



HAL
open science

Étude de l'atmosphère de Vénus à l'aide d'un modèle de réfraction lors du passage devant le Soleil des 5-6 Juin 2012

Christophe Pere

► **To cite this version:**

Christophe Pere. Étude de l'atmosphère de Vénus à l'aide d'un modèle de réfraction lors du passage devant le Soleil des 5-6 Juin 2012. Autre. COMUE Université Côte d'Azur (2015 - 2019), 2016. Français. NNT : 2016AZUR4063 . tel-01477867

HAL Id: tel-01477867

<https://theses.hal.science/tel-01477867>

Submitted on 27 Feb 2017

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.

UNIVERSITÉ NICE SOPHIA ANTIPOLIS - UFR Sciences
École doctorale n° 364 : Sciences Fondamentales et Appliquées

THÈSE

pour obtenir le titre de

Docteur en Sciences

de l'UNIVERSITÉ Nice Sophia Antipolis

Spécialité : "SCIENCES DE LA PLANÈTE ET DE
L'UNIVERS"

présentée et soutenue publiquement par

Christophe PERE

**Étude de l'atmosphère de Vénus à l'aide d'un
modèle de réfraction lors du passage devant le
Soleil du 5-6 Juin 2012**

Directeur de thèse : **Paolo TANGA**

Co-directeur de thèse : **Thomas WIDEMANN**

le 23 septembre 2016

Jury

M. Guy Libourel,	Professeur, Université Nice Sophia Antipolis	Président de Jury
M. Emmanuel Marcq,	Maître de Conférences, UVSQ	Rapporteur
M. Colin Wilson,	Chercheur, Oxford University	Rapporteur
M. Jean-Philippe Beaulieu,	Directeur de recherche, IAP	Examinateur
M. Tristan Guillot,	Directeur de Recherche, OCA	Examinateur

UNIVERSITÉ Nice Sophia Antipolis

Observatoire de la Côte d'Azur

Boulevard de l'Observatoire - CS 34229 - F 06304 NICE Cedex 4

A ma femme Cindy et à mon fils William

*There are countless suns and
countless Earths all rotating around
their suns in exactly the same way as
the seven planets of our system. We
see only the suns because they are
the largest bodies and are luminous,
but their planets remain invisible to
us because they are smaller and
non-luminous. The countless worlds
in the universe are no worse and no
less inhabited than our Earth.*

Giordano Bruno, 1584

Résumé

Etude de l'atmosphère de Vénus à l'aide d'un modèle de réfraction lors du passage devant le Soleil des 5-6 Juin 2012

Laboratoire Lagrange, Université Côte d'Azur, Observatoire de la Côte d'Azur, CNRS, Blvd de l'Observatoire, CS 34229, 06304 Nice cedex 4 / LESIA, UMR CNRS 8109, Paris Observatory, France

Le transit de Vénus devant le Soleil est un événement rare et l'occasion unique pour étudier la réfraction de la lumière du Soleil à travers l'atmosphère, afin de déterminer les propriétés atmosphériques de la planète et en particulier la structure thermique de la haute atmosphère. L'objectif de cette thèse a été la modélisation de cette réfraction lors du passage devant le Soleil qui a eu lieu les 5-6 juin 2012, modèle dont les résultats ont pu être comparés aux données de la mission Venus Express.

La première partie est consacrée à l'analyse des images des satellites qui a permis la création de courbes de lumière en fonction de la latitude de l'auréole qui serviront de référence pour les modèles. L'étude de l'atmosphère a d'abord été réalisée par une approche isotherme (théorie de Baum and Code (1953)). Le modèle a ensuite été affiné en simulant trois couches isothermes concentriques établies grâce à l'analyse préalable des données SPICAV/SOIR de Venus Express. Pour finir, le dernier modèle développé pour l'étude de l'auréole est un modèle multicouche concentrique à très haute résolution verticale. Ce modèle a permis d'obtenir un profil vertical de densité en fonction de la latitude, ainsi que l'altitude du $\tau = 1$ (le long de la ligne de visée) induite par les aérosols. Ces données ont ensuite été utilisées pour générer des cartes 2D de température en fonction de la latitude et de l'altitude, que nous comparons aux données d'occultation solaire de la mission Venus Express. Cette étude a également permis de déterminer de façon indépendante l'échelle de hauteur des aérosols et leur chromaticité dans l'atmosphère de Vénus.

Dans un second temps, l'étude de la courbe du transit de 2004 a été menée conjointement avec le Dr. Andréa Chiavassa afin de mettre en évidence l'impact de la granulation stellaire sur les courbes de transit exoplanétaires.

Mot-clés : Vénus, atmosphère planétaire, transit, réfraction, modélisation

Abstract

Study of the atmosphere of Venus with a refraction model when passing across the Sun the June, 5-6 2012

Laboratoire Lagrange, Université Côte d'Azur, Observatoire de la Côte d'Azur, CNRS, Blvd de l'Observatoire, CS 34229, 06304 Nice cedex 4 / LESIA, UMR CNRS 8109, Paris Observatory, France

The transit of Venus across the Sun is a rare and unique opportunity to study the refraction of sunlight through the atmosphere, called the "aureola", and determine the atmospheric properties of the planet and in particular the thermal structure of the upper atmosphere. The objective of this thesis was the modeling of this refraction effect at terminator during the passage across the Sun which took place on June, 5-6 2012, and a comparison with data obtained in the same region during the Venus Express mission.

The first part is devoted to the analysis of data from an Earth-orbiting solar observatory that allowed the creation of individual aureola light curves according to latitude, that were used as a modeling reference. The study of the refracting atmosphere was first carried out by an isothermal approach (Baum and Code (1953) theory). The model was then refined by simulating three concentric layers based on prior analysis of Venus Express/SPICAV-SOIR vertical density profile data obtained simultaneously on June 6, 2012. Finally, the complete model developed for this study is a concentric layered model with sub-kilometer vertical resolution. This model has allowed us to retrieve from individual aureole lightcurves a density vertical profile function of the latitude and the $\tau = 1$ altitude of slanted opacity along the line of sight, induced by mesospheric aerosols. These data were subsequently used to generate temperature maps in 2D function of latitude and altitude, we compare the solar occultation data from the Venus Express mission (SOIR). This study also determined independently the scale height of aerosols and the chromaticity in the atmosphere of Venus.

A separate, additional study on 2004 Venus transit data was conducted jointly with Dr. Andrea Chiavassa to highlight the impact of the stellar granulation on exoplanetary transit curves in extrasolar systems.

Keywords : Venus, planetary atmosphere, transit, refraction, modelisation

Remerciements

Ces trois années de thèse auront été intéressantes et enrichissantes à plus d'un titre. J'y ai vécu des moments importants et ai rencontré des personnes tout aussi importantes. Cette période vit également la vue d'un heureux évènement, la naissance de mon fils qui a depuis lors, épanoui ma vie. Merci à ma femme pour cet immense cadeau ainsi que pour sa patience et pour m'avoir supporté.

Je tiens tout d'abord à remercier Paolo Tanga, qui a su m'encadrer, me suivre et se rendre disponible dès que j'en avais besoin durant mes années passées à Nice. Je remercie également Thomas Widemann qui malgré l'éloignement a su être présent pour des discussions d'ordre technique et pour ses conseils.

Un grand merci à Jean-Philippe Beaulieu qui a toujours été présent avec sa franchise et ses conseils.

Un grand merci à Philippe Bendjoya, pour m'avoir accompagné et guidé durant ma première année en me montrant d'autres chemins à explorer, ainsi que d'autres façons différentes d'aborder les problèmes. Par ailleurs, il m'a appris à avoir une grande ouverture d'esprit.

Je remercie Andréa Chiavassa pour avoir cru en moi en me proposant une collaboration dès le commencement de ma thèse, pour les discussions et son partage de connaissances sur la physique stellaire, pour ces bons moments passés à discuter et rigoler.

Un grand merci à David Luz pour les nombreux échanges que nous avons eu ainsi que pour son soutien.

Merci à Pedro Machado pour son aide et ses conseils et toute l'écoute dont il a su faire part.

Un grand merci à Emmanuel Marcq pour sa patience et sa disponibilité face à toutes les questions que j'ai pu lui poser.

Ma reconnaissance va aussi à Benoit Leveugle pour toute l'aide dont il m'a fait part pour résoudre des problèmes sur ma machine, son expertise et son apprentissage dans les méthodes de parallélisation.

Un très grand merci aux ingénieurs de l'Observatoire de la Côte d'Azur avec qui j'ai partagé cafés, rires, discussions et très bons moments, Catherine Renaud, Elena Lega, Fabrice Ubaldi et Dimitri Laveder. Merci à Fabrice pour m'avoir appris énormément sur l'administration système Linux ainsi que sur le ping-pong. Merci à Catherine et Elena pour leur aide sur l'implantation numérique.

Merci aux chercheurs de l'OCA avec qui j'ai échangé des idées et plus encore.

Je tiens à remercier toutes les personnes que j'ai pu rencontré et avec qui j'ai passé de bons moments au LESIA, Pernelle, Sophie, Marion, Cateline Lantz, Jean-Michel Rees, Jérôme Parisot, Bruno Sicardy, Martin, Emmanuel Lellouch, Bruno Bézard et Pierre Drossart.

Je tiens à remercier mes co-bureaux avec qui j'ai noué des liens : Judit, Lucille Fayon, Sophia, Diane, André, Erick et Rodrigo.

Et enfin je tiens à remercier ma famille et mes amis qui ont toujours été là même quand mon humeur pouvait laisser à désirer et qui ont su me supporter.

Table des matières

Table des figures	16
Liste des tableaux	23
Introduction	25
1 Vénus à l'ère de Venus Express	33
1.1 Présentation générale de la planète	33
1.1.1 Données générales	33
1.1.2 Caractéristiques orbitales	34
1.1.3 L'atmosphère	35
1.1.4 La surface et l'intérieur	35
1.2 L'exploration spatiale de Vénus	35
1.2.1 Explorations passées et en cours	36
1.2.2 Projets futurs	38
1.3 Les questions ouvertes : l'intérieur et le volcanisme	40
1.3.1 L'intérieur et le volcanisme	40
1.3.2 Rotation rétrograde et basculement de l'axe	40
1.4 Les questions ouvertes : l'atmosphère	41
1.4.1 Origine et évolution de l'atmosphère	41
1.4.2 Habitabilité	43
1.4.3 Dynamique et superrotation	43
1.4.4 Les nuages et aérosols	45
1.4.5 Température au terminateur	46
1.5 Les passages de Vénus	48
1.5.1 Historique et prédiction	48
1.5.2 L'auréole de Vénus : définition	48
1.5.3 Observations satellitaires de l'auréole en 2012	51
2 Analyse de la courbe de transit	53
2.1 Courbe de transit	53
2.1.1 ACRIMSAT	53
2.1.2 Reproduction de la trajectoire de Vénus	54
2.2 Granulation solaire	54
2.3 Impact de la granulation sur la courbe de transit	58
2.3.1 L'auréole et la granulation	58
2.3.2 Courbe de transit	59

3	Modèles de réfraction	63
3.1	Introduction	63
3.2	Approche de Baum et Code (théorie)	63
3.3	Modèle multicouche	68
3.4	Exemples d'utilisation dans l'observation des occultations stellaires	69
3.5	Implémentation numérique de Baum et Code et multicouche	72
3.5.1	Fonctions communes	72
3.5.1.1	Assombrissement centre-bord	72
3.5.1.2	Échelle de hauteur des aérosols	72
3.5.1.3	Géométrie de la trajectoire de Vénus	74
3.5.2	Modèle isotherme	75
3.5.2.1	Calcul de la fonction d'atténuation	75
3.5.2.2	Mise en œuvre du modèle de réfraction	76
3.5.2.2.1	Paramètres du modèle	76
3.5.2.2.2	Schéma d'implémentation	78
3.5.3	Modèle multicouche	78
3.6	Le problème inverse	79
3.6.1	Modèle isotherme	79
3.6.1.1	Chaîne de Markov-Monte Carlo (MCMC)	79
3.6.1.2	Couplage algorithme génétique – algorithme MCMC	80
3.6.2	Modèle isotherme à trois couches	81
3.6.3	Modèle multicouche "onion peeling" (non isotherme)	83
3.7	Parallélisation	84
4	Observations de l'auréole en 2012	87
4.1	Introduction : campagnes d'observation	87
4.2	Données obtenues par les télescopes spatiaux et les observations au sol	88
4.2.1	SDO	88
4.2.2	Hinode	89
4.3	Photométrie de l'auréole	90
4.3.1	Sélection et paramétrisation des données	90
4.3.1.1	Variation de la distance au limbe	92
4.3.1.2	Détermination d'une courbe de lumière en chaque point du limbe	94
4.3.1.2.1	Extraction des positions en latitude	94
4.3.1.2.2	Interpolation du flux	95
4.3.2	Itération des courbes de lumière	97
4.3.3	Barre d'erreur	97
4.3.4	Nettoyage des données	99
4.3.5	Flux Hinode	100
4.3.5.1	Facteur f et courbes de lumière	100
4.3.5.2	Chromaticité	101
5	Modélisation de l'auréole en 2012	107
5.1	Approche de Baum et Code (application)	107
5.1.1	Modèle isotherme à une couche	107
5.1.1.1	Premiers tests	107
5.1.1.1.1	Modèle isotherme direct	107

5.1.1.1.2	Modèle isotherme inverse	107
5.1.1.2	Exploration de l'aurole : phase <i>ingress</i>	108
5.1.2	Modèle isotherme à trois couches	114
5.2	Modèle multicouches	116
5.2.1	Échelle des aérosols vs $\tau = 1$	116
5.2.2	Modèle direct multicouches	116
5.2.3	Modèle multicouche inverse	118
5.2.3.1	Profil vertical de densité	118
5.2.3.2	Profils de température	118
5.2.3.3	Courbes moyennes de température <i>ingress/egress</i>	125
5.2.4	Cartes de température au terminateur <i>ingress/egress</i>	125
5.3	Comparaison des bandes spectrales	129
5.3.1	Méthode	129
5.3.2	Résultats	130
6	Résultats et discussions	134
6.1	Champ de température	134
6.1.1	Généralités sur le champ de température au terminateur	134
6.1.2	Comparaison avec les données VIRA	135
6.1.3	Comparaison avec VeRa et VIRTIS-M	136
6.1.4	Comparaison avec SPICAV/SOIR	136
6.2	Contraintes sur les aérosols	145
6.2.1	Variabilité de l'altitude $\tau = 1$	145
6.2.2	Profil instantané	145
	Conclusion	147
	A Poster EPSC 2015	149
	B Articles scientifiques	151
	Bibliographie	172

Table des figures

1	Carte de la visibilité du passage de Vénus devant le Soleil du 5-6 juin 2012	26
2	Chappe d'Auteroche (1722 – 1769), mort en mission à l'issue de l'expédition en Californie pour l'observation du passage de Vénus de 1769, est l'auteur de la première description complète de l'auréole, ou "apparence lumineuse en forme d'anneau", dans son ouvrage posthume publié par Cassini de Thury dit Cassini III (1714-1784).	26
3	Image en lumière blanche du satellite en orbite terrestre Transition Region and Coronal Explorer (TRACE-WL) prise à 5 :27 UT entre le premier et second contact du passage de Vénus devant le soleil du 8 juin 2004. L'image, de résolution spatiale 0.5 arcsec et à faible dynamique, ne permettait pas l'étude photométrique quantitative de l'auréole. On observe cependant qu'elle est plus intense dans la région du pôle Sud de Vénus [Pasachoff et al. (2011)].	28
4	Le lancement de la mission Venus Express de l'Agence spatiale européenne, le 9 novembre 2005 à 3h33 UTC, à l'aide d'une fusée Soyouz-Fregat, depuis le centre spatial de Baïkonour. Si l'architecture de la sonde dérive de celle de la sonde martienne Mars Express, lancée quelques années auparavant (juin 2003), plusieurs caractéristiques ont été modifiées pour les adapter aux radiations de haute énergie et à la proximité du soleil en orbite vénusienne grâce à l'extension de la mission nominale décidée par l'ESA, elle a pu effectuer des mesures de la structure de l'atmosphère les 5 et 6 juin 2012 alors qu'au même moment, Vénus passait devant le soleil vu depuis la Terre. (crédit : ESA).	29
5	Le disque solaire avec la trajectoire de Vénus pendant le transit des 5-6 juin 2012, vu depuis le géocentre terrestre.	31
1.1	Image à l'échelle de la planète Vénus (droite) et de la Terre (gauche) (crédit : NASA).	34
1.2	Images de la surface de Vénus prises par les landers russes des missions Venera. Crédits NASA/NSSDCA-ROSCOSMOS.	39
1.3	Structure verticale de l'atmosphère de Vénus comparée à celle de l'atmosphère terrestre. On note la présence des couches nuageuses d'acide sulfurique H_2SO_4 de 48 à 70 km environ, ainsi que le profil moyen de température (courbe verte) comparée à celui de la Terre (courbe bleue).	44
1.4	Evolution de la transmittance (à gauche) et du profil vertical de l'extinction (à droite) des aérosols entre 70 et 100 km pour les occultations solaires au terminateur de l'instrument SOIR à bord de la mission Venus Express, mesurées au cours d'orbites successives de la sonde en Sep. et Oct. 2009 (encart situé en haut à droite : du bleu au rouge : orbites 1248, 1250, 1252, 1256, 1260, 1266, 1268 ; les orbites sont séparées de 24h) . .	47

1.5	Illustration de la quasi-commensurabilité de 8 années terrestres (2922.048 jours), 13 années vénusiennes (2921.035 jours) et des 5 périodes synodiques.	49
1.6	La succession de deux transits à 8 ans d'intervalle en 2004 et 2012 correspond au déplacement du cycle de 5 conjonctions inférieures au voisinage du nœud descendant dans le sens direct sur l'écliptique (5 périodes synodiques de 2919.415 jours étant à peu près égales à 8 années terrestres de 2922.048 jours). Le plan invariant de l'orbite de Vénus est représenté en noir.	49
1.7	Le canon des passages de Vénus au cours de l'histoire (axe des X : années avant / après JC. Axe des Y : distance maximale du point tangent du passage de Vénus au centre du disque solaire. Le transit a été quasi-central en décembre 424. Entre 426 avant et 424 ap. JC il n'y a eu qu'un seul transit et non deux séparés de 8 ans. Depuis 546, il y a deux transits au nœud descendant (juin), depuis 1518 il y a deux transits à chacun des nœuds ascendant et descendant. (source : Obs. Paris/IMCCE/P. Rocher).	50
1.8	Images de l'auréole, arc lumineux sur les deux images, vues par les satellites SDO et Hinode.	52
2.1	Trajectoire apparente de Vénus lors du transit de 2004 vue par le satellite ACRIMSAT. Les points montrent la non-linéarité de la trajectoire projetée sur le Soleil induite par l'orbite du satellite. Les points sont espacés d'un intervalle de 5 min. La figure montre la trajectoire interpolée.	54
2.2	Surface du Soleil vue par le satellite Hinode lors du transit du 5 juin 2012. La granulation est l'assemblage de zone blanche (partie chaude) à des zones d'ombres (partie plus froide).	55
2.3	Granulation solaire obtenue par les simulations RHD ainsi que par le satellite Hinode [Chiavassa et al. (2015)].	57
2.4	Surface orthographique du Soleil créée à partir des simulations RHD. L'image de droite montre la trajectoire de Vénus représentée à l'échelle [Chiavassa et al. (2015)].	58
2.5	<i>Top panel</i> : image Hinode du transit de 2012. <i>Bottom panel</i> vue tridimensionnelle de l'intensité de l'image au-dessus. La contribution de l'auréole est visible sur le bord gauche de la planète (creux central) [Chiavassa et al. (2015)].	60
2.6	Courbe du transit de Vénus du 8 juin 2004. Les points rouges sont les points mesurés par ACRIMSAT. La courbe noire est la courbe obtenue en moyennant les 50 transits générés via les surfaces orthographiques. La bande verte est la dispersion obtenue via ces 50 courbes [Chiavassa et al. (2015)].	61
2.7	<i>Top panel</i> : courbe du transit de Vénus du 8 juin 2004. Comparaison entre la courbe de lumière obtenue par la surface orthographique d'Hinode (Rouge) et la surface orthographique des simulations RHD (noire). <i>Bottom panel</i> : la courbe représente la différence entre les deux courbes de lumière ci-avant [Chiavassa et al. (2015)].	62
3.1	Géométrie de la réfraction d'un rayon lumineux de la photosphère à l'observateur. Les distances et tailles relatives ne sont pas conformes à la réalité. La déviation des rayons lumineux est fortement exagérée.	67

3.2	Schéma de la géométrie du modèle multicouche. $\theta = \omega$, e correspond à l'angle entre la couche considérée dans l'atmosphère de Vénus et la ligne de visée entre l'observateur et le Soleil. r est la distance minimum du centre de la planète, l est la distance entre la couche projetée sur le Soleil et la source lumineuse.	68
3.3	Déviations des rayons lumineux provenant d'une source ponctuelle placée à $D' = +\infty$. Les rayons provenant de l'étoile sont déviés par l'atmosphère avec un angle θ , dr représente la distance entre les rayons, dy est la distance dr projetée avec un angle θ [Elliot et al. (2003)]	70
3.4	Figures d'une occultation théorique de Jupiter	71
3.5	Fonction de l'assombrissement centre-bord obtenu via l'équation 3.26 de Hestroffer and Magnan (1998) en ajustant les paramètres $u = 0.865$ et $\alpha = 0.310$ au profil photométrique du limbe solaire mesuré dans les images obtenues par le satellite <i>Hinode</i>	73
3.6	Fonction de transmission (Eq. 3.27) dans l'atmosphère de Vénus pour le modèle multicouche. L'échelle de hauteur des aérosols pour $\tau = 1$ à $z = 87.4$ km, correspond à $H_\tau = 4.8$ km, basé sur Wilquet et al. (2009), pour la longueur d'onde de 617.3 nm de SDO.	73
3.7	Géométrie du transit de Vénus lors du passage des 5-6 juin 2012. Le repère cartésien est centré sur le Soleil, $a = \pi - b$, b est l'angle lorsque le centre de Vénus est sur le limbe solaire (ingress), c est l'angle lorsque le centre de Vénus est sur le limbe solaire (egress), a' est l'amplitude de l'angle a durant la phase d'entrée et c' est l'amplitude de l'angle c durant la phase de sortie.	74
3.8	Fonction ϕ implémentée dans le modèle isotherme avec les deux paramètres variables H et $r_{1/2}$	77
3.9	Représentation des étapes successives du modèle inverse isotherme. Un modèle génétique (3 générations) est couplé avec un <i>Markov Chain Monte Carlo</i>	81
3.10	Map de l'espace des paramètres H et $r_{1/2}$ exploré par le modèle génétique. La grille noire représente la première génération, la grille bleue est la seconde génération et la grille rouge est la troisième génération.	82
3.11	Profil vertical de densité moléculaire mesurée par SOIR à la latitude $+49.33^\circ$. Trois couches principales sont présentes au-dessus des nuages (ici $r_\tau \sim 86$ km). La pente d'un fit linéaire sur les trois segments principaux amène à trois échelles de hauteur, $H_1 = 4.8$ km pour les altitudes sous 116 km, $H_2 = 3.0$ km (116 à 135 km), et $H_3 = 4.8$ km (135 à 160 km)	83
3.12	Étapes successives du fonctionnement du modèle multicouche pour obtenir le profil vertical de densité finale	85
4.1	Image de la couronne solaire vue par <i>Hinode</i> lors du transit de Vénus à la longueur d'onde $\lambda = 6684.0\text{\AA}$	91
4.2	Images du satellite SDO en fonction de la phase f représentatives de la trajectoire de Vénus.	93
4.3	Positions de Vénus représentées par la phase f (Eq. 4.1), la ligne en pointillés bleue est la trajectoire de Vénus vue par le satellite, la courbe en bleu représente le limbe du Soleil. Les échelles de distance sont normalisées par le rayon du Soleil.	93

