramètres qui ont joué sur l'estimation des marées atmosphériques et de vérifier si les résultats présentés dans ce travail dépendent de changements majeurs du V-GCM ou de petites variations du modèle qui pourraient encore être modifiées dans le futur.

Si ce chapitre montre des résultats prometteurs, l'enrichissement du catalogue de simulations permettrait de préciser les résultats, à la fois concernant l'effet de la rotation mais également le comportement des marées atmosphériques en fonction de la période de rotation. En effet, les répercussions de la topographie sur le couple de marée restent floues, notamment pour le retard de marée, brouillées par la complexité du relief. Des simulations plus simples, arborant un relief unique à la surface, ou encore des variations de topographie régulières, permettraient de mettre en lumière plus simplement le lien entre la topographie et le couple de marée. De plus, il serait important de mettre en évidence d'autres formes de variations de la topographie, comme la création d'un nouveau relief volcanique par exemple. Concernant l'effet de la rotation sur les marées, même si la loi proposée par [Leconte et al. \(2015\)](#) décrit bien, en l'ajustant, les variations du couple de marée montrées par les simulations, la réalisation de simulations pour des vitesses de rotation plus lentes ou plus rapides permettrait de mieux ajuster la loi reliant le couple de forces à la période de forçage, lesquelles n'ont pas encore pu être réalisées par manque de temps. Elles permettraient notamment de bien définir la vitesse de rotation pour laquelle le couple de marée est maximal. De plus, l'ensemble des simulations réalisées jusqu'ici souffrent d'un manque de temps de calcul pour être parfaitement convergées. Il serait essentiel d'effectuer ces simulations sur une plus grande durée afin de supprimer tous les effets associés à une dynamique atmosphérique non convergée, notamment pour les simulations à basses résolutions (40x40). En plus de ces simulations additionnelles, des simulations avec d'autres modèles de climats seraient intéressantes à étudier. En effet, même si les différents modèles d'atmosphère permettent de reproduire les dynamiques majeures observées sur Vénus, les résultats peuvent différer pour certaines variables ([Scarica et al., 2019](#)). Afin de valider l'estimation du couple de marée thermique, il serait intéressant de comparer les résultats du V-GCM avec d'autres modèles comme le modèle AVES Venus GCM ([Ando et al., 2016](#)).

En conclusion, ce chapitre souligne l'importance cruciale de bien caractériser les facteurs qui modifient l'effet des marées atmosphériques. En particulier, ce travail montre l'importance de la topographie sur les marées atmosphériques et sur la rotation, s'ajoutant aux autres facteurs décrits dans de précédentes études ([Leconte et al., 2015](#); [Auclair-Desrotour et al., 2019](#)) comme la période de rotation, le rayon de l'orbite et les caractéristiques intrinsèques à l'atmosphère (pression, composition et structure thermique). La prise en considération de ces différents effets peuvent se révéler non négligeables lorsque la question de la rotation de Vénus est adressée. En effet, les marées atmosphériques sont essentielles pour comprendre l'évolution passée de Vénus ([Dobrovolskis and Ingersoll, 1980](#);

[Correia and Laskar, 2001](#)) et nécessitent d'être modélisées avec précision. Ces résultats sont également importants pour les travaux abordant le futur de la rotation de Vénus. C'est par exemple le cas pour l'étude de [Revol et al. \(2023\)](#) qui prédit une évolution de la rotation actuelle associée aux variations de l'énergie solaire reçue et aux conséquences sur les marées atmosphériques à partir des relations proposées par [Leconte et al. \(2015\)](#). L'inclusion de la topographie dans les simulations et de la relation entre couple de marée et vitesse de rotation, mise à jour dans ce chapitre, pourrait modifier significativement les résultats. Enfin, ce travail s'étend à l'étude des autres corps du système solaire et des exoplanètes en soulignant l'importance de la topographie (malheureusement inconnue dans les cas des exoplanètes) sur les marées atmosphériques et les erreurs associées lorsqu'elle n'est pas considérée dans les simulations.

## 5.4. CONCLUSION

---

# Chapitre 6

## Conclusions et Perspectives

### 6.1 Conclusions

A travers l'étude des différents effets de marée en action sur Vénus, les travaux présentés dans cette thèse proposent une nouvelle méthode d'estimation de la viscosité du manteau à partir de son équilibre rotationnel et mettent en lumière le rôle essentiel joué par la topographie sur les marées atmosphériques.

La faible précision des observations (e.g. champ de gravité, moment d'inertie, nombres de Love) et le manque de contraintes géophysiques similaires à celles utilisées pour estimer la viscosité terrestre, limitent l'accès à la viscosité de Vénus. Pour dépasser cette limite, cette thèse propose une nouvelle méthode se servant de la rotation de Vénus comme témoin des propriétés physiques de l'intérieur. A partir de l'hypothèse d'une rotation à l'équilibre, la viscosité du manteau inférieur est estimée entre  $2 \times 10^{20}$  Pa.s et  $6 \times 10^{21}$  Pa.s en fonction des paramètres rhéologiques, de la composition et du profil de viscosité considérés. Par ailleurs, quelque soit le profil de viscosité, la viscosité moyenne sur l'ensemble du manteau converge vers une valeur inférieure d'environ un ordre de grandeur à celle de la Terre. D'autres études corroborent cette conclusion en proposant une viscosité plus faible que celle de la Terre à cause d'une convection interne moins efficace sur Vénus (Rolf et al., 2018; Steinberger et al., 2010). De plus, l'étude de la topographie dynamique dans la région de Baltis Vallis (McGregor et al., 2025) donne une estimation de la viscosité similaire à celle obtenue dans cette thèse.

L'estimation de la viscosité actuelle de Vénus est utilisée dans un second temps afin d'investiguer l'évolution passée de la rotation. En considérant une évolution simplifiée de la température et de la viscosité, cette étude montre l'impossibilité d'expliquer un ralentissement de la rotation à partir d'une période de rotation initiale inférieure à 24 heures. Là où la présence d'une couche partiellement fondue augmente le ralentissement sans réussir à faire ralentir suffisamment la planète, l'existence d'un océan global durant les premières centaines de millions d'années permet de faire ralentir Vénus et d'expliquer sa rotation actuelle. Cependant, la présence d'un tel océan est encore très débattue (Turbet et al., 2021; Miyazaki and Korenaga, 2022; Constantinou et al., 2024) et d'autres phénomènes, comme un impact géant, pourraient être privilégiés (Bussmann et al., 2025).

## 6.1. CONCLUSIONS

---

Enfin, cette thèse explore, le temps d'un chapitre, l'effet de la topographie et de la période de rotation sur les marées atmosphériques thermiques et le couple de forces qui en découle. Premièrement, ce travail met en lumière l'effet de la topographie sur l'intensité du couple de forces et sur ses variations au cours d'un cycle. En effet, la présence de hauts reliefs réduit l'amplitude du couple de marée lorsque l'anomalie de pression négative passe au dessus. A l'inverse, les basses altitudes favorisent un couple de marée plus important. La dépendance des marées thermiques à la vitesse de rotation, et plus précisément à la période de forçage, montre quant à elle un comportement du couple de forces similaire à celui proposé par [Leconte et al. \(2015\)](#) et reproduit par [Auclair-Desrotour et al. \(2019\)](#). Cependant, l'utilisation de simulations plus récentes et la prise en compte de la topographie dans le V-GCM introduisent des différences par rapport aux études précédentes. Ces nouvelles estimations permettent donc de réajuster la relation entre période de rotation et couple de marée thermique.

Les travaux présentés dans cette thèse s'inscrivent directement au sein des thématiques de recherche pour lesquelles les futures missions spatiales EnVision (ESA), VERITAS (NASA) et DaVinci+ (NASA) ([Helbert et al., 2021](#); [Smrekar et al., 2022](#); [Garvin et al., 2022](#)) ont été sélectionnées. En effet, EnVision et VERITAS ont pour objectif d'étudier l'ensemble de la planète et notamment la structure interne, la rotation et la dynamique atmosphérique. En particulier, l'expérience de radio science d'EnVision possède un objectif double à travers l'expérience de gravité et l'expérience de radio occultation. La première a pour mission de cartographier le champ de gravité sur l'ensemble de la surface à partir de la reconstruction précise de la trajectoire du satellite autour de Vénus. L'orbite de la sonde à faible excentricité, quasi-polaire et à relativement basse altitude (220-525 km) devrait permettre d'améliorer les mesures réalisées par la sonde Magellan en obtenant une mesure du champ de gravité à haute résolution (<200 km) sur l'ensemble de la planète ([Rosenblatt et al., 2021](#)). En plus des variations du champ de gravité permettant d'en apprendre plus sur la lithosphère et la dynamique mantellique, la mesure du nombre de Love de marée  $\tilde{k}_2$  avec une précision estimée à 0.3% (à 1- $\sigma$ , [Rosenblatt et al., 2021](#)) devrait également permettre de sonder l'intérieur de la planète, et notamment l'état et la taille du noyau ([Dumoulin et al., 2017](#)), ainsi que donner des contraintes sur la réponse viscoélastique de son manteau. D'autres paramètres, comme les nombres de Love de charge ou les nombres de Love de marée de degrés supérieurs sont en limite de détectabilité ([Rosenblatt et al., 2024](#)). L'expérience de radio occultation devrait quant à elle permettre de sonder l'atmosphère de Vénus au dessus de 45 km d'altitude afin d'obtenir les profils de température, pression et densité ([Tellmann et al., 2024](#)). Ces observations vont permettre de caractériser plus précisément la dynamique atmosphérique et de mieux contraindre l'effet de marée thermique. Enfin, l'acquisition de données de suivi Doppler, plus précises que les précédentes missions, permettra de mieux décrire la rotation actuelle et ses variations au cours du temps ([Lévesque et al., in review](#)). Le croisement de ces observations avec d'autres données récoltées par les instruments à bord de la sonde, ainsi que par d'autres missions sélectionnées (VERITAS et DaVinci+) permettra d'améliorer encore la compréhension globale de la planète ainsi que son histoire ([Cascioli et al., 2021](#)). L'ensemble de ces observations va permettre de nourrir le travail présenté dans cette thèse en apportant notamment des précisions sur les marées gravitationnelles et thermiques. En effet, la caractérisation précise de la dynamique atmosphérique, de la structure interne et de la dynamique rotationnelle pourrait directement être utilisée afin de déterminer avec encore

plus de précision la viscosité interne de Vénus. Associée à des études sur la viscosité relative (Maia et al., 2023), l'estimation plus précise de la viscosité permettrait d'optimiser les modèles de dynamique interne et d'obtenir des informations sur l'état thermique de Vénus.

## 6.2 Perspectives

Ce travail offre de nombreuses perspectives de recherche dont certaines ont déjà été partiellement explorées au cours de cette thèse, notamment à travers des collaborations internationales avec l'ETH Zurich (Suisse) et l'université Charles de Prague (République Tchèque).

### **Effets de la topographie sur les marées atmosphériques :**

Les simulations atmosphériques présentées dans cette thèse montrent des résultats prometteurs concernant le lien entre la topographie et les variations du couple de forces de marée. Pour aller plus loin, il serait intéressant d'estimer avec plus de précision les variations de la période de rotation associées à des variations réalistes de la topographie en prenant en compte les échelles de temps pour chacun des phénomènes. En particulier, il serait intéressant de regarder les changements de topographie associés à la dynamique interne. Dans cette optique, Cédric Gillmann de l'ETH Zurich a récemment fourni des simulations de la topographie sur environ 1000 Ma obtenues à partir d'un modèle de dynamique interne qui traduit le rééquilibrage des structures à la surface de Vénus. La réalisation de simulations de dynamique atmosphérique, intégrant ces topographies synthétiques, permettrait ainsi d'estimer dans quelle mesure une modification réaliste de la topographie, induite par la dynamique interne, affecte les marées atmosphériques ainsi que la dynamique rotationnelle de Vénus.

### **Couplage noyau-manteau et atmosphère-surface :**

Dans ce travail de thèse, seule l'influence des effets de marée sur la rotation a été considérée. Cependant, d'autres facteurs peuvent également avoir affectés l'évolution rotationnelle de Vénus et sa rotation actuelle. Par exemple, la friction noyau-manteau décrit l'échange de moment angulaire entre un noyau et un manteau de différente viscosité. Ce couplage agit comme une force de rappel, c'est à dire une résistance aux changements de rotation et aurait pu jouer un rôle durant le ralentissement de la rotation de Vénus (Phan, P.-L. and Rambaux, N., 2025). Puisque ce phénomène va à l'encontre des variations de rotation, la considération de ce dernier pour simuler l'évolution initiale de Vénus devrait rendre encore plus ardu le ralentissement de la rotation, renforçant la difficulté d'obtenir la rotation actuelle de Vénus depuis une période de rotation de 24h. La considération de la friction noyau-manteau pourrait être également importante pour une étude plus fine de l'effet d'un impact géant ou d'un océan primordial sur la rotation. Dans la même idée, il serait intéressant de prendre en compte et d'étudier l'effet du couplage entre l'atmosphère et la surface. En effet, ce couplage est généralement supposé total lorsque la question des

marées atmosphériques est adressée, c'est à dire que l'ensemble des variations de la vitesse de rotation de l'atmosphère se retransmet parfaitement à la partie solide (Leconte et al., 2015). Il serait donc pertinent de mener une étude afin de vérifier cette hypothèse et d'intégrer les résultats dans les travaux concernant la rotation de Vénus et plus largement des planètes avec une atmosphère.

### ***Mountain torque et friction torque :***

En plus des effets de marée, Navarro et al. (2018) ont montré l'influence du *mountain torque* et du *friction torque* sur la rotation de Vénus, en particulier sur ses variations au cours d'un jour solaire. Le premier effet correspond à l'interaction entre la topographie et le champ de pression atmosphérique, qui exerce une force non radiale sur la surface et modifie la rotation de la planète. Le *friction torque* décrit, quant à lui, les frottements générés par les vents sur la surface, lesquels influencent également la dynamique rotationnelle. Une perspective intéressante serait d'approfondir l'étude des simulations réalisées à l'aide du V-GCM en calculant ces deux couples de forces pour différentes topographies et d'évaluer dans quelle mesure ils sont modifiés. De plus, cette analyse dépasse le seul cadre de la rotation de Vénus. En effet, ces deux couples de forces présentent également une composante latitudinale qui n'agit pas sur la vitesse de rotation de la planète mais modifie la position des pôles par rapport à l'axe de rotation. Ces deux effets ont commencé à être étudiés plus en détails au cours de cette thèse (voir Annexe D) au travers d'une collaboration avec Vojtěch Patočka de l'université de Prague dont l'objectif est notamment de voir si ces phénomènes permettent d'expliquer l'oscillation de l'axe de rotation par rapport à l'axe de figure. En effet, les observations ont montré une oscillation de  $0.5^\circ$  dont l'origine n'a pas encore été expliquée (Konopliv et al., 1999; Patoka et al., 2024, 2025).

### **Effets de la viscosité sur la dynamique interne**

Les estimations de viscosité présentées dans cette thèse ouvrent également des perspectives importantes pour la compréhension de l'intérieur de Vénus ainsi que de son histoire thermique et tectonique. En effet, la connaissance précise de la viscosité mantellique d'une planète est un paramètre clef pour contraindre son état thermique et mécanique. De plus, puisque la viscosité contrôle directement la vigueur de la convection mantellique des planètes, elle régit en grande partie le régime tectonique qui s'y met en place. Dans le cas de Vénus, Lourenço et al. (2020) ont suggéré un régime de type *plutonic-squishy lid* qui pourrait se mettre en place pour une gamme précise de limites d'élasticité de la lithosphère et d'efficacité d'extrusion des magmas. Si cette gamme de paramètres reste restreinte, Lourenço et al. (2020) ont montré qu'elle était plus large pour une viscosité du manteau plus faible. La prise en compte, au sein de modèles numériques de dynamique interne, d'une viscosité absolue en accord avec une rotation à l'équilibre, associée à des profils de viscosité relatives attendus pour Vénus (Maia et al., 2023), permettrait de simuler avec plus précision la convection du manteau vénusien et de contraindre l'origine de son régime tectonique. En plus de contrôler la convection, la viscosité affecte également les manifestations de la dynamique interne à la surface de la planète, comme les coronae par exemple. Une nouvelle fois, la prise en compte des estimations de viscosité proposées dans cette thèse permettrait de modéliser avec plus de précision les déformations

lithosphériques et les mécanismes associés à une interaction avec le manteau sous-jacent.

### **Effets des variations latérales de densité sur la rotation de Vénus**

Dans cette thèse, la dissipation de marée dans la partie solide de Vénus est estimée à partir d'un modèle en géométrie sphérique qui néglige les variations latérales de densité. Cependant, selon la dynamique interne de la planète, ces variations peuvent ne pas être négligeables et pourraient affecter la déformation de la partie solide par les marées gravitationnelles. En particulier, la présence de panaches mantelliques chauds, et donc moins denses, pourrait accroître la déformation de marée tandis qu'un panache froid la réduirait. Un phénomène similaire a déjà été montré pour le satellite Encelade ([Behouňková et al., 2010](#)) et pourrait affecter le couple de marée gravitationnelle sur Vénus. Si cet effet est significatif, il aurait un effet direct sur la rotation de la planète et sur ses variations au cours d'un cycle, participant aux variations globales de la rotation mesurées dont l'explication reste encore partielle ([Mueller et al., 2012](#); [Margot et al., 2021](#); [Lévesque et al., in review](#)). Afin de mener cette étude, il est nécessaire de recourir à un modèle de dissipation de marée tridimensionnel construit selon une approche spectrale ou une méthode en éléments finis ([Tobie et al., 2025](#)). Si ces modèles permettent de considérer des variations latérales de densité, ils demandent beaucoup de ressources numériques et, de ce fait, négligent généralement la compressibilité des matériaux et des rhéologies simples, de type Maxwell, plutôt que des rhéologies plus complexes comme la rhéologie Andrade. De tels modèles sont déjà utilisés pour modéliser les satellites de glaces ([Behouňková et al., 2010, 2012](#); [Soucek et al., 2016](#); [Behouňková et al., 2021](#)) mais également les corps solides comme la Lune ([Zhong et al., 2012](#)). Plus récemment, [Zhong et al. \(2022\)](#) ont publié le modèle CitcomSVE en open-source, permettant de modéliser les déformations de marée des planètes telluriques à partir d'une méthode en éléments finis 3D et qui pourrait être utilisée pour Vénus.