4.4	Image SDO pour la position $f = 0.204$. Pour une meilleure lisibilité, la largeur de l'arc de la région de mesure est arbitraire, et plus importante que la valeur choisie de 1°	94
4.5	Orientation de l'axe de rotation de Vénus dans le système de coordonnées solaire ; ce système, distinct des coordonnées célestes (α, δ) , est associé aux données SDO et Hinode.	95
4.6	En a, méthode du fit du cercle de Vénus (Image Hinode). En b, extraction de l'auréole par le double cercle rouge. Les droites blanches déterminent la zone d'extraction du flux de l'auréole.	96
4.7	Étapes pour l'extraction du flux des données SDO.	98
4.8	Schéma représentant la couverture de l'auréole dans l'atmosphère durant l'entrée et la sortie du transit. Il y a une zone de recouvrement qui permet une comparaison entre les deux phases du transit.	99
4.9	Courbe de lumière pour la latitude $+49^\circ$ dérivée des données SDO. . .	100
4.10	Courbe de lumière avec les données nettoyées pour la latitude $+49^\circ$ (données SDO).	101
4.11	Jeu de courbes de lumière des données SDO couvrant l'auréole durant la phase d' <i>ingress</i> , les courbes sont espacées de 14°	102
4.12	Jeu de courbes de lumière des données SDO couvrant l'auréole durant la phase d' <i>egress</i>	102
4.13	Détermination du facteur f pour les images d'Hinode $f = \frac{a}{a+b}$	103
4.14	Courbe de lumière pour la latitude $+49^\circ$, comparaison entre les longueurs d'onde du satellite Hinode $\lambda = 388, 450, 550, 638$ et 397 nm et SDO $\lambda = 617$ nm	104
4.15	Chromaticité vue par le satellite <i>Hinode</i> , les courbes représentent l'auréole pour les longueurs d'onde : cyan = UV (388 nm), bleu (450 nm), vert (550 nm) et rouge (638 nm) à toutes les latitudes durant la phase d' <i>ingress</i>	106
5.1	Premiers tests de calcul de la luminosité de l'auréole pour $H = 3$ km et $\Delta r = 15.5, 16.5, 17.5, 18.5, 19.5, 20.5, 21.5, 22.5, 23.5, 24.5, 25.5, 26.5, 27.5, 28.5$ et 29.5 km	108
5.2	Map 3D représentant l'ensemble des paramètres explorés par l'étape du MCMC du modèle inverse Baum et Code à une couche. La taille de la grille correspondant à une variation de l'échelle de hauteur, $H = 4.5 \pm 2$ km et $\Delta r = 40 \pm 20$ km	109
5.3	Résultats d'un échantillon de modélisations de la méthode de Baum et Code à une couche durant l' <i>ingress</i>	111
5.4	Dispersion des résultats de l'étape MCMC de la méthode de Baum et Code inverse (une couche isotherme). Les barres d'erreur des points représentent la dispersion des paramètres $(H, \Delta r)$ des dix simulations. . .	112
5.5	Courbe de température obtenue pour les paramètres $(H, \Delta r)$ dans le modèle isotherme simple (§5.1.1). La courbe bleue représente l'altitude du $\tau = 1$	113
5.6	Études de la structure à trois couches de Vénus déterminée par le profil vertical de densité moléculaire mesurée par l'instrument SOIR sur VEx.	115
5.7	Comparaison entre la variation de l'altitude du $\tau = 1$ et de l'échelle de hauteur des aérosols H_{aero} . La présence de palliers est due au choix de la résolution verticale lors de l'intégration.	117

5.8	Résultat du modèle multicouche direct, détermination de l'échelle de hauteur des aérosols ainsi que de l'altitude maximale explorée par l'auréole.	119
5.9	Variation du flux de l'auréole obtenu grâce au profil vertical de densité mesuré par SOIR à la latitude $+49.33^\circ$. À partir de l'altitude 93 km le profil explore sa barre d'erreur à $\pm 2\sigma$. La courbe bleue représente la photométrie déterminée par SDO à la latitude $+49^\circ$	120
5.10	Résultats de 4 simulations du modèle inverse multicouche pour des latitudes lors de la phase d' <i>ingress</i> . La dispersion du MCMC représente le domaine de validité des profils verticaux. L'altitude du rayon pour lequel $\tau = 1$ est représentée par une droite horizontale.	121
5.11	Résultats de 4 simulations du modèle inverse multicouche pour des latitudes lors de la phase d' <i>egress</i> . La dispersion du MCMC représente le domaine de validité des profils verticaux. L'altitude du rayon pour lequel $\tau = 1$ est représentée par une droite horizontale.	122
5.12	Résultats de 4 simulations du modèle inverse multicouche pour des latitudes lors de la phase d' <i>ingress</i> . Comparaison entre les courbes de lumière et les simulations.	123
5.13	Résultats de 4 simulations du modèle inverse multicouche pour des latitudes lors de la phase d' <i>egress</i> . Comparaison entre les courbes de lumière et les simulations.	124
5.14	Échantillons de courbes de température calculées à partir de l'équilibre hydrostatique avec le profil vertical de densité (Fig. 5.10) obtenu par le multicouche inverse lors de la phase d' <i>ingress</i>	126
5.15	Échantillons de courbes de température calculées à partir de l'équilibre hydrostatique avec le profil vertical de densité (Fig. 5.11) obtenu par le multicouche inverse lors de la phase d' <i>egress</i>	127
5.16	Courbes des moyennes pondérées sur l'ensemble des latitudes pour l' <i>ingress</i> et l' <i>egress</i> avec leur dispersion.	128
5.17	Altitude du $\tau = 1$ pour l' <i>ingress</i> et l' <i>egress</i> . L'échelle de hauteur de aérosols H_{aero} utilisée pour la détermination de l'altitude du $\tau = 1$ en fonction de la latitude est représentée pour les deux phases.	130
5.18	Cartes 2D de la température et de l'erreur sur ces températures pour les phases d' <i>ingress</i> et d' <i>egress</i>	131
5.19	Altitude du $\tau = 1$ en fonction de la longueur d'onde λ (Hinode) obtenue grâce au profil vertical de réfractivité déterminé par le modèle inverse pour les données du satellite SDO (barre d'erreur moyenne de 1 km pour chaque altitude de $\tau = 1$). La différence moyenne entre la bande rouge (6684.0\AA) et la bande UV (3883.0\AA) est de ~ 1 km. Comparaison avec l'altitude du $\tau = 1$ obtenu grâce aux données SDO.	132

6.1	Champs de température moyennés par quadrants de longitude solaire (LST). (a) et (b) correspondent au côté jour, (c) et (d) au côté nuit. Ls = longitude mesurée par rapport au méridien sub-solaire (Ls = 0° correspond à 12h00, Ls = 90° à 6h00 – terminateur du matin, Ls = 180° = 0h00, Ls = 270° à 18h00, terminateur du soir). Les croix indiquent la limite supérieure des nuages, qui décroît d’une échelle de hauteur environ à haute latitude, observée à la fréquence $\nu = 1218 \text{ cm}^{-1}$. Les parties jaunes correspondent aux altitudes non explorées par notre étude (d’après Zasova et al. (2007)).	137
6.2	Cartes de température dérivées des données de radio-occultation VeRa. Les contours (en K) sont produits à partir des données disponibles au début de la mission nominale VEx utilisant tous les profils disponibles de 0° à 90° S côté jour (a, $50^\circ < \text{SZA} < 90^\circ$) et côté nuit (b, $90^\circ < \text{SZA} < 115^\circ$), où SZA désigne l’angle zénithal solaire. L’échelle en latitude est 55-90 km. Dans la partie non couverte par l’étude de l’auréole (en jaune), les températures VeRa côté jour croissent d’environ 30-40 K du pôle à l’équateur, en dessous de 60 km, au contraire du côté nuit où elles restent sensiblement uniformes. Il en résulte une différence de température à l’équateur d’environ 40 K à 55 km. Le ‘cold collar’, la région froide qui encercle le pôle dans les deux hémisphères, est observée côté jour et côté nuit entre 60 et 80° de latitude à 63 km d’altitude (d’après Pätzold et al. (2007)).	138
6.3	Champ moyen de température à LST = 19h00 dérivé des spectres VIRTIS-M [Grassi et al. (2008)].	139
6.4	Moyenne zonale du champ de température dérivé des données VIRTIS-M IR, fonction de la latitude et de l’altitude dans les deux hémisphères. Températures en K, Haus et al. (2014).	139
6.5	Champs de température côté nuit au niveau de pression 1.4 mb (84.5 km) déduite des mesures VIRTIS-M de Grassi et al. (2014). Les terminateurs jour/nuit correspondent à 18h00 et 06h00 en temps local (LST). A la latitude 50°, il est intéressant de faire une comparaison du domaine de température 190-195 K qui est cohérent avec la détermination à l’aide de l’auréole à cette latitude/altitude ($T \sim 195 \text{ K}$).	140
6.6	Moyenne zonale du champ de température dérivé des données VIRTIS côté nuit [Haus et al. (2016)].	140
6.7	Comparaison des profils de températures dérivés des profils verticaux de densité du CO ₂ entre notre étude (panel de gauche) et celle de Mahieux et al. (2012)	142
6.8	À gauche : les profils moyens pour l’ingress et l’egress calculés à partir des données SDO (ce travail). À droite : avec la même échelle verticale, la comparaison entre le profil moyen de température SOIR côté matin (région bleue) et coté soir (région rouge). Le profil moyen a été déterminé sur le même intervalle d’altitude que les profils verticaux de densité du CO ₂ , alors calculés sur la même échelle de pression.	143

6.9	<i>Partie gauche</i> : Résultats du champ de température 2D obtenu au terminateur dans les données SDO (ce travail). Comme pour la Fig.5.18, la courbe noire représente l'altitude tangente pour laquelle $\tau = 1$. Les contours représentent la température instantanée au terminateur. <i>Partie droite</i> : données de température SOIR cumulées de 2006 à 2013, et reportées sur les deux hémisphères considérés comme symétriques [Mahieux et al. (2015b)]. Les échelles des altitudes sont ajustées. On remarque dans les deux ensembles de données une région de température accrue de 95 à 100-105 km mais généralement limitée aux latitudes moyennes ($\sim 20-50^\circ$). La région polaire dans les données SOIR montre un refroidissement de quelques dizaines de degrés aux lat. $> 80^\circ$ jusqu'à 100 km, ce que ne montre pas ou peu significativement le champ 2D SDO. . . .	144
6.10	Variations latitudinales de l'extinction des aérosols de l'upper haze à 80 km, intégrées sur environ 200 occultations solaires par Venus Express de 2006 à 2010. A g. : terminateur du matin : à dr. terminateur du soir [Wilquet et al. (2012)].	146
6.11	La dépendance latitudinale de l'altitude $\tau = 1$ au terminateur côté matin (image de gauche) et le terminateur côté soir (image de droite) à 649.4 nm (cercles rouges) et 1553.7 nm (cercles bleus) dans l'hémisphère nord. Les valeurs moyennes pondérées en latitude 0–60, 60–80, et 80–90 sont visibles. [Luginin et al. (2016)].	146

Liste des tableaux

1.1	Tableau des paramètres physiques et orbitaux de Vénus	36
1.2	Tableau des missions spatiales passées et actuelles de Vénus	37
1.3	Tableau des missions spatiales programmées, proposées ou à l'étude pour Vénus	38
1.4	Comparaison de résultat de la composition atmosphérique de Vénus en eau et du ratio Deutérium/Hydrogène, dans la région au-dessus des nuages (basse mésosphère).	42
3.1	Tableau de valeurs théoriques dans le cas d'une occultation de Jupiter .	69
3.2	Altitudes des trois couches (z_{min} , z_{max}) déterminées sur la Fig. 3.11 ainsi que leur échelle de hauteur H respectives.	81
4.1	Tableau des sites d'observation du transit de 2012, coronographes de l'Observatoire de la Côte d'Azur et l'Observatoire de Paris.	88
4.2	Résumé des propriétés principales des observations du transit de Vénus vu par SDO.	92
5.1	Résultats du modèle à trois couches pour la latitude $+49^\circ$ (terminateur côté matin). Le poids moléculaire et la température T_{SOIR} sont dérivés d'après les données obtenues durant l'orbite 2238, et correspondants à l'altitude moyenne de chaque couche. La valeur de la gravité de surface $g(r)$ est également déterminée. Notre modèle adopte les valeurs H_{BC} pour l'échelle de hauteur, dérivées par des approches linéaires comme le montre la Fig. 5.6a. Le $r_{1/2}$ est dérivée d'après la meilleure simulation du modèle isotherme à trois couches (Fig. 5.6b). La température dans la colonne finale est obtenue grâce à l'échelle de hauteur H_{BC} de chaque couche.	114
5.2	Valeurs de χ^2 correspondant à la comparaison entre le flux théorique calculé et la courbe de lumière à la latitude $+49^\circ$ pour les modèles isothermes à 1 et 3 couches ainsi que le modèle direct multicouche.	116
5.3	Tableau de paramètres pour le calcul du coefficient d'Angström α (eq.5.2). La longueur d'onde $\lambda = 6684.0\text{\AA}$ (rouge) est prise comme référence avec une valeur de $\tau = 1$ km. Le paramètre $\Delta\tau$ correspond à la différence moyenne de l'altitude du $\tau = 1$ en fonction de la longueur d'onde.	133

Introduction

Le transit de Vénus (ToV) devant le Soleil est un événement rare, une occasion unique pour étudier la réfraction de la lumière du soleil à travers l’atmosphère de la planète au cours de la phase d’entrée (*ingress*) et, la phase de sortie (*egress*) du transit et également pour contraindre la structure thermique de la haute atmosphère. L’événement du 5-6 juin 2012 a été le premier transit de l’histoire à se produire alors qu’un satellite était en orbite autour de la planète, tout en étant observable depuis une grande partie de la Terre, s’étalant de l’Europe centrale-est au continent américain, à travers le Pacifique (Fig. 1).

Depuis le milieu du 18e siècle, les observateurs ont rapporté des phénomènes inhabituels dans l’image télescopique de Vénus à proximité de sa conjonction inférieure, à très courte distance angulaire du soleil, rapidement attribués à l’effet de son atmosphère. Schröter (1791) a décrit le prolongement des ”cornes” du croissant de Vénus, celui-ci tend même à constituer un anneau complet décrit par Russell (1899) ou plus récemment, Dollfus and Maurice (1965). Cet effet résulte de la diffusion de la lumière solaire dans l’atmosphère dense de Vénus.

C’est durant les très rares passages de Vénus devant le soleil, également appelés transits — un anglicisme qui s’est peu à peu imposé en langue française, et dont nous avons choisi de valider l’usage dans ce travail de thèse — et singulièrement durant les phases précédant ou suivant immédiatement le passage devant le disque solaire (du premier au second contact, puis du troisième au quatrième contact (Fig. 4.3)) que s’est révélé l’intérêt du passage pour conduire l’étude quantitative des propriétés de l’atmosphère. Dans ces phases, qui ne durent qu’une vingtaine de minutes, à comparer aux quelques cinq heures que dure le passage complet devant le soleil, un arc lumineux très brillant souligne presque intégralement le limbe opposé au soleil. Cet arc, beaucoup plus brillant que l’effet précédent, est dû la réfraction directe de la photosphère solaire et se nomme l’*auréole*.

Traditionnellement, c’est à l’observation de Mikhaïl Lomonossov (1711-1765) ainsi qu’aux esquisses du phénomène qu’il a effectuées lors du passage de 1761 à Saint-Pétersbourg, que l’on attribue la première mise en évidence d’une atmosphère non terrestre dans notre système solaire, et la première observation de l’auréole. Toutefois, l’instrumentation de qualité discutée a suscité des controverses sur la nature des véritables phénomènes mis en évidence lors du passage de 1761 [Marov (2005); Link (1969); Pasachoff and Sheehan (2012)]. Ce qui est certain, c’est que dans son compte-rendu, Lomonossov fait état de la présence d’une atmosphère dense autour de la planète la plus proche de la Terre, possédant la propriété de réfracter la lumière solaire dans la direction de l’observateur.

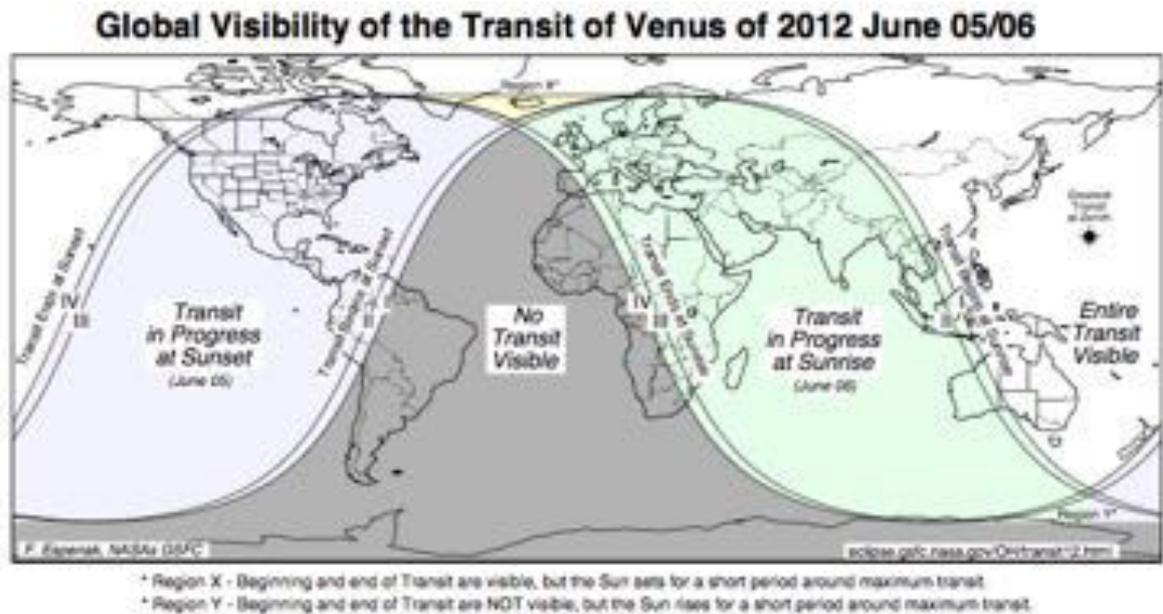


Figure 1 – Carte de la visibilité du passage de Vénus devant le Soleil du 5-6 juin 2012

VOYAGE
N CALIFORNIE
 POUR L'OBSERVATION
 DU
PASSAGE DE VÉNUS
 SUR
LE DISQUE DU SOLEIL,
 Le 4 Juin 1769;

contenant les observations de ce phénomène, & la description
 historique de la route de l'Auteur à travers le Mexique.
 Par feu M. CHAPPE D'AUTEROCHES, de l'Académie Royale
 des Sciences.
 et publié par M. DE CASSINI III, de la même Académie, Directeur en service
 de l'Observatoire Royal de Paris, &c.



A PARIS,
 chez CHARLES-ANTOINE JOMBERT, Libraire du Roi pour l'Assemblée & la Gaze, au Dauphine, à l'Image Notre Dame.
 M D C C L X V I I

140 HISTOIRE ABRÉGÉE

Avant d'entrer dans l'examen des résultats que l'on peut tirer des observations précédentes, il est à propos de dire un mot sur quelques circonstances singulières qui ont accompagné le passage de Vénus, & en particulier sur l'anneau lumineux dont quelques Observateurs virent la planète environnée. Le détail abrégé des observations de ce phénomène singulier ne pourra qu'intéresser le Lecteur, & remplir le but que nous nous sommes proposé de donner une idée de tout ce qui peut être intéressant dans la matière que nous traitons.

M. Chappe est celui qui nous a donné de plus grands détails sur l'apparence de l'anneau lumineux. Deux minutes avant l'entrée totale il aperçut la partie du disque de Vénus qui n'étoit pas encore sur le Soleil, & remarqua autour une petite *atmosphère*, ou apparence lumineuse en forme d'anneau, tel que la figure 4^e le représente. A la sortie, la même apparence se représenta, mais plus sensiblement: c'est-à-dire environ quatre minutes après le contact intérieur, la partie australe (du disque de Vénus) déjà sortie, & qui devoit par conséquent n'être plus visible, parut encore; elle étoit entourée d'un anneau lumineux, en forme de croissant (voyez fig. 4). Cette apparence se conserva pendant l'espace d'environ 10', & ce ne fut que quatre ou cinq minutes avant la sortie totale, que la partie australe extérieure de Vénus & l'anneau lumineux disparurent absolument. Cet anneau, ou plutôt ce croissant lumineux parut à M. Chappe occuper un peu plus des deux tiers de la demi-circonférence de Vénus. Sa lumière étoit d'un jaune très foncé auprès du corps de la planète, elle devenoit ensuite plus brillante vers la partie la plus éloignée du corps obscur.

Dans le cours du passage de Vénus sur le disque du Soleil, M. Chappe ne vit aucune apparence d'anneau ni

Figure 2 – Chappe d'Auteroche (1722 – 1769), mort en mission à l'issue de l'expédition en Californie pour l'observation du passage de Vénus de 1769, est l'auteur de la première description complète de l'auréole, ou "apparence lumineuse en forme d'anneau", dans son ouvrage posthume publié par Cassini de Thury dit Cassini III (1714-1784).

Chacun des transits historiques (1761, 1769, 1874, 1882) a permis, nonobstant la qualité des documents de l'époque, d'établir la chronologie des étapes de l'apparition de l'auréole et son extension en latitude. Cependant, l'objectif était alors la détermination de l'unité astronomique (UA), c'est-à-dire la distance de la Terre au soleil, imaginée par Edmund Halley dans son adresse à la Royal Society de 1691 (et publiée dans les *Philosophical Transactions* en 1716). La méthode consistait à mesurer l'intervalle de temps entre le deuxième et le troisième contact, en différentes latitudes sur Terre, puis à rassembler toutes les observations disponibles afin d'en retirer la valeur précise de l'UA. Si l'attention des astronomes était alors accaparée par la précision de mesure du temps, les documents permettent toutefois de rassembler des témoignages historiques précieux, bibliographiques ou iconographiques, sur l'auréole (Fig. 2).

Aujourd'hui, cet intérêt métrologique pour l'observation du transit n'existe plus. La nouvelle catégorie d'investigations que nous proposons semble être pertinente pour le futur de l'étude des transits, et peut être liée à un plus grand domaine d'enquête, y compris les transits d'exoplanètes. Effectivement, actuellement la chasse aux mondes extérieurs et de la vie pouvant s'y développer prend de plus en plus d'importance dans la communauté scientifique. La première exoplanète fut découverte par Michel Mayor et Didier Queloz en 1995 [Mayor and Queloz (1995)] et la recherche de Terres et de super-Terres n'a de cesse depuis afin de détecter leur atmosphère lors des transits ou éclipse secondaire. L'étude des atmosphères planétaires n'a jamais connu autant d'intérêt depuis.

Dans le cas de Vénus, la partie du disque de la planète en dehors de la photosphère solaire a été perçue de façon répétée par un mince arc lumineux appelé l'auréole (première détection en 1761). Le 8 juin 2004, des dispositifs d'imagerie électronique basés sur une photométrie rapide a permis la première analyse quantitative du phénomène [Tanga et al. (2012)].

Cependant, la précision des observations de 2004 était limitée, car les campagnes ne se sont pas spécifiquement organisées pour observer la photométrie de l'auréole, qui n'a pu être que confirmée à ce moment-là. Les mesures en 2004 ont été essentiellement obtenues par la NASA en utilisant le Transition Region and Coronal Explorer solar observatory (TRACE, Fig. 3), ainsi que le télescope solaire Tenerife Themis, un réfracteur de 50 cm au Pic-du-Midi et DOT à La Palma (Espagne) [Pasachoff et al. (2011); Tanga et al. (2012)]. En raison de la difficulté d'atteindre un signal sur bruit raisonnable (S/N) à côté de la photosphère solaire, une région généralement contaminée par un fort gradient lumineux, seules les parties les plus brillantes de l'auréole ont pu échantillonnées, laissant une forte incertitude sur la partie faible du flux de l'auréole, lorsque Vénus est plus éloignée du limbe solaire. Dans ces conditions, il n'a pas été possible de sonder les couches les plus profondes de la réfraction, à proximité de l'épaisseur optique tangentielle $\tau = 1$ de l'atmosphère de Vénus. Un modèle isotherme a été ajusté aux données utilisables, dont le résultat est une seule valeur de la hauteur d'échelle physique pour chaque latitude, et une estimation de l'extension verticale des couches de réfraction qui contribuent à l'auréole.

En novembre 2005, la sonde Venus Express de l'Agence spatiale européenne a été lancée depuis Baïkonour (Fig. 4). Cette mission, à forte participation française avec notamment, les instruments VIRTIS et SPICAV-SOIR pour l'étude et l'observation de

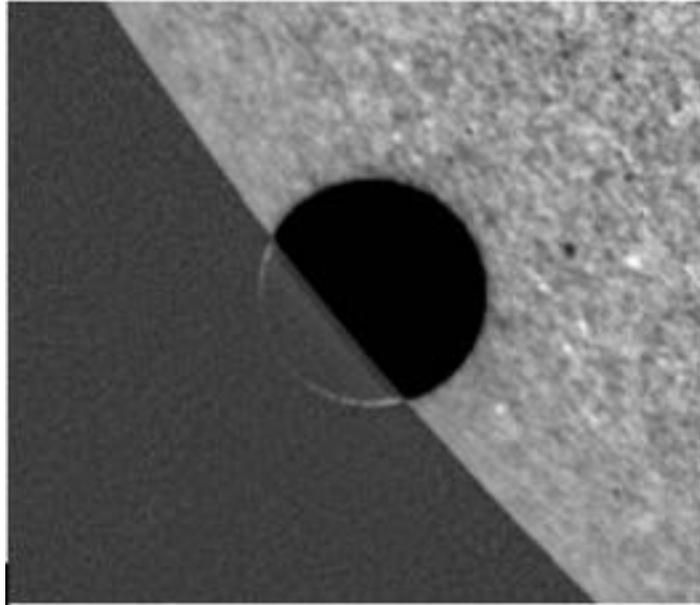


Figure 3 – Image en lumière blanche du satellite en orbite terrestre Transition Region and Coronal Explorer (TRACE-WL) prise à 5 :27 UT entre le premier et second contact du passage de Vénus devant le soleil du 8 juin 2004. L’image, de résolution spatiale 0.5 arcsec et à faible dynamique, ne permettait pas l’étude photométrique quantitative de l’aurole. On observe cependant qu’elle est plus intense dans la région du pôle Sud de Vénus [Pasachoff et al. (2011)].

l’atmosphère de la planète, ses vents, ses différents régimes dynamiques, la structure de ses nuages et sa composition chimique, a permis l’exploration depuis l’espace des parties les plus profondes de l’atmosphère (la troposphère, au voisinage du sol) jusqu’à son exosphère, où l’atmosphère est en interaction directe avec les particules du vent solaire. Elle fut la première mission spatiale lancée vers la planète Vénus depuis la mission de cartographie radar Magellan de la NASA, en opération de 1990 à 1994.

Venus Express fut également la première mission d’exploration de l’ESA portant sur la planète Vénus. A partir de son insertion en orbite vénusienne le 11 avril 2006, jusqu’à sa perte de contact le 28 novembre 2014, cette mission, prévue initialement pour une durée nominale de 500 jours, a été prolongée à trois reprises : une première fois jusqu’en mai 2009, une seconde fois jusqu’en décembre 2012, puis une troisième fois jusqu’en décembre 2014. C’est donc grâce à la seconde prolongation de la mission qu’il a été possible conduire des observations simultanées du transit de Vénus du 5-6 juin 2012 depuis la terre, depuis l’orbite terrestre (SDO, Hinode) et des mesures de la structure de l’atmosphère au terminateur depuis l’orbite de Vénus (Venus Express/-SOIR).

Lors des 5-6 juin 2012, plusieurs observateurs ont utilisé une variété de systèmes d’acquisition de l’événement - allant de télescopes amateurs aux télescopes professionnels avec des caméras CCD puissantes - permettant ainsi pour la première fois la collecte d’une grande quantité d’informations quantitatives sur ce phénomène atmosphérique. Les premiers résultats et les observations de la campagne de 2012 ont été présentés par Wilson et al. (2012); Widemann et al. (2012a); Jaeggli et al. (2013b).



Figure 4 – Le lancement de la mission Venus Express de l'Agence spatiale européenne, le 9 novembre 2005 à 3h33 UTC, à l'aide d'une fusée Soyouz-Fregat, depuis le centre spatial de Baïkonour. Si l'architecture de la sonde dérive de celle de la sonde martienne Mars Express, lancée quelques années auparavant (juin 2003), plusieurs caractéristiques ont été modifiées pour les adapter aux radiations de haute énergie et à la proximité du soleil en orbite vénusienne grâce à l'extension de la mission nominale décidée par l'ESA, elle a pu effectuer des mesures de la structure de l'atmosphère les 5 et 6 juin 2012 alors qu'au même moment, Vénus passait devant le soleil vu depuis la Terre. (crédit : ESA).

Des mesures directes et multi-longueurs d’onde de la taille apparente de l’atmosphère de Vénus ont été obtenues par Reale et al. (2015) ainsi que des estimations de l’altitude des nuages. En outre, le décalage doppler submillimétrique des lignes d’absorption du ^{12}CO et du ^{13}CO a été cartographiée par Clancy et al. (2015) en utilisant le James Clerk Maxwell Telescope (JCMT) pour mesurer les vents mésosphériques de Vénus au moment du transit.

Dans ce travail, la première étude complète consacrée à la photométrie de l’auréole lors de l’événement de juin 2012, nous utilisons les données simultanées obtenues depuis la Terre (coronographes), en orbite avec les satellites Solar Dynamics Observatory (SDO) de la NASA et Hinode du JAXA et Venus Express de l’ESA alors en orbite autour de Vénus. Les données optiques extraites d’une séquence d’images prises par l’Helioseismic and Magnetic Imager (HMI, Schou et al., 2012) à bord de la mission SDO et celle prise par le Solar Optical Telescope (SOT, Tsuneta et al., 2008) sur Hinode sont comparées aux modèles de réfraction atmosphérique basés sur un profil de densité atmosphérique verticale obtenue par la voie Solar Occultation in the Infrared (SOIR) de la suite d’instruments SPICAV de Venus Express (SOIR, Vandaele et al., 2008) pendant l’orbite 2238 ainsi qu’un modèle inverse multicouche.

Grâce à l’accord de l’Agence Spatiale Européenne pour conduire les opérations scientifiques de Venus Express durant le passage de Vénus devant le soleil vu depuis la Terre le 5-6 juin 2012 - cette géométrie particulière est dangereuse car elle interdit la communication avec la sonde durant la période où elle se trouve à une trop faible distance angulaire du Soleil vu depuis le réseau de stations de contrôle de l’ESTRACK utilisé par le European Space Operations Centre (ESOC) – des observations ont été conduites depuis l’orbite de Vénus alors même que Vénus passait devant le soleil, vu depuis la Terre, ce qui constitue une première dans l’histoire des passages de Vénus. La Fig. 5 montre les positions des contacts (I à IV), ainsi que l’orbite de la sonde de l’Agence spatiale européenne autour de la planète, projetée à l’échelle. Venus est montrée à son emplacement lors de l’orbite 2238 lorsque les données ont été recueillies par SOIR par occultation solaire à la latitude $+49.33^\circ$ au terminateur côté soir à 6 :04 :30PM Local Solar Time (LST). Représenté à l’échelle sur la Fig.5, l’effet de parallaxe à partir d’un site à la surface de la Terre ou de la position de SDO, est négligeable en comparaison avec la géométrie représentée depuis le géocentre. Pour la réduction des données, des positions précises de Vénus par rapport au solaire sont directement dérivées à partir des images HDO/HMI.

L’avantage de SOIR est clairement lié à sa grande résolution verticale obtenue dans l’atmosphère du terminateur grâce à la position de son point d’observation. Cependant, ni Venus Express ni l’instrument SOIR n’observent l’auréole elle-même. Que ce soit depuis le sol, ainsi que des télescopes orbitaux tels que SDO/HMI ou Hinode/SOT, l’extension verticale de l’auréole (correspondant à quelques hauteurs d’échelle atmosphériques) n’est pas résolue. La luminosité de l’auréole est le résultat de la contribution de la lumière réfractée à différentes altitudes. Bien que l’évolution de la géométrie du système Terre-Vénus-Soleil pendant le transit permette de distinguer la contribution des différentes couches, la photométrie et la précision de la calibration limitent la résolution verticale comme nous l’étudions dans le travail de modélisation conduit dans cette thèse (voir principalement le chapitre 3). Par ailleurs, l’avantage spécifique de l’observation du transit, en comparaison avec les études du champ de température

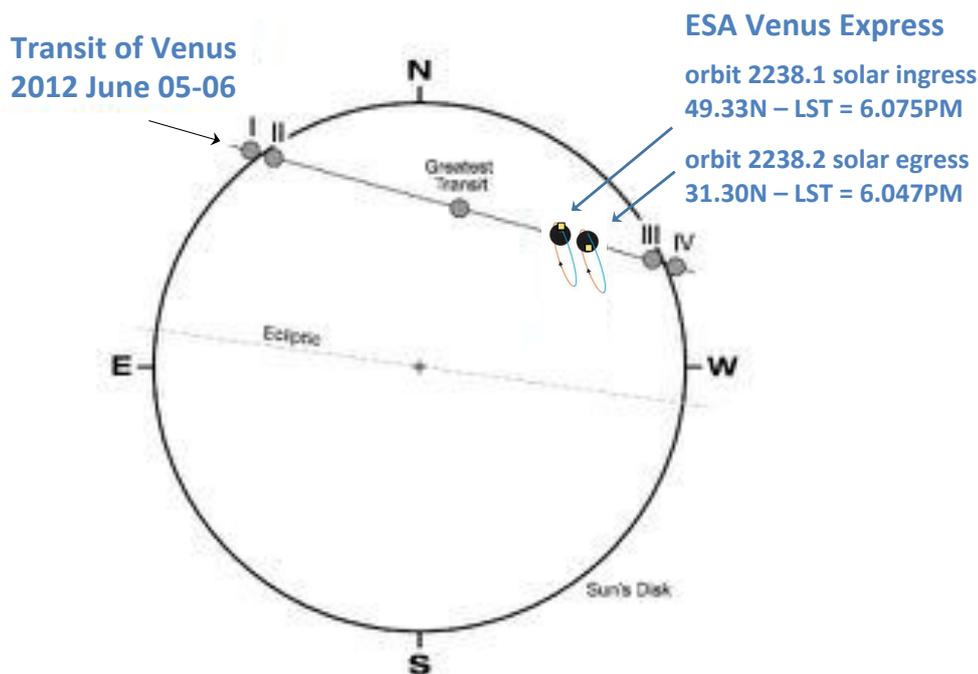


Figure 5 – Le disque solaire avec la trajectoire de Vénus pendant le transit des 5-6 juin 2012, vu depuis le géocentre terrestre.

reposant sur des études plus fines ou intégrées sur des intervalles de temps plus longs, est l'imagerie simultanée de l'auréole sur l'ensemble du limbe de la planète, ce qui permet de dériver les propriétés atmosphériques instantanées à toutes les latitudes du terminateur où l'auréole est observée. Cet avantage de la méthode est d'autant plus pertinent qu'à l'issue de la mission Venus Express, il apparaît que l'atmosphère de Vénus est caractérisée par des phénomènes à forte variabilité spatiale et temporelle au terminateur, pouvant résulter de phénomènes de propagations d'ondes extrêmement sous-contraints par les observations soit, parce que celles-ci résultent de moyennes temporelles ou spatiales, soit parce que les observations sont répétées dans une gamme limitée en latitude ou en heure locale de par la géométrie de l'orbite de Venus Express [Wilquet et al. (2012); Hueso et al. (2015); Mahieux et al. (2015b); Haus et al. (2016); Luginin et al. (2016); Fedorova et al. (2016)].

Dans cette thèse, nous testons l'applicabilité d'une approche isotherme pour les données SDO/HMI qui sont résolues dans le temps, les améliorations possibles du modèle isotherme fournies en utilisant une approche multicouche de l'atmosphère de Vénus à partir des données de Venus Express, en particulier le profil vertical de densité mesuré par SOIR obtenu pendant le transit à la latitude de $+49^\circ$ pour reproduire la photométrie de l'auréole. Nous tirons aussi des contraintes sur l'altitude supérieure de la brume et l'opacité tangentielle à chaque latitude. L'approche finale, qui consiste en l'application d'un modèle multicouche concentrique capable de déterminer un profil vertical de densité afin de reproduire la photométrie de l'auréole en ajustant l'altitude du $\tau = 1$ pour l'ensemble des latitudes de la phase d'*ingress* et d'*egress* sera développée. Pour

finir, l'ensemble des données de température calculées sera présenté et confronté aux données déjà pré-établies pour l'atmosphère de Vénus.

La thèse est organisée de la manière suivante. Tout d'abord, les données générales de Vénus ainsi que l'état des connaissances actuelles et les questions actuelles seront développées dans le chapitre 1. Vient ensuite la présentation des travaux réalisés au cours d'une collaboration sur l'impact de la granulation solaire sur les courbes de transit appliqué au cas de Vénus dans le chapitre 2. Puis, la théorie de la réfraction et celle des occultations ainsi que les modèles numériques associés seront expliqués dans le chapitre 3. Seront ensuite présentées dans le chapitre 4 les observations du transit de Vénus de 2012 ainsi que la méthode d'extraction et d'analyse des données obtenue depuis une campagne au sol et les images de deux satellites. Pour finir, les résultats obtenus pour l'ensemble des modèles ainsi que les cartes de températures finales seront présentées dans le chapitre 5 et comparées aux observations de la structure de l'atmosphère de Vénus, depuis le sol ainsi qu'au cours de la mission Venus Express et des missions précédentes (chapitre 6).

Chapitre 1

Vénus à l'ère de Venus Express

Sommaire

1.1	Présentation générale de la planète	33
1.1.1	Données générales	33
1.1.2	Caractéristiques orbitales	34
1.1.3	L'atmosphère	35
1.1.4	La surface et l'intérieur	35
1.2	L'exploration spatiale de Vénus	35
1.2.1	Explorations passées et en cours	36
1.2.2	Projets futurs	38
1.3	Les questions ouvertes : l'intérieur et le volcanisme	40
1.3.1	L'intérieur et le volcanisme	40
1.3.2	Rotation rétrograde et basculement de l'axe	40
1.4	Les questions ouvertes : l'atmosphère	41
1.4.1	Origine et évolution de l'atmosphère	41
1.4.2	Habitabilité	43
1.4.3	Dynamique et superrotation	43
1.4.4	Les nuages et aérosols	45
1.4.5	Température au terminateur	46
1.5	Les passages de Vénus	48
1.5.1	Historique et prédiction	48
1.5.2	L'auréole de Vénus : définition	48
1.5.3	Observations satellitaires de l'auréole en 2012	51

1.1 Présentation générale de la planète

1.1.1 Données générales

Vénus est la seconde planète du système solaire, située à 0.72 Unité Astronomique (UA¹) du Soleil. C'est une planète rocheuse (ou tellurique) qui est considérée comme la sœur jumelle de la Terre car, outre le fait qu'elles se sont formées dans la même région du système solaire interne et sont donc très proches, leur taille est similaire ($R_{Venus} =$

1. 1 UA = 149 597 870 700 ± 3 m, mesure effectuée par télémétrie [Pitjeva and Standish (2009)] et admise dans la résolution B2 de l'U.A.I. en 2009



Figure 1.1 – Image à l’échelle de la planète Vénus (droite) et de la Terre (gauche) (crédit : NASA).

$0.9499 \times R_{Terre}$). La Fig. 1.1 montre les deux planètes à l’échelle, on constate que leur aspect géomorphologique est drastiquement opposé. Vénus, recouverte d’une épaisse couche de nuages d’acide sulfurique, n’a pu être cartographiée que grâce à l’imagerie radar, depuis le sol à partir des années 1950-1960 puis depuis l’espace (mission Magellan, cf. Table 1.2). La Table 1.1 [Colin (1983)] résume quelques-unes de ces caractéristiques.

1.1.2 Caractéristiques orbitales

Très peu inclinée sur le plan de son orbite (2.6°), celle-ci étant de plus d’excentricité quasi-nulle, Vénus ne présente pas de phénomènes saisonniers significatifs, au contraire de Mars et de la Terre dont le climat est marqué par les saisons. L’année sur Vénus dure 224.7 jours soit environ 7 mois et demi terrestres. La rotation autour de son axe se fait dans le sens rétrograde, selon un cycle de 243.02 jours terrestres, soit environ 8 mois terrestres. Le jour se lève donc à l’ouest sur la planète et il se couche à l’est. La faible vitesse angulaire de rotation à l’équateur (6.52 km/h) correspond à une durée du jour solaire apparent de ~ 117 jours terrestres. Vénus ne possède pas de satellite naturel.

Mercure comme Vénus sont susceptibles de passer à intervalles réguliers devant le disque solaire pour un observateur terrestre, ou depuis un satellite en orbite terrestre, produisant un passage ou plus communément transit (ci-après, section 1.5). Dans la suite de cette thèse, c’est le terme transit qui sera retenu.

1.1.3 L’atmosphère

Les propriétés de l’atmosphère de Vénus en font une planète tout sauf hospitalière. La principale caractéristique de l’atmosphère est la présence d’une épaisse couche de nuages constitués de fines gouttelettes d’acide sulfurique, répartis en couches stables et stratifiées entre 47 km et 70 km d’altitude. Cette épaisse couche nuageuse procure à Vénus un albédo bolométrique de 0.67 (contre environ 0.3 pour la Terre), le plus élevé des planètes telluriques du système solaire. Ce fort albédo nous permet de la voir distinctement à l’œil nu depuis la Terre, mais la couche nuageuse nous dissimule également la surface. La pression au sol est près de cent fois supérieure à celle sur Terre, la température moyenne est de 737 K ($\sim 462^\circ\text{C}$) à la surface. Son atmosphère neutre est composée à environ 96.5% de CO_2 , 3.5% N_2 et de divers constituants minoritaires comportant de fortes variations en altitude, comme H_2O (environ 30 ppmv entre 0-45 km, 1-5 ppmv au-dessus de 70 km), SO_2 (environ 150 ppmv dans la troposphère, un facteur 1000 inférieur au-dessus de 70 km), mais également des variations en latitude, et dans le cas de SO_2 de fortes variations temporelles au-dessus de 70 km, à différentes échelles de temps [von Zahn et al. (1983); de Bergh et al. (1995); Fegley et al. (1997); de Bergh et al. (2006); Bertaux et al. (2007); Encrenaz et al. (2013); Marcq et al. (2013)].

1.1.4 La surface et l’intérieur

Au plan géophysique, la surface se caractérise par de vastes ensembles crustaux émergeant de plaines basaltiques, elles-mêmes structurées par l’activité tectonique et le volcanisme passés. La structure interne des deux planètes pourrait également différer – en particulier, l’absence de tectonique des plaques apparente pourrait indiquer la présence d’un noyau plus chaud que le noyau terrestre, donc dans un plus grand état de fluidité – ce que pourrait refléter le champ gravitationnel, encore très peu mesuré [Cottreau et al. (2011)]. En dépit des mesures de la mission Magellan et des quelques contraintes sur la nature de la surface par les sondes Vénéra, les modèles sont extrêmement sous-contraints et de nouvelles missions spatiales sont nécessaires pour comprendre l’évolution de la surface et de l’intérieur de Vénus.

1.2 L’exploration spatiale de Vénus

Les étapes pour l’exploration d’une planète du système solaire sont constituées de différents types de mission : *les fly-by* qui sont des survols de la planète. *Les orbiteurs*, ce sont des satellites mis en orbite autour de la planète et qui effectuent des mesures depuis l’espace. *Les atterrisseurs*, ou landers, engins contrôlés à distance et déployés à la surface de la planète, parfois susceptible de se déplacer (rovers). *Les sondes atmosphériques*, qui effectuent des mesures durant leur descente, jusque dans la basse atmosphère et enfin, *les ballons*, ou *aérostats*, déployés durant un laps de temps court dans l’atmosphère de la planète et prennent des mesures et des images le temps de leur dérive.

Vénus est plus rapprochée de la Terre que ne l’est la planète Mars dans leur meilleure configuration. Comme pour toute insertion en orbite planétaire, une des principales difficultés réside dans le freinage aux abords de la planète. La sonde VCO/Akasuki²[Nakamura et al. (2016)] est la dernière mission en date à avoir été lancée vers

2. Japan Aerospace eXploration Agency, JAXA, Japon

Données géophysiques	
Rayon (km)	6051.8
Masse (kg)	4.87×10^{24}
Volume (km ³)	92.84×10^{10}
Obliquité (°)	177.36
Densité moyenne (g.cm ⁻³)	5.24
Gravité de surface (m.s ⁻²)	8.87
Vitesse moyenne d'échappement (km.s ⁻¹)	10.46
Albédo géométrique visuel	0.65
Magnitude	-4.4
Constante solaire (W.m ⁻²)	2613.9
Paramètres orbitaux	
Distance moyenne au Soleil (UA)	0.72
Période de révolution sidérale (jours terrestres)	224.70
Période de rotation sidérale (jours terrestres)	243.01
Jour solaire (jours terrestres)	116.75
Période synodique (jours terrestres)	583.92
Vitesse orbitale moyenne (km.s ⁻¹)	35.05
Excentricité (°)	0.006787
Inclinaison par rapport au plan de l'écliptique (°)	3.39

Table 1.1 – Tableau des paramètres physiques et orbitaux de Vénus

Vénus et qui a malheureusement manqué sa mise en orbite, elle a été lancée le 20 mai 2010 et était supposée entrer en orbite le 6 décembre 2010, il a fallu attendre le 7 décembre 2015 afin de retenter sa mise en orbite qui cette fois fut un succès.

1.2.1 Explorations passées et en cours

Vénus compte 41 missions terminées à son actif, ayant eu des succès très inégaux, principalement des échecs au lancement dans les premières années de la conquête spatiale. Au total, on compte 30 missions soviétiques, 9 missions de la NASA, 1 mission conjointe NASA-ESA-ASI (Cassini-Huygens) et la récente mission de l'ESA (Venus Express). Ce n'est qu'en 1967, avec le module de descente de la sonde soviétique Venera-4, que les concentrations des constituants ont pu pour la première fois être mesurés in-situ à l'aide d'instruments embarqués sur la sonde automatique. La présence de dioxyde de soufre (SO₂) est établie en 1979 par l'observation à moyenne résolution spectrale dans le proche ultraviolet, mais depuis la Terre, illustrant la complémentarité entre les mesures spatiales et les mesures au sol. La vapeur d'eau détectée en extrêmement faibles quantités (environ 30 parties par million ou ppm, 1 ppm = 0.001%) fait de Vénus la planète la plus sèche du système solaire. Parmi les plus audacieuses missions d'exploration de l'atmosphère de Vénus figure la mise à poste d'aérostats déployés lors de la mission Véga les 11 et 15 juin 1985. La mission Venus Express de l'ESA, dérivée de la sonde Mars Express, est lancée avec succès en 2005. Une seule mission est actuellement active, Venus-Climate-Orbiter/Akatsuki. Ses objectifs : étudier les conditions météorologiques sur Vénus, confirmer la présence d'éclairs dans les nuages épais et la recherche de signes de volcanisme actif.

La Table 1.2 regroupe les missions passées et en cours qui visent la conquête de Vé-

nus, la plupart des missions entre 1961 et 1965 furent des échecs. L'URSS et les USA s'affrontaient durant la guerre froide au niveau de la conquête spatiale. La rapidité d'envoi des appareils pour conquérir le système solaire comptait alors parfois autant que leur fiabilité attendue, et ainsi montrer la suprématie dans le domaine de la propulsion et des lancements d'engins spatiaux. Mais néanmoins, des résultats scientifiques exceptionnels ont peu à peu enrichi notre connaissance de la planète, de son atmosphère, sa surface et son environnement. Outre les premiers résultats cités plus haut, c'est surtout grâce à la mission Magellan et à son radar [Saunders et al. (1990)] que l'on dispose désormais d'une couverture globale de la surface de Vénus. Les missions Venera-9 et Venera-10 ont atterri sur Vénus en 1978, et ont transmis les premières images en noir et blanc de la surface. Venera 13 et Venera 14 ont atterri en 1982, et chacun de ces atterrisseurs a fourni les premiers panoramas en couleur de la surface, les seuls à ce jour (Fig. 1.2). La sonde Venus Express de l'Agence Spatiale Européenne, lancée en 2005, a fourni plus de données en volume que l'ensemble des missions précédentes.

L'exploration spatiale a permis l'acquisition des premières données très importantes concernant l'atmosphère et la surface de Vénus. Lors de leur descente dans l'atmosphère les sondes Venera ont pu mesurer la densité locale et prendre également des images de la surface. Les Fig. 1.2 montrent les images du sol vénusien, on peut y voir un sol aride recouvert de poussière et de roches magmatiques. La Fig. 1.2b a été retravaillée afin de mettre les contrastes en évidence et permettre ainsi une bonne visibilité de la surface.

Table 1.2 – Tableau des missions spatiales passées et actuelles de Vénus

Mission	Pays	Type	Date	Resultat
Tyazhely Sputnik	URSS	Fly-by	1961	Échec
Venera 1	URSS	Fly-by	1961	Échec
Mariner 1	USA	Fly-by	1962	Échec
Venera 2MV-1 No.1	URSS	Lander	1962	Échec
Mariner 2	USA	Fly-by	1962-1963	Succès
Venera 2MV-1 No.2	URSS	Lander	1962	Échec
Venera 2MV-2 No.1	URSS	Fly-by	1962	Échec
Kosmos 21	URSS	Inconnu	1962	Échec
Venera 3MV-1 No.2	URSS	Fly-by	1964	Échec
Kosmos 27	URSS	Lander	1964	Échec
Zond 1	URSS	Lander	1964	Échec
Venera 2	URSS	Lander	1965	Échec
Venera 3	URSS	Lander	1965	Échec
Kosmos 96	URSS	Fly-by	1965	Échec
Venera 4	URSS	Lander	1967	Succès
Mariner 5	USA	Fly-by	1967	Succès
Kosmos 167	URSS	Lander	1967	Échec
Venera 5	URSS	Sonde atmosphérique	1969	Succès
Venera 6	URSS	Sonde atmosphérique	1969	Succès
Venera 7	URSS	Lander	1970	Succès
Kosmos 359	URSS	Lander	1970	Échec
Venera 8	URSS	Lander	1972	Succès

Continue sur la page suivante ...

TABLE 1.2 – Suite

Mission	Pays	Type	Date	Resultat
Kosmos 482	URSS	Lander	1972	Échec
Mariner 10	USA	Fly-by	1973-75	Succès
Venera 9	URSS	Orbiter + Lander	1975	Succès
Venera 10	URSS	Orbiter + Lander	1975	Succès
Pioneer Venus Orbiter	USA	Orbiter	1978-92	Succès
Pioneer Venus Multiprobe	USA	Multi-sondes	1978	Succès
Venera 11	URSS	Fly-by+Lander	1978-80	Succès
Venera 12	URSS	Fly-by+Lander	1978-80	Succès
Venera 13	URSS	Fly-by+Lander	1981-82	Succès
Venera 14	URSS	Fly-by+Lander	1981-82	Succès
Venera 15	URSS	Orbiteur	1983-84	Succès
Venera 16	URSS	Orbiteur	1983-84	Succès
Vega 1	URSS	Fly-by-Lander-Ballon	1984-87	Succès
Vega 2	URSS	Fly-by-Lander-Ballon	1984-87	Succès
Magellan	USA	Orbiteur	1989-94	Succès
Galileo	USA	Fly-by	1989-2003	Succès
Cassini	USA-ESA-ASI	2 Fly-bys	1997-99	Succès
MESSENGER	USA	2 Fly-bys	2004-2015	Succès
Venus Express	ESA	Orbiteur	2005-2015	Succès
Akatsuki	JAXA	Orbiteur	2010-	Succès (2015)

1.2.2 Projets futurs

Table 1.3 – Tableau des missions spatiales programmées, proposées ou à l'étude pour Vénus

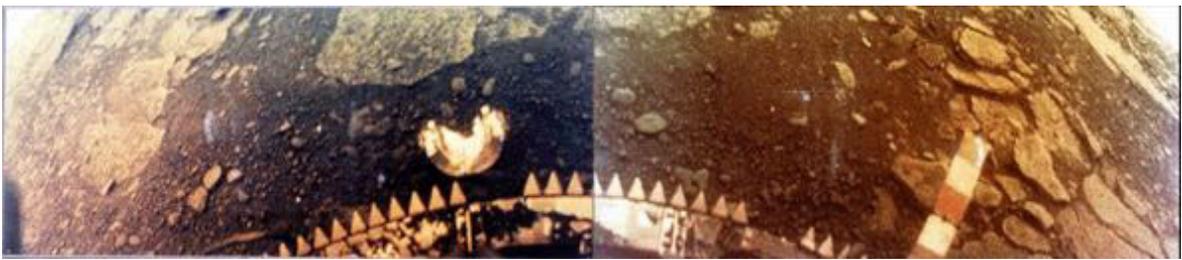
Mission	Agence	Type	Date estimée	Informations
Mission programmée				
BepiColombo	ESA - JAXA	Fly-by	2017	Orbiteur de Merc
Missions à l'étude				
Venus Orbiter Mission	ISRO ³	Orbiteur	2021 (?)	
VERITAS	NASA-DLR-ASI	Orbiteur	2021	Cartographie de la s
DAVINCI	NASA	Sonde Atmosphérique	2021	Mesure de la compo de l'atmosphère per la descente de 63 m Physique de Vén
Venera-D	ROSCOSMOS ⁴	Orbiteur-Lander-Subsatellite Long living station Microsondes-Lander	2025 (?)	
EnVision	ESA	Orbiteur	2029	Cartographie de la s

3. Indian Space Research Organisation

4. Russian Federal Space Agency



(a) Images des landers Venera 9 et 10



(b) Images du lander Venera 13 (fausses couleurs) les images du côté gauche et droit ont été assemblées afin de donner une image complète



(c) Images du lander Venera 14

Figure 1.2 – Images de la surface de Vénus prises par les landers russes des missions Venera. Crédits NASA/NSSDCA-ROSCOSMOS.