# Annexes



## Annexe A

# Conditions initiales

Afin de résoudre le système d'équations différentielles, les solutions indépendantes sont intégrées du centre vers la surface. Au centre,  $y_1(0) = 0$ ,  $y_3(0) = 0$  et  $y_5(0) = 0$ . Pour initier l'intégration il est donc nécessaire d'estimer les solutions  $y_i$  entre  $r = 0$  et  $r = dr$ . Pour ce premier pas d'intégration, trois solutions analytiques pour une sphère homogène sont utilisées (Takeuchi and Saito, 1972; Kervazo et al., 2021). Une première solution, valable pour les cas liquides et solides, est donnée par

$$ry_1(r) = \ell r^\ell \quad (\text{A.1})$$

$$r^2 y_2(r) = 2\mu\ell(\ell - 1)r^\ell \quad (\text{A.2})$$

$$ry_3(r) = r^\ell \quad (\text{A.3})$$

$$r^2 y_4(r) = 2\mu(\ell - 1)r^\ell \quad (\text{A.4})$$

$$y_5(r) = (\ell\gamma - \omega^2) r^\ell \quad (\text{A.5})$$

$$ry_6(r) = (2\ell + 1)y_5(r) - 3\ell\gamma r^\ell \quad (\text{A.6})$$

avec

$$\gamma = 4\pi G\rho/3. \quad (\text{A.7})$$

Deux solutions indépendantes additionnelles sont données par

$$ry_1(r) = -\frac{r^{\ell+2}}{\ell + 3} \left[ \frac{1}{2} \ell h \Psi_\ell(x) + f \Phi_{\ell+1}(x) \right] \quad (\text{A.8})$$

$$r^2 y_2(r) = -(\lambda + 2\mu)r^{\ell+2} f \Phi_\ell(x) + \frac{\mu r^{\ell+2}}{2\ell + 3} [-\ell(\ell - 1)h \Psi_\ell(x) + 2[2f + \ell(\ell + 1)]\varphi_{\ell+1}(x)] \quad (\text{A.9})$$

$$ry_3(r) = -\frac{r^{\ell+2}}{2\ell + 3} \left[ \frac{1}{2} h \Psi_\ell(x) - \Phi_{\ell+1}(x) \right] \quad (\text{A.10})$$

$$r^2 y_4(r) = \mu r^{\ell+2} \left\{ \Phi_\ell(x) - \frac{1}{2\ell + 3} [(\ell - 1)h \Psi_\ell(x) + 2(f + 1)\Phi_{\ell+1}(x)] \right\} \quad (\text{A.11})$$

$$y_5(r) = r^{\ell+2} \left[ \frac{\alpha^2 f - (\ell + 1)\beta^2}{r^2} - \frac{3\gamma f}{2(2\ell + 3)} \Psi_\ell(x) \right] \quad (\text{A.12})$$

$$ry_6(r) = (2\ell + 1)y_5 + \frac{3\ell\gamma h r^{\ell+2}}{2(2\ell + 3)} \Psi_\ell(x) \quad (\text{A.13})$$

où  $\mu$  et  $\lambda$  sont les paramètres de Lamé (avec  $\mu$  le module de cisaillement et  $\lambda = K - 2/3\mu$ ,  $K$  étant le module d'incompressibilité),  $x$  correspond à  $k \times r$ , et  $\alpha$  et  $\beta$  sont les vitesses des ondes de cisaillement et de compression telles que

$$\alpha = \sqrt{\mu/\rho} \quad (\text{A.14})$$

$$\beta = \sqrt{\left(K + \frac{4}{3}\mu\right)/\rho} \quad (\text{A.15})$$

et

$$k^2 = \frac{1}{2} \left\{ \frac{\omega^2 + 4\gamma}{\alpha^2} + \frac{\omega^2}{\beta^2} \pm \left[ \left( \frac{\omega^2}{\beta^2} - \frac{\omega^2 + 4\gamma}{\alpha^2} \right)^2 + \frac{4\ell(\ell+1)\gamma^2}{\alpha^2\beta^2} \right]^{1/2} \right\} \quad (\text{A.16})$$

$$f = \frac{\beta^2}{\gamma} \left( k^2 - \frac{\omega^2}{\beta^2} \right), h = f - (\ell + 1) \quad (\text{A.17})$$

$$\Phi_\ell(x) = \frac{(2\ell+1)!!}{x^\ell} j_\ell(x) = 1 - \frac{x^2}{2(2\ell+3) \times 1} + \frac{x^4}{2^2(2\ell+3)(2\ell+5) \times 2} - \dots \quad (\text{A.18})$$

$$\Psi_\ell(x) = \frac{2(2\ell+3)}{x^2} [1 - \Phi_\ell(x)]. \quad (\text{A.19})$$

Pour une couche liquide, ( $\mu = 0$ ), une de ces deux solutions disparaît.  $k^2$  et  $f$  peuvent ainsi être reformulés tels que :

$$k^2 = \left[ \omega^2 + 4\gamma - \frac{\ell(\ell+1)\gamma^2}{\omega^2} \right] / \alpha^2 \quad (\text{A.20})$$

$$f = -\omega^2/\gamma, \quad h = f - (\ell + 1) \quad (\text{A.21})$$

Pour la solution statique dans un couche liquide (Saito, 1974; Kervazo et al., 2021), la solution se limite à

$$y_5(r) = r^\ell, \quad ry_7 = 2(\ell - 1)r^\ell \quad (\text{A.22})$$

## Annexe B

# Couple de forces atmosphérique

Le potentiel de gravité créé par l'atmosphère à un point A de l'espace,  $U_a$ , est défini par [Leconte et al. \(2015\)](#) tel que

$$U_a = -\frac{GR_p}{g} \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{m=-\ell}^{\ell} \frac{4\pi}{2\ell+1} \left(\frac{R_p}{r_A}\right)^{\ell+1} \tilde{p}_\ell^m \tilde{Y}_\ell^m(\theta, \phi), \quad (\text{B.1})$$

avec  $\ell$  et  $m$  représentant le degré et l'ordre des harmoniques sphériques et  $\tilde{Y}_\ell^m$  correspondant aux harmoniques sphériques définies avec la normalisation

$$\tilde{Y}_\ell^m(\theta, \phi) = (-1)^m \sqrt{\frac{2\ell+1}{4\pi} \frac{(\ell-m)!}{(\ell+m)!}} (1-\cos\theta^2)^{m/2} \frac{d^m}{dx^m} P_\ell(\cos\theta) e^{im\phi}, \quad (\text{B.2})$$

où  $P_\ell(\cos\theta)$  réfère aux polynômes de Legendre et  $\tilde{p}_\ell^m$  aux coefficients complexes de l'anomalie de pression définis tels que

$$\tilde{p}_\ell^m = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} p_s(\theta, \phi) \tilde{Y}_\ell^{m*} \sin(\theta) d\theta d\phi. \quad (\text{B.3})$$

Cette première expression peut être transformée afin de s'affranchir des ordres négatifs des harmoniques sphériques et obtenir

$$U_a = -\frac{GR_p}{g} \sum_{\ell=0}^{\infty} \frac{4\pi}{2\ell+1} \left(\frac{R_p}{a}\right)^{\ell+1} \left[ \tilde{p}_\ell^0 \tilde{Y}_\ell^0(\theta, \phi) + 2 \times \Re \left\{ \sum_{m=1}^{\ell} \tilde{p}_\ell^m \tilde{Y}_\ell^m(\theta, \phi) \right\} \right]. \quad (\text{B.4})$$

A partir du potentiel, le couple de forces de marée atmosphérique peut être exprimé par

$$\begin{aligned} T_a &= M_s a \left( \frac{1}{a} \frac{dU_a}{d\phi} \right) \\ &= -\frac{GM_s R_p}{g} \frac{d}{d\phi} \sum_{\ell=0}^{\infty} \frac{4\pi}{2\ell+1} \left(\frac{R_p}{a}\right)^{\ell+1} \left[ \tilde{p}_\ell^0 \tilde{Y}_\ell^0(\theta, \phi) + 2 \times \Re \left\{ \sum_{m=1}^{\ell} \tilde{p}_\ell^m \tilde{Y}_\ell^m(\theta, \phi) \right\} \right] \\ &= -\frac{GM_s R_p}{g} \sum_{\ell=0}^{\infty} \frac{4\pi}{2\ell+1} \left(\frac{R_p}{a}\right)^{\ell+1} \left[ \frac{d}{d\phi} \left( \tilde{p}_\ell^0 \tilde{Y}_\ell^0(\theta, \phi) \right) + \frac{d}{d\phi} \left( 2 \times \Re \left\{ \sum_{m=1}^{\ell} \tilde{p}_\ell^m \tilde{Y}_\ell^m(\theta, \phi) \right\} \right) \right]. \end{aligned} \quad (\text{B.5})$$

Ici,  $r_A = a$ , le demi grand axe de l'orbite de la planète, car le potentiel créé par l'atmosphère est évalué au niveau de l'étoile (voir section 3.5.2). La dérivée de  $\tilde{Y}_\ell^m$  selon  $\phi$  est

$$\frac{d}{d\phi} \left( \tilde{Y}_\ell^m(\theta, \phi) \right) = m \times i \times \tilde{Y}_\ell^m(\theta, \phi). \quad (\text{B.6})$$

Dans le cas ou  $m = 0$ , cette dérivée devient nulle. Ainsi, l'équation B.5 peut être réécrite telle que

$$\begin{aligned} T_a &= -\frac{GM_s R_p}{g} \sum_{\ell=0}^{\infty} \frac{8\pi}{2\ell+1} \left( \frac{Rp}{a} \right)^{\ell+1} \sum_{m=1}^{\ell} \Re \left\{ \frac{d}{d\phi} \left( \tilde{p}_\ell^m \tilde{Y}_\ell^m(\theta, \phi) \right) \right\} \\ &= -\frac{GM_s R_p}{g} \sum_{\ell=0}^{\infty} \frac{8\pi}{2\ell+1} \left( \frac{Rp}{a} \right)^{\ell+1} \sum_{m=1}^{\ell} \Re \left\{ m \times i \times \tilde{p}_\ell^m \tilde{Y}_\ell^m(\theta, \phi) \right\} \\ &= -\frac{GM_s R_p}{g} \sum_{\ell=0}^{\infty} \frac{8\pi}{2\ell+1} \left( \frac{Rp}{a} \right)^{\ell+1} \sum_{m=1}^{\ell} m \times \Re \left\{ -\Re \{ \tilde{p}_\ell^m \} \Im \{ \tilde{Y}_\ell^m(\theta, \phi) \} - \Im \{ \tilde{p}_\ell^m \} \Re \{ \tilde{Y}_\ell^m(\theta, \phi) \} \right\} \\ &= +\frac{GM_s R_p}{g} \sum_{\ell=0}^{\infty} \frac{8\pi}{2\ell+1} \left( \frac{Rp}{a} \right)^{\ell+1} \sum_{m=1}^{\ell} m \times \Im \left\{ \tilde{p}_\ell^m \tilde{Y}_\ell^m(\theta, \phi) \right\}. \end{aligned} \quad (\text{B.7})$$

La décomposition du torque en harmoniques sphériques montre que seule la composante quadrupolaire (degré 2) affecte significativement la rotation. Les composantes de degrés inférieurs n'affectent pas la dynamique rotationnelle tandis que les degrés supérieurs ont des contributions beaucoup plus faibles (Leconte et al., 2015). De plus, puisque  $\tilde{Y}_2^1(\theta = \frac{\pi}{2}, \phi) = 0$ , l'expression du couple de forces devient ainsi

$$T_a = +\frac{GM_s R_p}{g} \frac{16\pi}{5} \left( \frac{Rp}{a} \right)^3 \times \Im \left\{ \tilde{p}_2^2 \tilde{Y}_2^2(\theta, \phi) \right\}. \quad (\text{B.8})$$

En posant

$$\tilde{Y}_2^2 = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{15}{2\pi}} e^{2i\phi} \sin^2(\theta), \quad (\text{B.9})$$

l'expression du couple de forces devient

$$\begin{aligned} T_a &= +\frac{GM_s R_p}{g} \frac{16\pi}{5} \left( \frac{Rp}{a} \right)^3 \times \frac{1}{4} \sqrt{\frac{15}{2\pi}} \times \Im \left\{ \tilde{p}_2^2 \times e^{2i\phi} \times \sin^2(\theta) \right\} \\ &= +\frac{GM_s R_p}{g} \sqrt{\frac{24\pi}{5}} \left( \frac{Rp}{a} \right)^3 \times \Im \left\{ \tilde{p}_2^2 \times e^{2i\phi} \right\}. \end{aligned} \quad (\text{B.10})$$

En définissant

$$K_a = \frac{3M_s R_p^3}{5\bar{\rho} a^3}, \quad (\text{B.11})$$

l'équation B.10 devient

$$T_a = \frac{3}{2} K_a \left( \sqrt{\frac{10}{3\pi}} \Im \left\{ \tilde{p}_2^2 \times e^{2i\phi} \right\} \right). \quad (\text{B.12})$$

## Annexe C

# Benchmark

L'estimation du couple de marée gravitationnelle est très dépendante du modèle, des équations et de la rhéologie utilisés pour calculer les nombres de Love complexes  $\tilde{k}_2$  et  $\tilde{k}'_2$ . Pour cette thèse, le modèle d'Andrade est utilisé pour des paramètres  $\alpha$  et  $\beta$  imposés (Castillo-Rogez et al., 2011; Efroimsky, 2012; Bierson, 2024). Cependant, d'autres jeux de paramètres et d'autres modèles rhéologiques peuvent également rendre compte de la déformation d'une planète aux échelles de temps caractéristiques des effets de marée. Au delà du choix des paramètres du modèle, le modèle lui-même doit pouvoir calculer avec justesse la déformation de marée.

Afin de vérifier la validité du modèle utilisé dans ce travail, cette thèse a été l'occasion d'amorcer une étude comparative entre différents codes de déformation de marée. Pour divers types d'intérieurs planétaires, les nombres de Love de marée et de charge ont été estimés avec le code ALMA<sup>3</sup> (Spada, 2008), le code TidalPy (Renaud and Henning, 2023), un code de déformation de marée développé à l'université Charles de Prague par Ondřej Čadek, ainsi qu'avec le code utilisé dans cette thèse. Des premiers tests ont été réalisés pour différents modèles rhéologiques (élastique, Maxwell et Andrade), ainsi qu'à différentes périodes de forçage. De plus, l'effet de la compressibilité et de la solution statique (voir section 3.2.3) a été étudié. Ces tests ont été réalisés pour un modèle PREM discrétisé en 500 couches ainsi que pour un modèle PREM avec un noyau entièrement solide ou liquide, des modèles d'intérieurs représentatifs de Vénus et des modèles très simplifiés (3-4 couches). Ces comparaisons ont permis de mettre en évidence des différences liées au traitement des couches liquide lors du calcul des nombres de Love.

En plus de vérifier la validité du modèle, cette thèse a également permis d'avancer sur un projet de mise en accès libre du code de déformation de marée. En attendant la validation finale du code, une version simplifiée, ne considérant que les modules essentiels, a été développée en python. D'autres utilisateurs ont déjà montré un intérêt pour cette version, comme par exemple l'observatoire de Genève, car elle permet d'être intégrée plus facilement dans d'autres modèles que sa version Fortran.

Des tests complémentaires sont cependant encore nécessaires afin de compléter cette étude. En effet, il serait particulièrement intéressant d'intégrer d'autres modèles rhéologiques dans le code de déformation de marée, notamment le modèle Sundberg-Cooper qui est de plus en plus employé pour décrire les déformations de marée gravitationnelle (Sundberg and Cooper, 2010; Tobie et al., 2025). De plus, des comparaisons plus complètes entre les modèles de déformations de marée, notamment pour la distribution radiale de la dissipation d'énergie, permettrait de mieux identifier les différences entre ces modèles.

---

## Annexe D

# Estimation du *mountain torque*

En plus des effets de marée, [Navarro et al. \(2018\)](#) ont montré l'influence du *mountain torque* et du *friction torque* sur la rotation de Vénus, en particulier sur ses variations au cours d'un jour solaire. Le premier effet correspond à l'interaction entre la topographie et le champ de pression atmosphérique, qui exerce une force non radiale sur la surface et modifie la rotation de la planète. Le *friction torque* décrit, quant à lui, les frottements générés par les vents sur la surface, lesquels influencent également la dynamique rotationnelle. Ces deux effets ont commencé à être étudiés au cours de cette thèse au travers d'une collaboration avec Vojtěch Patočka de l'université Charles de Prague dont l'objectif est notamment de voir si ces phénomènes permettent d'expliquer l'oscillation de l'axe de rotation par rapport à l'axe de figure. En effet, les observations ont montré une oscillation de  $0.5^\circ$  dont l'origine n'a pas encore été expliquée ([Konopliv et al., 1999](#); [Patoka et al., 2024, 2025](#)). Pour le moment, seul le *mountain torque* a commencé à être étudié.

Le *mountain torque* peut être exprimé à partir de la pression de surface,  $P_s$ , et de la normale à la surface ([Lebonnois et al., 2012](#)) tel que

$$\vec{\Gamma}_M = \int_S \vec{r} \times (-P_s \vec{n}) dS \quad (D.1)$$

avec  $\vec{n}$ , le vecteur normal à la surface,  $dS$ , un élément de surface et  $\vec{r}$ , le vecteur position. En posant

$$\vec{n} = \left( 1, -\frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial h}{\partial \phi}, -\frac{1}{a} \frac{\partial h}{\partial \varphi} \right), \quad (D.2)$$

avec  $\partial h \backslash \partial \phi$  et  $\partial h \backslash \partial \varphi$  correspondant aux pentes longitudinales et latitudinales respectivement, et

$$dS = a^2 \cos \varphi d\phi d\varphi, \quad (D.3)$$

$$\vec{r} = a \times (\vec{e}_r, \vec{e}_\phi, \vec{e}_\varphi), \quad (D.4)$$

ainsi qu'en prenant l'approximation  $\vec{r} = a \times \vec{e}_r$ , l'équation D.1 devient

$$\vec{\Gamma}_M = \int_S \vec{r} \times (-P_s \vec{n}) dS \quad (D.5)$$

$$= \int_S a \vec{e}_r \times \left[ -P_s \times \left( \vec{e}_r - \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial h}{\partial \phi} \vec{e}_\phi - \frac{1}{a} \frac{\partial h}{\partial \varphi} \vec{e}_\varphi \right) \right] dS \quad (D.6)$$

$$= \int_S a P_s \times \left( -\vec{e}_r \times \vec{e}_r + \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial h}{\partial \phi} \vec{e}_\phi \times \vec{e}_r + \frac{1}{a} \frac{\partial h}{\partial \varphi} \vec{e}_\varphi \times \vec{e}_r \right) dS. \quad (D.7)$$

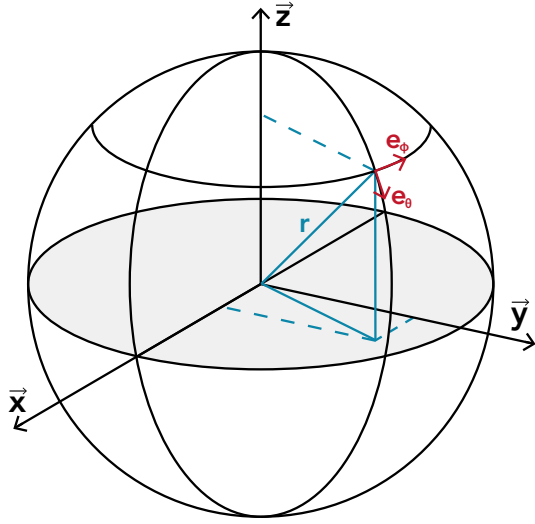


Figure D.1 - Schéma du repère dans lequel le *mountain torque* est calculé. L'axe Z correspond à l'axe de rotation de la planète.  $\phi$  et  $\varphi$  correspondent à la longitude et à la latitude respectivement.

Puisque

$$\vec{e}_r \times \vec{e}_r = 0, \quad (\text{D.8})$$

$$\vec{e}_\phi \times \vec{e}_r = -\vec{e}_\varphi, \quad (\text{D.9})$$

et

$$\vec{e}_\varphi \times \vec{e}_r = \vec{e}_\phi, \quad (\text{D.10})$$

l'équation D.7 peut être réécrite telle que

$$\vec{\Gamma}_M = \int_S a P_s \times \left( \frac{1}{a} \frac{\partial h}{\partial \varphi} \vec{e}_\phi - \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{dh}{d\phi} \vec{e}_\varphi \right) dS \quad (\text{D.11})$$

De plus, d'après la formulation de l'élément de surface  $dS$  donné par l'équation D.3,

$$\vec{\Gamma}_M = \int_S a^2 P_s \times \left( \frac{dh}{d\varphi} \vec{e}_\phi - \frac{1}{\cos \varphi} \frac{\partial h}{\partial \phi} \vec{e}_\varphi \right) \times \cos \varphi d\varphi d\phi \quad (\text{D.12})$$

En coordonnées sphériques les vecteurs  $\vec{e}_r, \vec{e}_\varphi, \vec{e}_\phi$  s'expriment par

$$\vec{e}_r = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} ; \quad \vec{e}_\varphi = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} ; \quad \vec{e}_\phi = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (\text{D.13})$$

En coordonnées cartésiennes, ils deviennent

$$\vec{e}_r = \begin{pmatrix} \cos(\varphi) \cos(\phi) \\ \cos(\varphi) \sin(\phi) \\ \sin(\varphi) \end{pmatrix} ; \quad \vec{e}_\varphi = \begin{pmatrix} -\sin(\varphi) \cos(\phi) \\ -\sin(\varphi) \sin(\phi) \\ \cos(\varphi) \end{pmatrix} ; \quad \vec{e}_\phi = \begin{pmatrix} -\sin(\phi) \\ \cos(\phi) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{D.14})$$

Le *mountain torque* peut donc être donné par l'expression

$$\vec{\Gamma} = \int_S a \rho_s \left( \frac{1}{a} \frac{\partial h}{\partial \varphi} \vec{e}_\phi - \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial h}{\partial \phi} \vec{e}_\varphi \right) dS \quad (\text{D.15})$$

Afin de voir l'influence du *mountain torque* sur la rotation, le vecteur  $\vec{z}$  est défini comme le vecteur directeur unitaire de l'axe de rotation tel que

$$\vec{z} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (\text{D.16})$$

Le couple de forces qui agit sur la rotation peut ainsi être donné en projetant le couple  $\vec{\Gamma}$  sur l'axe de rotation

$$\vec{\Gamma}_z = \vec{\Gamma} \cdot \vec{z} = \int_S a \rho_s \left( \frac{1}{a} \frac{\partial h}{\partial \varphi} \vec{e}_\phi - \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial h}{\partial \phi} \vec{e}_\varphi \right) dS \cdot \vec{z} \quad (\text{D.17})$$

Les résultats des produits scalaires  $\vec{e}_\phi \cdot \vec{z}$  et  $\vec{e}_\varphi \cdot \vec{z}$ ,

$$\vec{e}_\phi \cdot \vec{z} = \begin{pmatrix} -\sin(\phi) \\ \cos(\phi) \\ 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} = -\sin(\phi) \times 0 + \cos(\phi) \times 0 + 0 \times 1 = 0, \quad (\text{D.18})$$

et

$$\vec{e}_\varphi \cdot \vec{z} = \begin{pmatrix} -\sin(\varphi) \cos(\phi) \\ -\sin(\varphi) \sin(\phi) \\ \cos(\varphi) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} = -\sin(\varphi) \cos(\phi) \times 0 - \sin(\varphi) \sin(\phi) \times 0 + \cos(\varphi) \times 1 = \cos(\varphi) \quad (\text{D.19})$$

peuvent être intégrés dans l'équation [D.17](#) de façon à obtenir

$$\vec{\Gamma}_z = \int_S a p_s \left( \frac{1}{a} \frac{\partial h}{\partial \varphi} \vec{e}_\phi - \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial h}{\partial \phi} \vec{e}_\varphi \right) dS \cdot \vec{z} \quad (\text{D.20})$$

$$= - \int_S p_s \frac{1}{\cos \varphi} \frac{\partial h}{\partial \phi} \times (\cos \varphi) \times dS \quad (\text{D.21})$$

$$= - \int_S p_s \frac{\partial h}{\partial \phi} dS \quad (\text{D.22})$$

Pour s'intéresser à l'effet du *mountain torque* sur les mouvements du pôles, il faut définir  $\vec{j}$ , un nouvel axe de rotation dans le plan équatorial tel que

$$\vec{j} = \begin{pmatrix} \cos(\phi') \\ \sin(\phi') \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (\text{D.23})$$