Des projets sont en cours de développement par l'Union Européenne, l'Inde, les USA ainsi que la Russie qui a repris son programme Venera. La Table 1.3 donne un descriptif des futures missions qui sont actuellement programmées ou à l'étude auprès de différentes agences spatiales. BepiColombo effectuera un fly-by de Vénus afin de profiter de son attraction gravitationnelle pour être propulsée vers Mercure, comme l'avait fait la mission Mariner-10 lors de son fly-by de Vénus en février 1974. Les missions proposées VERITAS et EnVision sont à l'étude pour l'envoi en orbite basse de Vénus d'un radar interférométrique à synthèse d'ouverture, pour une cartographie globale de la géologie de surface et un relevé topographique plus complet que ne le fit la mission Magellan, tandis que la mission proposée Da VINCI est constituée d'une sonde de descente atmosphérique pour l'étude de la composition atmosphérique durant une descente de 63 minutes. VENERA-D est le projet le plus ambitieux et comporte à la fois un orbiteur, deux ballons, une sonde atmosphérique de descente et un lander.

1.3 Les questions ouvertes : l'intérieur et le volcanisme

1.3.1 L'intérieur et le volcanisme

Au plan géophysique, la surface se caractérise par de vastes ensembles crustaux émergeant de vastes plaines basaltiques, elles-mêmes structurées par l'activité tectonique et le volcanisme. La surface des plaines de basse altitude a l'aspect de roches magmatiques comme le montrent les images obtenues par les sondes Venera (Fig. 1.2) ou l'imagerie radar (Fig. 1.1). Les modèles de formation s'accordent sur une composition initiale de Vénus et de la Terre dans des proportions comparables, essentiellement de matériaux chondritiques. La quantité de radioéléments et le processus de différenciation ont abouti à une masse volumique moyenne similaire de Vénus et de la Terre. La cartographie radar a révélé que la surface de Vénus est l'une des plus jeunes du système solaire et que la planète pourrait être toujours active au plan géologique [Hansen and Willis (1997); Smrekar et al. (2010)]. La nature et la quantité du volcanisme actif à l'heure actuelle font l'objet de discussions en relation avec la variabilité des constituants soufrés dans l'atmosphère. Smrekar et al. (2010) ont montré, sur la base des données de l'instrument VIRTIS sur Venus Express, que l'émission thermique de la surface dans le proche infrarouge entre 0.8 et 1.8 μm , révèle des anomalies, notamment sur des coulées de lave apparemment plus récentes, qui sont interprétées par des variations d'émissivité du terrain [Mueller et al. (2008, 2012)]. Ces variations d'émissivité sont le reflet de la minéralogie, la chimie, l'altération de surface et l'activité tectonique, et pourraient donc témoigner d'un volcanisme récent.

1.3.2 Rotation rétrograde et basculement de l'axe

C'est en 1962 que la rotation rétrograde a été mise au jour via des mesures par des ondes radar [Smith (1963); Goldstein (1964); Carpenter (1964, 1966, 1970)]. L'étude de la rotation d'une planète et ses irrégularités fournissent des contraintes fortes sur les modèles d'intérieur et les propriétés globales. Plusieurs auteurs ont étudié la rotation sur des temps longs, afin de comprendre et d'interpréter les causes de la rotation rétrograde, ainsi que la faible inclinaison de l'axe [Goldreich and Peale (1970); Yoder (1995); Correia and Laskar (2001); Correia et al. (2003); Correia and Laskar (2003)].

L'état rotationnel actuel de Vénus serait dû à l'équilibre entre les forces marées atmosphériques, gravitationnelles et thermiques. Dans le cas d'une atmosphère très dense — comme c'est le cas sur Vénus — l'effet de marée thermique doit être pris en compte dans l'équilibre. Le Soleil chauffe le point subsolaire de l'atmosphère ce qui va entraîner une redistribution des masses vers le point opposé. Cet effet amène à une accélération de l'atmosphère et lorsque la planète tourne lentement l'équilibre synchrone est déstabilisé ce qui donne deux configurations d'équilibres possibles, l'une prograde, l'autre rétrograde [Correia and Laskar (2001)]. Cependant, les forces de marée ne peuvent à elles seules expliquer comment empêcher la rotation prograde [Dobrovolskis (1978)]. Une autre hypothèse, proposée par Goldreich and Peale (1970) évoque la friction entre le noyau et le manteau qui aurait conduit à l'obliquité actuelle de Vénus, la seule condition pour que ce procédé soit viable est que la rotation soit déjà rétrograde.

Laskar and Robutel (1993) montrent en se basant sur l'ensemble des hypothèses qu'il y a un grand nombre d'états initiaux d'inclinaison possible pour lesquels l'obliquité subit de fortes variations chaotiques avec des grandes amplitudes sur plusieurs millions d'années. Cependant, les auteurs montrent que la zone chaotique de Vénus est similaire à celle de la Terre et que les perturbations entre planètes ont pu jouer un rôle capital dans l'obliquité de l'axe de rotation de Vénus. Cette approche fut reprise et confirmée par Yoder (1997) qui montre que les effets dissipatifs couplés aux perturbations planétaires entraînent un basculement de 180° pour n'importe quelle valeur d'obliquité initiale. Correia and Laskar (2001) ont avancé que l'obliquité de Vénus actuelle serait survenue avec n'importe quelle configuration initiale.

Une autre hypothèse soutenue par [Baines et al. (2013); Raymond et al. (2013); Gillmann et al. (2016)] est que le basculement et la rotation rétrograde (et probablement son ralentissement) de la planète serait la suite d'une collision avec un impacteur géant (500 à 1000 km). La moitié des simulations de Raymond et al. (2013) montrent que la planète aurait actuellement un basculement de son axe de rotation ainsi qu'une rotation rétrograde si un collisionneur avait frappé Vénus durant le bombardement tardif.

1.4 Les questions ouvertes : l'atmosphère

A l'issue de la mission Venus Express, notre compréhension des mécanismes qui contrôlent la physique et la physico-chimie de l'atmosphère de Vénus ont beaucoup évolué, qu'il s'agisse de la dynamique et la structure de l'atmosphère, les processus chimiques et physico-chimiques, la nature et la structure des nuages et des aérosols, le bilan radiatif, énergétique de la planète et l'effet de serre, l'environnement ionisé et les interactions avec le vent solaire. Nous avons choisi de présenter un certain nombre de questions ouvertes, parmi lesquelles nous pouvons mettre en perspective notre travail sur le champ de température et l'altitude des aérosols mesurés à toute latitude au terminateur.

1.4.1 Origine et évolution de l'atmosphère

Il existe de nombreuses indications selon lesquelles la composition de l'atmosphère de Vénus a subi de profondes transformations dans son passé, comme par exemple le "runaway greenhouse" (voir ci-dessous), et il est vraisemblable que la planète a perdu l'essentiel de sa quantité d'eau initiale disponible dans son atmosphère primitive, au

Table 1.4 – Comparaison de résultat de la composition atmosphérique de Vénus en eau et du ratio Deutérium/Hydrogène, dans la région au-dessus des nuages (basse mésosphère).

Altitude (km)	H ₂ O (ppm)	D/H _{Venus} (D/H _{Earth})	Source
70-110	1.16	240	Fedorova et al. (2008)
68-69	3 ~ 1		Cottini et al. (2012)
74	1.2-2.9	200	Krasnopolsky (2010)
62-67	3.4	200	Matsui et al. (2012)

travers de la dissociation de H₂O du fait de l'intense radiation UV et extrême-UV, accompagné de l'échappement de l'hydrogène [Barabash et al. (2007)]. L'oxygène issu de H₂O a pu être en parallèle intégré à la croûte rocheuse par oxydation en surface (FeO se transformant en hématite Fe₂O₃, Gillmann et al. (2009)). L'oxygène subsistant a réagi pour former le dioxyde de carbone et le dioxyde de soufre (CO₂, SO₂). L'origine des nuages de Vénus fait également l'objet d'études de même que leur durée de vie. À l'heure actuelle, compte tenu de son temps caractéristique d'équilibre chimique et physico-chimique dans l'atmosphère comme dans ses réactions chimiques avec la surface, la source du SO₂ atmosphérique peut difficilement être attribuée à d'autres processus que le volcanisme, mais jusqu'à présent ce volcanisme actif n'a jamais été observé directement. Une raison possible de ce désaccord est l'existence possible de processus volcaniques distincts des volcans terrestres, par exemple à très faible intensité, mais étalé sur des temps géologiques [Bengtsson (2012)].

Le rapport D/H d'une atmosphère planétaire est l'indication de la perte de l'hydrogène par sa modification du rapport isotopique (fractionnement) à partir du réservoir initial. La valeur de référence est celle des océans terrestres. Le rapport D/H du Earth's Standard Mean Ocean Water (SMOW) est de 155.8 ± 0.1 ppm, à peu près celui de l'eau analysée dans les chondrites. Si aujourd'hui, les océans sont le principal réservoir de H₂O sur Terre, sur Vénus c'est la couche nuageuse d'H₂SO₄ qui en est le principal réservoir, entre 48 et 70 km d'altitude. Les nuages H₂SO₄ contiennent 10 fois plus d'atomes H que la vapeur d'eau atmosphérique [Grinspoon and Bullock (2007)]. Une abondance colonne de 1 micromètre de vapeur d'eau précipitable correspond à un rapport de mélange de ~ 2 ppm [von Zahn et al. (1983)]. Le rapport D/H a été mesuré dans les aérosols d'H₂SO₄ par les sondes de descente de Pioneer-Venus a un rapport de 0.02, soit approximativement 150 SMOW. Plus récemment, l'instrument SOIR sur Venus Express a détecté une variation possible avec l'altitude du rapport D/H, à partir de 0.05 dans l'atmosphère profonde jusqu'à une valeur de 0.12 à 90 km [Bertaux et al. (2007)].

L'eau est actuellement sous forme de vapeur sur Vénus. Plusieurs phénomènes peuvent expliquer son évaporation et également sa température élevée. Les processus d'échappement thermiques et non thermiques [Kulikov et al. (2006, 2007); Lammer et al. (2008)]. La théorie la plus soutenue est celle du *Runaway greenhouse effect* [Ingersoll (1969); Rasool and de Bergh (1970); Walker et al. (1970)], le principe est simple, le Soleil jeune chauffe la planète, l'énergie s'accumule dans les océans ce qui induit l'évaporation de l'eau. La vapeur d'eau s'accumule dans l'atmosphère et conduit à un

effet de serre qui entraîne l'augmentation de la température. Ce phénomène est appelé rétroaction positive ou un emballement atmosphérique.

L'eau se retrouve alors totalement sous forme de vapeur. L'hydrogène (élément le plus léger) est libéré à très haute altitude par la photo-ionisation et la photo-dissociation induites par les vents solaires non déviés par le champ magnétique absent ou résiduel sur la planète. Cette libération arrache les atomes d'oxygène ainsi que plus rarement les molécules de dioxygène O_2 [Gillmann et al. (2009)] ce qui amène à une augmentation du deutérium par appauvrissement en hydrogène.

1.4.2 Habitabilité

Grinspoon and Bullock (2007) ont modélisé un modèle radiatif d'effet de serre couplé à un modèle de microphysique d'un nuage H_2O , en reprenant les conclusions de Kasting (1988) sur la possibilité d'un océan primitif sur Vénus. Leur modèle a pris en compte l'accroissement supposé de la luminosité du soleil avec le temps, et a mis en évidence la difficulté d'un tel travail en l'absence de contraintes sur la circulation atmosphérique primitive, la convection ou la distribution des masses continentales pré-existantes. Les nuages sont en effet l'objet de nombreuses rétroactions dans le processus de modélisation, comme la distribution verticale de vapeur d'eau, le bilan radiatif de l'atmosphère, l'humidité en surface, et l'albédo de surface. Aujourd'hui, la Terre a une couverture nuageuse globale de 50% environ, mais il n'est pas encore établi, par exemple, si une augmentation de la couverture moyenne globale augmenterait ou au contraire diminuerait la température de surface. De plus, les effets des nuages sur le bilan radiatif et donc l'évolution climatique à long terme sont fortement dépendants de leur altitude, le modèle reste donc fortement sous-contraint. En l'absence totale de nuages, Grinspoon and Bullock (2007) ont calculé l'équilibre en température d'une atmosphère dense de H_2O/N_2 pour une couverture nuageuse allant de 0 à 100%. Ces résultats montrent que si la Vénus primitive était dépourvue de nuages, elle débiterait la phase d'effet de serre catastrophique (runaway greenhouse) environ 500 millions d'années après sa formation, en accord avec le modèle de Kasting (1988). À l'inverse, si la "Vénus primitive" était entièrement couverte de nuages (100%), le régime runaway n'aurait jamais été atteint. Avec 50% de couverture, le délai serait alors de 2 milliards d'années environ.

1.4.3 Dynamique et superrotation

Sur Vénus, l'atmosphère - à l'altitude de la couche supérieure des nuages, jusque vers 60° de latitude N et S - effectue un tour complet de la planète en seulement 4.4 jours, ou 60 fois plus rapidement que la planète solide elle-même (243 j. terrestres). À 48 km d'altitude, à la base de la couche nuageuse, cette période est d'environ 6 jours. Cette super-rotation (également observée sur Titan, le satellite de Saturne, bien que dans un facteur 15 entre la rotation du globe et celle de la haute atmosphère), au contraire du système climatique global terrestre, est une des questions contemporaines ouvertes de la physique d'une atmosphère planétaire.

L'atmosphère des planètes présente une structure dynamique et une composition chimique globale qualitativement semblable. Le rayonnement solaire (stellaire dans le cas des exoplanètes) est majoritairement absorbé à l'équateur, et la répartition à l'ensemble de la planète se fait par la circulation d'une enveloppe fluide. Dans le cas des

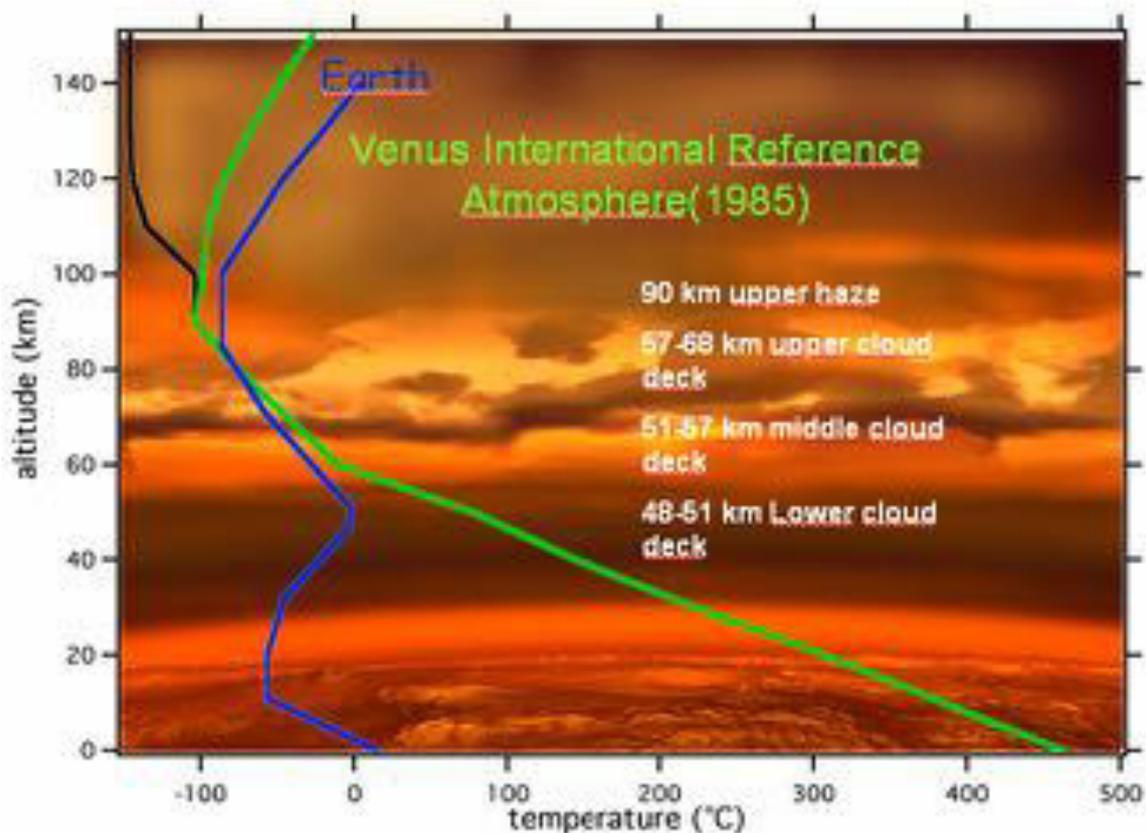


Figure 1.3 – Structure verticale de l’atmosphère de Vénus comparée à celle de l’atmosphère terrestre. On note la présence des couches nuageuses d’acide sulfurique H_2SO_4 de 48 à 70 km environ, ainsi que le profil moyen de température (courbe verte) comparée à celui de la Terre (courbe bleue).

atmosphères telluriques, la composition est principalement de CO_2 et de N_2 , et l’atmosphère est d’épaisseur négligeable par rapport au rayon de la planète. Toutefois, les conditions limites différentes (pression au sol, flux solaire, période de rotation, mécanismes saisonniers, rôle du volcanisme, des poussières) induisent une dynamique et une chimie distinctes. C’est la caractérisation complète de l’étendue en latitude, et en altitude du mouvement la superrotation qui nous donne les indices sur sa cause et les mécanismes physiques sous-jacents. Le principal facteur de redistribution de l’énergie reçue à l’équateur est la présence d’une cellule de Hadley de l’équateur vers les hautes latitudes (jusqu’à la région dominée par le vortex polaire à partir de 70°). Le transport net de moment angulaire est capable de maintenir la haute altitude supérieure des nuages, celui-ci est compensé par des mécanismes de diffusion et de transport à l’aide d’ondes planétaires [Gierasch (1975); Rossow and Williams (1979)].

Au mécanisme de superrotation lui-même, se superposent deux aspects importants de la dynamique de l’atmosphère vénusienne : l’onde de marée solaire, et l’onde de Kelvin de période ~ 4 jours [Gierasch et al. (1997)]. Cette onde entraîne la structure en Y observées dans les images UV de la couche supérieure des nuages. Peralta et al. (2014a,b) a récemment décrit plus précisément le couplage et les mécanismes de forçage et de dissipation associés à ces deux ondes dans les données VIRTIS-M de la mission Venus Express.

1.4.4 Les nuages et aérosols

L'atmosphère de Vénus présente une structure nuageuse massive et complexe. L'altitude maximale de la couche principale de nuages se situe à près de 70 km. Cette altitude n'est pas uniforme en latitude, elle décroît dans la région polaire, au nord et au sud du parallèle $+70^\circ$ d'environ une échelle de hauteur (par exemple Zasova et al. (2007)). Depuis les observations de Young (1973) nous savons que les nuages sont constitués d'une solution d'eau et d'acide sulfurique. La couche nuageuse s'étend sur environ 20 à 23 kilomètres d'épaisseur, depuis la base des nuages portée à haute température, vers 48-50 km, jusqu'à l'altitude supérieure.

Les nuages sont composés majoritairement d'acide sulfurique H_2SO_4 qui est synthétisé par des réactions de photochimie à l'altitude maximum des nuages (hydratation du SO_3) ($\text{SO}_3 + \text{H}_2\text{O} \leftrightarrow \text{H}_2\text{SO}_4$). La vapeur d'eau H_2O réagit avec le SO_3 qui lui-même est produit via une réaction de photo-oxydation entre un atome d'oxygène et une molécule de SO_2 ($\text{SO}_2 + \text{O} \leftrightarrow \text{SO}_3$) [Yung and Demore (1982); Esposito et al. (1997); Hashimoto and Abe (2001); Fedorova et al. (2016)].

Les observations par polarimétrie UV et visible depuis le sol terrestre ont montré que les particules situées au sommet des nuages sont sphériques, avec un rayon d'environ $1 \mu\text{m}$ et un indice de réfraction $n = 1.44$ à la longueur d'onde visible de $0.55 \mu\text{m}$, correspondant à des gouttelettes d'acide sulfurique concentré à 75% en masse [Hansen and Hovenier (1974)]. Cet acide sulfurique est produit photochimiquement au travers de l'hydratation du SO_3 au-dessus de 60 km, grâce à la photo-oxydation du SO_2 , suivi de la condensation en gouttelettes d'aérosols [Krasnopolsky and Pollack (1994); Hashimoto and Abe (2001)]. Les données acquises en particulier par les modules de descente des missions Venera 9-12, Pioneer Venus, mais aussi Vega 1-2, ont fourni l'essentiel des données disponibles à ce jour sur la distribution verticale, la dimension et la nature des particules constituant les nuages [Esposito et al. (1983)].

Les nuages sont constitués (1) la couche supérieure (*Upper Cloud Layer*, 56.6-70 km), possède deux types de particules, le mode 1 où les particules ont une taille inférieure à $0.2 \mu\text{m}$ elles sont considérées comme des brumes et peuvent s'étendre au-delà de 90 km. Le second type de molécules est appelé mode 2, les particules y ont une taille de $\sim 1 \mu\text{m}$; (2) la couche intermédiaire (*Middle Cloud Layer*, 50.5-56.5 km) est composée de trois types de particules. Le mode 1 comme la partie haute, le mode 2 (forte concentration en H_2SO_4 (75-85%) et le mode 3, dont l'existence est controversée, aurait pour taille de particules $3.8 \mu\text{m}$ [Knollenberg and Hunten (1980)]. Les particules de mode 2 voient leur taille augmenter avec la diminution de l'altitude; (3) la couche inférieure (*Lower Cloud Layer*, 47.5-50.5 km) n'est pas bien contrainte, mais la taille des particules y est importante, de l'ordre de quelques microns comme le mode 2 et 3 de la partie intermédiaire.

Dans la partie de la troposphère située en dessous de la limite inférieure de la couche nuageuse, on assiste à la décomposition des fines gouttelettes d'acide sulfurique H_2SO_4 sous l'effet de la température plus élevée : migrant à travers la structure stratifiée des nuages à la faible vitesse d'environ 1 mm s^{-1} , elles sont vaporisées lorsqu'elles atteignent les couches plus chaudes de l'atmosphère à la base de la couche inférieure des nuages, vers 40 km d'altitude. À noter que la basse atmosphère de Vénus ne reçoit pas de lumière solaire aux longueurs d'onde inférieures à 400 nm. En lumière visible,

c'est à peine 5% de la lumière solaire qui atteint la surface.

Une couche supérieure d'aérosols (*Upper Haze*), d'épaisseur optique moyenne de 0.05 à 1.0, se situe au-dessus de l'altitude supérieure des nuages, autour de l'ensemble de la planète, à partir de l'altitude supérieure des nuages (~ 70 km) jusqu'à environ 90 km [Wilquet et al. (2009)]. Les données sur l'existence de ces couches extrêmement ténues ont été très parcellaires, voire succinctes, avant la mission Venus Express. À compter de l'arrivée de VEx en orbite vénusienne en 2006, l'instrument VIRTIS-M IR du côté nuit [de Kok et al. (2011)] et l'instrument SPICAV-SOIR aux terminateurs, entre 2 et 4 μm [Wilquet et al. (2009)] ont pu observer et caractériser la couche d'aérosols au-dessus des nuages.

L'extinction due aux aérosols H_2SO_2 situés entre 70 et 90 km a été mesurée au cours de la mission Venus Express par l'instrument SPICAV-SOIR, en occultation solaire au terminateur [Vandaele et al. (2008)]. Le continuum de l'absorption entre 2 et 4 μm est le résultat de l'opacité croissante sur la ligne de visée vers le disque solaire au terminateur, fonction du profil vertical d'extinction qu'il est alors possible de déduire en utilisant le mouvement de la sonde [Wilquet et al. (2009, 2012)]. Une variation temporelle et en latitude très significative ont été mis en évidence au cours des 8 années de la mission Venus Express. À une altitude donnée au-dessus des nuages, l'extinction locale augmente lorsqu'on se rapproche de l'équateur. Ces données sont en accord avec les observations obtenues lors de missions précédentes, selon lesquelles (1) les particules H_2SO_4 sont formées au travers de la photo-oxydation et l'hydratation du SO_2 à l'altitude supérieure des nuages ; (2) la photodissociation du SO_2 est plus efficace à proximité de l'équateur ; (3) l'altitude de la couche supérieure des nuages est environ plus basse d'une échelle de hauteur atmosphérique dans la région polaire, plus au N ou plus au S de 70° de latitude ; comme l'illustre la Fig. 1.4, où l'on peut constater la très forte variabilité spatiale et temporelle de l'absorption (Wilquet 2014, private communication).

1.4.5 Température au terminateur

La région du terminateur de la haute atmosphère de Vénus (on désigne par mésosphère, la région s'étendant de l'altitude supérieure des nuages vers 70 km, jusqu'à la région de l'homopause vers 120 km) est extrêmement variable en terme de régimes de vents et de structure thermique. C'est une région de transition qui subit un fort rayonnement du Soleil dans toutes les longueurs d'onde de l'IR à l'E-UV. Il s'agit d'une région encore très mal comprise, car l'objet de campagnes de mesures espacées dans le temps ou espacées en latitude, qui ne permettent pas une approche du champ instantané des paramètres physiques à toute latitude à un instant donné. Au terminateur à 6h00 et 18h00 en temps local sur Vénus (terminateur du matin/terminateur du soir) l'instrument d'occultation solaire SOIR (Solar Occultation in the InfraRed) de Venus Express a permis de détecter sur une base quotidienne tout au long de la mission, la densité des espèces chimiques de la haute atmosphère (H_2O , CO , HCl , SO_2) mais également le champ de température, lui aussi variable [Bertaux et al. (2007); Fedorova et al. (2008); Vandaele et al. (2008); Belyaev et al. (2012); Mahieux et al. (2010, 2012); Mahieux et al. (2015b)].

A haute altitude vers 120 km, les données SOIR intégrées sur les 8 années de la

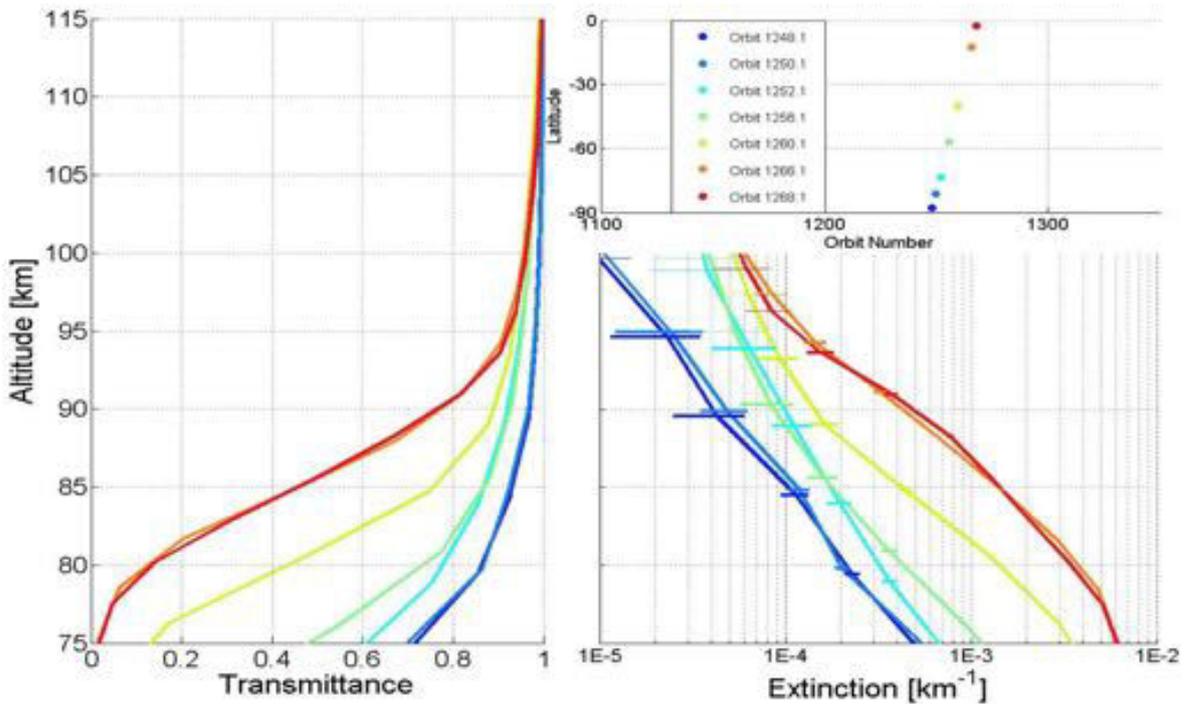


Figure 1.4 – Evolution de la transmittance (à gauche) et du profil vertical de l’extinction (à droite) des aérosols entre 70 et 100 km pour les occultations solaires au terminateur de l’instrument SOIR à bord de la mission Venus Express, mesurées au cours d’orbites successives de la sonde en Sep. et Oct. 2009 (encart situé en haut à droite : du bleu au rouge : orbites 1248, 1250, 1252, 1256, 1260, 1266, 1268 ; les orbites sont séparées de 24h)

mission Venus Express sont en général en accord avec le modèle général d’atmosphère de Vénus VIRA (Venus International Reference Model, Seiff et al. (1985)). Ces données montrent également une forte dissymétrie entre le terminateur côté matin et le terminateur côté soir, avec des températures nettement plus basses côté matin. Cette tendance n’est toutefois pas si marquée à basse altitude, au-dessus de la couche nuageuse. Les densités mesurées par SOIR sont également systématiquement inférieures au modèle général VIRA à basse altitude, vers 70 km, tout comme les échelles de hauteur atmosphérique H [Mahieux et al. (2015b)]. On peut noter trois zones distinctes dans les données SOIR : (1) en dessous de 90 km, l’échelle de hauteur est en général uniforme, autour de 6 km, mais avec des valeurs assez fortement variables d’un jour à l’autre, de 3 à 9 km ; (2) entre 95 et 110 km, l’échelle de hauteur s’accroît légèrement, de 6 à 12 km, mais avec une différence significative entre le terminateur du SOIR et celui du matin : de 8 à 10 km côté matin, de 9 à 12 km côté soir ; (3) puis, au-dessus de 115 km, l’échelle de hauteur décroît à nouveau, et retrouve sa valeur au-dessus des nuages, approx. 6 km vers 140 km, mais là encore montrant un régime extrêmement variable [Mahieux et al. (2015b)].

L’importance de ce travail de thèse repose sur le fait que l’auréole explore la zone du terminateur lors des deux phases et permet une mesure instantanée d’une partie de l’atmosphère ce qui conduit à la comparaison des variations locales de température. L’*ingress* et l’*egress* n’explorent pas la même partie de l’atmosphère bien qu’il est y ait un recouvrement au niveau du pôle Nord.

1.5 Les passages de Vénus

1.5.1 Historique et prédiction

Les transits de Vénus sont un évènement rare dans l'astronomie, et n'ont pu être prédits qu'après l'établissement des lois de Kepler (1619). L'orbite de Vénus est inclinée d'un angle de $3^{\circ}24'$ avec le plan de l'orbite terrestre, ce qui empêche la récurrence de transits à chaque période synodique de 584 jours (environ 1.6 ans, durée séparant deux conjonctions inférieures, Fig. 1.5, 1.6). Depuis le 15^e siècle, les transits suivent un schéma de deux évènements espacés de 8 ans tous les 121.5 ans puis 101.5 ans (8-121.5-8-101.5). Ces demi-années entraînent un passage d'une paire en juin à une autre en décembre (Fig. 1.7).

La première observation historique eut lieu le 24 novembre 1639 (4 décembre dans le calendrier grégorien) en Angleterre, par Jeremiah Horrocks et William Crabtree sur la base de la prédiction, par Kepler, de l'évènement du 6 décembre 1631, qui ne fut pas observé. Horrocks reprend les Tables rudolphines de Kepler et établit le second évènement de 1639. Le compte-rendu de cette estimation et l'observation qui en a résulté furent publiés bien après par l'astronome polonais Hévelius [Hevelius and Horrocks (1662)]. Cette première observation⁵ fait suite à la prédiction de Kepler du 6 décembre 1631 (second évènement de la paire de 8 ans).

La paire de transits suivants eut lieu en 1761 et 1769 et fut l'objet de l'organisation des premières campagnes internationales pour l'observation du phénomène et la détermination de la distance Terre-Soleil [Pasachoff and Sheehan (2012)]. Soixante-dix ans auparavant, dans une adresse à la Royal Society en 1691, publiée ultérieurement en 1716, Edmund Halley prédit qu'au cours des deux prochains transits de 1761 et 1769, se présenterait l'opportunité de mesurer avec précision l'unité astronomique par comparaison des durées séparant l'instant des contacts en différents lieux d'observation sur Terre. C'est lors du premier transit, en 1761, que Mikhail Lomonosov, observant depuis l'Académie des sciences de Russie à Saint-Petersbourg, a détecté des phénomènes – aujourd'hui controversés – qu'il a attribués à la présence d'une atmosphère dense autour de la planète Vénus [Menshutkin (1952); Schaefer (2001); Marov (2005); Shiltsev (2012, 2014)]. En 1771, c'est le français Jérôme Lalande qui calcula la distance Terre-Soleil à partir des observations faites durant ces transits, la valeur qu'il établit à 153 ± 1 millions de kilomètres (~ 1.023 UA).

1.5.2 L'auréole de Vénus : définition

Lorsqu'une planète entourée d'une atmosphère dense passe devant son étoile hôte, la luminosité globale va décroître du fait du rapport entre la surface du disque occulteur (la planète) et le disque de l'étoile. Toutefois, la courbe de lumière théorique du phénomène va potentiellement révéler la présence d'une atmosphère au cours du mouvement. Ce principe a été notamment étudié par Hubbard et al. (2001) dans le cas du transit d'une exoplanète géante.

5. Des études de textes manuscrits ont spéculé sur la formulation possible par Avicenne du passage du 24 mai 1032.

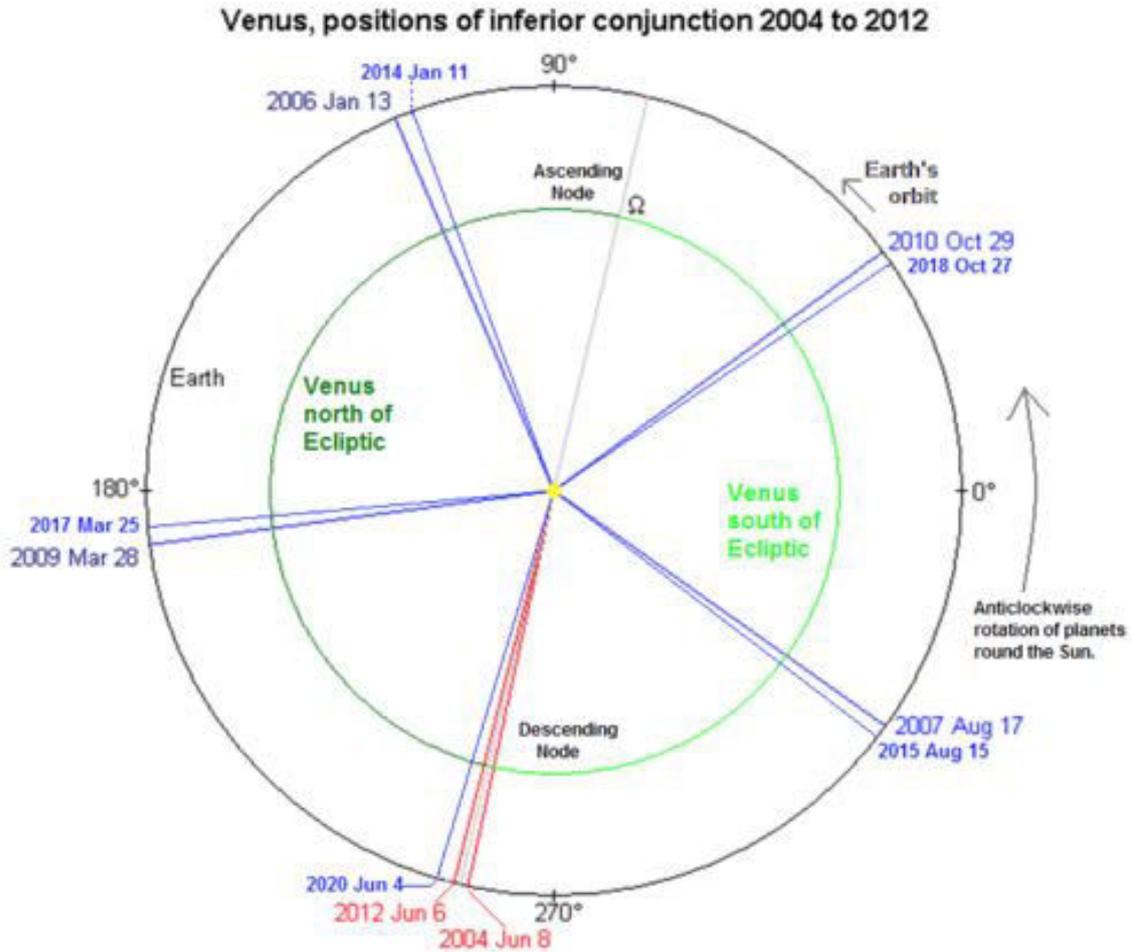


Figure 1.5 – Illustration de la quasi-commensurabilité de 8 années terrestres (2922.048 jours), 13 années vénusiennes (2921.035 jours) et des 5 périodes synodiques.

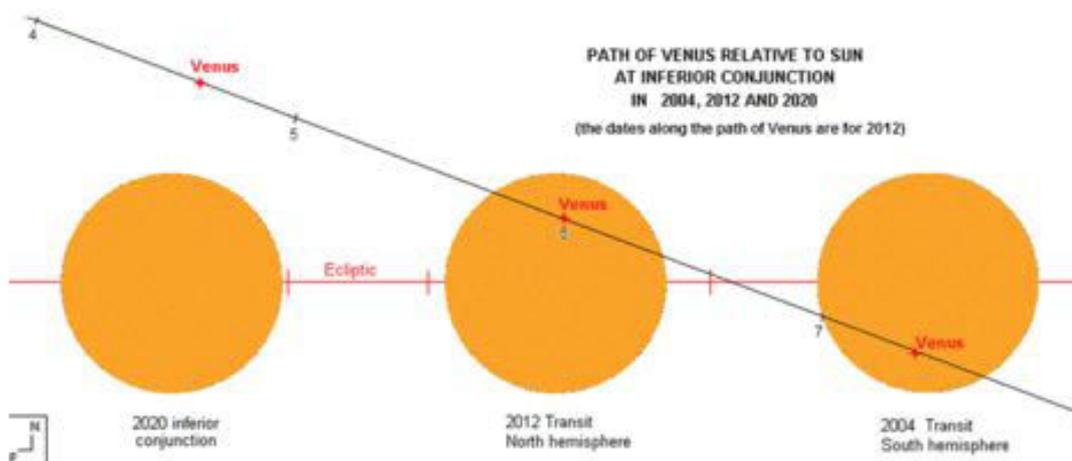


Figure 1.6 – La succession de deux transits à 8 ans d'intervalle en 2004 et 2012 correspond au déplacement du cycle de 5 conjonctions inférieures au voisinage du nœud descendant dans le sens direct sur l'écliptique (5 périodes synodiques de 2919.415 jours étant à peu près égales à 8 années terrestres de 2922.048 jours). Le plan invariant de l'orbite de Vénus est représenté en noir.

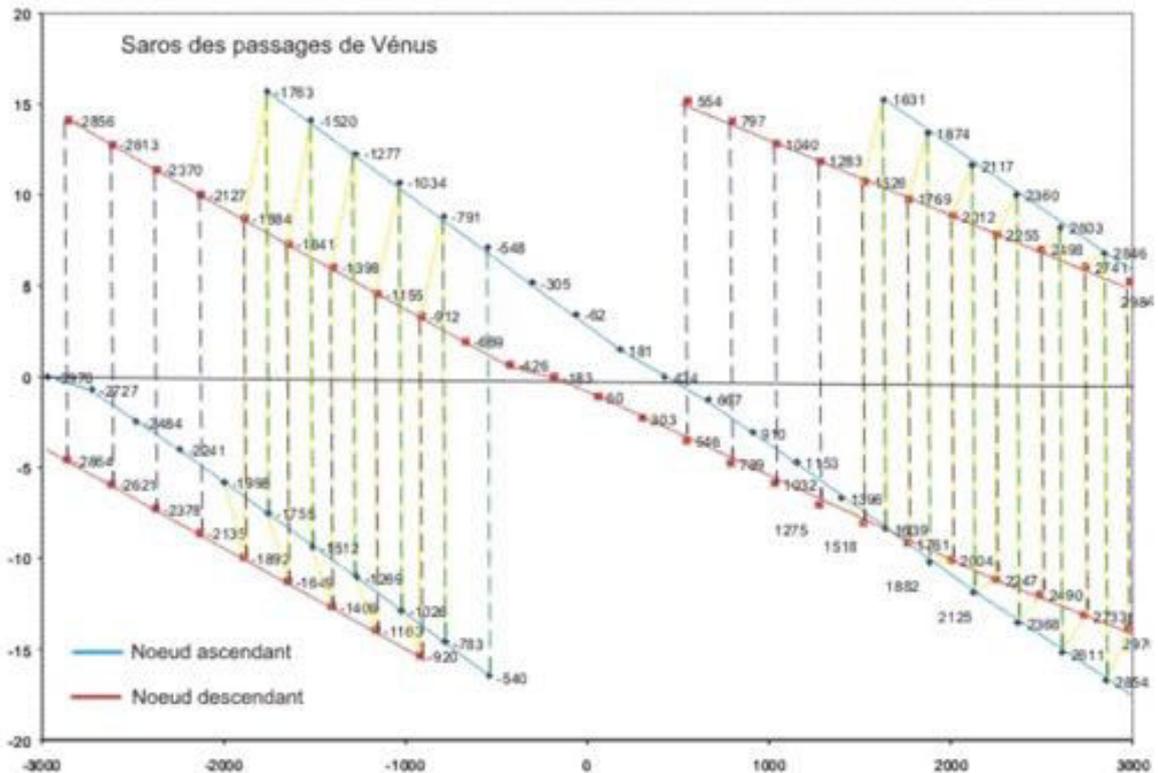


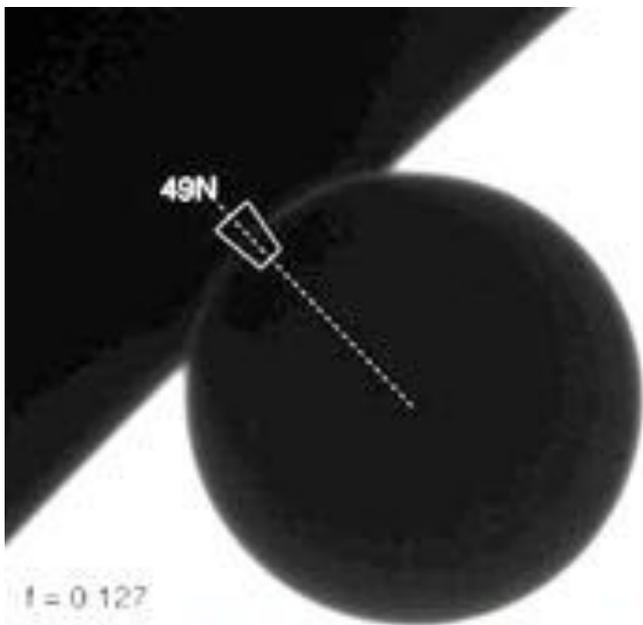
Figure 1.7 – Le canon des passages de Vénus au cours de l’histoire (axe des X : années avant / après JC. Axe des Y : distance maximale du point tangent du passage de Vénus au centre du disque solaire. Le transit a été quasi-central en décembre 424. Entre 426 avant et 424 ap. JC il n’y a eu qu’un seul transit et non deux séparés de 8 ans. Depuis 546, il y a deux transits au noeud descendant (juin), depuis 1518 il y a deux transits à chacun des noeuds ascendant et descendant. (source : Obs. Paris/IMCCE/P. Rocher).

Concernant la seule partie déviée par l'atmosphère, la courbe de lumière ainsi observée va dépendre de plusieurs paramètres : (1) la diffusion Rayleigh à partir de l'étoile hôte à travers l'atmosphère planétaire ; (2) la réfraction de la fonction radiale de luminosité de la surface stellaire dans la direction de l'observateur ; (3) l'épaisseur optique de l'atmosphère dans la direction de l'observateur, telle qu'elle résulte de l'absorption moléculaire et / ou de nuages de particules liquides ou solides. L'effet de la réfraction sera lui, sensible au profil vertical de pression et de température au limbe de la planète, puisque le profil vertical de réfractivité découle de la densité locale.

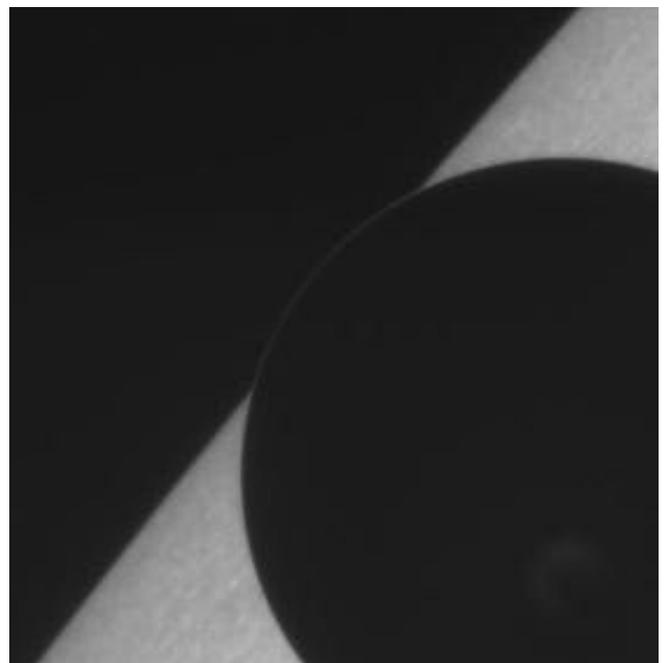
Dans le cas de Vénus [Tanga (2010); Tanga et al. (2012)], l'auréole est décrite par les observateurs comme un fin arc lumineux opposé à la direction du soleil immédiatement avant le second contact et après le 3e contact [Menshutkin (1952); Schaefer (2001); Marov (2005); Shiltsev (2012, 2014); Tanga et al. (2012)]. On peut définir l'auréole comme une image réfractée, fortement aplatie d'une portion de la photosphère solaire, dont elle possède la même brillance par unité de surface dans le cas d'une atmosphère réfractante totalement transparente. L'épaisseur de l'auréole (c'est-à-dire sa dimension radiale) n'est pas résolue par les instruments que nous utilisons, qu'ils soient au sol ou même spatiaux. Cette épaisseur est marginalement résolue par le satellite JAXA Hinode d'observation du Soleil, en juin 2012.

1.5.3 Observations satellitaires de l'auréole en 2012

Théoriquement, l'auréole doit donc apparaître comme une portion de la photosphère solaire, dont l'atmosphère restitue une image compressée dans la direction de l'observateur (Chiavassa et al. (2015); Pere et al. (2015), Annexe A, B). À quoi ressemble l'auréole ? La Fig. 1.8 montre deux images extraites des données satellitaires exploitées au cours de cette thèse, lors du transit de juin 2012 (NASA /Solar Dynamical Observatory et JAXA/Hinode, voir le chapitre 4). Au limbe de Vénus, qui est également son terminateur matin-soir lors de la conjonction inférieure, on voit apparaître un fin liseré lumineux opposé au soleil. Cette fine bande lumineuse n'est autre que l'auréole.



(a) Image prise par le satellite *Solar Dynamic Observer* (voir chapitre 4) lors du transit de 2012.



(b) Image prise par le satellite *Hinode* (voir chapitre 4) lors du transit de 2012.

Figure 1.8 – Images de l'auréole, arc lumineux sur les deux images, vues par les satellites SDO et Hinode.

Chapitre 2

Analyse de la courbe de transit

Sommaire

2.1	Courbe de transit	53
2.1.1	ACRIMSAT	53
2.1.2	Reproduction de la trajectoire de Vénus	54
2.2	Granulation solaire	54
2.3	Impact de la granulation sur la courbe de transit	58
2.3.1	L'auréole et la granulation	58
2.3.2	Courbe de transit	59

Cette étude a été menée conjointement avec Andréa Chiavassa (Laboratoire Lagrange, Observatoire de la Côte d'Azur) afin de déterminer l'impact de la granulation stellaire (effet peu connu) sur les courbes de transits. Les simulations de la granulation ont été faites par Andrea Chiavassa, j'ai fait la reproduction de la courbe du transit ainsi que le traitement de l'auréole. Le reste du travail a été fait en commun.

2.1 Courbe de transit

2.1.1 ACRIMSAT

Le satellite *Active Cavity Radiometer Irradiance Monitor Satellite* (ACRIMSAT¹) a été développé pour étudier l'irradiance totale du Soleil [Schneider et al. (2006)]. Il a été placé en orbite synchrone avec le Soleil pour que l'instrument ACRIM3 puisse mesurer l'irradiance totale.