Comme précédemment, le *mountain torque* peut être projeté selon cet axe selon

$$\vec{\Gamma}_j = \vec{\Gamma} \cdot \vec{j} = \int_S a p_s \left( \frac{1}{a} \frac{\partial h}{\partial \varphi} \vec{e}_\phi - \frac{1}{a \cos \varphi} \frac{\partial h}{\partial \phi} \vec{e}_\varphi \right) dS \cdot \vec{j} \quad (\text{D.24})$$

Avec

$$\begin{aligned}\vec{e}_\phi \cdot \vec{j} &= \begin{pmatrix} -\sin(\phi) \\ \cos(\phi) \\ 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos(\phi') \\ \sin(\phi') \\ 0 \end{pmatrix} \\ &= -\sin(\phi) \cos(\phi') + \cos(\phi) \sin(\phi') + 0 \times 0 \\ &= -\sin(\phi) \cos(\phi') + \cos(\phi) \sin(\phi')\end{aligned}\tag{D.25}$$

et

$$\begin{aligned}\vec{e}_\varphi \cdot \vec{j} &= \begin{pmatrix} -\sin(\varphi) \cos(\phi) \\ -\sin(\varphi) \sin(\phi) \\ \cos(\phi) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos(\phi') \\ \sin(\phi') \\ 0 \end{pmatrix} \\ &= -\sin(\varphi) \cos(\phi) \cos(\phi') - \sin(\varphi) \sin(\phi) \sin(\phi') + \cos(\varphi) \times 0 \\ &= -\sin(\varphi) \cos(\phi) \cos(\phi') - \sin(\varphi) \sin(\phi) \sin(\phi')\end{aligned}\tag{D.26}$$

l'expression D.24 devient

$$\begin{aligned}\vec{\Gamma}_j &= \int_S p_s \frac{\partial h}{\partial \varphi} dS \times (-\sin(\phi) \cos(\phi') + \cos(\phi) \sin(\phi')) \\ &\quad - \int_S p_s \frac{1}{\cos \varphi} \frac{\partial h}{\partial \phi} dS \times (-\sin(\varphi) \cos(\phi) \cos(\phi') - \sin(\varphi) \sin(\phi) \sin(\phi'))\end{aligned}\tag{D.27}$$

- Cas particulier selon l'axe  $x$  :

$$\phi' = 0^\circ \Rightarrow \cos(\phi') = 1 \text{ et } \sin(\phi') = 0\tag{D.28}$$

$$\vec{\Gamma}_j = \int_S p_s \frac{\partial h}{\partial \varphi} dS \times [-\sin(\phi)] + \int_S p_s \frac{1}{\cos \varphi} \frac{\partial h}{\partial \phi} dS \times [\sin(\varphi) \cos(\phi)]\tag{D.29}$$

- Cas particulier selon l'axe  $y$  :

$$\phi' = 90^\circ \Rightarrow \cos(\phi') = 0 \text{ et } \sin(\phi') = 1\tag{D.30}$$

$$\vec{\Gamma}_j = \int_S p_s \frac{\partial h}{\partial \varphi} dS \times [\cos(\phi)] + \int_S p_s \frac{1}{\cos \varphi} \frac{\partial h}{\partial \phi} dS \times [\sin(\varphi) \sin(\phi)]\tag{D.31}$$

A partir de ces équations, le *mountain torque* peut être calculé en utilisant les champs de pression de surface obtenus avec les simulations de la dynamique atmosphérique. Les premiers résultats, présentés dans la figure D.2, montrent une valeur du couple de forces  $\vec{\Gamma}_z$ , qui agit selon l'axe de rotation, proche de celle estimée par Navarro et al. (2018). Cependant, les variations spatiales du couple de forces obtenues dans ce travail semblent plus fortement corrélées avec la pente créée par la topographie. Les premières estimations des couples de forces agissant selon les autres axes,  $\vec{\Gamma}_x$  et  $\vec{\Gamma}_y$ , montrent quant à elles des valeurs beaucoup plus élevées tout en conservant une corrélation forte avec la pente. Ces premiers résultats nécessitent cependant d'être maniés avec précaution et feront l'objet d'une vérification plus détaillée dans le futur.

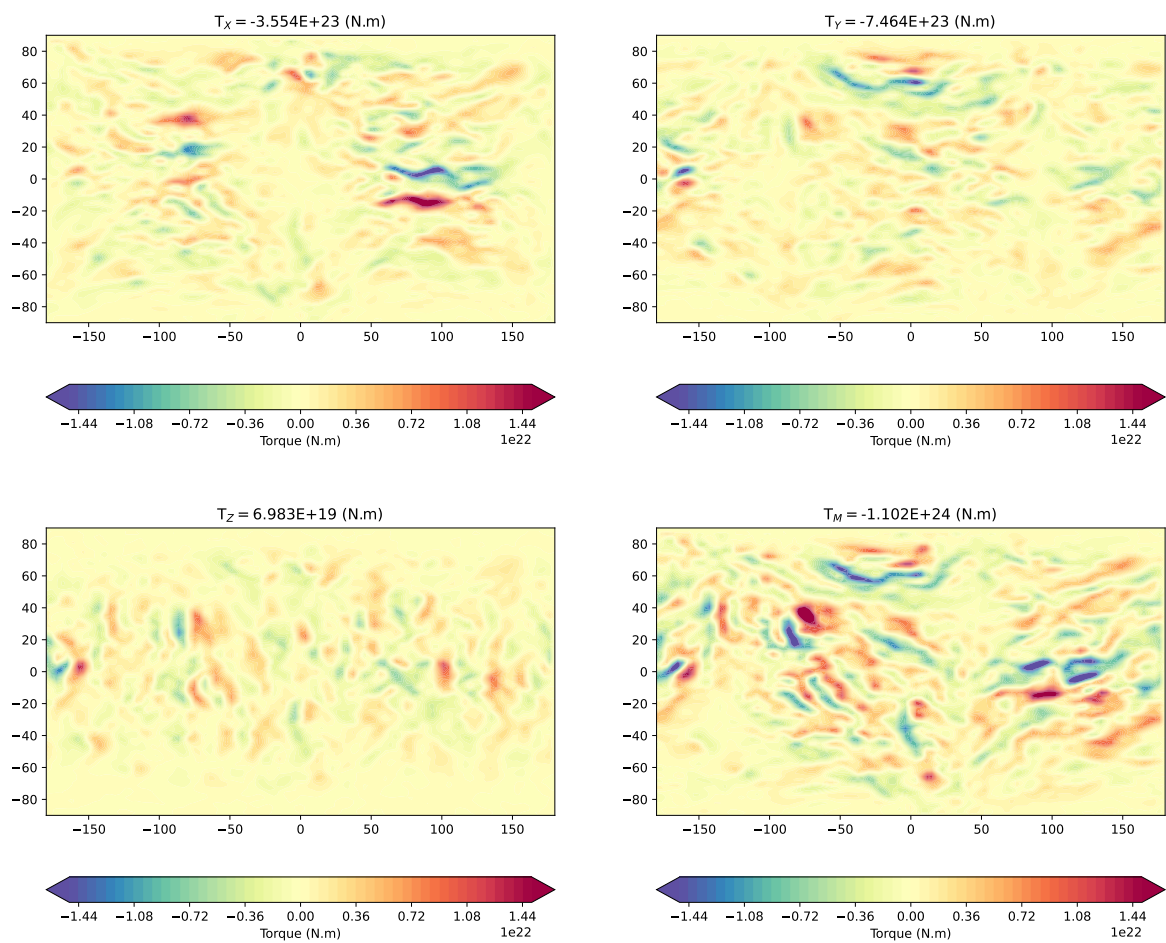


Figure D.2 – Cartes des composantes x, y et z du *mountain torque* ainsi que du *mountain torque* total ( $\vec{\Gamma}_M$ ) qui correspond à la somme des trois composantes. La valeur globale du couple de forces est indiqué au dessus de chaque carte.



## Table des figures

2.1	Fonctionnement de l'effet Doppler-Fizeau. La partie gauche de l'image représente une planète en vue polaire en rotation autour de son axe. La partie droite représente la position des bandes d'absorption (barres noires) dans le spectre émis selon l'endroit observé sur la planète. Par rapport à un observateur, l'hémisphère B se rapproche et le spectre émis est décalé vers les courtes longueurs d'ondes. A l'opposé, l'hémisphère A s'éloigne et le spectre est décalé vers les grandes longueurs d'ondes. . . . .	18
2.2	Période de rotation et obliquité des planètes du système solaire. . . . .	19
2.3	Schéma synthétique de la structure de l'atmosphère vénusienne. Les différentes couleurs soulignent la structure nuageuse. La courbe bordeaux représente le profil de température à l'équateur obtenu par le modèle d'atmosphère VIRA (Venus International Reference Atmosphere). Figure modifiée d'après Squyres (2024) et O'Rourke et al. (2023). . . . .	22
2.4	Schéma synthétique de la dynamique atmosphérique de Vénus. Figure modifiée d'après Taylor and Grinspoon (2009a). . . . .	23
2.5	Vortex polaire observé par la sonde Venus Express (source : <a href="http://www.esa.int">www.esa.int</a> ). . . . .	23
2.6	Scenarios possibles d'évolutions des conditions de surface de Vénus. En haut, Vénus devient aride très rapidement dans son histoire, soit en perdant son eau par échappement hydrodynamique, soit en conservant l'eau dans la partie solide de la planète. Elle prend ainsi la forme qu'elle a aujourd'hui après quelques millions d'années seulement. En bas, Vénus suit un chemin semblable à la Terre (avec la possible présence d'un océan) avant de connaître un revirement climatique lui donnant son climat actuel. Figure tirée de Gillmann et al. (2022). . . . .	25
2.7	Carte topographique de Vénus obtenue à partir des coefficients d'harmoniques sphériques VenusTopo719 (Wieczorek, 2015). Les structures géologiques principales de Vénus, discutées dans cette section, sont représentées sur la carte. . . . .	26
2.8	Images radar de la surface de Vénus prise par la sonde Magellan (source : <a href="https://photojournal.jpl.nasa.gov">https://photojournal.jpl.nasa.gov</a> ). . . . .	27
2.9	Aramaiti Corona photographiée par la sonde Magellan (source : <a href="https://trek.nasa.gov/venus/">https://trek.nasa.gov/venus/</a> ). . . . .	28

TABLE DES FIGURES

2.10	Schéma des mécanisme de formation à l'origine des coronae (Figure tirée de Gülcher et al. (2020)). . . . .	28
2.11	Schéma synthétique de la structure interne vénusienne. Les épaisseurs de chaque couches, la transition noyau-manteau et la structure du noyau sont très mal contraints par les données. . . . .	32
2.12	Diagramme de régime représentant l'espace de paramètres (limite d'élasticité et efficacité d'extrusion) pour lesquels les différents régimes tectoniques sont actifs. Le régime dit <i>mobile lid</i> décrit une convection similaire à celle de la Terre, permettant la formation de plaques tectoniques. Le régime en <i>stagnant lid</i> correspond à un régime de convection opposé pour lequel la surface n'est pas renouvelée, comme c'est le cas sur Mars. Le régimes de <i>heat-pipe</i> correspond à un régime dominé par le volcanisme. Pour Vénus, les régimes <i>episodic lid</i> et <i>plutonic-squishy lid</i> pourraient expliquer les observations à la surface Lourenço et al. (2020). Figure modifiée d'après Lourenço and Rozel (2023). . . . .	34
3.1	(a) Bilan des accélérations affectant une planète sphérique en orbite circulaire autour de son étoile. Les flèches noires et rouges représentent respectivement les accélérations gravitationnelles et centrifuge à différents points de la planète. (b) Résultante des accélérations gravitationnelle et centrifuge correspondant à l'accélération de marée. Les flèches violettes illustrent l'accélération de marée subit par le corps en différents points. La déformation qui en résulte est représentée par l'ellipse verte en pointillés. . . . .	42
3.2	Représentation schématique des effets de marée gravitationnelle sur une planète sphérique orbitant autour d'une étoile. Le cercle noir pointillés représente la planète non-déformée. L'ellipse verte représente la planète déformée sous l'effet des forces de marées gravitationnelles. La flèche noire illustre le sens de rotation de la planète. . . . .	43
3.3	Représentation schématique d'une planète sphérique orbitant autour de son étoile. La distance $R$ représente la distance entre les deux centres de masse. Le point $P$ correspond à un point à la surface de la planète défini par le vecteur position $\vec{r}$ . $\psi$ est l'angle entre $\vec{R}$ et $\vec{r}$ . La distance $d$ entre le centre de l'étoile et le point $P$ définit l'amplitude et la direction de l'attraction de gravité exercée par l'étoile. Le bilan des forces au centre de la planète et au niveau du point $P$ est également représenté par les flèches noires. . . . .	45
3.4	Représentation schématique des variations de la déformation au cours du temps pour des matériaux élastiques (courbe bleue), visqueux (courbe orange) et viscoélastiques (courbe violette) soumis à une contrainte sinusoïdale. La déformation élastique suit parfaitement la contrainte. La déformation maximale du matériau visqueux arrive avec un délai par rapport au maximum de la contrainte. La réponse viscoélastique est un intermédiaire entre les deux déformations. . . . .	53

3.5	Représentation schématique des principaux modèles viscoélastiques. Les modèles analogiques empiriques sont composés de modules élastiques (ressorts) et de modules visqueux (pistons). Figure tirée de Renaud and Henning (2018). . . . .	55
3.6	Couples $\alpha$ et $\zeta$ qui reproduisent les facteurs Q observés pour la Terre à 5 différentes périodes de forçage pour différentes combinaisons de viscosité type Terre (représentées par les points colorés). Des facteurs 10 et 100 entre la viscosité du manteau supérieur et celle du manteau inférieur $\eta_{low}$ sont considérés et représentés au sein d'une même ligne grisée. Les petits points noirs représentent les couples qui ne reproduisent pas les valeurs terrestres. . . . .	57
3.7	Facteur de dissipation, Q, en fonction de la période de forçage pour différentes combinaisons de viscosité type Terre et différentes valeurs de $\alpha$ (représentées par l'échelle de couleur) avec $\zeta = 1$ . Les points noirs indiquent les facteurs Q observés pour la Terre à 5 différentes périodes de forçage avec leur barre d'erreur. La ligne grise en pointillés indique la période de marée actuelle de Vénus (58.4 jours). . . . .	58
3.8	Représentation schématique des marées atmosphériques thermiques. (1) Cas non perturbé : les colonnes d'air sont identiques et les isobares sont parallèles à la surface. (2) Le gradient de pression, issu du réchauffement de l'atmosphère côté jour, initie dans la haute atmosphère un mouvement en direction du côté nuit. (3) L'atmosphère tend à rééquilibrer l'excès de masse par une circulation dans la basse atmosphère. Cependant, l'étape 2 se reproduit au même instant à un autre point de l'atmosphère, maintenant constamment l'excès de masse du côté nuit. . . . .	60
3.9	Principe des marées atmosphériques thermiques. La partie solide et l'atmosphère de la planète sont symbolisées par le cercle vert et l'ellipse bleue et rouge respectivement. La masse de l'atmosphère est redistribuée des zones chaudes vers les zones froides (flèche bleue). L'inertie thermique retarde la redistribution créant l'angle $\varepsilon_a$ . . . . .	61
3.10	Représentation schématique des effets de marée gravitationnelle sur une planète sphérique orbitant autour d'une étoile. Le cercle noir pointillés représente la planète non-déformée. L'ellipse verte représente la planète déformée sous l'effet des marées gravitationnelles. La flèche verte illustre le couple de forces modifiant cette rotation. Dans cet exemple, analogue à Vénus, la période de rotation est plus lente que la période de révolution mais la rotation de la planète est rétrograde. . . . .	65
3.11	Représentation schématique des effets de marée atmosphérique sur une planète sphérique orbitant autour d'une étoile. L'ellipsoïde bleue représente le bourrelet de marée atmosphérique au degré 2 et à l'ordre 2. La flèche bleue illustre le couple de forces modifiant cette rotation. Dans cet exemple, analogue à Vénus, la période de rotation est plus lente que la période de révolution mais la rotation de la planète est rétrograde. . . . .	66

3.12	Pression de surface moyenne au cours d'un jour solaire vénusien. Le champ de pression est obtenu à partir d'une simulation issue de la VCD (version 2.3) en considérant une topographie haute résolution, des conditions EUV (extreme ultraviolet radiation) moyennes, un scénario d'albedo des nuages standard et pas de perturbations. . . . .	68
3.13	(a), (b) Champ d'anomalie de pression de surface à deux moments différents au cours d'une journée solaire vénusienne (4h et 8h en heures vénusienne). Le champ de pression est obtenu à partir d'une simulation de la VCD (version 2.3) pour les mêmes paramètres que la figure 3.12. Les lignes noires épaisses représentent la longitude du point sub-solaire. (c), (d) Champ d'anomalie de pression de surface à 4h et 8h en ne considérant que la composante quadrupolaire, i.e. le terme de degré et d'ordre 2 de l'expansion en harmonique sphérique. . . . .	69
3.14	Représentation schématique des effets de marée majeurs influençant la rotation de Vénus. Le cercle noir en pointillés représente le corps solide non déformé. L'ellipsoïde verte correspond au corps solide déformé par les marées gravitationnelles. L'ellipsoïde bleue représente le bourrelet de marée atmosphérique au degré 2 et à l'ordre 2. L'ellipsoïde orange correspond au degré 2 et l'ordre 2 de la déformation du corps solide en réponse à la pression atmosphérique. Les flèches verte, bleue, orange et violette représentent le torque gravitationnel, le torque atmosphérique thermique, le couple gravitationnel induit par l'anomalie de pression et le couple exercé par l'atmosphère sur le bourrelet de marée respectivement, suivant les définitions données par Correia and Laskar (2003b). . . . .	71
4.1	En-tete et abstract de l'article <i>The viscosity of Venus' mantle inferred from its rotational state</i> publié dans <i>Icarus</i> en 2024. . . . .	75
4.2	Schematic representation of the degree 2 of all of the tidal effects affecting Venus' rotation. The black dashed circle represents the undeformed solid body, the green ellipsoid, the solid body deformed by the gravitational tides raised by the Sun, and the blue ellipsoid, the atmosphere pressure bulge due to solar insolation. The orange ellipsoid corresponds to the deformation of the solid body in response to the atmospheric pressure bulge. The green, blue, orange and red arrows correspond to the gravitational torque, the thermal atmospheric torque, the gravitational torque upon pressure bulge and the pressure torque upon tidal bulge, respectively, following the definition of Correia and Laskar (2003b). . . . .	79
4.3	Mean surface pressure over one Venusian solar day computed from VCD (version 2.3) simulation (High resolution topography, Solar EUV average conditions, standard cloud albedo scenario, no perturbation). . . . .	83

4.4	<p><b>(a), (b)</b> Surface pressure anomaly field at two different time over one Venusian solar day (4h and 8h in Venusian hours) for a high resolution topography simulation computed from VCD surface pressure simulation (version 2.3). The thick black line represents the sub-solar longitude. <b>(c), (d)</b> Surface pressure anomaly field considering only the degree and order 2 term of the spherical harmonics expansion, at 4h and 8h. . . . .</p>	84
4.5	<p>Example of a viscosity structure as a function of the radius, focused on the upper part of the mantle (radius &gt; 5200 km). Represented structure : uppermost mantle thickness=400 km, asthenospheric thickness=200 km, <math>\eta_{up}/\eta_{low}=0.1</math>, <math>\eta_{ast}/\eta_{up}=0.1</math>. . . . .</p>	85
4.6	<p>Dissipation factor, <math>Q</math>, as function of the forcing period for different combinations of Earth-like viscosity values for the lower and upper mantles and <math>\alpha</math> values (represented by the color scale) with <math>\zeta = 1</math>. The black circles indicate the observed <math>Q</math> factor for the Earth for 5 different tidal period with their associated error bars : <math>Q = 230 - 360</math> at 12.42 h (Ray et al., 2001), <math>Q = 85 - 145</math> at 13.66 d (Ding et al., 2021), <math>Q = 60 - 110</math> at 27.5 d (Zou et al., 2024), <math>Q = 40 - 70</math> at 433 d (Zou et al., 2024), <math>Q = 17 - 60</math> at 18.6 yr (Benjamin et al., 2006). The dashed grey line indicates the current tidal period of Venus (58.4 days). . . . .</p>	88
4.7	<p>Atmospheric thermal torque <math>\Gamma_{th}</math> over one Venusian solar day for the three different cases (L2015 in green, LowRes in dash-dotted blue, HighRes in solid blue) and filtered atmospheric torque in the HighRes case (red line). The dashed lines represent the mean value of each torque over the day. The black arrows show the highest and lowest atmospheric torque values reached over the day, corresponding to anomaly pressure fields displayed on Figure 4.4c-d. . . . .</p>	89
4.8	<p><b>(a)</b> Spin rate variation induced by the action of all the torques as a function of <math>\eta_{low}</math> and <math>\alpha</math> for the following viscosity structure : uppermost mantle thickness=400 km, asthenospheric thickness=200 km, <math>\eta_{up}/\eta_{low}=0.1</math>, <math>\eta_{ast}/\eta_{up}=0.1</math> (see Figure 4.5). The red line represents the equilibrium state associated to the color scale considering all of the tidal effects and the HighRes topography case. As comparison, the blue and green lines represent the equilibrium state obtained when neglecting the <math>\Gamma_{gp}</math> and <math>\Gamma_{pg}</math> terms for the HighRes and L2015 cases respectively. <b>(b)</b> Equilibrium states as a function of <math>\eta_{low}</math> and <math>\alpha</math> for the same cases investigating the viscous structure influence. The solid and dashed lines represent the equilibrium state for the most and least dissipative structures and the shaded area the equilibrium state variations for all the viscosity structures. The black and white points refers to the highest and lowest deep mantle viscosity values at equilibrium when all of the tidal effects are included. . . . .</p>	90