Le satellite a été conçu pour mesurer la variabilité d'énergie reçue par la Terre. La fréquence d'image de ACRIM3 est de 1.024sec et l'échantillonnage se fait toutes les 32sec (moyenne des images acquises à la cadence normale). La caméra CCD a un champ de 1024×1024 pixels dont seul un échantillon de 512×512 est étudié (due à la bande passante et la limite en mémoire). La résolution de l'instrument est de $0.5 \text{ arcsec} \cdot \text{pixel}^{-1}$. La précision de la mesure effectuée par ACRIM3 est de 0.01%.

Le satellite a mesuré une diminution de 0.10% de l'intensité solaire causée par l'ombre de Vénus lors du transit de 2004 soit une taille de 58.2 arcsec à une distance de 0.289 UA dans la longueur d'onde principale $\lambda = 0.62 \mu\text{m}$ [Schneider et al. (2006)].

1. NASA/JPL, lancement le 20 décembre 1999

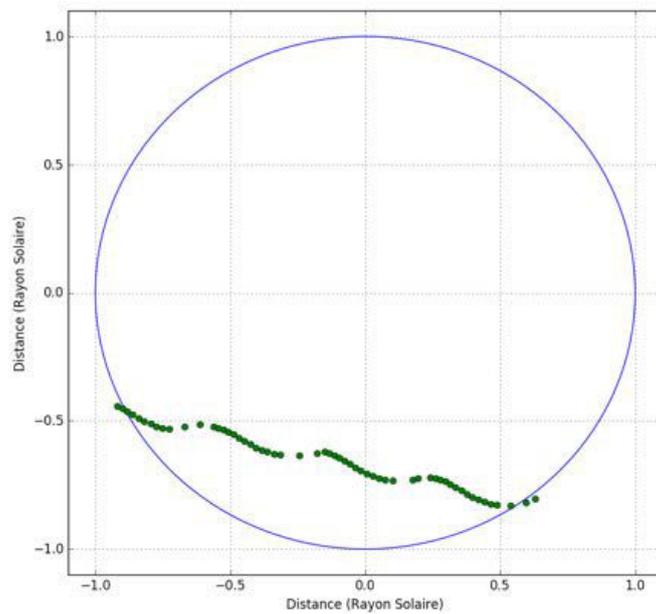


Figure 2.1 – Trajectoire apparente de Vénus lors du transit de 2004 vue par le satellite ACRIMSAT. Les points montrent la non-linéarité de la trajectoire projetée sur le Soleil induite par l’orbite du satellite. Les points sont espacés d’un intervalle de 5 min. La figure montre la trajectoire interpolée.

2.1.2 Reproduction de la trajectoire de Vénus

La première étape de l’étude a été de reproduire la trajectoire de la planète lors du transit afin de générer notre propre courbe de transit via les simulations numériques du soleil. En effet, le satellite n’observe pas de manière continue le Soleil, il y a une interruption de 30 minutes due à l’occultation terrestre toutes les 100 minutes. Pour que les simulations intègrent le passage de Vénus, j’ai créé une trajectoire quasi complète en interpolant les blancs induits par les occultations. Les points de mesures nous ont été transmis par l’équipe d’ACRIMSAT. La Fig. 2.1 représente cette trajectoire finale.

2.2 Granulation solaire

La granulation solaire est un des phénomènes physiques les plus modélisés dans le domaine stellaire. En effet, l’étude de la convection de surface donne des informations sur la composition interne ainsi que son fonctionnement. La granulation est le résultat d’un transport de chaleur par convection horizontale, la taille d’une granule dépend de la température effective de l’étoile et de sa gravité. La Fig. 2.2 montre la granulation solaire prise par le satellite Hinode, chaque ellipse blanche (partie chaude) est une granule.

Différents codes ont été développés au fil des années, leur comparaison avec les observations et mesures a permis de développer simulations hydrodynamiques radiatives des surfaces stellaires (RHD) (par exemple Nordlund et al. (2009); Freytag et al. (2012)).

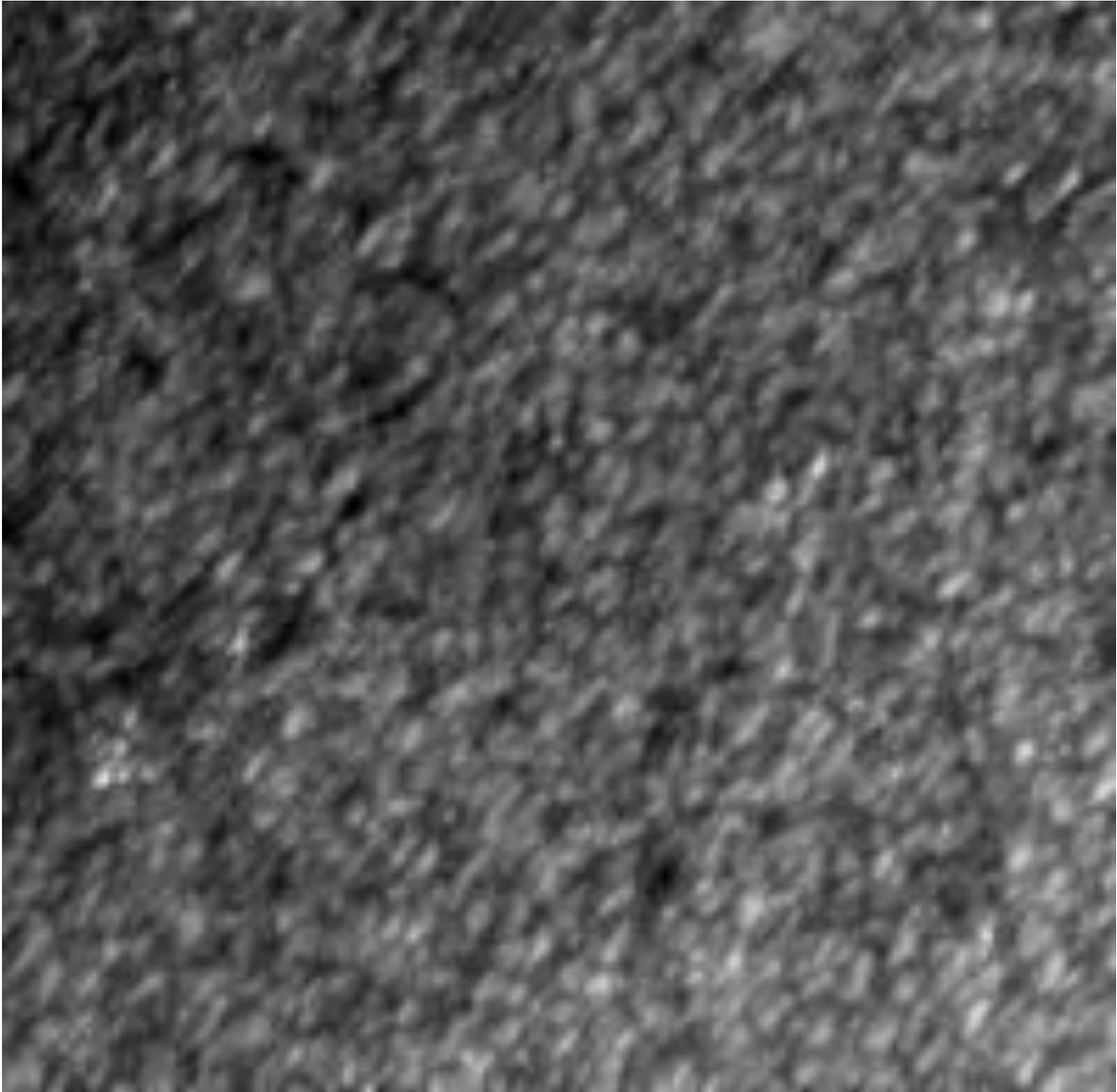


Figure 2.2 – Surface du Soleil vue par le satellite Hinode lors du transit du 5 juin 2012. La granulation est l'assemblage de zone blanche (partie chaude) à des zones d'ombres (partie plus froide).

Le code utilisé pour cette étude est le *Stagger-code* [Nordlund et al. (2009)] dont existe une grille de simulations couvrant le diagramme HR [Magic et al. (2013)]. Le principe du code consiste à résoudre les équations de conservation de la masse, du moment cinétique et de l'énergie couplées au transfert radiatif dans un cube en géométrie cartésienne. Afin que le modèle soit le plus réaliste possible, le cube doit pouvoir contenir environ 10 granules et couvrir 10 échelles de pression² en profondeur. La taille de la granule est proportionnelle à l'échelle de pression, plus elle est grande, plus l'atmosphère est étendue, plus les granules sont grandes. L'intensité sortante est calculée de façon monochromatique à l'équilibre thermodynamique local avec le code de transfert radiatif Optim3D [Chiavassa et al. (2009)] dans les cubes de la simulation.

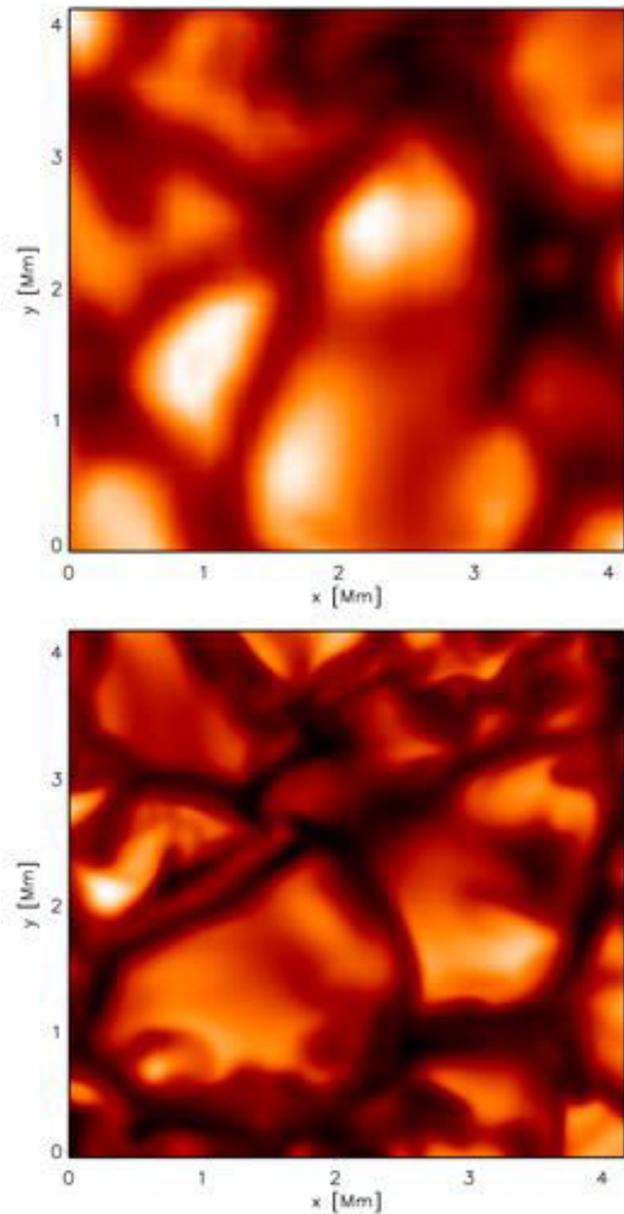
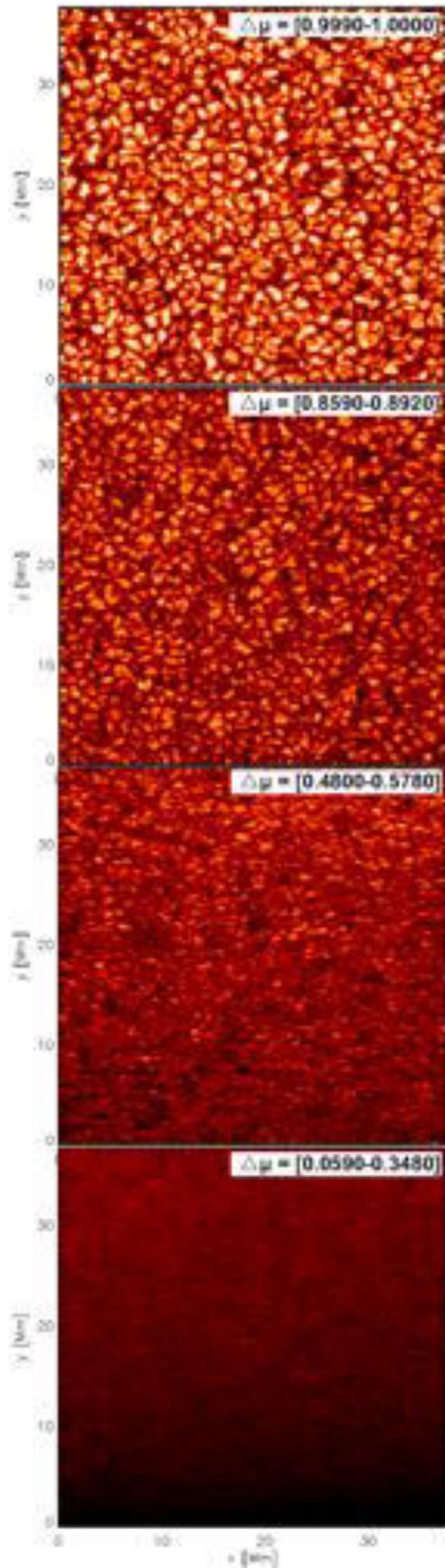
La simulation a été calculée dans l'intervalle des longueurs d'onde $\lambda = 6684.0 \pm 0.1 \text{ \AA}$ afin de pouvoir comparer avec les images d'Hinode ($\lambda = 6684.0 \text{ \AA}$).

La Fig. 2.3 permet de voir la différence entre la granulation solaire (extraite d'Hinode) et les simulations RHD. Ce fut un test pour les simulations 3D. Le bon accord entre les images de la granulation solaire (en fonction du limb-darkening) et des simulations numériques est très important pour la contrainte des résultats numériques. L'étude de la granulation du Soleil démontre la véracité du code numérique et permettra de faire des simulations dans le diagramme HR pour les autres transits exoplanétaires.

Le cube de la simulation ne représente qu'une faible portion de la surface solaire (voir Fig.1, Chiavassa et al. (2012)). Afin de créer une image complète de la surface du Soleil, il faut prendre en compte les effets des assombrissements centre-bord. Pour le reproduire, on crée un pavage de plusieurs cubes qu'il faut incliner verticalement d'un facteur $\mu = \cos(\theta) = [1.0000, 0.9890, 0.9780, 0.9460, 0.9130, 0.8610, 0.8090, 0.7390, 0.6690, 0.5840, 0.5000, 0.4040, 0.3090, 0.2060, 0.1040]$ [Chiavassa et al. (2010, 2012, 2014, 2015)], Optim3D va alors calculer l'intensité en fonction de μ . θ est l'angle de la ligne de visée dans la direction verticale.

Les cubes sont sélectionnés de façon aléatoire afin d'en faire une projection orthographique sur une surface sphérique, l'assombrissement centre-bord est respecté, car l'angle θ est calculé en fonction de la latitude et de la longitude. Afin qu'il n'y ait pas de discontinuité, l'intensité est interpolée linéairement en fonction de l'orientation de l'angle de déplacement dans le cube. Pour une demi-sphère il faut 286 cubes l'autre partie est générée symétriquement. La Fig. 2.4 montre une des 50 projections orthographiques réalisées avec ce pavage. Pour simuler la variation de l'intensité de la surface causée par la granulation au cours du temps du transit (on suppose un changement de la granulation toutes les 10 minutes et le transit de Vénus dure $\sim 7H$), il faut au moins 42 cartes différentes de la surface solaire. 50 ont été utilisées afin de simuler la variation temporelle de la granulation.

2. Hauteur qu'il faut parcourir afin de diminuer la pression d'un facteur e , l'échelle de pression est donc une grandeur locale.



(a) Granulations extraites des images Hinode et soumises au paramètre μ afin de créer un pavage de simulation de la surface du Soleil

(b) *Top panel* : portion de l'image (a) à $\mu = 1.000$ (37×37 pixels). *Bottom panel* : granulation obtenue par les simulations RHD pour le disque solaire.

Figure 2.3 – Granulation solaire obtenue par les simulations RHD ainsi que par le satellite Hinode [Chiavassa et al. (2015)].

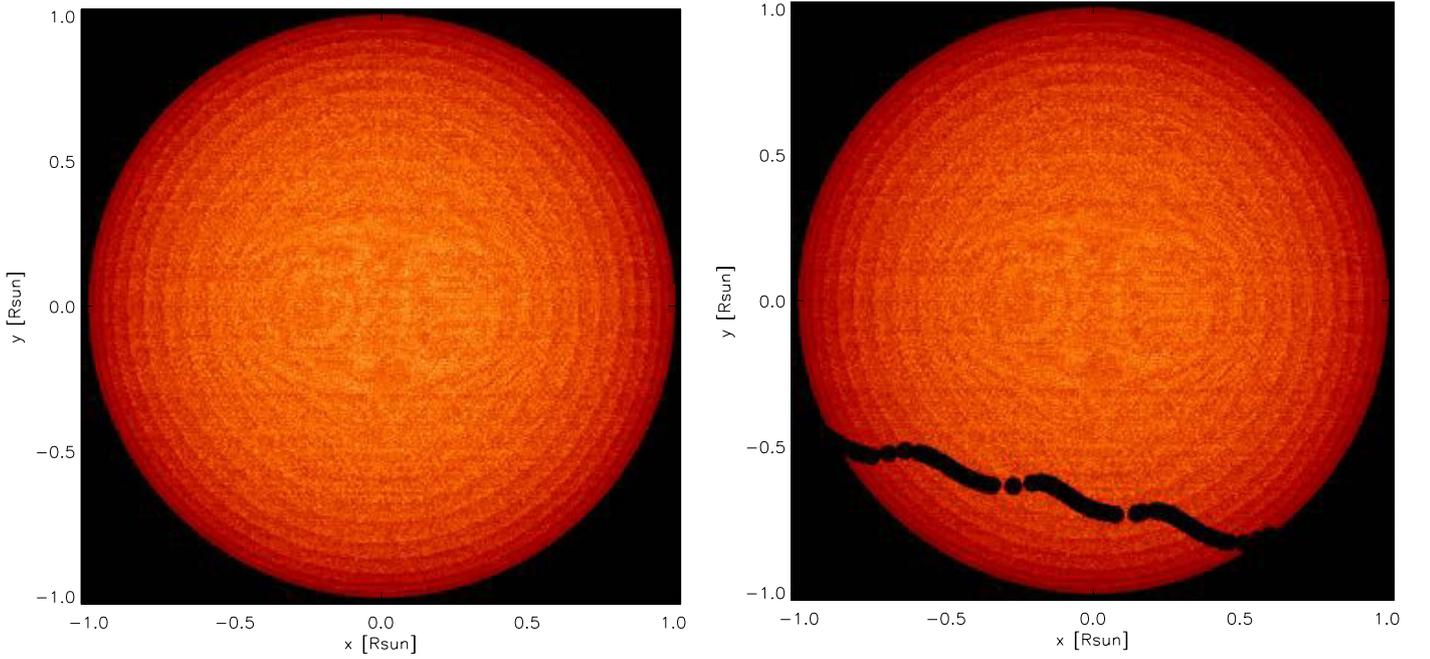


Figure 2.4 – Surface orthographique du Soleil créée à partir des simulations RHD. L’image de droite montre la trajectoire de Vénus représentée à l’échelle [Chia-vassa et al. (2015)].

2.3 Impact de la granulation sur la courbe de transit

2.3.1 L’auréole et la granulation

Le satellite *Hinode* n’a malheureusement pas pu suivre le transit de 2004, car il fut lancé en 2006. L’étude de l’auréole et son impact sur la courbe de transit a été réalisée avec les clichés faits durant le transit de 2012.

La Fig. 2.5 montre une représentation 3D d’une image d’*Hinode* utilisée afin de déterminer l’influence de l’auréole. L’auréole est l’arc fin présent le long du disque de la planète. L’image fait 1024×1024 pixels et l’intensité du flux de l’auréole est de $I_{aureole} = [0.4 - 6.0] \times 10^5 \text{ DN pixel}^{-1} \text{ s}^{-1}$ (DN est le *Data Number* qui est le facteur d’échelle de la caméra CCD d’*Hinode* adopté en 2009 [Lites et al. (2013)]) dans les 215 profils radiaux extraits avec la méthode (§4.3.1) la moyenne obtenue de ces profils donne une valeur de $\langle I_{aureole} \rangle = 1.2 \times 10^5 \text{ DN pixel}^{-1} \text{ s}^{-1}$. Afin de déterminer si l’auréole a pu être détectée par le satellite ACRIMSAT il est nécessaire de calculer le ratio de l’auréole vis-à-vis de l’intensité globale du Soleil et la comparer à la précision du satellite.

$$\Pi_{ratio} = I_{aureole} \times \frac{I_{synthcut}}{I_{synthglobal}} \times \frac{1}{I_{Hinode}} \quad (2.1)$$

où I_{Hinode} est l’intensité totale de l’image prise par *Hinode*, $I_{synthglobal}$ est l’intensité totale du disque généré via le pavage (Fig. 2.4), $I_{synthcut}$ est l’intensité totale d’une portion du disque simulée, la taille est identique à celle déterminée sur l’image *Hinode* (Fig. 2.5, top panel) et $I_{aureole}$ est l’intensité totale déterminée précédemment.

La valeur de $\Pi_{ratio} = 10^{-6}$ (bien plus faible que la variation de l'intensité solaire au cours du temps et pendant le transit de Vénus). La précision de ACRIMSAT étant de 10^{-5} l'auréole n'a donc pas été détectée lors du transit de 2004 et n'influença pas les points de mesures de la courbe de transit (Points rouges sur la Fig. 2.6, [Schneider et al. (2006)]).

2.3.2 Courbe de transit

La Fig. 2.6 montre la courbe du transit de Vénus (Fig. 2.4(b)) vu par ACRIMSAT (points rouges), la ligne en pointillés noirs représente la courbe de lumière obtenue en faisant passer un cercle noir représentant Vénus sur la surface orthographique obtenue grâce aux simulations RHD.

Notre méthode permet une bonne reproductibilité des données du satellite, la partie verte représente la fluctuation induite par les différentes surfaces orthographiques (50 ont été créées et utilisées afin de voir la variation de la granulation). Il est important de noter l'impact de la granulation sur la courbe de lumière qui ne présente pas un aspect lisse, mais montre des variations dans le flux, ces variations sont causées par l'intensité des granulations.

La Fig. 2.7 montre la différence entre les deux méthodes que nous avons exploitées. La première, la création d'une surface orthographique via les simulations RHD (courbe noire) et la seconde une surface orthographique en prenant les images à haute résolution d'Hinode (Fig. 2.3a). La différence (Fig. 2.7(b)) entre le modèle et les images peut être expliquée par la granulation. Cependant, il reste assez difficile de déterminer l'impact de la granulation, car les fluctuations sont du même ordre de grandeur que les différences obtenues en comparant différents modèles.

Cependant, cette étude a montré que pour que l'auréole puisse être détectée, il est nécessaire d'avoir des télescopes plus puissant et plus précis qu'ACRIMSAT (précision supérieure à 10^{-5} dans le cas d'un système Soleil-Terre) pour mesurer le flux de l'auréole. Les simulations ont montré que la granulation de l'étoile ne pouvait plus être négligée dans l'étude des transits des exoplanètes. Dans le cas de planètes de taille plus importante que les Terres (comme les Jupiters) la réfraction doit être prise en compte dans l'analyse des courbes de transit.