4.9	Viscosity profiles P1 and P2 corresponding respectively to the highest (solid line) and the lowest (dashed line) deep mantle viscosity at equilibrium state for three mantle compositions depicted by the different colors. The two blue profiles correspond to the cases denoted with a black or white circle on Figure 4.8b. . . . .	92
4.10	Top : Temporal viscosity and temperature variations for the scenarios E1, E2 (solid and dashed lines on (a) respectively), E10 and E20 (solid and dashed line on (b) respectively). Bottom : Rotation period evolution during the life of Venus for the same cases. Colors depict different initial rotation periods readable at intersection with the left axis. . . . .	95
4.11	Rotation period evolution of Venus for different initial rotation periods depicted by the different colors. The panels (a),(b),(c) represent the rotational evolution considering a viscosity profile constant during 1 Gyr (E1c1 and E1c1'), 2 Gyrs (E1c2 and E1c2') and 3 Gyrs (E1c3 and E1c3') respectively. The constant viscosity period are highlighted by the shaded areas. The solid and dashed lines represent respectively the evolution without and with partial melting during the period of constant viscosity. . . . .	96
4.12	Rotation period evolution of Venus for different initial rotation periods, represented by the different colors. The panels a-d present the cases with viscosity evolution scenario E10 and the panels e-h present the cases with the scenario E1c2' (see Table 4.5) for an ocean during the first 100, 300, 500 and 1000 millions years. The dashed and solid lines correspond to a $\partial\Omega/\partial t_o = 150 \times 10^{-9} \text{ rad.s}^{-1}\text{Myr}^{-1}$ and $\partial\Omega/\partial t_o = 100 \times 10^{-9} \text{ rad.s}^{-1}\text{Myr}^{-1}$ respectively. The presence of the ocean and the constant viscosity period are highlighted by the light blue and grey areas respectively. . . . .	98
5.1	Représentation schématique du fonctionnement du V-PCM et des échanges entre la partie dynamique et la partie physique du modèle. La dynamique résout les équations générales de circulation atmosphérique sur une grille 3D. La physique détermine les tendances d'évolution des profils verticaux des différentes variables du modèle (e.g. température, pression...) imposées par les différents processus physiques en jeu dans l'atmosphère. Figure de E. Marcq (source : <a href="https://lmdz-forge.lmd.jussieu.fr/mediawiki/Planets">https://lmdz-forge.lmd.jussieu.fr/mediawiki/Planets</a> ). . . . .	107
5.2	Définition des angles $\alpha_{lat}$ et $\alpha_{lon}$ utilisés par <i>SHTools</i> pour appliquer une rotation à la topographie (mimant ainsi l'action d'un <i>true polar wander</i> ). L'angle $\alpha_{lat}$ définit la position du pôle par rapport à l'équateur actuel. L'angle $\alpha_{lon}$ définit la position de la longitude $0^\circ$ par rapport à sa position actuelle. La topographie actuelle est donc donnée par les angles $\alpha_{lat}=90^\circ$ et $\alpha_{lon}=0^\circ$ . . . . .	108

5.3	Cartes topographiques pour différentes configurations. (a) $\alpha_{lat}=90^\circ$ et $\alpha_{lon}=0^\circ$ (Topographie actuelle). (b) $\alpha_{lat}=90^\circ$ et $\alpha_{lon}=150^\circ$ . (c) $\alpha_{lat}=15^\circ$ et $\alpha_{lon}=0^\circ$ . (d) $\alpha_{lat}=15^\circ$ et $\alpha_{lon}=150^\circ$ . Le passage de (a) à (b) correspond à une variation de l'angle $\alpha_{lon}$ et à une rotation longitudinale de la topographie. Le passage de (a) à (c) correspond à une variation de l'angle $\alpha_{lat}$ et à une rotation latitudinale de la topographie. Le passage de (a) à (d) correspond à une variation combinée des deux angles. . . . .	109
5.4	Résolution 40x40 et topographie actuelle (L-90-000) : Variations locales de la température (courbes rouges) et de la pression (courbes bleues) de surface dans six régions de Vénus (points A à F sur la carte topographique).	114
5.5	Résolution 96x96 et topographie actuelle (H-90-000) : Variations locales de la température (courbes rouges) et de la pression (courbes bleues) de surface dans six régions de Vénus (points A à F sur la carte topographique).	115
5.6	Variations maximales sur 10 cycles de la pression moyenne journalière en fonction des variations maximales sur 10 cycles de la température moyenne journalière pour des simulations avec une résolution 40x40 (en bleu) et une résolution 96x96 (en rouge). . . . .	116
5.7	Cartes de stabilité pour différentes configurations de topographie et différentes résolutions. (a),(c) et (e) sont des simulations 40x40. (b),(d) et (f) sont des simulations 96x96. Les courbes de niveau associées à la topographie sont représentées en noir. . . . .	118
5.8	Couples de marée atmosphérique au cours d'une journée pour trois simulations. Les lignes bleue et rouge représentent les couples de marée pour des simulations de référence avec (H-90-000) et sans topographie (ST-243) respectivement. La ligne verte correspond au couple de marée obtenu sans topographie par Leconte et al. (2015). Les lignes pointillées représentent la valeur moyenne journalière des couples de marée. . . . .	120
5.9	Cartes d'anomalies de pression pour une simulation avec topographie (à gauche, H-90-000) et sans topographie (à droite, ST-243). Les cartes (a), (b) et (c) représentent l'anomalie de pression à différents instants de la journée. Le degré 2 de l'anomalie de pression est représenté par les contours bleus (valeurs négatives) et rouges (valeurs positives) dont la valeur est indiquée en pascals. La latitude du point sub-solaire est représentée par la ligne noire pointillée. L'évolution du couple de marée au cours d'un cycle est représenté sur le panneau inférieur. Les droites rouges pointillées indiquent les instants représentés par les cartes. La même représentation est faite sur les cartes (d), (e) et (f) pour une simulation sans topographie. . . . .	121

5.10	Cartes d'anomalie de pression (a, b et c) et de topographie (d, e et f) pour différentes configurations topographiques. (a) et (d) : $\alpha_{lat}=75^\circ$ et $\alpha_{lon}=30^\circ$ (H-75-30), (b) et (e) : $\alpha_{lat}=15^\circ$ et $\alpha_{lon}=210^\circ$ (H-15-210), (c) et (f) : $\alpha_{lat}=0^\circ$ et $\alpha_{lon}=0^\circ$ (H-00-000). Les lignes noires correspondent au courbes de niveau topographiques mettant en avant les régions du champ d'anomalie de pression dont la forme coïncide avec la topographie. Elles sont reportées sur les cartes topographiques par comparaison. . . . .	123
5.11	Principe général du retard local. Pour l'ensemble des points à la surface de la planète, le retard local correspond à la différence temporelle entre le passage du maximum de radiation et celui du minimum de l'anomalie de pression. . . . .	124
5.12	Carte du retard local comparé à la topographie sous-jacente. L'échelle de couleur représente la valeur du retard en heure. Les contours représentent les courbes de niveau. . . . .	125
5.13	Carte du retard local comparé à la topographie sous-jacente. L'échelle de couleur représente la valeur du retard en heure. Les contours représentent les courbes de niveau. Simulation pour $\alpha_{lat} = 0^\circ$ et $\alpha_{lon} = 180^\circ$ (H-00-180). 126	126
5.14	Simulation H-90-000, $\alpha_{lat} = 90^\circ$ et $\alpha_{lon} = 0^\circ$ : (a-f) Cartes comparatives entre la topographie et l'anomalie de pression quadrupolaire à différents instant de la journée. La topographie est représentée par le fond coloré, tandis que l'anomalie de pression est indiquée par les contours rouges (positifs) et bleus (négatifs). (En bas) Couple de marée atmosphérique en fonction du temps. Les lignes rouges pointillées indiquent les différents instant représentés sur les cartes. . . . .	128
5.15	Simulation H-90-000, $\alpha_{lat} = 90^\circ$ et $\alpha_{lon} = 0^\circ$ : (a-f) Cartes comparatives entre la topographie reconstruite à partir des 5 premiers degrés de la décomposition en harmoniques sphériques et l'anomalie de pression quadrupolaire à différents instant de la journée. La topographie est représentée par le fond coloré, tandis que l'anomalie de pression est indiquée par les contours rouges (positifs) et bleus (négatifs). (En bas) Couple de marée atmosphérique en fonction du temps. Les lignes rouges pointillées indiquent les différents instant représentés sur les cartes. . . . .	129
5.16	Simulation H-75-150, $\alpha_{lat} = 75^\circ$ et $\alpha_{lon} = 150^\circ$ : (a-f) Cartes comparatives entre la topographie reconstruite à partir des 5 premiers degrés de la décomposition en harmoniques sphériques et l'anomalie de pression quadrupolaire à différents instant de la journée. La topographie est représentée par le fond coloré, tandis que l'anomalie de pression est indiquée par les contours rouges (positifs) et bleus (négatifs). (En bas) Couple de marée atmosphérique en fonction du temps. Les lignes rouges pointillées indiquent les différents instant représentés sur les cartes. . . . .	130

5.17	Simulation H-00-300, $\alpha_{lat} = 0^\circ$ et $\alpha_{lon} = 300^\circ$ : (a-f) Cartes comparatives entre la topographie reconstruite à partir des 5 premiers degrés de la décomposition en harmoniques sphériques et l'anomalie de pression quadrupolaire à différents instant de la journée. La topographie est représentée par le fond coloré, tandis que l'anomalie de pression est indiquée par les contours rouges (positifs) et bleus (négatifs). (En bas) Couple de marée atmosphérique en fonction du temps. Les lignes rouges pointillées indiquent les différents instant représentés sur les cartes. . . . .	131
5.18	Couple de marée atmosphérique au cours d'une journée vénusienne pour différentes périodes de rotations. (a) Simulations avec la topographie actuelle de Vénus. (b) Simulations sans topographie. Les lignes pointillées représentent les couples moyens. . . . .	132
5.19	Dépendance en fréquence du terme quadrupolaire complexe du champ de pression $\tilde{q}_a$ avec $\Omega$ , la fréquence de rotation, et $n$ , la fréquence orbitale moyenne. (a) Partie réelle de $\tilde{q}_a$ . (b) Partie imaginaire de $\tilde{q}_a$ . (c) Partie imaginaire de $\tilde{q}_a$ recadrée sur les données de cette étude. Ces dernières sont représentées par des points noirs (simulations avec topographie) et rouges (simulations sans topographie). La ligne noire représente le meilleur ajustement pour la relation entre le couple de marée et la fréquence de forçage. Les lignes colorées représentent la fonction $\tilde{q}_a$ définie par Leconte et al. (2015) pour une atmosphère de 1 bar, 10 bar et une atmosphère vénusienne. La ligne rose pointillée indique la fréquence de forçage actuelle de Vénus. . . . .	134
D.1	Schéma du repère dans lequel le <i>mountain torque</i> est calculé. L'axe Z correspond à l'axe de rotation de la planète. $\phi$ et $\varphi$ correspondent à la longitude et à la latitude respectivement. . . . .	154
D.2	Cartes des composantes x, y et z du <i>mountain torque</i> ainsi que du <i>mountain torque</i> total ( $\vec{\Gamma}_M$ ) qui correspond à la somme des trois composantes. La valeur globale du couple de forces est indiqué au dessus de chaque carte. . . . .	157



# Bibliographie

- D. Abbott, L. Burgess, J. Longhi, and W. H. F. Smith. An empirical thermal history of the earth's upper mantle. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 99(B7) :13835–13850, 1994. doi : <https://doi.org/10.1029/94JB00112>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/94JB00112>.
- W. S. Adams and T. Dunham. Absorption bands in the infra-red spectrum of venus. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 44(260) :243, 1932. doi : 10.1086/124235. URL <https://dx.doi.org/10.1086/124235>.
- G. B. Airy. On the computation of the effect of the attraction of mountain-masses, as disturbing the apparent astronomical latitude of stations in geodetic surveys. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 145 :101–104, 1855. doi : 10.1098/rstl.1855.0003. URL <https://royalsocietypublishing.org/doi/abs/10.1098/rstl.1855.0003>.
- A. Aitta. Venus' internal structure, temperature and core composition. *Icarus*, 218(2) :967–974, 2012. ISSN 0019-1035. doi : <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2012.01.007>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S001910351200022X>.
- Z. Alterman, H. Jarosch, and C. L. Pekeris. Oscillations of the earth. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 252(1268) : 80–95, 1959.
- D. O. Amorim and T. Gudkova. Constraining earth's mantle rheology with love and shida numbers at the m2 tidal frequency. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 347 : 107144, 2024. ISSN 0031-9201. doi : <https://doi.org/10.1016/j.pepi.2024.107144>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0031920124000025>.
- F. S. Anderson and S. E. Smrekar. Global mapping of crustal and lithospheric thickness on venus. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 111(E8), 2006. doi : <https://doi.org/10.1029/2004JE002395>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2004JE002395>.
- H. Ando, N. Sugimoto, M. Takagi, H. Kashimura, T. Imamura, and Y. Matsuda. The puzzling venusian polar atmospheric structure reproduced by a general circulation model. *Nature Communications*, 7(1) :10398, 2016.
- E. N. D. C. Andrade and F. T. Trouton. On the viscous flow in metals, and allied phenomena. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, 84(567) :1–12, 1910. doi : 10.1098/rspa.1910.0050. URL <https://royalsocietypublishing.org/doi/abs/10.1098/rspa.1910.0050>.

- 
- D. Andrault, G. Pesce, G. Manthilake, J. Monteux, N. Bolfan-Casanova, J. Chantel, D. Novella, N. Guignot, A. King, J.-P. Itié, and L. Hennet. Deep and persistent melt layer in the Archaean mantle. *Nature Geoscience*, 11(2) :139–143, 2018. ISSN 1752-0894, 1752-0908. doi : 10.1038/s41561-017-0053-9.
- M. Armann and P. J. Tackley. Simulating the thermochemical magmatic and tectonic evolution of venus’s mantle and lithosphere : Two-dimensional models. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 117(E12), 2012. doi : <https://doi.org/10.1029/2012JE004231>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2012JE004231>.
- E. Asphaug and W. Benz. Density of comet shoemaker-levy 9 deduced by modelling breakup of the parent ‘rubble pile’. *Nature*, 370, 1996. doi : 10.1038/370120a0.
- J. Aubele and E. Slyuta. Small domes on venus : Characteristics and origin. *Earth, Moon and Planets*, 50-51 :493–532, 1990. doi : 10.1007/BF00142404.
- P. Auclair-Desrotour, J. Laskar, S. Mathis, and A. C. M. Correia. The rotation of planets hosting atmospheric tides : From Venus to habitable super-Earths. *Astronomy & Astrophysics*, 603 :A108, 2017. ISSN 0004-6361, 1432-0746. doi : 10.1051/0004-6361/201628701.
- P. Auclair-Desrotour, J. Leconte, and C. Mergny. Generic frequency dependence for the atmospheric tidal torque of terrestrial planets. *AA*, 624 :A17, 2019. doi : 10.1051/0004-6361/201834685. URL <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201834685>.
- V. Avduevskij, V. Avduevsky, M. Marov, M. Rozhdestvenskij, M. Rozhdestvensky, N. Borodin, and V. Kerzhanovich. Soft landing of venera 7 on the venus surface and preliminary results of investigations of the venus atmosphere. *Journal of The Atmospheric Sciences - J ATMOS SCI*, 28 :263–269, 1971. doi : 10.1175/1520-0469(1971)028<0263:SLOVOT>2.0.CO;2.
- V. S. Avduevsky, M. Y. Marov, and M. K. Rozhdestvensky. Model of the atmosphere of the planet venus based on results of measurements made by the soviet automatic interplanetary station venera 4. *Journal of Atmospheric Sciences*, 25 (4) :537 – 545, 1968. doi : 10.1175/1520-0469(1968)025<0537:MOTAOT>2.0.CO;2. URL [https://journals.ametsoc.org/view/journals/atasc/25/4/1520-0469\\_1968\\_025\\_0537\\_motaot\\_2\\_0\\_co\\_2.xml](https://journals.ametsoc.org/view/journals/atasc/25/4/1520-0469_1968_025_0537_motaot_2_0_co_2.xml).
- A. Bagheri, A. Khan, D. Al-Attar, O. Crawford, and D. Giardini. Tidal response of mars constrained from laboratory-based viscoelastic dissipation models and geophysical data. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 124(11) :2703–2727, 2019. doi : <https://doi.org/10.1029/2019JE006015>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2019JE006015>.
- A. Bagheri, M. Efroimsky, J. Castillo-Rogez, S. Goossens, A.-C. Plesa, N. Rambaux, A. Rhoden, M. Walterová, A. Khan, and D. Giardini. Chapter five - tidal insights into rocky and icy bodies : an introduction and overview. In C. Schmelzbach and S. C. Stähler, editors, *Geophysical Exploration of the Solar System*, volume 63 of *Advances in Geophysics*, pages 231–320. Elsevier, 2022. doi : <https://doi.org/10.1016/bs.agph.2022.07.004>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0065268722000048>.

- F. T. Barath, A. H. Barrett, J. Copeland, D. E. Jones, and A. E. Lilley. Symposium on Radar and Radiometric Observations of Venus during the 1962 Conjunction : Mariner 2 microwave radiometer experiment and results. , 69 :49, 1964. doi : 10.1086/109227.
- T. Barclay, C. J. Burke, S. B. Howell, J. F. Rowe, D. Huber, H. Isaacson, J. M. Jenkins, R. Kolbl, G. W. Marcy, E. V. Quintana, et al. A super-earth-sized planet orbiting in or near the habitable zone around a sun-like star. *The Astrophysical Journal*, 768(2) :101, 2013.
- A. H. Barrett. Microwave Absorption and Emission in the Atmosphere of Venus. , 133 :281, 1961. doi : 10.1086/147024.
- . Basaltic Volcanism Study Project. Basaltic volcanism on the terrestrial planets. *Pergamon Press, New York*, 1981.
- A. T. Basilevsky and J. W. Head. The surface of venus. *Reports on Progress in Physics*, 66(10) :1699, 2003. doi : 10.1088/0034-4885/66/10/R04. URL <https://dx.doi.org/10.1088/0034-4885/66/10/R04>.
- M. Behouňková, G. Tobie, G. Choblet, and O. Cadek. Coupling mantle convection and tidal dissipation : Applications to enceladus and earth-like planets. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 115(E9), 2010. doi : <https://doi.org/10.1029/2009JE003564>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2009JE003564>.
- M. Behouňková, G. Tobie, G. Choblet, and O. Cadek. Tidally-induced melting events as the origin of south-pole activity on enceladus. *Icarus*, 219(2) :655–664, 2012. ISSN 0019-1035. doi : <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2012.03.024>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103512001170>.
- M. Behouňková, G. Tobie, G. Choblet, M. Kervazo, M. Melwani Daswani, C. Dumoulin, and S. D. Vance. Tidally induced magmatic pulses on the oceanic floor of jupiter's moon europa. *Geophysical Research Letters*, 48(3) :e2020GL090077, 2021. doi : <https://doi.org/10.1029/2020GL090077>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2020GL090077>. e2020GL090077 2020GL090077.
- D. Benjamin, J. Wahr, R. D. Ray, G. D. Egbert, and S. D. Desai. Constraints on mantle anelasticity from geodetic observations, and implications for the J2 anomaly. *Geophysical Journal International*, 165(1) :3–16, 2006. ISSN 0956-540X. doi : 10.1111/j.1365-246X.2006.02915.x. URL <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2006.02915.x>.
- D. Bercovici and Y. Ricard. Plate tectonics, damage and inheritance. *Nature*, 508(7497) :513–516, 2014. doi : 10.1038/nature13072. URL <https://doi.org/10.1038/nature13072>.
- F. Bianchini. *Hesperii et Phosphori nova phaenomena, sive observationes circa planetam Veneris*. Giovanni Maria Salvioni, Roma, 1728. URL <https://www.e-rara.ch/zut/content/zoom/122485>. Premières observations détaillées de Vénus, rotation proposée de 24 jours 8 heures, p. 74.
- C. J. Bierson. The impact of rheology model choices on tidal heating studies. *Icarus*, 414 : 116026, 2024. ISSN 0019-1035. doi : <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2024.116026>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S001910352400085X>.

- 
- B. G. Bills, T. Navarro, G. Schubert, A. Ermakov, and K. M. Górski. Gravitational signatures of atmospheric thermal tides on venus. *Icarus*, 340 :113568, 2020. ISSN 0019-1035. doi : <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2019.113568>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103518306778>.
- D. L. Bindschadler and J. W. Head. Diffuse Scattering of Radar on the Surface of Venus : Origin and Implications for the Distribution of Soils. *Earth Moon and Planets*, 42(2) : 133–149, 1988. doi : 10.1007/BF00054542.
- D. L. Bindschadler and J. W. Head. Characterization of venera 15/16 geologic units from pioneer venus reflectivity and roughness data. *Icarus*, 77(1) :3–20, 1989. ISSN 0019-1035. doi : [https://doi.org/10.1016/0019-1035\(89\)90003-1](https://doi.org/10.1016/0019-1035(89)90003-1). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0019103589900031>.
- D. L. Bindschadler, M. A. Kreslavsky, M. A. Ivanov, J. W. Head, A. T. Basilevsky, and Y. G. Shkuratov. Distribution of tessera terrain on venus : Prediction for magellan. *Geophysical Research Letters*, 17(2) :171–174, 1990. doi : <https://doi.org/10.1029/GL017i002p00171>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/GL017i002p00171>.
- D. L. Bindschadler, A. DeCharon, K. K. Beratan, S. E. Smrekar, and J. W. Head. Magellan observations of alpha regio : Implications for formation of complex ridged terrains on venus. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 97(E8) :13563–13577, 1992. doi : <https://doi.org/10.1029/92JE01332>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/92JE01332>.
- M. A. Biot. Theory of stress-strain relations in anisotropic viscoelasticity and relaxation phenomena. *Journal of Applied Physics*, 25(11) :1385–1391, 1954. ISSN 0021-8979. doi : 10.1063/1.1721573. URL <https://doi.org/10.1063/1.1721573>.
- E. Bjonnes, V. Hansen, B. James, and J. Swenson. Equilibrium resurfacing of venus : Results from new monte carlo modeling and implications for venus surface histories. *Icarus*, 217(2) :451–461, 2012. ISSN 0019-1035. doi : <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2011.03.033>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103511001308>. Advances in Venus Science.
- N. V. Bondarenko, J. W. Head, and M. A. Ivanov. Present-day volcanism on venus : Evidence from microwave radiometry. *Geophysical Research Letters*, 37(23), 2010. doi : <https://doi.org/10.1029/2010GL045233>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2010GL045233>.
- J. Brossier, M. S. Gilmore, and J. W. Head. Extended rift-associated volcanism in ganis chasma, venus detected from magellan radar emissivity. *Geophysical Research Letters*, 49(15) :e2022GL099765, 2022. doi : <https://doi.org/10.1029/2022GL099765>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2022GL099765>. e2022GL099765 2022GL099765.
- M. Bussmann, C. Reinhardt, C. Gillmann, T. Meier, J. Stadel, P. Tackley, and R. Helled. The possibility of a giant impact on venus. 2025. doi : 10.48550/arXiv.2508.03239.

- A. Butrica. *To See the Unseen : A History of Planetary Radar Astronomy*. 1996. Document ID : 19960045321.
- P. K. Byrne, R. C. Ghail, A. M. C. engör, P. B. James, C. Klimczak, and S. C. Solomon. A globally fragmented and mobile lithosphere on venus. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 118(26) :e2025919118, 2021. doi : 10.1073/pnas.2025919118. URL <https://www.pnas.org/doi/abs/10.1073/pnas.2025919118>.
- J. H. Bédard. Stagnant lids and mantle overturns : Implications for archaean tectonics, magmagenesis, crustal growth, mantle evolution, and the start of plate tectonics. *Geoscience Frontiers*, 9(1) :19–49, 2018. ISSN 1674-9871. doi : <https://doi.org/10.1016/j.gsf.2017.01.005>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1674987117300233>. Lid Tectonics.
- R. L. Carpenter. Symposium on Radar and Radiometric Observations of Venus during the 1962 Conjunction : Study of Venus by CW radar. *The Astronomical Journal*, 69 :2, 1964. ISSN 0004-6256. doi : 10.1086/109220.
- G. Cascioli, S. Hensley, F. De Marchi, D. Breuer, D. Durante, P. Racioppa, L. Iess, E. Mazarico, and S. E. Smrekar. The Determination of the Rotational State and Interior Structure of Venus with VERITAS. *The Planetary Science Journal*, 2(6) :220, 2021. ISSN 2632-3338. doi : 10.3847/PSJ/ac26c0.
- G. Cascioli, J. P. Renaud, E. Mazarico, D. Durante, L. Iess, S. Goossens, and S. Smrekar. Constraining the Venus Interior Structure with Future VERITAS Measurements of the Gravitational Atmospheric Loading. *The Planetary Science Journal*, 4(4) :65, 2023. ISSN 2632-3338. doi : 10.3847/PSJ/acc73c.
- G. Cascioli, A. J. P. Gülcher, E. Mazarico, and S. E. Smrekar. A spectrum of tectonic processes at coronae on venus revealed by gravity and topography. *Science Advances*, 11(20) : eadt5932, 2025. doi : 10.1126/sciadv.adt5932. URL <https://www.science.org/doi/abs/10.1126/sciadv.adt5932>.
- J. Cassini. *Éléments d'astronomie*. Imprimerie Royale, Paris, 1740. URL <https://gallica.bnf.fr/ark:/12148/bd6t5383853p/f577.item>. Consultable en ligne à la BnF, 732 pages numérisées. Mention de la rotation de Vénus (23h15).
- J. Castillo, A. Mocquet, and C. Sotin. Détecter la présence d'un océan dans Europe à partir de mesures altimétriques et gravimétriques. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences - Series II*, 330 :659–666, 2000.
- J. C. Castillo-Rogez, M. Efroimsky, and V. Lainey. The tidal history of Iapetus : Spin dynamics in the light of a refined dissipation model. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 116(E9), 2011. doi : <https://doi.org/10.1029/2010JE003664>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2010JE003664>.
- L. Cathles, W. Fjeldskar, A. Lenardic, B. Romanowicz, J. Seales, and M. Richards. Influence of the asthenosphere on earth dynamics and evolution. *Scientific Reports*, 13(1) :13367, 2023. ISSN 2045-2322. doi : 10.1038/s41598-023-39973-y.

- 
- S. Chapman and R. Lindzen. *Atmospheric Tides*, volume 10. 1970. doi : 10.1007/BF00171584.
- U. Christensen. Heat transport by variable viscosity convection and implications for the earth's thermal evolution. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 35(4) :264–282, 1984. ISSN 0031-9201. doi : [https://doi.org/10.1016/0031-9201\(84\)90021-9](https://doi.org/10.1016/0031-9201(84)90021-9). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0031920184900219>.
- H. Cížková, A. P. van den Berg, W. Spakman, and C. Matyska. The viscosity of earth's lower mantle inferred from sinking speed of subducted lithosphere. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 200-201 :56–62, 2012. ISSN 0031-9201. doi : <https://doi.org/10.1016/j.pepi.2012.02.010>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0031920112000374>.
- J. Connolly. Computation of phase equilibria by linear programming : A tool for geodynamic modeling and its application to subduction zone decarbonation. *Earth and Planetary Science Letters*, 236(1) :524–541, 2005. ISSN 0012-821X. doi : <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2005.04.033>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0012821X05002839>.
- T. Constantinou, O. Shorttle, and P. B. Rimmer. A dry venusian interior constrained by atmospheric chemistry. *Nature Astronomy*, 9 :189–198, 2024. doi : 10.1038/s41550-024-02414-5.
- A. C. Correia and J. Laskar. The four final rotation states of Venus. *Nature*, 411(6839) :767–770, 2001. ISSN 0028-0836, 1476-4687. doi : 10.1038/35081000.
- A. C. Correia and J. Laskar. Long-term evolution of the spin of venus : li. numerical simulations. *Icarus*, 163(1) :24–45, 2003a. ISSN 0019-1035. doi : [https://doi.org/10.1016/S0019-1035\(03\)00043-5](https://doi.org/10.1016/S0019-1035(03)00043-5). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103503000435>.
- A. C. Correia, J. Laskar, and O. N. de Surgy. Long-term evolution of the spin of venus : I. theory. *Icarus*, 163(1) :1–23, 2003. ISSN 0019-1035. doi : [https://doi.org/10.1016/S0019-1035\(03\)00042-3](https://doi.org/10.1016/S0019-1035(03)00042-3). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103503000423>.
- A. C. M. Correia and J. Laskar. Different tidal torques on a planet with a dense atmosphere and consequences to the spin dynamics. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 108 (E11), 2003b. doi : <https://doi.org/10.1029/2003JE002059>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2003JE002059>.
- L. Cottreau, N. Rambaux, S. Lebonnois, and J. Souchay. The various contributions in Venus rotation rate and LOD. *Astronomy & Astrophysics*, 531 :A45, 2011. ISSN 0004-6361, 1432-0746. doi : 10.1051/0004-6361/201116606.
- A. Davaille, S. E. Smrekar, and S. Tomlinson. Experimental and observational evidence for plume-induced subduction on Venus. *Nature Geoscience*, 10(5) :349–355, 2017. doi : 10.1038/ngeo2928.

- G. Davies. Thermal Evolution of the Mantle. In *Treatise on Geophysics*, pages 197–216. Elsevier, 2007. ISBN 978-0-444-52748-6.
- M. E. Davies, T. R. Colvin, P. G. Rogers, P. W. Chodas, W. L. Sjogren, E. L. Akim, V. A. Stepanyantz, Z. P. Vlasova, and A. I. Zakharov. The rotation period, direction of the north pole, and geodetic control network of venus. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 97(E8) :13141–13151, 1992. doi : <https://doi.org/10.1029/92JE01166>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/92JE01166>.
- C. de Bergh, V. Moroz, F. Taylor, D. Crisp, B. Bézard, and L. Zasova. The composition of the atmosphere of venus below 100km altitude : An overview. *Planetary and Space Science*, 54(13) :1389–1397, 2006. ISSN 0032-0633. doi : <https://doi.org/10.1016/j.pss.2006.04.020>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0032063306001668>. The Planet Venus and the Venus Express Mission.
- P. D’Incecco, N. Müller, J. Helbert, and M. D’Amore. Idunn mons on venus : Location and extent of recently active lava flows. *Planetary and Space Science*, 136 :25–33, 2017. ISSN 0032-0633. doi : <https://doi.org/10.1016/j.pss.2016.12.002>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S003206331630112X>.
- P. D’Incecco, I. López, G. Komatsu, G. G. Ori, and M. Aittola. Local stratigraphic relations at sandel crater, venus : Possible evidence for recent volcano-tectonic activity in imdr regio. *Earth and Planetary Science Letters*, 546 :116410, 2020. ISSN 0012-821X. doi : <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2020.116410>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0012821X2030354X>.
- H. Ding, Z. Chen, Y. Pan, and C. Zou. The complex love numbers of long-period zonal tides retrieved from global gps displacements : Applications for determining mantle anelasticity. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 126(9) :e2021JB022380, 2021. doi : <https://doi.org/10.1029/2021JB022380>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2021JB022380>. e2021JB022380 2021JB022380.
- A. R. Dobrovolskis. Atmospheric tides and the rotation of venus ii. spin evolution. *Icarus*, 41(1) :18–35, 1980. ISSN 0019-1035. doi : [https://doi.org/10.1016/0019-1035\(80\)90157-8](https://doi.org/10.1016/0019-1035(80)90157-8). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0019103580901578>.
- A. R. Dobrovolskis and A. P. Ingersoll. Atmospheric tides and the rotation of venus i. tidal theory and the balance of torques. *Icarus*, 41(1) :1–17, 1980. ISSN 0019-1035. doi : [https://doi.org/10.1016/0019-1035\(80\)90156-6](https://doi.org/10.1016/0019-1035(80)90156-6). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0019103580901566>.
- T. M. Donahue, J. H. Hoffman, R. R. Hodges, and A. J. Watson. Venus was wet : A measurement of the ratio of deuterium to hydrogen. *Science*, 216(4546) :630–633, 1982. doi : [10.1126/science.216.4546.630](https://doi.org/10.1126/science.216.4546.630). URL <https://www.science.org/doi/abs/10.1126/science.216.4546.630>.

- 
- C. Dumoulin, G. Tobie, O. Verhoeven, P. Rosenblatt, and N. Rambaux. Tidal constraints on the interior of Venus. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 122(6) :1338–1352, 2017. doi : <https://doi.org/10.1002/2016JE005249>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/2016JE005249>.
- A. M. Dziewonski and D. L. Anderson. Preliminary reference earth model. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 25(4) :297–356, 1981. ISSN 0031-9201. doi : [https://doi.org/10.1016/0031-9201\(81\)90046-7](https://doi.org/10.1016/0031-9201(81)90046-7). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0031920181900467>.
- M. Efroimsky. Tidal dissipation compared to seismic dissipation : In small bodies, earths, and super-earths. *The Astrophysical Journal*, 746(2) :150, 2012. doi : 10.1088/0004-637X/746/2/150. URL <https://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/746/2/150>.
- S. Einarsson. The award of the Bruce Gold Medal to Dr. Vesto Melvin Slipher. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 47(275) :5–10, 1935. ISSN 00046280, 15383873. URL <http://www.jstor.org/stable/40670629>.
- L. Esposito, R. Knollenberg, M. Marov, O. Toon, and R. Turco. 16. The clouds and hazes of Venus. *Venus*, 484, 1983.
- L. W. Esposito. Sulfur dioxide : Episodic injection shows evidence for active Venus volcanism. *Science*, 223(4640) :1072–1074, 1984. ISSN 00368075, 10959203. URL <http://www.jstor.org/stable/1693018>.
- J. V. Evans, R. P. Ingalls, L. P. Rainville, and R. R. Silva. Radar observations of Venus at 3.8 CM wavelength. , 71 :902, 1966. doi : 10.1086/109985.
- C. Flammarion. *La Planète Mars et ses conditions d'habitabilité*. Flammarion, Paris, 1909.
- P. G. Ford and G. H. Pettengill. Venus topography and kilometer-scale slopes. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 97(E8) :13103–13114, 1992. doi : <https://doi.org/10.1029/92JE01085>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/92JE01085>.
- T. Fukuhara, M. Futaguchi, G. L. Hashimoto, T. Horinouchi, T. Imamura, N. Iwagami, T. Kouyama, S.-Y. Murakami, M. Nakamura, K. Ogohara, M. Sato, T. M. Sato, M. Suzuki, M. Taguchi, S. Takagi, M. Ueno, S. Watanabe, M. Yamada, and A. Yamazaki. Large stationary gravity wave in the atmosphere of Venus. *Nature Geoscience*, 10(2) :85–88, 2017. doi : 10.1038/ngeo2873.
- F. Gaillard, F. Bernadou, M. Roskosz, M. A. Bouhifd, Y. Marrocchi, G. Iacono-Marziano, M. Moreira, B. Scaillet, and G. Rogerie. Redox controls during magma ocean degassing. *Earth and Planetary Science Letters*, 577 :117255, 2022. ISSN 0012-821X. doi : <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2021.117255>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0012821X21005112>.
- J. B. Garvin, S. A. Getty, G. N. Arney, N. M. Johnson, E. Kohler, K. O. Schwer, M. Sekerak, A. Bartels, R. S. Saylor, V. E. Elliott, C. S. Goodloe, M. B. Garrison, V. Cottini, N. Izenberg, R. Lorenz, C. A. Malespin, M. Ravine, C. R. Webster, D. H. Atkinson, S. Aslam, S. Atreya,

- B. J. Bos, W. B. Brinckerhoff, B. Campbell, D. Crisp, J. R. Filiberto, F. Forget, M. Gilmore, N. Gorius, D. Grinspoon, A. E. Hofmann, S. R. Kane, W. Kiefer, S. Lebonnois, P. R. Mahaffy, A. Pavlov, M. Trainer, K. J. Zahnle, and M. Zolotov. Revealing the Mysteries of Venus : The DAVINCI Mission. *The Planetary Science Journal*, 3(5) :117, 2022. ISSN 2632-3338. doi : 10.3847/PSJ/ac63c2.
- T. Gerya. Plume-induced crustal convection : 3d thermomechanical model and implications for the origin of novae and coronae on venus. *Earth and Planetary Science Letters*, 391 : 183–192, 2014. ISSN 0012-821X. doi : <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2014.02.005>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0012821X14000788>.
- R. C. Ghail. Structure and evolution of southeast thetis regio. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 107(E8) :4-1-4-7, 2002. doi : <https://doi.org/10.1029/2001JE001514>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2001JE001514>.
- C. Gillmann and P. Tackley. Atmosphere/mantle coupling and feedbacks on venus. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 119(6) :1189–1217, 2014. doi : <https://doi.org/10.1002/2013JE004505>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/2013JE004505>.
- C. Gillmann, E. Chassefière, and P. Lognonné. A consistent picture of early hydrodynamic escape of venus atmosphere explaining present ne and ar isotopic ratios and low oxygen atmospheric content. *Earth and Planetary Science Letters*, 286(3) :503–513, 2009. ISSN 0012-821X. doi : <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2009.07.016>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0012821X0900418X>.
- C. Gillmann, M. J. Way, G. Avice, D. Breuer, G. J. Golabek, D. Höning, J. Krissansen-Totton, H. Lammer, J. G. O'Rourke, M. Persson, A.-C. Plesa, A. Salvador, M. Scherf, and M. Y. Zolotov. The Long-Term Evolution of the Atmosphere of Venus : Processes and Feedback Mechanisms : Interior-Exterior Exchanges. *Space Science Reviews*, 218(7) :56, 2022. ISSN 0038-6308, 1572-9672. doi : 10.1007/s11214-022-00924-0.
- C. Gillmann, G. N. Arney, G. Avice, M. D. Dyar, G. J. Golabek, A. J. P. Gülcher, N. M. Johnson, M. Lefevre, and T. Widemann. Venus, 2024. URL <https://arxiv.org/abs/2404.07669>.
- M. S. Gilmore, M. Darby Dyar, N. Mueller, J. Brossier, A. R. Santos, M. Ivanov, R. Ghail, J. Filiberto, and J. Helbert. Mineralogy of the Venus Surface. , 219(7) :52, 2023. doi : 10.1007/s11214-023-00988-6.
- N. R. Goins, A. M. Dainty, and M. N. Toksöz. Lunar seismology : The internal structure of the moon. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 86(B6) :5061–5074, 1981. doi : <https://doi.org/10.1029/JB086iB06p05061>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/JB086iB06p05061>.
- T. Gold and S. Soter. Atmospheric tides and the resonant rotation of venus. *Icarus*, 11(3) :356–366, 1969. ISSN 0019-1035. doi : [https://doi.org/10.1016/0019-1035\(69\)90068-2](https://doi.org/10.1016/0019-1035(69)90068-2). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0019103569900682>.

- 
- P. Goldreich and S. Peale. Spin-orbit coupling in the solar system. , 71 :425, 1966. doi : 10.1086/109947.
- P. Goldreich and S. J. Peale. The Obliquity of Venus. *The Astronomical Journal*, 75 :273, 1970. ISSN 00046256. doi : 10.1086/110975.
- R. M. Goldstein. Symposium on Radar and Radiometric Observations of Venus during the 1962 Conjunction : Venus characteristics by earth-based radar. *The Astronomical Journal*, 69 :12, 1964. ISSN 0004-6256. doi : 10.1086/109221.
- R. M. Goldstein. *Radar studies of Venus*, page 126. 1967.
- R. M. Goldstein. Radio and radar studies of venus and mercury. *Radio Science*, 5(2) :391-395, 1970. doi : <https://doi.org/10.1029/RS005i002p00391>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/RS005i002p00391>.
- D. H. Green. Genesis of Archean Peridotitic Magmas and Constraints on Archean Geothermal Gradients and Tectonics. *Geology*, 3(1):15-18, 1975. ISSN 0091-7613. doi : 10.1130/0091-7613(1975)3<15:GOAPMA>2.0.CO;2. URL [https://doi.org/10.1130/0091-7613\(1975\)3<15:GOAPMA>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1130/0091-7613(1975)3<15:GOAPMA>2.0.CO;2).
- M. Green, M. J. Way, and R. Barnes. Consequences of Tidal Dissipation in a Putative Venusian Ocean. *The Astrophysical Journal Letters*, 876(2) :L22, 2019. ISSN 2041-8205, 2041-8213. doi : 10.3847/2041-8213/ab133b.
- R. E. Grimm. The deep structure of venusian plateau highlands. *Icarus*, 112(1) :89-103, 1994. ISSN 0019-1035. doi : <https://doi.org/10.1006/icar.1994.1171>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103584711717>.
- D. Grinspoon. *Venus Revealed : A New Look Below the Clouds of Our Mysterious Twin Planet*. Turtleback, 1998. ISBN 9780613274074.
- A. J. P. Gülcher, T. V. Gerya, L. G. J. Montési, and J. Munch. Corona structures driven by plume-lithosphere interactions and evidence for ongoing plume activity on Venus. *Nature Geoscience*, 13(8) :547-554, 2020. doi : 10.1038/s41561-020-0606-110.31223/x5jk88.
- A. J. P. Gülcher, L. Sabbeth, E. Stofan, and S. E. Smrekar. Coronae on venus : An updated global database and insights into morphology, spatial distribution, geological setting, and lithospheric properties. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 130(5) :e2024JE008749, 2025. doi : <https://doi.org/10.1029/2024JE008749>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2024JE008749>. e2024JE008749 2024JE008749.
- R. M. Hahn and P. K. Byrne. A morphological and spatial analysis of volcanoes on venus. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 128(4) :e2023JE007753, 2023. doi : <https://doi.org/10.1029/2023JE007753>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2023JE007753>. e2023JE007753 2023JE007753.