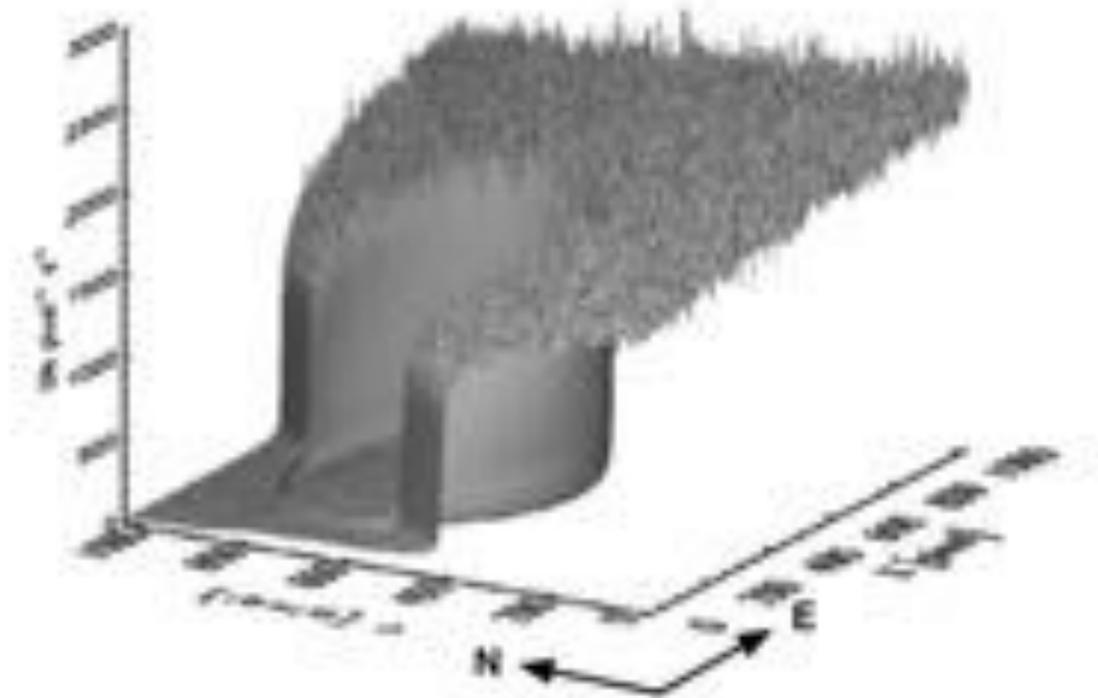
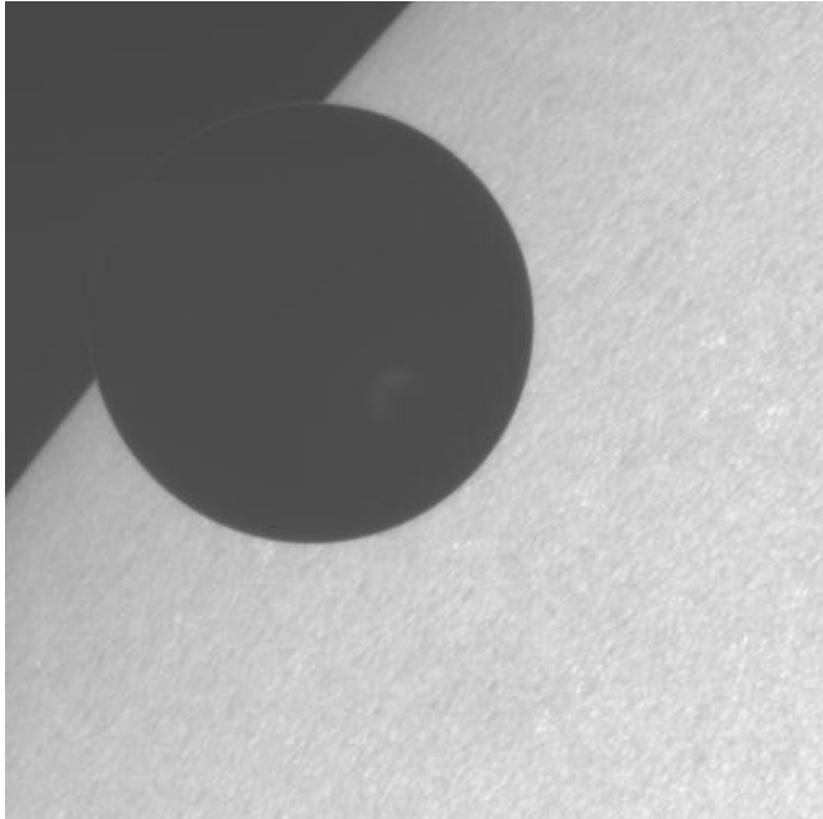


Figure 2.5 – *Top panel* : image Hinode du transit de 2012. *Bottom panel* vue tridimensionnelle de l'intensité de l'image au-dessus. La contribution de l'auréole est visible sur le bord gauche de la planète (creux central) [Chiavassa et al. (2015)].

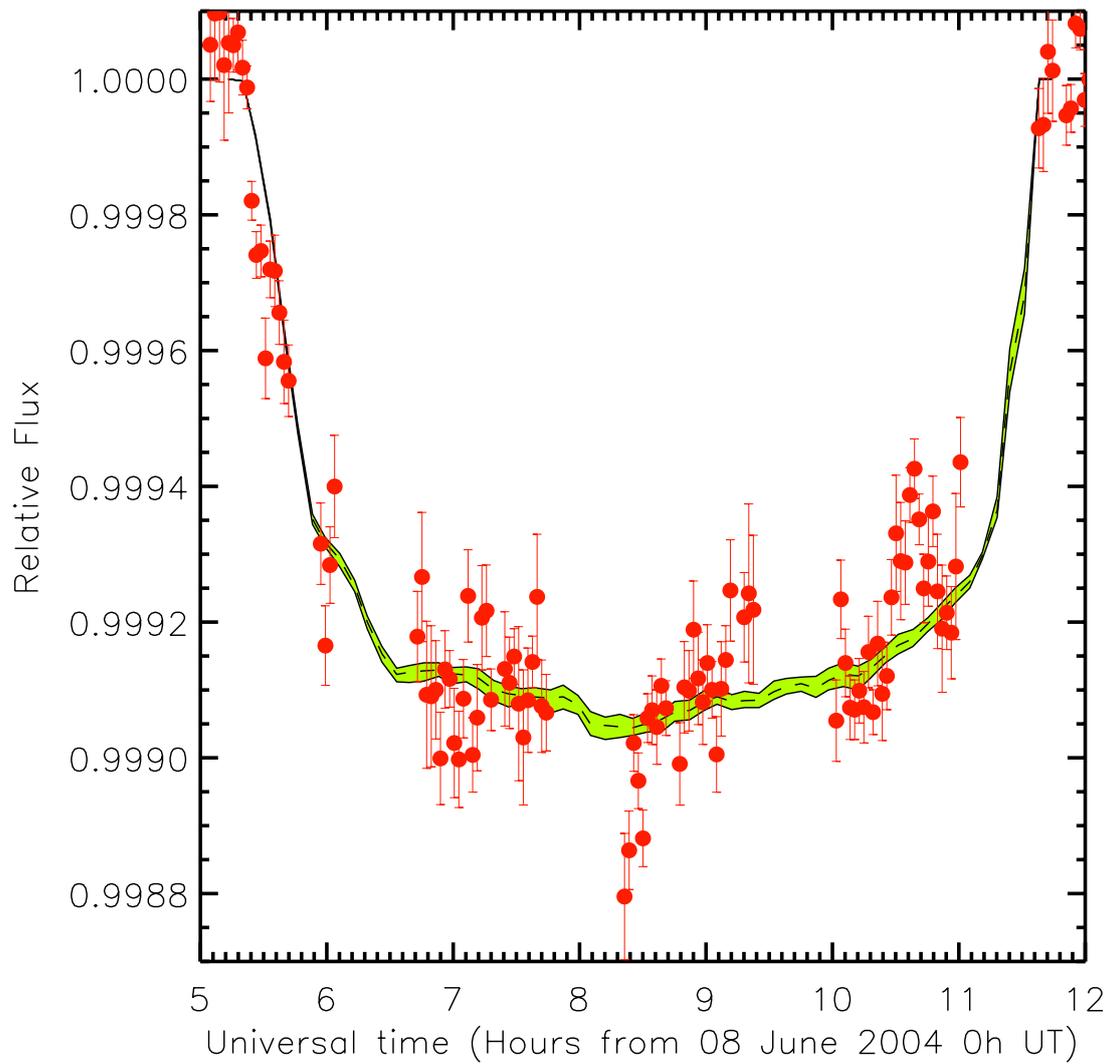


Figure 2.6 – Courbe du transit de Vénus du 8 juin 2004. Les points rouges sont les points mesurés par ACRIMSAT. La courbe noire est la courbe obtenue en moyennant les 50 transits générés via les surfaces orthographiques. La bande verte est la dispersion obtenue via ces 50 courbes [Chiavassa et al. (2015)].

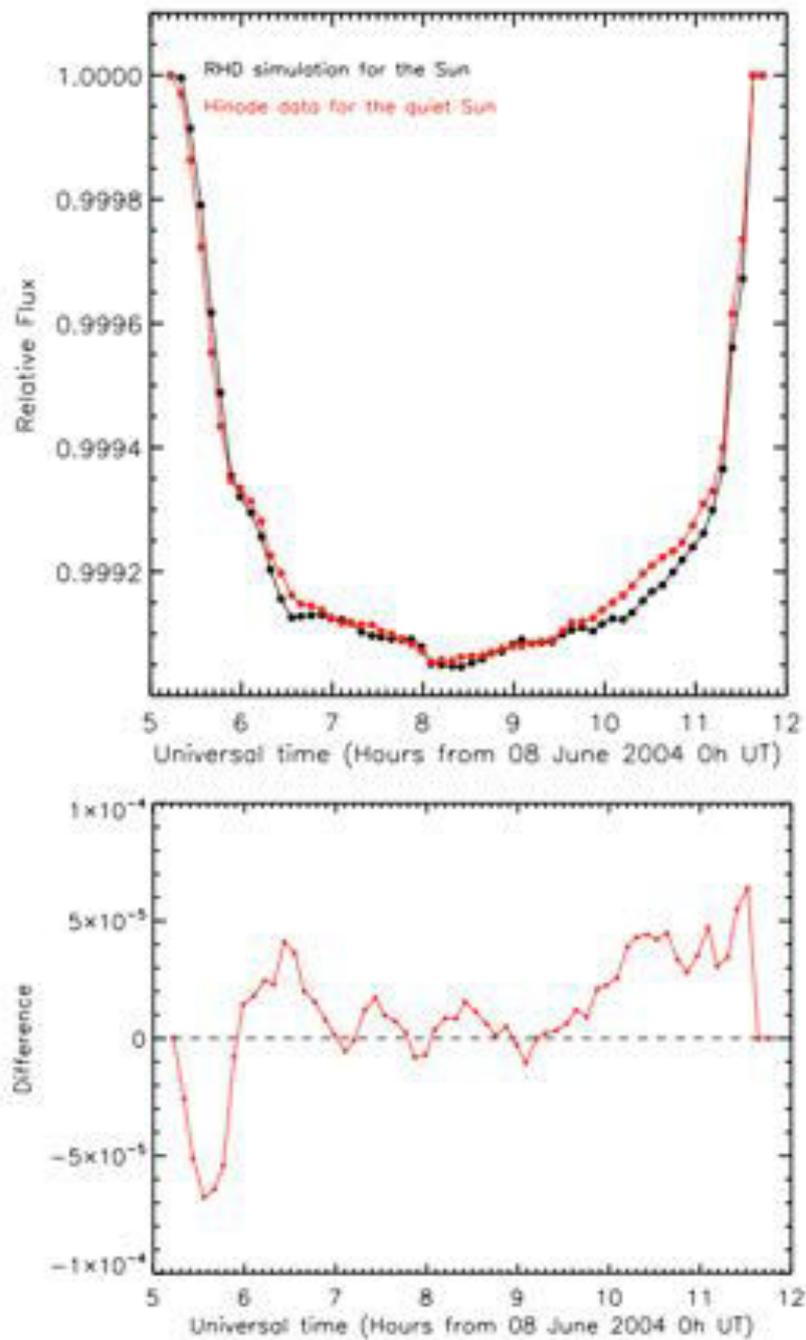


Figure 2.7 – *Top panel* : courbe du transit de Vénus du 8 juin 2004. Comparaison entre la courbe de lumière obtenue par la surface orthographique d’Hinode (Rouge) et la surface orthographique des simulations RHD (noire). *Bottom panel* : la courbe représente la différence entre les deux courbes de lumière ci-avant [Chiavassa et al. (2015)].

Chapitre 3

Modèles de réfraction

Sommaire

3.1	Introduction	63
3.2	Approche de Baum et Code (théorie)	63
3.3	Modèle multicouche	68
3.4	Exemples d'utilisation dans l'observation des occultations stellaires	69
3.5	Implémentation numérique de Baum et Code et multicouche	72
3.5.1	Fonctions communes	72
3.5.2	Modèle isotherme	75
3.5.3	Modèle multicouche	78
3.6	Le problème inverse	79
3.6.1	Modèle isotherme	79
3.6.2	Modèle isotherme à trois couches	81
3.6.3	Modèle multicouche " <i>onion peeling</i> " (non isotherme)	83
3.7	Parallélisation	84

3.1 Introduction

L'auréole de Vénus a été observée durant le transit, elle est due à la déviation des rayons du Soleil par l'atmosphère. Cette déviation est liée au changement d'indice de réfraction le long du parcours de la lumière à travers la couche atmosphérique traversée. J'ai testé plusieurs approches pour reproduire la luminosité observée de l'auréole. Dans ce chapitre, je décris leurs bases théoriques et l'implémentation numérique. Une caractéristique commune aux modèles, est la nécessité de considérer une source lumineuse non pas ponctuelle (tel est le cas des occultations stellaires) mais étendue (la photosphère solaire). Dans ce cas, on considère que la contribution au flux de l'auréole vient d'un ensemble de sources de taille très petite (assimilable à des sources ponctuelles), distribué sur la ligne d'intersection entre la photosphère et le plan de réfraction.

3.2 Approche de Baum et Code (théorie)

Au premier ordre, l'auréole de Vénus peut être reproduite avec un modèle d'atmosphère isotherme caractérisé par une seule échelle de hauteur de densité, H . Ce premier

modèle a été exploré par Baum and Code (1953) et a été appliqué sur les données du transit du 8 juin 2004 par Tanga et al. (2012).

L'approche de Baum and Code (1953) a été développée dans le cas des occultations stellaires et est basée sur plusieurs hypothèses simples :

- La planète (Vénus) est considérée comme une sphère
- L'atmosphère est isotherme et de composition homogène (atmosphère transparente)
- Une valeur constante de la gravité de la surface efficace peut être appliquée sur l'ensemble du problème (à une altitude donnée)
- L'épaisseur de l'atmosphère traversée par la déviation des rayons lumineux est faible comparée au rayon de la planète
- L'approximation des petits angles est valide tant que l'angle de déviation des rayons lumineux θ reste faible.

Ces hypothèses sont toujours correctes dans notre cas, mais doivent être modifiées pour prendre en compte la distance finie du système (Soleil-Vénus-Terre). Une adaptation ultérieure de cette approche pour notre application à Vénus concerne la prise en compte d'une atmosphère qui n'est pas complètement transparente (voir ci-dessous eq3.17). La différence entre un système à distance infinie provient de la source, le Soleil est considéré comme une source étendue (distance finie) alors qu'une étoile est considérée comme une source ponctuelle (distance infinie).

La Fig. 3.1a montre la géométrie du problème. Les rayons du Soleil sont émis d'un élément de surface dS à une distance $D + D'$ de l'observateur (O), les rayons sont déviés d'un angle ω (Eq. 3.1), l'angle ω doit être négatif. La déviation des rayons lumineux crée une image dS' de la zone émettrice dS à travers l'atmosphère de Vénus. Cette image est l'arc lumineux appelé "auréole". On peut écrire la relation suivante :

$$\omega = -\nu(r)\sqrt{\frac{2\pi r}{H}} \quad | \quad \nu(r) = K \times n(r) \quad (3.1)$$

où ν est la réfractivité, diminuant exponentiellement avec r , la position dans l'atmosphère du centre de Vénus. ν est la réfractivité obtenue à partir de la densité particulaire n . K est la réfractivité spécifique¹. H est l'échelle de hauteur de l'atmosphère.

On définit r comme la distance minimale du centre de Vénus des rayons générés par l'élément de surface dS qui arrivent à l'observateur. r_i indique la distance entre le centre de Vénus et la direction de la surface dS vue depuis l'observateur.

Conventionnellement, comme montré par la Fig. 3.1b, toutes les distances sont considérées positives dans la direction de l'axe vertical dont l'origine est positionnée au centre de Vénus. L'image dS' est plus petite que l'élément de surface dS à cause de l'écrasement dû à la réfraction, mais l'intensité surfacique est équivalente (Fig. 3.1b). Dans le but de l'analyse des images de l'auréole (§4), on considère la projection sur le plan du ciel, donc on exprime toutes les distances et les surfaces en arcsec et arcsec² respectivement.

Le flux total résultant est donc plus faible que le flux de la source. Ce flux sera donné par l'équation :

1. Pour une atmosphère constituée à 100% de CO₂ $K = 1.67 \times 10^{-29} \text{ m}^3 \text{ molécule}^{-1}$

$$\phi = \frac{1}{1 + \frac{D}{\Gamma} \left(\frac{\partial \omega}{\partial r} \right)} \quad (3.2)$$

où $\Gamma = 1 + \frac{D}{D'}$, avec D' et D les distances Soleil-Vénus et Vénus-Terre, respectivement. Au moment du transit, $D = 0.288703$ UA et $D' = 0.726023$ UA. On remarquera que dans le cas d'une occultation stellaire (source à distance infinie), on aura $D' = +\infty$. L'échelle de hauteur H est constante ce qui implique $\frac{\partial \omega}{\partial r} = -\omega/H$, où ω est l'angle de déviation et r la distance du centre de Vénus. Donc on peut écrire :

$$\phi = \frac{1}{1 - \frac{D}{\Gamma} \left(\frac{\omega}{H} \right)} \quad (3.3)$$

L'angle ω peut être obtenu via :

$$\omega(r) = -\frac{H}{D} e^{-(r - r_{1/2})/H} \quad (3.4)$$

L'angle ω dépend de l'échelle de hauteur H (densité constante dans toute la couche), et de l'altitude relative $r - r_{1/2}$, dont l'origine est conventionnellement définie à la distance du centre de Vénus $r_{1/2}$. Le flux qui traverse l'atmosphère à cette altitude de référence est atténué de 50% ($\phi = 0.5$). Il peut également s'écrire $\omega = -(\alpha + \beta)$ (par simple géométrie, Fig. 3.1a).

Dans le cas de l'image primaire où $\omega < 0$ et grâce à l'approximation des petits angles, on peut réécrire α et β comme suit :

$$\alpha = \frac{r - r_i}{D'} \quad \beta = \frac{r - r_i}{D} \quad (3.5)$$

Ce qui conduit à :

$$\omega = -\left(\frac{r - r_i}{D'} + \frac{r - r_i}{D} \right) = -(r - r_i) \left(\frac{1}{D} + \frac{1}{D'} \right) \quad (3.6)$$

En reprenant l'équation Eq. 3.4 et en la combinant à l'Eq. 3.6 on obtient :

$$(r - r_i) \left(\frac{1}{D} + \frac{1}{D'} \right) = -\frac{H}{D} e^{-\frac{r - r_{1/2}}{H}} \quad (3.7)$$

$$r - r_i = -\frac{H}{D \left(\frac{1}{D} + \frac{1}{D'} \right)} e^{-\frac{r - r_{1/2}}{H}} \quad (3.8)$$

$$r = r_i - \frac{H}{\left(1 + \frac{D}{D'} \right)} e^{-\frac{r - r_{1/2}}{H}} \quad (3.9)$$

La combinaison des équations Eq. 3.3 et Eq. 3.4 nous amène à :

$$r - r_{1/2} = -H \log \left(\frac{1}{\phi} - 1 \right) \quad (3.10)$$

Il faut introduire le facteur de correction des distances $\Gamma = 1 + \frac{D}{D'}$ avec les équations Eq. 3.9 et Eq. 3.10 pour obtenir :

$$r - r_i = \frac{H}{\Gamma} \left(\frac{1}{\phi} - 1 \right) \quad (3.11)$$

L'Eq. 3.11 est un premier résultat intéressant, car il permet de déterminer la distance r en fonction du flux ϕ de l'échelle de hauteur H ainsi que de la distance projetée r_i . Cependant, r est également dépendant de $r_{1/2}$ via l'Eq. 3.10. En mettant ensemble ces deux équations, on obtient :

$$-H \log\left(\frac{1}{\phi} - 1\right) + r_{1/2} = r_i + \frac{H}{\Gamma} \left(\frac{1}{\phi} - 1\right) \quad (3.12)$$

Et donc :

$$\frac{1}{\Gamma} \left(\frac{1}{\phi(r)} - 1\right) + \log\left(\frac{1}{\phi(r)} - 1\right) = \frac{r_{1/2} - r}{H} \quad (3.13)$$

Il suffit ensuite de soustraire à chaque partie de l'Eq. 3.13 la valeur $-\frac{H}{\Gamma}$ pour obtenir :

$$\log\left(\frac{1}{\phi} - 1\right) + \frac{1}{\Gamma} \left(\frac{1}{\phi} - 2\right) = -\frac{r_i - \left(r_{1/2} - \frac{H}{\Gamma}\right)}{H} \quad (3.14)$$

Si on pose :

$$z = r_i \quad \text{and} \quad z_{1/2} = r_{1/2} - H \quad (3.15)$$

et en se plaçant dans le cas d'une occultation où $\Gamma = 1$ on obtient l'équation de Baum and Code (1953) :

$$\log\left(\frac{1}{\phi} - 1\right) + \left(\frac{1}{\phi} - 2\right) = -\frac{z - z_{1/2}}{H} \quad (3.16)$$

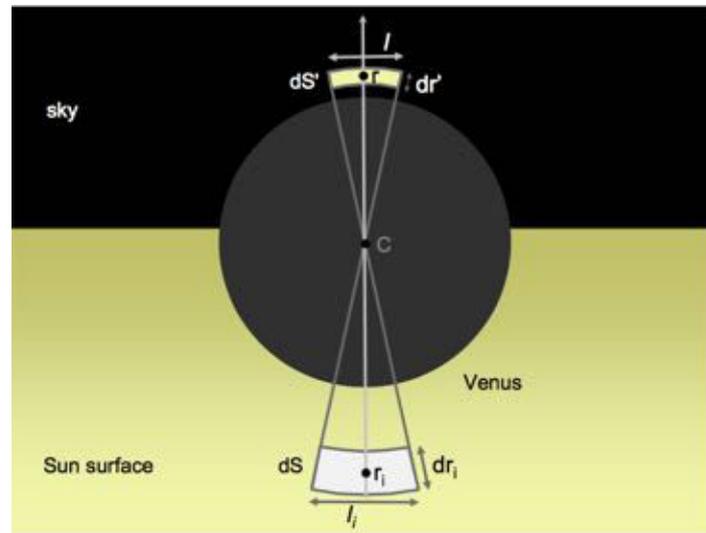
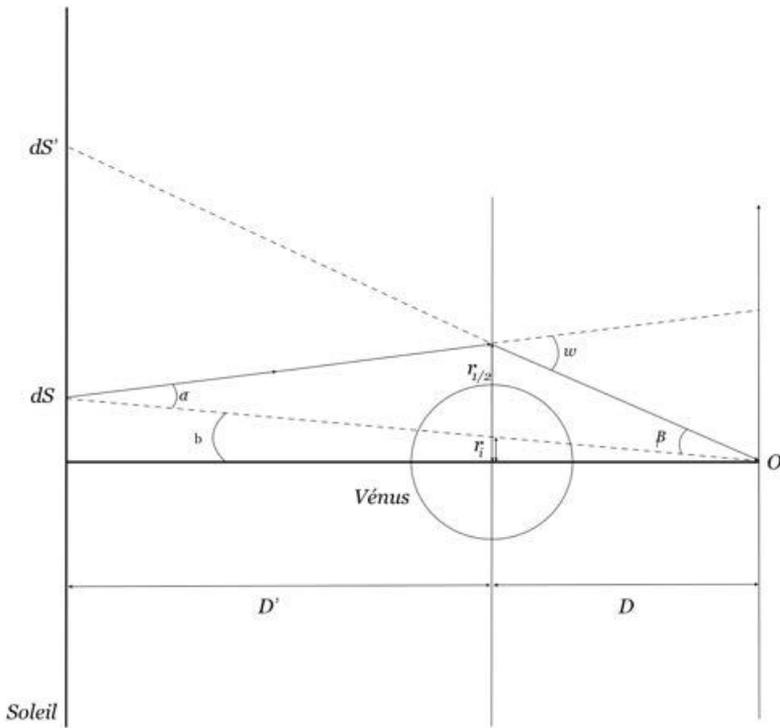
L'Eq. 3.13 est valide pour un intervalle de r compris entre la zone opaque (absorption des nuages où la profondeur optique $\tau \gg 1$) et la hauteur limite où les rayons provenant du limbe solaire ne sont pas assez déviés pour atteindre l'observateur. La limite supérieure dépend de la géométrie ainsi que de la position de Vénus par rapport au limbe solaire. Cette limite est basse dans l'atmosphère lorsque Vénus est éloignée du Soleil et est haute lorsque Vénus est pratiquement sur le disque solaire (les éléments de surface dS sont plus nombreux lorsque Vénus se rapproche du Soleil).

La Fig. 3.1b montre l'élément de surface rectangulaire dS' dont les côtés sont l et dr' . Il est donc possible de calculer un élément de flux dF par $dF = S_{\odot}(r_i) l dr'$, où $S_{\odot}(r_i)$ est le flux par unité de surface (arcsec^2), émis dans une région de la photosphère dont la position est définie par r_i . Le flux reçu par la surface dS sera atténué par le facteur géométrique ϕ . Pour le calcul numérique, l'index i représente la contribution d'un petit élément de surface finie. L'expression générale sera donc : $dF = S_{\odot}(r_i)\phi(r_i) l_i dr_i$.

Le flux total reçu par un élément d'auréole de longueur l sera donc donné par l'intégrale du flux dF des contributions de chaque élément de surface dS :

$$F = \int_{r_{min}}^{r_{max}} S_{\odot}(r)\phi(r)T(r) l dr \quad (3.17)$$

où r est la distance minimale de passage du rayon lumineux du centre de Vénus. Dans l'application à Vénus, au lieu de considérer une transition nette entre une couche transparente et la couche qui absorbe complètement la lumière, on adopte une fonction $T(r)$ qui décrit la transmissivité liée à la distribution de l'absorption des aérosols [Wilquet et al. (2009, 2012)] et sera présentée plus en détail dans la partie §3.5.1.2.



(a) Schéma représentant la géométrie du modèle Baum and Code (1953). ω est l'angle de déviation des rayons lumineux, b est l'angle entre la source lumineuse et l'observateur, D est la distance entre la planète et l'observateur, D' est la distance entre la planète et le Soleil. r_i est la distance minimale du centre de la planète pour l'angle b . $r_{1/2}$ est la distance où $\phi = 0.5$. β est l'angle de séparation des images dS et dS' .

(b) Image représentant le fonctionnement du modèle

Figure 3.1 – Géométrie de la réfraction d'un rayon lumineux de la photosphère à l'observateur. Les distances et tailles relatives ne sont pas conformes à la réalité. La déviation des rayons lumineux est fortement exagérée.