- K. Hamano, Y. Abe, and H. Genda. Emergence of two types of terrestrial planet on solidification of magma ocean. *Nature*, 497(7451) :607–610, 2013. ISSN 0028-0836, 1476-4687. doi : 10.1038/nature12163.
- K. Hamano, C. Gillmann, G. J. Golabek, D. Lourenço, and F. Westall. The evolutionary divergence of mars, venus and earth. *arXiv preprint arXiv :2404.09420*, 2024.
- V. L. Hansen. Geologic constraints on crustal plateau surface histories, venus : The lava pond and bolide impact hypotheses. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 111 (E11), 2006. doi : <https://doi.org/10.1029/2006JE002714>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2006JE002714>.
- V. L. Hansen and J. A. Willis. Structural analysis of a sampling of tesserae : Implications for venus geodynamics. *Icarus*, 123(2) :296–312, 1996. ISSN 0019-1035. doi : <https://doi.org/10.1006/icar.1996.0159>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103596901591>.
- A. Harris. An analytical theory of planetary rotation rates. *Icarus*, 31(1) :168–174, 1977. ISSN 0019-1035. doi : [https://doi.org/10.1016/0019-1035\(77\)90079-3](https://doi.org/10.1016/0019-1035(77)90079-3). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0019103577900793>.
- G. L. Hashimoto, M. Roos-Serote, S. Sugita, M. S. Gilmore, L. W. Kamp, R. W. Carlson, and K. H. Baines. Felsic highland crust on venus suggested by galileo near-infrared mapping spectrometer data. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 113(E5), 2008. doi : <https://doi.org/10.1029/2008JE003134>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2008JE003134>.
- S. A. Hauck II, R. J. Phillips, and M. H. Price. Venus : Crater distribution and plains resurfacing models. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 103(E6) :13635–13642, 1998. doi : <https://doi.org/10.1029/98JE00400>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/98JE00400>.
- J. W. Head, L. S. Crumpler, J. C. Aubele, J. E. Guest, and R. S. Saunders. Venus volcanism : Classification of volcanic features and structures, associations, and global distribution from magellan data. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 97(E8) : 13153–13197, 1992. doi : <https://doi.org/10.1029/92JE01273>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/92JE01273>.
- J. Helbert, A. Maturilli, M. D. Dyar, and G. Alemanno. Deriving iron contents from past and future venus surface spectra with new high-temperature laboratory emissivity data. *Science Advances*, 7(3) :eaba9428, 2021. doi : 10.1126/sciadv.aba9428. URL <https://www.science.org/doi/abs/10.1126/sciadv.aba9428>.
- R. R. Herrick and S. Hensley. Surface changes observed on a venusian volcano during the magellan mission. *Science*, 379(6638) :1205–1208, 2023. doi : 10.1126/science.abm7735. URL <https://www.science.org/doi/abs/10.1126/science.abm7735>.
- R. R. Herrick and R. J. Phillips. Effects of the venusian atmosphere on incoming meteoroids and the impact crater population. *Icarus*, 112(1) :253–281, 1994. ISSN 0019-1035.

---

doi : <https://doi.org/10.1006/icar.1994.1180>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103584711808>.

- R. R. Herrick, V. L. SHARPTON, M. C. MALIN, S. N. LYONS, and K. FEELY. *MORPHOLOGY AND MORPHOMETRY OF IMPACT CRATERS*, pages 1015–1046. University of Arizona Press, 1997. ISBN 9780816518302. URL <http://www.jstor.org/stable/j.ctv27tct5m.34>.
- R. R. Herrick, E. T. Bjonnes, L. M. Carter, T. Gerya, R. C. Ghail, C. Gillmann, M. Gilmore, S. Hensley, M. A. Ivanov, N. R. Izenberg, N. T. Mueller, J. G. O'Rourke, T. Rolf, S. E. Smrekar, and M. B. Weller. Resurfacing History and Volcanic Activity of Venus. , 219(4) : 29, 2023. doi : 10.1007/s11214-023-00966-y.
- E. S. Holden. On the rotation time of the planet venus [by professor g. v. schiaparelli]. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 2(10) :246a, 1890. doi : 10.1086/120153. URL <https://dx.doi.org/10.1086/120153>.
- T. Hoogenboom, S. E. Smrekar, F. S. Anderson, and G. Houseman. Admittance survey of type 1 coronae on venus. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 109 (E3), 2004. doi : <https://doi.org/10.1029/2003JE002171>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2003JE002171>.
- G. Hoppa, B. Tufts, R. Greenberg, and P. Geissler. Strike-slip faults on europa : Global shear patterns driven by tidal stress. *Icarus*, 141(2) :287–298, 1999. ISSN 0019-1035. doi : <https://doi.org/10.1006/icar.1999.6185>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S001910359961857>.
- T. Horinouchi, Y.-Y. Hayashi, S. Watanabe, M. Yamada, A. Yamazaki, T. Kouyama, M. Taguchi, T. Fukuhara, M. Takagi, K. Ogohara, S. ya Murakami, J. Peralta, S. S. Limaye, T. Imamura, M. Nakamura, T. M. Sato, and T. Satoh. How waves and turbulence maintain the super-rotation of venus' atmosphere. *Science*, 368(6489) :405–409, 2020. doi : 10.1126/science.aaz4439. URL <https://www.science.org/doi/abs/10.1126/science.aaz4439>.
- H. Hu, W. van der Wal, and L. L. A. Vermeersen. A full-maxwell approach for large-angle polar wander of viscoelastic bodies. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 122(12) :2745–2764, 2017. doi : <https://doi.org/10.1002/2017JE005365>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/2017JE005365>.
- J. Huang, A. Yang, and S. Zhong. Constraints of the topography, gravity and volcanism on venusian mantle dynamics and generation of plate tectonics. *Earth and Planetary Science Letters*, 362 :207–214, 2013. ISSN 0012-821X. doi : <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2012.11.051>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0012821X12006772>.
- W. Huntress and M. Marov. *Soviet Robots in the Solar System*. 2011. ISBN 978-1-4419-7897-4. doi : 10.1007/978-1-4419-7898-1.
- T. A. Hurford, E. Asphaug, J. N. Spitale, D. Hemingway, A. R. Rhoden, W. G. Henning, B. G. Bills, S. A. Kattenhorn, and M. Walker. Tidal disruption of phobos as the cause of surface

- fractures. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 121(6) :1054–1065, 2016. doi : <https://doi.org/10.1002/2015JE004943>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/2015JE004943>.
- S. Ida. The origin of saturn’s rings and moons. *Science*, 364(6445) :1028–1030, 2019.
- T. Imamura, J. Mitchell, S. Lebonnois, Y. Kaspi, A. P. Showman, and O. Korablev. Superrotation in Planetary Atmospheres. , 216(5) :87, 2020. doi : 10.1007/s11214-020-00703-9.
- M. A. Ivanov and J. W. Head. Global geological map of venus. *Planetary and Space Science*, 59(13) :1559–1600, 2011. ISSN 0032-0633. doi : <https://doi.org/10.1016/j.pss.2011.07.008>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0032063311002297>. Exploring Phobos.
- I. Jackson. *Laboratory measurements of seismic wave dispersion and attenuation : Recent progress*, volume 1, pages 265–289. American Geophysical Union, 1st edition, 2000. ISBN 0875909752.
- G. T. Jarvis and I. H. Campbell. Archean komatiites and geotherms : Solution to an apparent contradiction. *Geophysical Research Letters*, 10(12) :1133–1136, 1983. doi : <https://doi.org/10.1029/GL010i012p01133>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/GL010i012p01133>.
- A. Jiménez-Díaz, J. Ruiz, J. F. Kirby, I. Romeo, R. Tejero, and R. Capote. Lithospheric structure of venus from gravity and topography. *Icarus*, 260 :215–231, 2015. ISSN 0019-1035. doi : <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2015.07.020>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103515003115>.
- G. Jobert. Marées terrestres. In J. Coulomb and G. Jobert, editors, *Traité de géophysique interne. Tome 1 : Sismologie et pesanteur*, pages 507–527. Masson, Paris, 1973a. ISBN 978-2-225-36300-9.
- G. Jobert. Déformation d’une sphère élastique autogravitante. In J. Coulomb and G. Jobert, editors, *Traité de géophysique interne. Tome 1 : Sismologie et pesanteur*, pages 171–180. Masson, Paris, 1973b. ISBN 978-2-225-36300-9.
- B. Johnson and T. Bowling. Where have all the craters gone? Earth’s bombardment history and the expected terrestrial cratering record. *Geology*, 42(7) :587–590, 2014. ISSN 0091-7613. doi : 10.1130/G35754.1. URL <https://doi.org/10.1130/G35754.1>.
- S. Kamata, I. Matsuyama, and F. Nimmo. Tidal resonance in icy satellites with subsurface oceans. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 120(9) :1528–1542, 2015. doi : <https://doi.org/10.1002/2015JE004821>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/2015JE004821>.
- S.-i. Karato. Rheology of the deep upper mantle and its implications for the preservation of the continental roots : A review. *Tectonophysics*, 481(1) :82–98, 2010. ISSN 0040-1951. doi : <https://doi.org/10.1016/j.tecto.2009.04.011>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0040195109002157>. Insights into the Earth’s Deep Lithosphere.

- 
- S. I. Karato and P. Wu. Rheology of the upper mantle : A synthesis. *Science*, 260(5109) : 771–778, 1993. doi : 10.1126/science.260.5109.771. URL <https://www.science.org/doi/abs/10.1126/science.260.5109.771>.
- M. Kervazo, G. Tobie, G. Choblet, C. Dumoulin, and M. Bhounková. Solid tides in Io's partially molten interior : Contribution of bulk dissipation. *Astronomy & Astrophysics*, 650 :A72, 2021. ISSN 0004-6361, 1432-0746. doi : 10.1051/0004-6361/202039433.
- V. Kerzhanovich and S. Limaye. Circulation of the atmosphere from the surface to 100 km. *Advances in Space Research*, 5(11) :59–83, 1985. ISSN 0273-1177. doi : [https://doi.org/10.1016/0273-1177\(85\)90198-X](https://doi.org/10.1016/0273-1177(85)90198-X). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/027311778590198X>.
- K. Khurana, M. Kivelson, D. Stevenson, G. Schubert, C. Russell, R. Walker, and C. Polansky. Induced magnetic fields as evidence for subsurface oceans in Europa and Callisto. *Nature*, 395(6704) :777–780, 1998.
- A. Kliore and D. L. Cain. Mariner 5 and the radius of Venus. *Journal of Atmospheric Sciences*, 25(4) :549 – 554, 1968. doi : 10.1175/1520-0469(1968)025<0549:MATROV>2.0.CO;2. URL [https://journals.ametsoc.org/view/journals/atsc/25/4/1520-0469\\_1968\\_025\\_0549\\_matrov\\_2\\_0\\_co\\_2.xml](https://journals.ametsoc.org/view/journals/atsc/25/4/1520-0469_1968_025_0549_matrov_2_0_co_2.xml).
- A. Konopliv, W. Banerdt, and W. Sjogren. Venus gravity : 180th degree and order model. *Icarus*, 139(1) :3–18, 1999. ISSN 0019-1035. doi : <https://doi.org/10.1006/icar.1999.6086>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S001910359960864>.
- A. S. Konopliv and C. F. Yoder. Venusian k2 tidal love number from Magellan and PVO tracking data. *Geophysical Research Letters*, 23(14) :1857–1860, 1996. doi : <https://doi.org/10.1029/96GL01589>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/96GL01589>.
- S. Koutchmy. The Lomonosov arc : refraction and scattering in Venus atmosphere during solar transits. *Comptes Rendus. Physique*, 23(S1) :243–268, 2022. doi : 10.5802/crphys.121.
- T. Kremic, R. Ghail, M. Gilmore, G. Hunter, W. Kiefer, S. Limaye, M. Pauken, C. Tolbert, and C. Wilson. Long-duration Venus lander for seismic and atmospheric science. *Planetary and Space Science*, 190 :104961, 2020. ISSN 0032-0633. doi : <https://doi.org/10.1016/j.pss.2020.104961>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0032063319303563>.
- D. Lai, S. Lebonnois, and T. Li. Planetary-scale wave activity in Venus cloud layer simulated by the Venus PCM. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 129(7) :e2023JE008253, 2024. doi : <https://doi.org/10.1029/2023JE008253>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2023JE008253>. e2023JE008253 2023JE008253.

- B. Langlais and H. Amit. The past martian dynamo. *Science*, 321(5897) :1784–1785, 2008. doi : 10.1126/science.1162874. URL <https://www.science.org/doi/abs/10.1126/science.1162874>.
- G. Lari and M. Saillenfest. The nature of the laplace resonance between the galilean moons. *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*, 136(3) :19, 2024.
- J. Laskar. The retrograde rotation of venus. <https://perso.imcce.fr/jacques-laskar/en/general-audience/venus-spins-backward/>, 2004. Last updated June 22, 2004.
- J. Laskar and P. Robutel. The chaotic obliquity of the planets. *Nature*, 361(6413) :608–612, 1993. ISSN 0028-0836, 1476-4687. doi : 10.1038/361608a0.
- H. C. P. Lau, J. X. Mitrovica, J. Austermann, O. Crawford, D. Al-Attar, and K. Latychev. Inferences of mantle viscosity based on ice age data sets : Radial structure. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 121(10) :6991–7012, 2016. doi : <https://doi.org/10.1002/2016JB013043>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/2016JB013043>.
- M. Le Feuvre and M. A. Wieczorek. Nonuniform cratering of the moon and a revised crater chronology of the inner solar system. *Icarus*, 214(1) :1–20, 2011. ISSN 0019-1035. doi : <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2011.03.010>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103511000947>.
- S. Lebonnois and G. Schubert. 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*, 10(7) :473–477, 2017.
- S. Lebonnois, F. Hourdin, V. Eymet, A. Cresspin, R. Fournier, and F. Forget. Superrotation of venus' atmosphere analyzed with a full general circulation model. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 115(E6), 2010. doi : <https://doi.org/10.1029/2009JE003458>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2009JE003458>.
- S. Lebonnois, C. Covey, A. Grossman, H. Parish, G. Schubert, R. Walterscheid, P. Lauritzen, and C. Jablonowski. Angular momentum budget in general circulation models of superrotating atmospheres : A critical diagnostic. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 117(E12), 2012. doi : <https://doi.org/10.1029/2012JE004223>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2012JE004223>.
- S. Lebonnois, N. Sugimoto, and G. Gilli. Wave analysis in the atmosphere of Venus below 100-km altitude, simulated by the LMD Venus GCM. *Icarus*, 278 :38–51, 2016. ISSN 0019-1035. doi : 10.1016/j.icarus.2016.06.004.
- J. Leconte, H. Wu, K. Menou, and N. Murray. Asynchronous rotation of earth-mass planets in the habitable zone of lower-mass stars. *Science*, 347(6222) :632–635, 2015. doi : 10.1126/science.1258686. URL <https://www.science.org/doi/abs/10.1126/science.1258686>.

- 
- Y. J. Lee, A. García Muñoz, A. Yamazaki, M. Yamada, S. Watanabe, and T. Encrenaz. Investigation of uv absorbers on venus using the 283 and 365 nm phase curves obtained from akatsuki. *Geophysical Research Letters*, 48(7) :e2020GL090577, 2021. doi : <https://doi.org/10.1029/2020GL090577>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2020GL090577>. e2020GL090577 2020GL090577.
- J. S. Lewis. Metal/silicate fractionation in the solar system. *Earth and Planetary Science Letters*, 15(3) :286–290, 1972. ISSN 0012-821X. doi : [https://doi.org/10.1016/0012-821X\(72\)90174-4](https://doi.org/10.1016/0012-821X(72)90174-4). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0012821X72901744>.
- J. J. Lissauer and V. S. Safronov. The random component of planetary rotation. *Icarus*, 93(2) :288–297, 1991. ISSN 0019-1035. doi : [https://doi.org/10.1016/0019-1035\(91\)90213-D](https://doi.org/10.1016/0019-1035(91)90213-D). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/001910359190213D>.
- P. Lognonné, W. B. Banerdt, D. Giardini, W. T. Pike, U. Christensen, P. Laudet, S. De Raucourt, P. Zweifel, S. Calcutt, M. Bierwirth, et al. Seis : Insight’s seismic experiment for internal structure of mars. *Space Science Reviews*, 215 :1–170, 2019.
- M. V. Lomonosov. *Passage de Vénus devant le Soleil*. Académie impériale des sciences, 1761.
- D. L. Lourenço and A. B. Rozel. Chapter 9 - the past and the future of plate tectonics and other tectonic regimes. In J. C. Duarte, editor, *Dynamics of Plate Tectonics and Mantle Convection*, pages 181–196. Elsevier, 2023. ISBN 978-0-323-85733-8. doi : <https://doi.org/10.1016/B978-0-323-85733-8.00004-4>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B9780323857338000044>.
- D. L. Lourenço, A. Rozel, and P. J. Tackley. Melting-induced crustal production helps plate tectonics on earth-like planets. *Earth and Planetary Science Letters*, 439 :18–28, 2016. ISSN 0012-821X. doi : <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2016.01.024>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0012821X16000467>.
- D. L. Lourenço, A. B. Rozel, M. D. Ballmer, and P. J. Tackley. Plutonic-squishy lid : A new global tectonic regime generated by intrusive magmatism on earth-like planets. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 21(4) :e2019GC008756, 2020. doi : <https://doi.org/10.1029/2019GC008756>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2019GC008756>. e2019GC008756 10.1029/2019GC008756.
- A. E. H. Love. The yielding of the earth to disturbing forces. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, 82(551) :73–88, 1909. doi : 10.1098/rspa.1909.0008. URL <https://royalsocietypublishing.org/doi/abs/10.1098/rspa.1909.0008>.
- M. Luginin, A. Fedorova, D. Belyaev, F. Montmessin, V. Wilquet, O. Korablev, J.-L. Bertaux, and A. Vandaele. Aerosol properties in the upper haze of venus from spicavir data. *Icarus*, 277 :154–170, 2016. ISSN 0019-1035. doi : <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2016.05.008>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103516301488>.

- M. Lévesque, P. Rosenblatt, J. Marty, and C. Dumoulin. Determination of venus' rotation state using radio-tracking data from the venus express spacecraft. in review.
- A. Maeder and V. Gueorguiev. Local dynamical effects of scale invariance : the lunar recession. *Preprints*, 2022. doi : 10.20944/preprints202204.0305.v1. URL <https://doi.org/10.20944/preprints202204.0305.v1>.
- J. S. Maia and M. A. Wieczorek. Lithospheric structure of venusian crustal plateaus. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 127(2) :e2021JE007004, 2022. doi : <https://doi.org/10.1029/2021JE007004>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2021JE007004>. e2021JE007004 2021JE007004.
- J. S. Maia, M. A. Wieczorek, and A.-C. Plesa. The mantle viscosity structure of venus. *Geophysical Research Letters*, 50(15) :e2023GL103847, 2023. doi : <https://doi.org/10.1029/2023GL103847>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2023GL103847>. e2023GL103847 2023GL103847.
- W. Mao and S. Zhong. Constraints on mantle viscosity from intermediate-wavelength geoid anomalies in mantle convection models with plate motion history. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 126(4) :e2020JB021561, 2021. doi : <https://doi.org/10.1029/2020JB021561>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2020JB021561>. e2020JB021561 2020JB021561.
- S. Marchi, R. Rufu, and J. Korenaga. Long-lived volcanic resurfacing of Venus driven by early collisions. *Nature Astronomy*, 7(10) :1180–1187, 2023. ISSN 2397-3366. doi : 10.1038/s41550-023-02037-2.
- J.-L. Margot, D. B. Campbell, J. D. Giorgini, J. S. Jao, L. G. Snedeker, F. D. Ghigo, and A. Bonsall. Spin state and moment of inertia of venus. *Nature Astronomy*, 5 :676–683, 2021. doi : 10.1038/s41550-021-01339-7.
- M. Marov, V. Avduevsky, N. Borodin, A. Ekonomov, V. Kerzhanovich, V. Lysov, B. Moshkin, M. Rozhdestvensky, and O. Ryabov. Preliminary results on the venus atmosphere from the venera 8 descent module. *Icarus*, 20(4) :407–421, 1973. ISSN 0019-1035. doi : [https://doi.org/10.1016/0019-1035\(73\)90014-6](https://doi.org/10.1016/0019-1035(73)90014-6). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0019103573900146>.
- M. Y. Marov. Mikhail Iomonosov and the discovery of the atmosphere of venus during the 1761 transit. *Proceedings of the International Astronomical Union, 2004(IAUC196)* : 209–219, 2004. doi : 10.1017/S1743921305001390.
- H. Marquardt and L. Miyagi. Slab stagnation in the shallow lower mantle linked to an increase in mantle viscosity. *Nature Geoscience*, 8(4) :311–314, 2015.
- A. Martinez, S. Lebonnois, E. Millour, T. Pierron, E. Moisan, G. Gilli, and F. Lefèvre. Exploring the variability of the venusian thermosphere with the ipsi venus gcm. *Icarus*, 389 : 115272, 2023. ISSN 0019-1035. doi : <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2022.115272>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103522003645>.

- 
- C. H. Mayer, T. P. McCullough, and R. M. Sloanaker. Observations of Venus at 3.15-CM Wave Length. , 127 :1, 1958. doi : 10.1086/146433.
- N. J. McGregor, F. Nimmo, C. Gillmann, G. J. Golabek, A. M. Plattner, and J. W. Conrad. Probing the viscosity of venus's mantle from dynamic topography at baltis vallis. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 130(3) :e2024JE008581, 2025. doi : <https://doi.org/10.1029/2024JE008581>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2024JE008581>. e2024JE008581 2024JE008581.
- D. McKenzie, P. G. Ford, C. Johnson, B. Parsons, D. Sandwell, S. Saunders, and S. C. Solomon. Features on venus generated by plate boundary processes. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 97(E8) :13533–13544, 1992. doi : <https://doi.org/10.1029/92JE01350>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/92JE01350>.
- W. B. Mckinnon, K. J. ZAHNLE, B. A. IVANOV, and H. J. MELOSH. *CRATERING ON VENUS : MODELS AND OBSERVATIONS*, pages 969–1014. University of Arizona Press, 1997. ISBN 9780816518302. URL <http://www.jstor.org/stable/j.ctv27tct5m.33>.
- J. Mitrovica and A. Forte. A new inference of mantle viscosity based upon joint inversion of convection and glacial isostatic adjustment data. *Earth and Planetary Science Letters*, 225(1) :177–189, 2004. ISSN 0012-821X. doi : <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2004.06.005>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0012821X04003747>.
- Y. Miyazaki and J. Korenaga. Inefficient water degassing inhibits ocean formation on rocky planets : An insight from self-consistent mantle degassing models. *Astrobiology*, 22(6) : 713–734, 2022. ISSN 1557-8070. doi : 10.1089/ast.2021.0126. URL <http://dx.doi.org/10.1089/ast.2021.0126>.
- A. Mocquet, P. Rosenblatt, V. Dehant, and O. Verhoeven. The deep interior of venus, mars, and the earth : A brief review and the need for planetary surface-based measurements. *Planetary and Space Science*, 59(10) :1048–1061, 2011. ISSN 0032-0633. doi : <https://doi.org/10.1016/j.pss.2010.02.002>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0032063310000437>. Comparative Planetology : Venus-Earth-Mars.
- W. B. Moore and G. Schubert. Venusian crustal and lithospheric properties from non-linear regressions of highland geoid and topography. *Icarus*, 128(2) :415–428, 1997. ISSN 0019-1035. doi : <https://doi.org/10.1006/icar.1997.5750>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S001910359795750X>.
- W. B. Moore, J. I. Simon, and A. A. G. Webb. Heat-pipe planets. *Earth and Planetary Science Letters*, 474 :13–19, 2017. ISSN 0012-821X. doi : <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2017.06.015>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0012821X17303242>.
- V. I. Moroz. The Atmosphere of Venus. , 29(1) :3–127, 1981. doi : 10.1007/BF00177144.

- N. Mueller, J. Helbert, S. Erard, G. Piccioni, and P. Drossart. Rotation period of venus estimated from venus express virtis images and magellan altimetry. *Icarus*, 217(2) :474–483, 2012. ISSN 0019-1035. doi : <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2011.09.026>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103511003782>. Advances in Venus Science.
- W. H. Munk and G. J. MacDonald. Continentality and the gravitational field of the earth. *Journal of Geophysical Research*, 65(7) :2169–2172, 1960.
- C. D. Murray and S. F. Dermott. Tides, rotation and shape. In *Solar System Dynamics*, pages 130–188. Cambridge University Press, Cambridge, 1999. ISBN 978-0-521-57597-3.
- M. Nakada, J. Okuno, K. Lambeck, and A. Purcell. Viscosity structure of earth’s mantle inferred from rotational variations due to gia process and recent melting events. *Geophysical Journal International*, 202(2) :976–992, 2015. ISSN 0956-540X. doi : 10.1093/gji/ggv198. URL <https://doi.org/10.1093/gji/ggv198>.
- T. Navarro, G. Schubert, and S. Lebonnois. Atmospheric mountain wave generation on Venus and its influence on the solid planet’s rotation rate. *Nature Geoscience*, 11(7) : 487–491, 2018. ISSN 1752-0894, 1752-0908. doi : 10.1038/s41561-018-0157-x.
- F. Nimmo. Why does venus lack a magnetic field? *Geology*, 30(11) :987–990, 2002. ISSN 0091-7613. doi : 10.1130/0091-7613(2002)030<0987:WDVLAM>2.0.CO;2. URL [https://doi.org/10.1130/0091-7613\(2002\)030<0987:WDVLAM>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1130/0091-7613(2002)030<0987:WDVLAM>2.0.CO;2).
- F. Nimmo and S. Mackwell. Viscous relaxation as a probe of heat flux and crustal plateau composition on venus. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 120(3) :e2216311120, 2023. doi : 10.1073/pnas.2216311120. URL <https://www.pnas.org/doi/abs/10.1073/pnas.2216311120>.
- F. Nimmo and D. McKenzie. Modelling plume-related uplift, gravity and melting on venus. *Earth and Planetary Science Letters*, 145(1) :109–123, 1996. ISSN 0012-821X. doi : [https://doi.org/10.1016/S0012-821X\(96\)00200-2](https://doi.org/10.1016/S0012-821X(96)00200-2). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0012821X96002002>.
- C. Nunn, R. F. Garcia, Y. Nakamura, A. G. Marusiak, T. Kawamura, D. Sun, L. Margerin, R. Weber, M. Drilleau, M. A. Wieczorek, et al. Lunar seismology : A data and instrumentation review. *Space Science Reviews*, 216(5) :89, 2020.
- C. O’Neill. End-member venusian core scenarios : Does venus have an inner core? *Geophysical Research Letters*, 48(17) :e2021GL095499, 2021. doi : <https://doi.org/10.1029/2021GL095499>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2021GL095499>. e2021GL095499 2021GL095499.
- J. G. O’Rourke. Venus : A thick basal magma ocean may exist today. *Geophysical Research Letters*, 47(4) :e2019GL086126, 2020. doi : <https://doi.org/10.1029/2019GL086126>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2019GL086126>. e2019GL086126 2019GL086126.

- 
- J. G. O'Rourke, C. Gillmann, and P. Tackley. Prospects for an ancient dynamo and modern crustal remanent magnetism on venus. *Earth and Planetary Science Letters*, 502 : 46–56, 2018. ISSN 0012-821X. doi : <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2018.08.055>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0012821X18305211>.
- J. G. O'Rourke, J. Buz, R. R. Fu, and R. J. Lillis. Detectability of remanent magnetism in the crust of venus. *Geophysical Research Letters*, 46(11) :5768–5777, 2019. doi : <https://doi.org/10.1029/2019GL082725>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2019GL082725>.
- C. P. Orth and V. S. Solomatov. The isostatic stagnant lid approximation and global variations in the venusian lithospheric thickness. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 12(7), 2011. doi : <https://doi.org/10.1029/2011GC003582>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2011GC003582>.
- J. G. O'Rourke, C. F. Wilson, M. E. Borrelli, P. K. Byrne, C. Dumoulin, R. Ghail, A. J. Gülcher, S. A. Jacobson, O. Korablev, T. Spohn, et al. Venus, the planet : introduction to the evolution of earth's sister planet. *Space Science Reviews*, 219(1) :10, 2023.
- V. Patoka. True polar wander on dynamic planets : Approximative methods versus full solution. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 126(12) :e2021JE006948, 2021. doi : <https://doi.org/10.1029/2021JE006948>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2021JE006948>. e2021JE006948 2021JE006948.
- V. Patoka, J. Maia, and A.-C. Plesa. Linking internal and rotational dynamics : the amplitude of mantle convection driven wobble of venus. In *Europlanet Science Congress 2024 (EPSC 2024), Abstract EPSC2024-768*, Berlin, Germany, 2024. doi : 10.5194/epsc2024-768. Session TP11, Vol. 17, updated 3 July 2024.
- V. Patoka, J. Maia, A.-C. Plesa, and al. Polar motion dynamics on the slow-rotating venus : signatures of mantle flow. 2025. Preprint (Version 1), posted 08 July 2025.
- M. Pauer, K. Fleming, and O. Cadek. Modeling the dynamic component of the geoid and topography of venus. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 111(E11), 2006. doi : <https://doi.org/10.1029/2005JE002511>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2005JE002511>.
- A. Paulson, S. Zhong, and J. Wahr. Inference of mantle viscosity from grace and relative sea level data. *Geophysical Journal International*, 171(2) :497–508, 2007. ISSN 0956-540X. doi : 10.1111/j.1365-246X.2007.03556.x. URL <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2007.03556.x>.
- S. J. Peale, P. Cassen, and R. T. Reynolds. Melting of io by tidal dissipation. *Science*, 203(4383) :892–894, 1979. doi : 10.1126/science.203.4383.892. URL <https://www.science.org/doi/abs/10.1126/science.203.4383.892>.
- F. Petricca, A. Genova, S. Goossens, L. Less, and G. Spada. Constraining the internal structures of venus and mars from the gravity response to atmospheric loading. *The Planetary Science Journal*, 3(7) :164, 2022. doi : 10.3847/PSJ/ac7878. URL <https://dx.doi.org/10.3847/PSJ/ac7878>.

- Phan, P.-L. and Rambaux, N. Polar motion of venus. *AA*, 699 :A65, 2025. doi : 10.1051/0004-6361/202553658. URL <https://doi.org/10.1051/0004-6361/202553658>.
- R. J. Phillips and V. L. Hansen. Geological evolution of venus : Rises, plains, plumes, and plateaus. *Science*, 279(5356) :1492–1497, 1998. doi : 10.1126/science.279.5356.1492. URL <https://www.science.org/doi/abs/10.1126/science.279.5356.1492>.
- R. J. Phillips, R. F. Raubertas, R. E. Arvidson, I. C. Sarkar, R. R. Herrick, N. Izenberg, and R. E. Grimm. Impact craters and venus resurfacing history. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 97(E10) :15923–15948, 1992. doi : <https://doi.org/10.1029/92JE01696>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/92JE01696>.
- M. H. Price, G. Watson, J. Suppe, and C. Brankman. Dating volcanism and rifting on venus using impact crater densities. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 101(E2) : 4657–4671, 1996. doi : <https://doi.org/10.1029/95JE03017>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/95JE03017>.
- S. Pérez-Hoyos, A. Sánchez-Lavega, A. García-Muñoz, P. G. J. Irwin, J. Peralta, G. Holsclaw, W. M. McClintock, and J. F. Sanz-Requena. Venus upper clouds and the uv absorber from messenger/mascs observations. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 123(1) : 145–162, 2018. doi : <https://doi.org/10.1002/2017JE005406>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/2017JE005406>.
- N. J. Rappaport, A. S. Konopliv, A. B. Kucinskas, and P. G. Ford. An improved 360 degree and order model of venus topography. *Icarus*, 139(1) :19–31, 1999. ISSN 0019-1035. doi : <https://doi.org/10.1006/icar.1999.6081>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103599960815>.
- R. D. Ray, R. J. Eanes, and F. G. Lemoine. Constraints on energy dissipation in the earth's body tide from satellite tracking and altimetry. *Geophysical Journal International*, 144 (2) :471–480, 2001. ISSN 0956-540X. doi : 10.1046/j.1365-246x.2001.00356.x. URL <https://doi.org/10.1046/j.1365-246x.2001.00356.x>.
- D. E. Reese and P. R. Swan. Venera 4 probes atmosphere of venus. *Science*, 159(3820) : 1228–1230, 1968. ISSN 00368075, 10959203. URL <http://www.jstor.org/stable/1723876>.
- J. P. Renaud and W. G. Henning. Increased tidal dissipation using advanced rheological models : Implications for io and tidally active exoplanets. *The Astrophysical Journal*, 857(2) :98, 2018. doi : 10.3847/1538-4357/aab784. URL <https://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/aab784>.
- J.-P. Renaud and W. G. Henning. Tidalpy. <https://doi.org/10.5281/zenodo.7017474>, 2023. Version 0.4.1.
- A. Revol, E. Bolmont, G. Tobie, C. Dumoulin, Y. Musseau, S. Mathis, A. Strugarek, and A. Brun. Spin evolution of Venus-like planets subjected to gravitational and thermal tides. *Astronomy & Astrophysics*, 2023. ISSN 0004-6361, 1432-0746. doi : 10.1051/0004-6361/202245790.

- 
- Y. Ricard and B. Wuming. Inferring the viscosity and the 3-d density structure of the mantle from geoid, topography and plate velocities. *Geophysical Journal International*, 105(3) :561–571, 1991. ISSN 0956-540X. doi : 10.1111/j.1365-246X.1991.tb00796.x. URL <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.1991.tb00796.x>.
- P. B. Rimmer, S. Jordan, T. Constantinou, P. Woitke, O. Shorttle, R. Hobbs, and A. Paschodimas. Hydroxide salts in the clouds of venus : Their effect on the sulfur cycle and cloud droplet ph. *The Planetary Science Journal*, 2(4) :133, 2021. doi : 10.3847/PSJ/ac0156. URL <https://dx.doi.org/10.3847/PSJ/ac0156>.
- A. Ringwood. Composition and origin of the earth. *Res. School of Earth Sciences Publ*, (1227) :65, 1977.
- T. Rolf, B. Steinberger, U. Sruthi, and S. Werner. Inferences on the mantle viscosity structure and the post-overtun evolutionary state of venus. *Icarus*, 313 :107–123, 2018. ISSN 0019-1035. doi : <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2018.05.014>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103517308400>.
- T. Rolf, M. Weller, A. Gülcher, P. Byrne, J. G. O’Rourke, R. Herrick, E. Bjonnes, A. Davaille, R. Ghail, C. Gillmann, et al. Dynamics and evolution of venus’ mantle through time. *Space Science Reviews*, 218(8) :70, 2022.
- I. Romeo. Monte carlo models of the interaction between impact cratering and volcanic resurfacing on venus : The effect of the beta-atla-themis anomaly. *Planetary and Space Science*, 87 :157–172, 2013. ISSN 0032-0633. doi : <https://doi.org/10.1016/j.pss.2013.07.010>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S003206331300189X>.
- I. Romeo and D. Turcotte. Pulsating continents on venus : An explanation for crustal plateaus and tessera terrains. *Earth and Planetary Science Letters*, 276(1) :85–97, 2008. ISSN 0012-821X. doi : <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2008.09.009>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0012821X08005906>.
- I. Romeo and D. Turcotte. Resurfacing on venus. *Planetary and Space Science*, 58(10) :1374–1380, 2010. ISSN 0032-0633. doi : <https://doi.org/10.1016/j.pss.2010.05.022>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0032063310001728>.
- P. Rosenblatt, C. Dumoulin, J.-C. Marty, and A. Genova. Determination of venus’ interior structure with envision. *Remote Sensing*, 13(9), 2021. ISSN 2072-4292. doi : 10.3390/rs13091624. URL <https://www.mdpi.com/2072-4292/13/9/1624>.
- P. Rosenblatt, J.-C. Marty, A. Genova, and C. Dumoulin. EnVision Gravity investigation. In *European Geosciences Union General Assembly 2024 (EGU24)*, EGU General Assembly Conference Abstracts, page 10232, 2024. doi : 10.5194/egusphere-egu24-10232.
- M. L. Rudolph, V. Leki, and C. Lithgow-Bertelloni. Viscosity jump in Earth’s mid-mantle. *Science*, 350(6266) :1349–1352, 2015. ISSN 0036-8075, 1095-9203. doi : 10.1126/science.aad1929.
- C. Sagan. The Surface Temperature of Venus. , 65 :352–353, 1960. doi : 10.1086/108265.

- M. Saito. Some problems of static deformation of the earth. *Journal of Physics of the Earth*, 22(1) :123–140, 1974. ISSN 1884-2305, 0022-3743. doi : 10.4294/jpe1952.22.123.
- C. Saliby, A. Fienga, A. Briaud, A. Mémin, and C. Herrera. Viscosity contrasts in the venus mantle from tidal deformations. *Planetary and Space Science*, 231 :105677, 2023. ISSN 0032-0633. doi : <https://doi.org/10.1016/j.pss.2023.105677>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0032063323000466>.
- A. Salvador and H. Samuel. Convective outgassing efficiency in planetary magma oceans : Insights from computational fluid dynamics. *Icarus*, 390 :115265, 2023. ISSN 0019-1035. doi : <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2022.115265>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103522003578>.
- A. Salvador, H. Massol, A. Davaille, E. Marcq, P. Sarda, and E. Chassefière. The relative influence of h<sub>2</sub>o and co<sub>2</sub> on the primitive surface conditions and evolution of rocky planets. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 122(7) :1458–1486, 2017. doi : <https://doi.org/10.1002/2017JE005286>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/2017JE005286>.
- A. Salvador, G. Avice, D. Breuer, C. Gillmann, H. Lammer, E. Marcq, S. N. Raymond, H. Sakuraba, M. Scherf, and M. J. Way. Magma ocean, water, and the early atmosphere of venus. *Space Science Reviews*, 219(7) :51, 2023.
- H. Samuel, P. Lognonné, M. Panning, and V. Lainey. The rheology and thermal history of mars revealed by the orbital evolution of phobos. *Nature*, 569(7757) :523–527, 2019.
- H. Samuel, M. Drilleau, A. Rivoldini, Z. Xu, Q. Huang, R. Garcia, V. Leki, J. Irving, J. Badro, P. Lognonné, J. Connolly, T. Kawamura, T. Gudkova, and W. Banerdt. Geophysical evidence for an enriched molten silicate layer above mars’s core. *Nature*, 622 :712–717, 2023. doi : 10.1038/s41586-023-06601-8.
- A. Sánchez-Lavega, S. Lebonnois, T. Imamura, P. Read, and D. Luz. The Atmospheric Dynamics of Venus. , 212(3-4) :1541–1616, 2017. doi : 10.1007/s11214-017-0389-x.
- R. S. Saunders, A. J. Spear, P. C. Allin, R. S. Austin, A. L. Berman, R. C. Chandler, J. Clark, A. V. Decharon, E. M. De Jong, D. G. Griffith, J. M. Gunn, S. Hensley, W. T. K. Johnson, C. E. Kirby, K. S. Leung, D. T. Lyons, G. A. Michaels, J. Miller, R. B. Morris, A. D. Morrison, R. G. Piereson, J. F. Scott, S. J. Shaffer, J. P. Slonski, E. R. Stofan, T. W. Thompson, and S. D. Wall. Magellan mission summary. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 97(E8) :13067–13090, 1992. doi : <https://doi.org/10.1029/92JE01397>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/92JE01397>.
- P. Scarica, I. Garate-Lopez, S. Lebonnois, G. Piccioni, D. Grassi, A. Migliorini, and S. Tellmann. Validation of the ipsl venus gcm thermal structure with venus express data. *Atmosphere*, 10 :10, 2019. ISSN 2073-4433. doi : 10.3390/atmos10100584. URL <https://www.mdpi.com/2073-4433/10/10/584>.
- G. G. Schaber, R. G. Strom, H. J. Moore, L. A. Soderblom, R. L. Kirk, D. J. Chadwick, D. D. Dawson, L. R. Gaddis, J. M. Boyce, and J. Russell. Geology and distribution of impact

- 
- craters on venus : What are they telling us? *Journal of Geophysical Research : Planets*, 97(E8) :13257–13301, 1992. doi : <https://doi.org/10.1029/92JE01246>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/92JE01246>.
- G. Schubert. 21. general circulation and the dynamical state of the venus atmosphere. *Venus*, 484, 1983.
- G. Schubert and D. Sandwell. A global survey of possible subduction sites on venus. *Icarus*, 117(1) :173–196, 1995. ISSN 0019-1035. doi : <https://doi.org/10.1006/icar.1995.1150>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103585711505>.
- G. Schubert, C. Covey, A. D. Genio, L. S. Elson, G. Keating, A. Seiff, R. E. Young, J. Apt, C. C. Counselman III, A. J. Kliore, S. S. Limaye, H. E. Revercomb, L. A. Sromovsky, V. E. Suomi, F. Taylor, R. Woo, and U. von Zahn. Structure and circulation of the venus atmosphere. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 85(A13) :8007–8025, 1980. doi : <https://doi.org/10.1029/JA085iA13p08007>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/JA085iA13p08007>.
- G. Schubert, K. Zhang, M. G. Kivelson, and J. D. Anderson. The magnetic field and internal structure of Ganymede. , 384(6609) :544–545, 1996. doi : 10.1038/384544a0.
- J. Scotti and H. Melosh. Estimate of the size of comet shoemaker-levy 9 from a tidal breakup model. *Nature*, 365(6448) :733–735, 1993.
- A. Seiff, J. Schofield, A. Kliore, F. Taylor, S. Limaye, H. Revercomb, L. Sromovsky, V. Kerzhanovich, V. Moroz, and M. Marov. Models of the structure of the atmosphere of venus from the surface to 100 kilometers altitude. *Advances in Space Research*, 5(11) :3–58, 1985. ISSN 0273-1177. doi : [https://doi.org/10.1016/0273-1177\(85\)90197-8](https://doi.org/10.1016/0273-1177(85)90197-8). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0273117785901978>.
- O. Shah, R. Helled, Y. Alibert, and K. Mezger. Possible chemical composition and interior structure models of venus inferred from numerical modelling. *The Astrophysical Journal*, 926(2) :217, 2022. doi : 10.3847/1538-4357/ac410d. URL <https://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/ac410d>.
- J. G. Shellnutt. The curious case of the rock at venera 8. *Icarus*, 321 :50–61, 2019. ISSN 0019-1035. doi : <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2018.11.001>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103518303518>.
- V. Shiltsev. Lomonosov’s discovery of venus’s atmosphere in 1761 : English translation of original publication with commentaries. *arXiv*, 2012. URL <https://arxiv.org/abs/1206.3489>.
- M. Simons, S. C. Solomon, and B. H. Hager. Localization of gravity and topography : constraints on the tectonics and mantle dynamics of venus. *Geophysical Journal International*, 131(1) :24–44, 1997. ISSN 0956-540X. doi : 10.1111/j.1365-246X.1997.tb00593.x. URL <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.1997.tb00593.x>.

- N. H. Sleep. Thermal history and degassing of the earth : Some simple calculations. *The Journal of Geology*, 87(6) :671–686, 1979. doi : 10.1086/628459. URL <https://doi.org/10.1086/628459>.
- N. H. Sleep. Plate Tectonics through Time. In *Treatise on Geophysics*, pages 145–169. Elsevier, 2007. ISBN 978-0-444-52748-6.
- V. M. Slipher. A spectrographic investigation of the rotation velocity of venus. *Astronomische Nachrichten*, 163(3-4) :35–52, 1903. doi : <https://doi.org/10.1002/asna.19031630303>. URL <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/asna.19031630303>.
- W. B. Smith. Radar observations of Venus, 1961 and 1959. *The Astronomical Journal*, 68 : 15, 1963. ISSN 0004-6256. doi : 10.1086/108904.
- S. Smrekar, S. Hensley, R. Nybakken, M. S. Wallace, D. Perkovic-Martin, T.-H. You, D. Nunes, J. Brophy, T. Ely, E. Burt, M. D. Dyar, J. Helbert, B. Miller, J. Hartley, P. Kallemeyn, J. Whitten, L. Less, M. Mastrogioseppe, M. Younis, P. Prats, M. Rodriguez, and E. Mazarico. Veritas (venus emissivity, radio science, insar, topography, and spectroscopy) : A discovery mission. In *2022 IEEE Aerospace Conference (AERO)*, pages 1–20, 2022. doi : 10.1109/AERO53065.2022.9843269.
- S. E. Smrekar and E. M. Parmentier. The interaction of mantle plumes with surface thermal and chemical boundary layers : Applications to hotspots on venus. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 101(B3) :5397–5410, 1996. doi : <https://doi.org/10.1029/95JB02877>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/95JB02877>.
- S. E. Smrekar and R. J. Phillips. Venusian highlands : geoid to topography ratios and their implications. *Earth and Planetary Science Letters*, 107(3) :582–597, 1991. ISSN 0012-821X. doi : [https://doi.org/10.1016/0012-821X\(91\)90103-O](https://doi.org/10.1016/0012-821X(91)90103-O). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0012821X91901030>.
- S. E. Smrekar, E. R. Stofan, N. Mueller, A. Treiman, L. Elkins-Tanton, J. Helbert, G. Piccioni, and P. Drossart. Recent hotspot volcanism on venus from virtis emissivity data. *Science*, 328 (5978) :605–608, 2010. doi : 10.1126/science.1186785. URL <https://www.science.org/doi/abs/10.1126/science.1186785>.
- S. E. Smrekar, A. Davaille, and C. Sotin. Venus Interior Structure and Dynamics. *Space Science Reviews*, 214(5) :88, 2018. ISSN 0038-6308, 1572-9672. doi : 10.1007/s11214-018-0518-1.
- F. Sohl and G. Schubert. 10.02 - interior structure, composition, and mineralogy of the terrestrial planets. In G. Schubert, editor, *Treatise on Geophysics*, pages 27–68. Elsevier, Amsterdam, 2007. ISBN 978-0-444-52748-6. doi : <https://doi.org/10.1016/B978-044452748-6.00153-X>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B978044452748600153X>.

- 
- V. S. Solomatov. Scaling of temperature- and stress-dependent viscosity convection. *Physics of Fluids*, 7(2) :266–274, 1995. ISSN 1070-6631. doi : 10.1063/1.868624. URL <https://doi.org/10.1063/1.868624>.
- V. S. Solomatov and L.-N. Moresi. Stagnant lid convection on venus. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 101(E2) :4737–4753, 1996. doi : <https://doi.org/10.1029/95JE03361>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/95JE03361>.
- C. Sotin, G. Tobie, J. Wahr, and W. Mckinnon. Tides and tidal heating on europa. *Europa*, 2009.
- O. Soucek, J. Hron, M. Behouňková, and O. Cadek. Effect of the tiger stripes on the deformation of saturn’s moon enceladus. *Geophysical Research Letters*, 43(14) :7417–7423, 2016. doi : <https://doi.org/10.1002/2016GL069415>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/2016GL069415>.
- G. Spada. Alma, a fortran program for computing the viscoelastic love numbers of a spherically symmetric planet. *Computers Geosciences*, 34 :667–687, 2008. doi : 10.1016/j.cageo.2007.12.001.
- G. Spada, R. Sabadini, and E. Boschi. The spin and inertia of venus. *Geophysical Research Letters*, 23(15) :1997–2000, 1996. doi : <https://doi.org/10.1029/96GL01765>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/96GL01765>.
- S. Squyres. Venus - encyclopedia britannica, 2024. URL <https://www.britannica.com/place/Venus-planet>. Accessed on July 11, 2024.
- C. Stein, J. Schmalzl, and U. Hansen. The effect of rheological parameters on plate behaviour in a self-consistent model of mantle convection. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 142(3) :225–255, 2004. ISSN 0031-9201. doi : <https://doi.org/10.1016/j.pepi.2004.01.006>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0031920104000196>.
- B. Steinberger, S. C. Werner, and T. H. Torsvik. Deep versus shallow origin of gravity anomalies, topography and volcanism on earth, venus and mars. *Icarus*, 207(2) :564–577, 2010. ISSN 0019-1035. doi : <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2009.12.025>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103509005168>.
- F. R. Stephenson, L. V. Morrison, and C. Y. Hohenkerk. Measurement of the earth’s rotation : 720 bc to ad 2015. *Proceedings : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 472 (2196) :1–26, 2016. ISSN 13645021. URL <http://www.jstor.org/stable/26159751>.
- D. J. Stevenson. Planetary magnetic fields. *Earth and Planetary Science Letters*, 208(1) :1–11, 2003. ISSN 0012-821X. doi : [https://doi.org/10.1016/S0012-821X\(02\)01126-3](https://doi.org/10.1016/S0012-821X(02)01126-3). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0012821X02011263>.
- E. R. Stofan and S. E. Smrekar. Large topographic rises, coronae, large flow fields, and large volcanoes on Venus : Evidence for mantle plumes? In *Plates, plumes and paradigms*. Geological Society of America, 2005. ISBN 9780813723884. doi : 10.1130/0-8137-2388-4.841. URL <https://doi.org/10.1130/0-8137-2388-4.841>.

- E. R. Stofan, V. E. HAMILTON, D. M. JANES, and S. E. SMREKAR. *CORONAE ON VENUS : MORPHOLOGY AND ORIGIN*, pages 931–966. University of Arizona Press, 1997. ISBN 9780816518302. URL <http://www.jstor.org/stable/j.ctv27tct5m.32>.
- R. G. Strom, G. G. Schaber, and D. D. Dawson. The global resurfacing of venus. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 99(E5) :10899–10926, 1994. doi : <https://doi.org/10.1029/94JE00388>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/94JE00388>.
- D. Sulcanese, G. Mitri, and M. Mastrogiuseppe. Evidence of ongoing volcanic activity on Venus revealed by Magellan radar. *Nature Astronomy*, 2024. doi : 10.1038/s41550-024-02272-1.
- M. Sundberg and R. F. Cooper. A composite viscoelastic model for incorporating grain boundary sliding and transient diffusion creep ; correlating creep and attenuation responses for materials with a fine grain size. *Philosophical Magazine*, 90(20) :2817–2840, 2010. doi : 10.1080/14786431003746656.
- P. J. Tackley. Self-consistent generation of tectonic plates in time-dependent, three-dimensional mantle convection simulations. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 1(8), 2000. doi : <https://doi.org/10.1029/2000GC000036>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2000GC000036>.
- P. J. Tackley. Modelling compressible mantle convection with large viscosity contrasts in a three-dimensional spherical shell using the yin-yang grid. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 171(1) :7–18, 2008. ISSN 0031-9201. doi : <https://doi.org/10.1016/j.pepi.2008.08.005>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0031920108002276>. Recent Advances in Computational Geodynamics : Theory, Numerics and Applications.
- H. Takeuchi and M. Saito. Seismic Surface Waves. In *Methods in Computational Physics : Advances in Research and Applications*, volume 11, pages 217–295. Elsevier, 1972. ISBN 978-0-12-460811-5.
- M. Tang. Composition of the earth's crust. In D. Alderton and S. A. Elias, editors, *Encyclopedia of Geology (Second Edition)*, pages 178–186. Academic Press, Oxford, second edition edition, 2021. ISBN 978-0-08-102909-1. doi : <https://doi.org/10.1016/B978-0-08-102908-4.00044-8>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B9780081029084000448>.
- F. Taylor and D. Grinspoon. Climate evolution of venus. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 114(E9), 2009a. doi : <https://doi.org/10.1029/2008JE003316>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2008JE003316>.
- F. Taylor and D. Grinspoon. Climate evolution of venus. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 114(E9), 2009b. doi : <https://doi.org/10.1029/2008JE003316>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2008JE003316>.

- 
- F. Taylor, H. Svedhem, and J. Head. Venus : The atmosphere, climate, surface, interior and near-space environment of an earth-like planet. *Space Science Reviews*, 214 :35, 2018. doi : 10.1007/s11214-018-0467-8.
- S. Tellmann, J. Oschlisniok, M. Pätzold, C. Dumoulin, and P. Rosenblatt. Radio Sounding of the Venusian Atmosphere with the RSE Experiment on EnVision. In *European Planetary Science Congress*, pages EPSC2024–796, 2024. doi : 10.5194/epsc2024-796.
- D. V. Titov, G. Piccioni, P. Drossart, and W. J. Markiewicz. *Radiative Energy Balance in the Venus Atmosphere*, pages 23–53. Springer New York, New York, NY, 2013. ISBN 978-1-4614-5064-1. doi : 10.1007/978-1-4614-5064-1\_4. URL [https://doi.org/10.1007/978-1-4614-5064-1\\_4](https://doi.org/10.1007/978-1-4614-5064-1_4).
- D. V. Titov, N. I. Ignatiev, K. McGouldrick, V. Wilquet, and C. F. Wilson. Clouds and hazes of venus. *Space Science Reviews*, 214 :1–61, 2018.
- G. Tobie, A. Mocquet, and C. Sotin. Tidal dissipation within large icy satellites : Applications to europa and titan. *Icarus*, 177(2) :534–549, 2005. ISSN 0019-1035. doi : <https://doi.org/10.1016/j.icarus.2005.04.006>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103505001582>. Europa Icy Shell.
- G. Tobie, O. Grasset, C. Dumoulin, and A. Mocquet. Tidal response of rocky and ice-rich exoplanets. *Astronomy & Astrophysics*, 630 :A70, 2019. ISSN 0004-6361, 1432-0746. doi : 10.1051/0004-6361/201935297.
- G. Tobie, P. Auclair-Desrotour, M. Bhounková, M. Kervazo, O. Souek, and K. Kalousová. Tidal deformation and dissipation processes in icy worlds. *Space Science Reviews*, 221 (1) :6, 2025.
- N. Truong and J. I. Lunine. Volcanically extruded phosphides as an abiotic source of venusian phosphine. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 118(29) :e2021689118, 2021. doi : 10.1073/pnas.2021689118. URL <https://www.pnas.org/doi/abs/10.1073/pnas.2021689118>.
- G. Tuckwell and R. Ghail. A 400-km-scale strike-slip zone near the boundary of thetis regio, venus. *Earth and Planetary Science Letters*, 211(1) :45–55, 2003. ISSN 0012-821X. doi : [https://doi.org/10.1016/S0012-821X\(03\)00128-6](https://doi.org/10.1016/S0012-821X(03)00128-6). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0012821X03001286>.
- M. Turbet, E. Bolmont, G. Chaverot, D. Ehrenreich, J. Leconte, and E. Marcq. Day–night cloud asymmetry prevents early oceans on Venus but not on Earth. *Nature*, 598(7880) :276–280, 2021. ISSN 0028-0836, 1476-4687. doi : 10.1038/s41586-021-03873-w.
- D. L. Turcotte. An episodic hypothesis for venusian tectonics. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 98(E9) :17061–17068, 1993. doi : <https://doi.org/10.1029/93JE01775>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/93JE01775>.
- J. M. Wahr and T. Sasao. A diurnal resonance in the ocean tide and in the earth’s load response due to the resonant free ‘core nutation’. *Geophysical Journal International*, 64 (3) :747–765, 1981.

- M. Walterová, A.-C. Plesa, F. W. Wagner, and D. Breuer. Andrade rheology in planetary science. 2023. doi : 10.22541/essoar.169008299.99203183/v1. URL <http://dx.doi.org/10.22541/essoar.169008299.99203183/v1>.
- I. Wardinski, H. Amit, B. Langlais, and E. Thébaud. The internal structure of mercury's core inferred from magnetic observations. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 126(12) :e2020JE006792, 2021. doi : <https://doi.org/10.1029/2020JE006792>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2020JE006792>. e2020JE006792 2020JE006792.
- M. J. Way and A. D. Del Genio. Venusian habitable climate scenarios : Modeling venus through time and applications to slowly rotating venus-like exoplanets. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 125(5) :e2019JE006276, 2020. doi : <https://doi.org/10.1029/2019JE006276>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2019JE006276>. e2019JE006276 10.1029/2019JE006276.
- M. J. Way, A. D. Del Genio, N. Y. Kiang, L. E. Sohl, D. H. Grinspoon, I. Aleinov, M. Kelley, and T. Clune. Was venus the first habitable world of our solar system? *Geophysical Research Letters*, 43(16) :8376–8383, 2016. doi : <https://doi.org/10.1002/2016GL069790>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/2016GL069790>.
- M. J. Way, R. E. Ernst, and J. D. Scargle. Large-scale volcanism and the heat death of terrestrial worlds. *The Planetary Science Journal*, 3(4) :92, 2022. ISSN 2632-3338. doi : 10.3847/psj/ac6033. URL <http://dx.doi.org/10.3847/PSJ/ac6033>.
- L. Wen and D. L. Anderson. Layered mantle convection : A model for geoid and topography. *Earth and Planetary Science Letters*, 146(3) :367–377, 1997. ISSN 0012-821X. doi : [https://doi.org/10.1016/S0012-821X\(96\)00238-5](https://doi.org/10.1016/S0012-821X(96)00238-5). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0012821X96002385>.
- M. Wieczorek. *Gravity and Topography of the Terrestrial Planets*, pages 153–193. 2015. doi : 10.1016/B978-0-444-53802-4.00169-X.
- M. A. Wieczorek and M. Meschede. Shtools : Tools for working with spherical harmonics. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 19(8) :2574–2592, 2018. doi : <https://doi.org/10.1029/2018GC007529>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2018GC007529>.
- R. Wildt. Note on the Surface Temperature of Venus. , 91 :266–268, 1940. doi : 10.1086/144165.
- H. Wilhelm, W. Zürn, and H.-G. Wenzel, editors. *Tidal Phenomena*, volume 66 of *Lecture Notes in Earth Sciences*. Springer, Berlin, Heidelberg, 1997. ISBN 978-3-540-62833-0. doi : 10.1007/BFb0011453.
- D. Williams. Venus fact sheet, 2024. URL <https://nssdc.gsfc.nasa.gov/planetary/factsheet/venusfact.html>. June 25, 2024.

- 
- J. G. Williams, D. H. Boggs, C. F. Yoder, J. T. Ratcliff, and J. O. Dickey. Lunar rotational dissipation in solid body and molten core. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 106 (E11) :27933–27968, 2001. doi : <https://doi.org/10.1029/2000JE001396>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2000JE001396>.
- C. Xiao, F. Li, J. Yan, M. Gregoire, W. Hao, Y. Harada, M. Ye, and J.-P. Barriot. Possible deep structure and composition of venus with respect to the current knowledge from geodetic data. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 126(7) :e2019JE006243, 2021. doi : <https://doi.org/10.1029/2019JE006243>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2019JE006243>. e2019JE006243 2019JE006243.
- V. N. Zharkov, T. V. Gudkova, and A. Nikol'skii. On Parameters of the Earth-Like Model of Venus. *Solar System Research*, 53(1) :1–4, 2018. ISSN 0038-0946, 1608-3423. doi : 10.1134/S0038094618060084.
- S. Zhong, C. Qin, G. A, and J. Wahr. Can tidal tomography be used to unravel the long-wavelength structure of the lunar interior? *Geophysical Research Letters*, 39 (15), 2012. doi : <https://doi.org/10.1029/2012GL052362>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2012GL052362>.
- S. Zhong, K. Kang, G. A, and C. Qin. Citcomsv3 : A three-dimensional finite element software package for modeling planetary mantle's viscoelastic deformation in response to surface and tidal loads. *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, 23(10) :e2022GC010359, 2022. doi : <https://doi.org/10.1029/2022GC010359>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2022GC010359>. e2022GC010359 2022GC010359.
- C. Zimmer, K. K. Khurana, and M. G. Kivelson. Subsurface oceans on europa and callisto : Constraints from galileo magnetometer observations. *Icarus*, 147(2) :329–347, 2000. ISSN 0019-1035. doi : <https://doi.org/10.1006/icar.2000.6456>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S001910350096456X>.
- C. Zou, H. Ding, and W. Luan. Anelasticity of the lower mantle inferred from the pole and lunar monthly tides using global doris coordinate time series. *Global and Planetary Change*, 236 :104415, 2024. ISSN 0921-8181. doi : <https://doi.org/10.1016/j.gloplacha.2024.104415>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0921818124000626>.



---

**Titre : Implication des couplages intérieur-atmosphère sur la dynamique rotationnelle de Vénus****Mots clefs: Venus, Viscosité, Marées atmosphériques et solides, Rotation, Topographie**

**Résumé:** La rotation rétrograde de Vénus est la plus lente de toutes les planètes du système solaire. Il est communément admis que cet état résulte de l'équilibre entre les couples de forces créés par les marées solides et atmosphériques. L'objectif de cette thèse est d'exploiter ce lien afin d'extraire des informations sur l'intérieur de la planète et sa rotation.

Premièrement, le couple de forces de marée thermique est estimé à partir de simulations de dynamique atmosphérique. En calculant la réponse viscoélastique de l'intérieur aux marées gravitationnelles et à la charge atmosphérique, la viscosité actuelle du manteau inférieur de Vénus, permettant d'expliquer une rotation à l'équilibre, est estimée entre  $2 \times 10^{20}$  et  $6 \times 10^{21}$  Pa.s.

Deuxièmement, l'évolution passée de la rotation de Vénus est simulée en considérant des variations simples de la viscosité et de la

température. Ces travaux montrent qu'en l'absence de processus de dissipation supplémentaires, le frottement visqueux ne permet pas de ralentir la rotation de Vénus jusqu'à son état actuel à partir d'une période de rotation initiale inférieure à 24h.

Enfin, le couplage des marées thermiques avec la topographie et la vitesse de rotation est étudié à travers une série de simulations de dynamique atmosphérique. Les résultats indiquent que les variations du couple de marée sont principalement contrôlées par les variations à grande échelle de la topographie. La dépendance des marées thermiques à la vitesse de rotation présente un comportement général similaire à celui observé dans des études précédentes, mais diffère en valeurs en raison de l'utilisation d'un modèle plus récent et de la prise en compte de la topographie.

---

**Title: Implication of interior-atmosphere couplings on the rotational dynamics of Venus****Keywords: Venus, Viscosity, Atmospheric tides, Solid body tides, Rotation, Topography**

**Abstract:** Venus' rotation is the slowest of all the planets in the solar system and is in the retrograde direction. It is commonly admitted that such a rotation state results from the balance between the torques created by solid and atmospheric tides. The aim of this thesis is to exploit this link to extract information on both the interior and the rotation.

First, using atmospheric pressure simulations, the atmospheric thermal torque is estimated. Computing the viscoelastic response of the interior to gravitational tides and to atmospheric loading, the current viscosity of Venus' lower mantle is given between  $2 \times 10^{20}$  and  $6 \times 10^{21}$  Pa.s to explain a rotation in equilibrium.

Second, the possible past evolution of Venus' rotation is investigated by considering simple viscosity and thermal evolution paths. This work

shows that, in the absence of additional dissipation processes, viscous friction cannot slow down Venus' rotation to its current state from an initial rotation period shorter than 1 day.

Finally, the coupling of the atmospheric thermal tides with the topography and the rotation rate is studied through a series of atmospheric simulations. The results highlight the link between topography and thermal tides, showing that the variations of the torque over a day are mainly controlled by large scale topography. The dependence of thermal tides on rotation rate shows a general behavior similar to that found in previous studies, but differs due to the use of more recent simulations and the inclusion of topography.