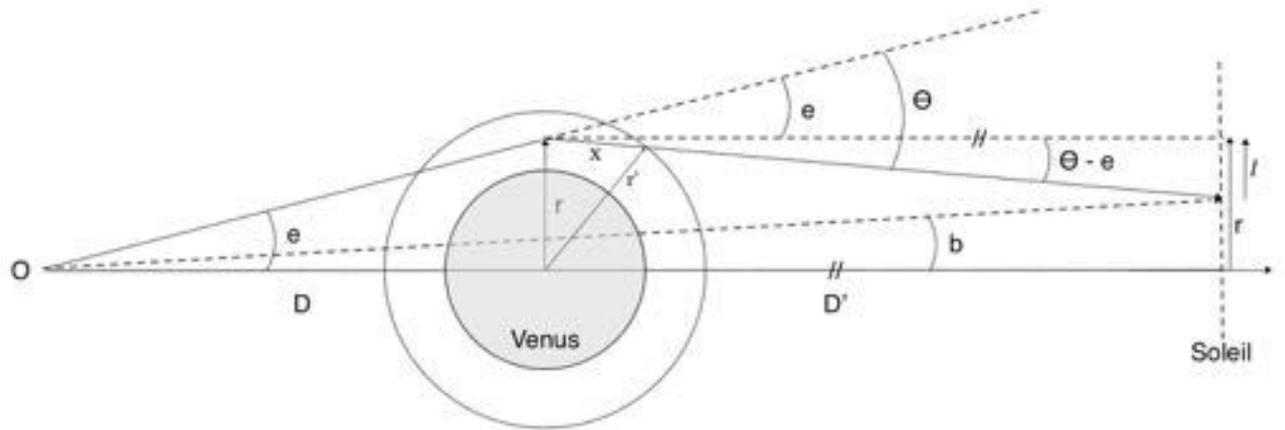


Figure 3.2 – Schéma de la géométrie du modèle multicouche. $\theta = \omega$, e correspond à l'angle entre la couche considérée dans l'atmosphère de Vénus et la ligne de visée entre l'observateur et le Soleil. r est la distance minimum du centre de la planète, l est la distance entre la couche projetée sur le Soleil et la source lumineuse.

3.3 Modèle multicouche

Le modèle dit multicouche a été développé sur le principe de la "pelure d'oignon" (*onion peeling*, Vandaele et al. (2008); Mahieux et al. (2012)). La planète est représentée comme une sphère autour de laquelle sont générées des couches concentriques successives de même épaisseur. À chaque couche est attribué un index de réfraction $n(r) = 1 + \nu(r)$ où $\nu(r)$ est appelée réfractivité. Chaque couche est homogène, transparente. Toutes les propriétés physiques sont donc constantes dans l'épaisseur de la couche considérée.

La géométrie de chacune des couches est identique à celle de la couche isotherme. Pour nous conformer à la notation de la littérature existante, on redéfinit dans ce cas certaines quantités (Fig. 3.2) et on calcule la déviation totale d'un rayon qui traverse toutes les couches sur son chemin. L'angle b définit la position d'un élément de surface du Soleil vu depuis l'observateur O . Cet élément est vu après une déviation totale θ , due à la réfraction.

La réfraction totale sera donnée par [Wasserman and Veverka (1973); Elliot and Young (1992); Elliot and Olkin (1996); Elliot et al. (2003)] :

$$\theta(r) = \int_{-\infty}^{+\infty} \zeta(r) dx \quad \zeta(r) = \frac{1}{n} \frac{dn}{dr} = \frac{d}{dr}(\ln n(r)) \quad (3.18)$$

où θ est l'angle de déviation totale à l'altitude r du centre de la planète, ζ est la courbure du rayon dévié, dx est le pas d'intégration qui est l'abscisse curviligne le long du rayon avec comme origine le point de déviation du rayon. La Fig. 3.2 permet de définir :

$$x^2 = r'^2 - r^2 \quad (3.19)$$

en intégrant, on obtient :

Occultation de Jupiter			
z_{ref} (km)	H (km)	D' (UA)	D (UA)
69990	19.8	5.231	4.231
		(Soleil-Jupiter)	(Terre-Jupiter)

Table 3.1 – Tableau de valeurs théoriques dans le cas d’une occultation de Jupiter

$$dx = \frac{r dr}{\sqrt{r'^2 - r^2}} \quad (3.20)$$

ce qui permet de réécrire l’Eq. 3.18 :

$$\theta(r) = 2 \int_r^{+\infty} \frac{r \frac{d}{dr}(\ln n(r))}{\sqrt{r'^2 - r^2}} dr \quad (3.21)$$

où $\theta(r)$ est l’angle de déviation d’un rayon lumineux passant à la distance minimale r du centre de la planète. r' est la distance pour laquelle $r' > r$ et représente l’altitude des rayons déviés pour un pas dx , $n(r')$ est le profil vertical d’index de réfraction et dr est le pas d’intégration.

On peut montrer [Elliot and Young (1992); Elliot and Olkin (1996)] que l’atténuation géométrique due à la réfraction différentielle est équivalente à l’intégrale de plusieurs couches isothermes, chacune contribuant à la déviation totale, comme le montre l’Eq. 3.21. En se basant sur les calculs développés au §3.2, le flux ϕ peut donc être obtenu par l’équation suivante :

$$\phi = \int_{r_{min}}^{+\infty} \frac{F_{\odot}}{1 + \frac{D}{\Gamma} \frac{d\theta(r)}{dr}} dr. \quad (3.22)$$

où ϕ est le flux intégré, D est la distance entre l’observateur et la planète, $\theta(r)$ est l’angle de déviation à l’altitude r du centre de la planète. d est le facteur de correction de distance $\Gamma = 1 + \frac{D}{r}$, F_{\odot} est le flux émis par l’élément de surface du Soleil considéré, dx est le pas d’intégration.

L’image de l’auréole n’étant pas résolue, il est nécessaire d’intégrer la contribution de tous les rayons parvenant à l’observateur pour chaque élément de surface afin d’obtenir le flux total de la réfraction pour une position de Vénus donnée (Eq. 3.22).

3.4 Exemples d’utilisation dans l’observation des occultations stellaires

La première étape du code *multicouche* fut d’implémenter les équations Eq. 3.21, 3.2 dans un script *Python* afin de les valider dans le cas d’une occultation stellaire théorique.

La Fig. 3.3 montre le schéma de la déviation des rayons lumineux par une atmosphère lors d’une occultation stellaire, soit lorsque $D' = +\infty$. Les rayons sont de plus en plus déviés lorsque r diminue. r' et r'' sont les distances du pas de l’intégrale. Les rayons sont séparés par une distance dr constante avec $dr \ll r$.

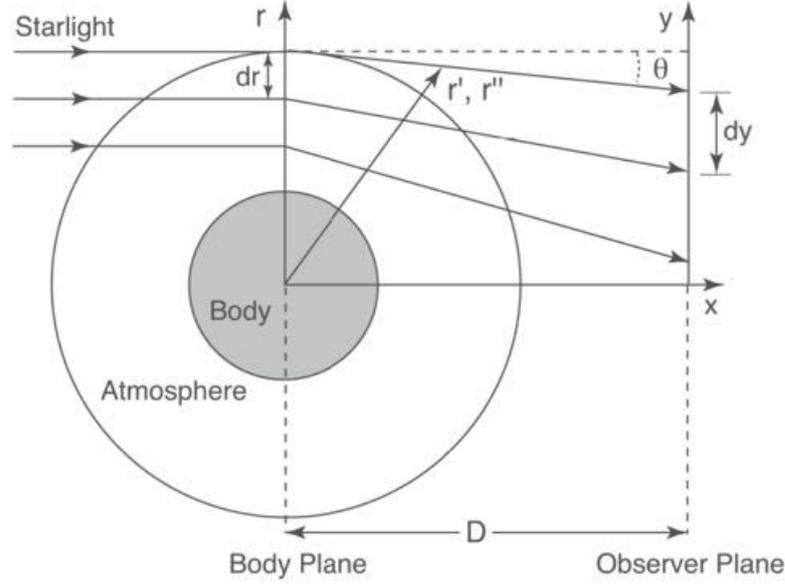


Figure 3.3 – Déviation des rayons lumineux provenant d’une source ponctuelle placée à $D' = +\infty$. Les rayons provenant de l’étoile sont déviés par l’atmosphère avec un angle θ , dr représente la distance entre les rayons, dy est la distance dr projetée avec un angle θ [Elliot et al. (2003)]

$$\nu_0 = \frac{H}{D} \times \frac{H}{\sqrt{(2 \times \pi \times z_{ref})}} \quad (3.23)$$

$$\nu(z) = \nu_0 \times e^{-z/H} \quad (3.24)$$

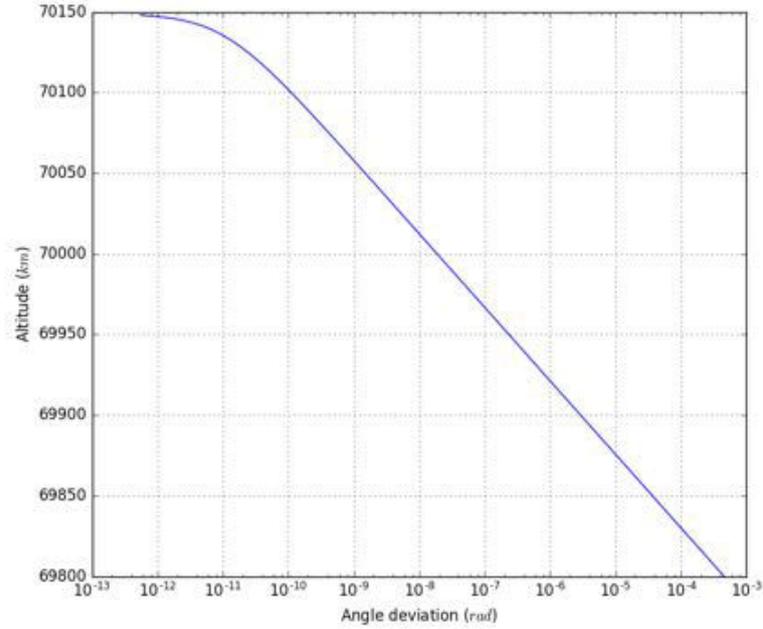
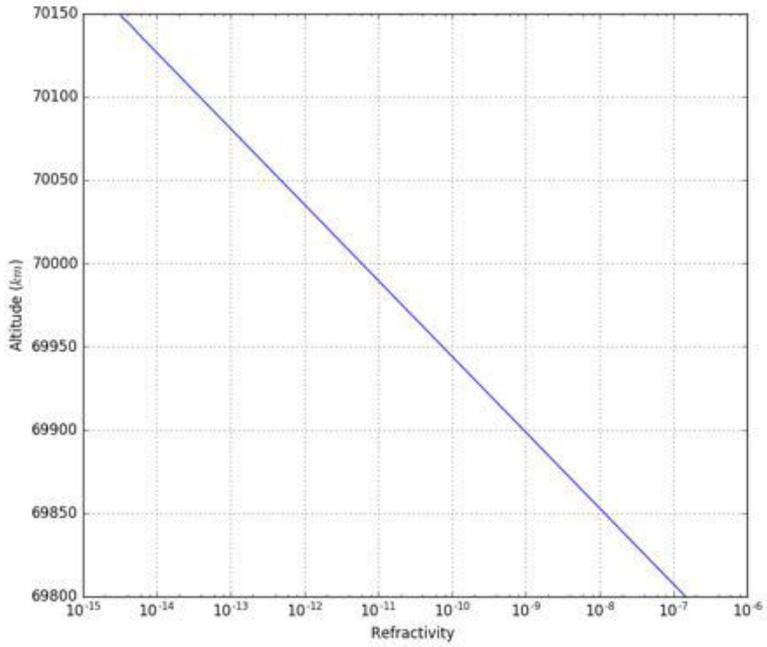
$$n(z) = 1 + \nu(z) \quad (3.25)$$

où ν_0 est la réfractivité de référence à l’altitude de référence z_{ref} , $\nu(z)$ est la réfractivité à l’altitude z , D est la distance entre la planète et l’observateur, H est l’échelle de hauteur de l’atmosphère et $n(z)$ est l’indice de réfraction à l’altitude z .

La Fig. 3.4a montre le résultat du profil vertical d’indice de réfraction obtenu en utilisant les équations Eq. 3.23, 3.24 et 3.25 ainsi que les paramètres de Jupiter donnés dans la table 3.1. Ces données permettent de calculer une réfractivité de référence ν_0 via l’Eq. 3.23.

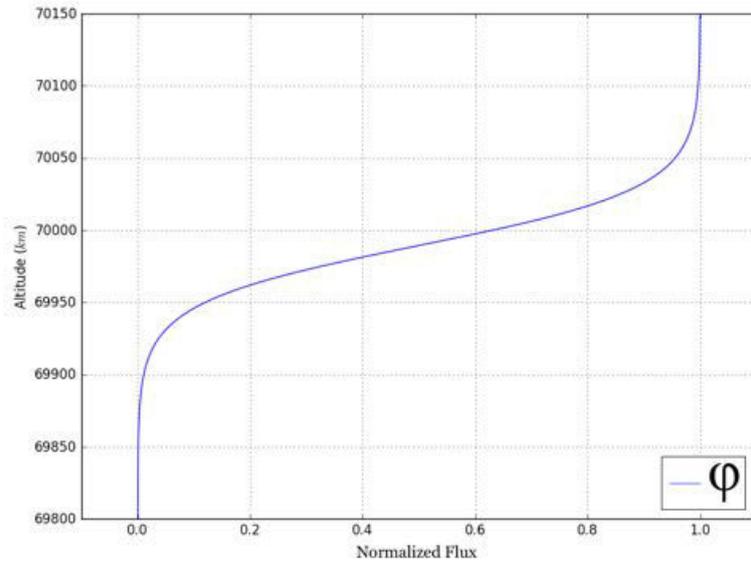
Avec ce profil et l’Eq. 3.21, j’ai pu calculer l’angle de réfraction total des rayons passant au travers de l’atmosphère. La Fig. 3.4b permet d’avoir une représentation des valeurs de l’angle de déviation. Grâce à la distance D de séparation entre Jupiter et la Terre ainsi qu’au profil vertical d’angle de réfraction θ et l’Eq. 3.4c on obtient la valeur du flux de l’étoile à travers l’atmosphère.

La Fig. 3.4c montre le flux obtenu pour les données de la table 3.1. Lorsque la précision numérique détecte une déviation, l’angle de déviation des rayons lumineux n’est plus négligeable et implique une diminution du flux jusqu’à une extinction à l’altitude de 69850 km. La valeur $\phi = 0.5$ se situe à l’altitude 69990 km où $\theta = 2 \times 10^{-8}$ et $\nu = 10^{-11}$. Les graphiques permettent d’apprécier la relation entre les différentes quantités du modèle et en particulier l’atténuation rapide de l’intensité ϕ de la source



(a) Réfractivité ν générée numériquement via une loi exponentielle (Eq. 3.24) pour une atmosphère théorique d'une planète géante.

(b) Angle θ calculé avec l'Eq. 3.21



(c) Le flux normalisé ϕ (Eq. 3.22) correspondant à la dispersion géométrique des rayons lumineux par la réfraction différentielle.

Figure 3.4 – Figures d'une occultation théorique de Jupiter

liée à la croissance de l'angle de déviation θ .

Le test des fonctions via un script *Python* est concluant. J'ai donc implémenté ces fonctions en *C* afin de m'en servir comme base du modèle multicouche.

3.5 Implémentation numérique de Baum et Code et multicouche

3.5.1 Fonctions communes

Des fonctions ont été développées et utilisées dans l'ensemble des modèles que ce soit le modèle isotherme (§3.5.2, §3.6.1), le modèle isotherme inverse à trois couches (§3.6.2) où le modèle multicouche (§3.5.3, §3.6.3). Ces fonctions représentent : l'assombrissement centre-bord (§3.5.1.1), l'échelle de hauteur des aérosols (§3.5.1.2) et la géométrie de la trajectoire de Vénus lors du transit (§3.5.1.3).

3.5.1.1 Assombrissement centre-bord

Le code est un modèle à deux dimensions. Le Soleil est considéré comme une surface plane à laquelle est intégrée l'assombrissement centre-bord (limb-darkening), fonction basée sur les travaux de Hestroffer and Magnan (1998). Cette fonction est représentée par l'équation :

$$F_{\odot} = 1 - u(1 - \mu^{\alpha}) ; (u, \alpha) \in \mathbb{R}^2 \quad (3.26)$$

où $\mu = \cos\theta = (1 - r^2)^{1/2}$, où r la position sur le disque solaire, u et α sont des paramètres obtenus grâce aux images du satellite *Hinode*. La Fig. 3.5 montre la courbe utilisée dans le code et obtenue avec un ajustement au profil de luminosité solaire extrait d'une des images du satellite *Hinode* à la longueur d'onde $\lambda = 668.4$ nm. Il faut noter que les paramètres u et α peuvent dépendre de la longueur d'onde et de l'instrument utilisé, ils doivent donc être déterminés au cas par cas.

3.5.1.2 Échelle de hauteur des aérosols

Afin que le modèle soit le plus représentatif possible de l'atmosphère de Vénus, on a choisi d'insérer une fonction d'absorption du flux par les aérosols présents dans la basse mésosphère. Les observations de l'instrument SPICAV/SOIR à bord de la mission Venus Express (Wilquet et al. (2009) ; voir Fig. 3) montrent une diminution de la transmittance dans différentes longueurs d'onde λ représentant l'absorption induite par la présence d'aérosols. Les courbes moyennes d'absorption en fonction de l'altitude peuvent être représentées par une fonction, déterminée empiriquement telle que :

$$\xi(z) = 0.5 + 0.5 \times \tanh(k_{\tau} \times (z - z_{\tau=1})) \quad (3.27)$$

où k_{τ} est une constante qui détermine l'échelle de hauteur des aérosols $H_{\tau} = \frac{2.88 \text{ (km)}}{k_{\tau}}$, z est l'altitude et $z_{\tau=1}$ est l'altitude où la profondeur optique $\tau = 1$.

Un fit des valeurs données par Wilquet et al. (2009) donnent une valeur $H_{\tau} = 5.8$ km, avec un décalage de $z_{\tau} = 1$ en fonction de l'altitude.

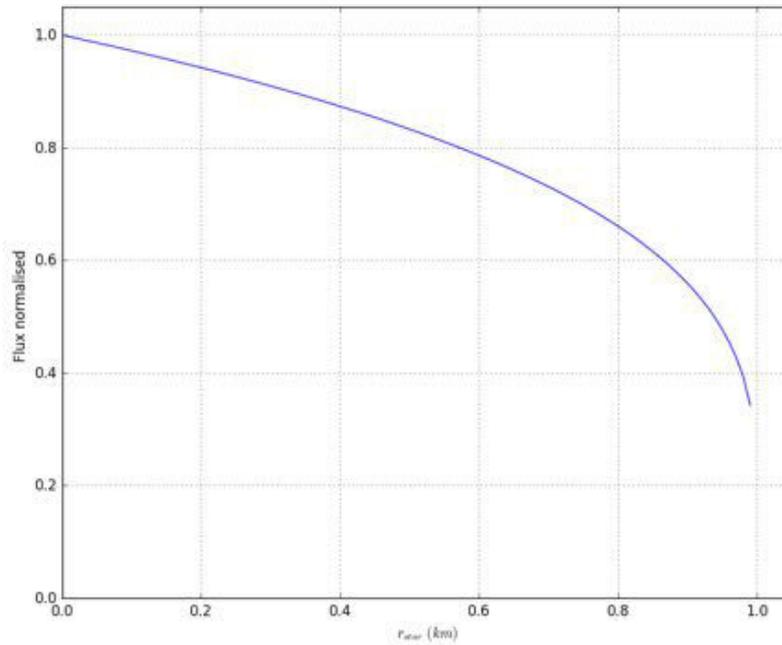


Figure 3.5 – Fonction de l’assombrissement centre-bord obtenu via l’équation 3.26 de Hestroffer and Magnan (1998) en ajustant les paramètres $u = 0.865$ et $\alpha = 0.310$ au profil photométrique du limbe solaire mesuré dans les images obtenues par le satellite *Hinode*.

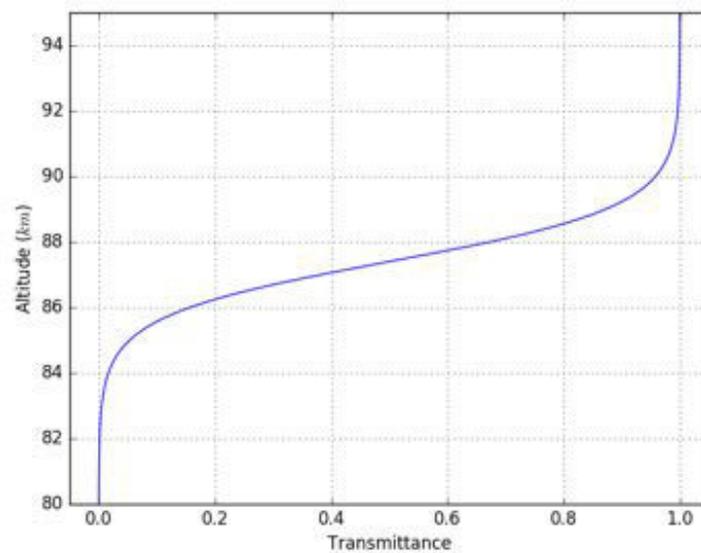


Figure 3.6 – Fonction de transmission (Eq. 3.27) dans l’atmosphère de Vénus pour le modèle multicouche. L’échelle de hauteur des aérosols pour $\tau = 1$ à $z = 87.4$ km, correspond à $H_\tau = 4.8$ km, basé sur Wilquet et al. (2009), pour la longueur d’onde de 617.3 nm de SDO.

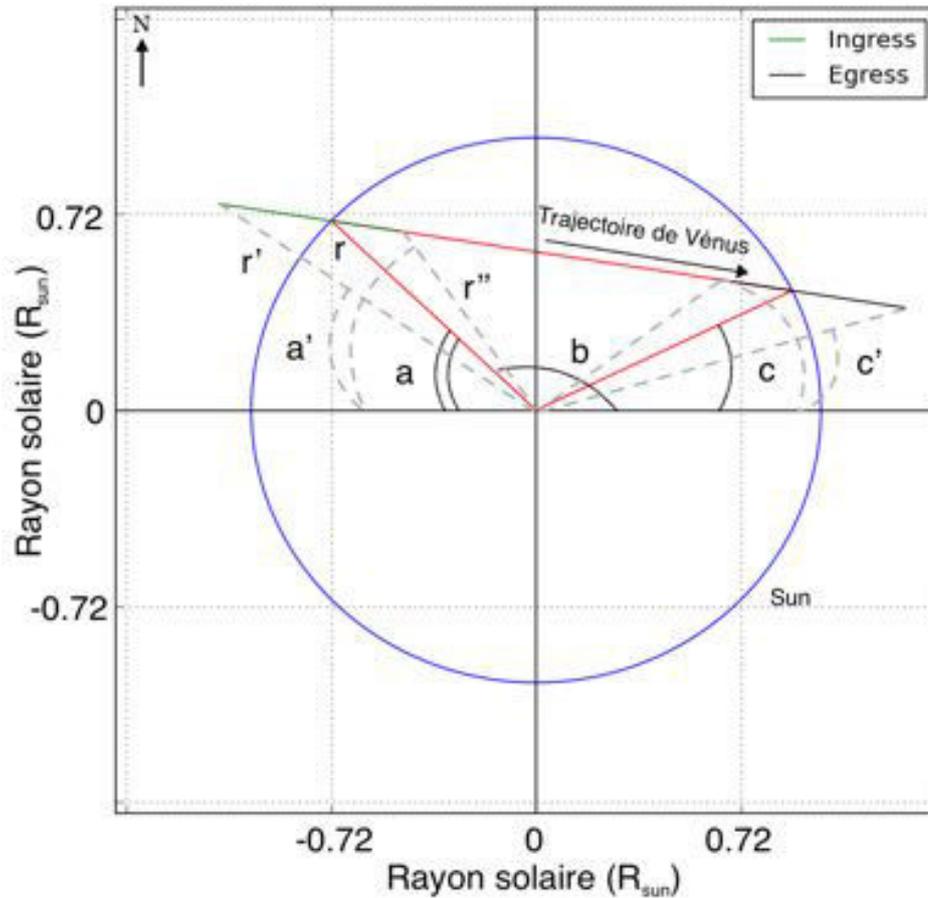


Figure 3.7 – Géométrie du transit de Vénus lors du passage des 5-6 juin 2012. Le repère cartésien est centré sur le Soleil, $a = \pi - b$, b est l'angle lorsque le centre de Vénus est sur le limbe solaire (ingress), c est l'angle lorsque le centre de Vénus est sur le limbe solaire (egress), a' est l'amplitude de l'angle a durant la phase d'entrée et c' est l'amplitude de l'angle c durant la phase de sortie.

3.5.1.3 Géométrie de la trajectoire de Vénus

La trajectoire de Vénus peut être représentée par un déplacement linéaire lorsqu'elle est vue depuis un observateur distant (Chapitre 4). La Fig. 3.7 montre la géométrie telle qu'elle est implémentée dans les différents modèles. Le repère du système est centré sur le Soleil. Les angles b et c sont définis par les positions du centre de Vénus situé sur le limbe solaire pour la phase d'entrée et pour la phase de sortie respectivement. L'intervalle $[r', r'']$ représente les distances du centre du Soleil où se situe Vénus lors du premier et deuxième contact. Ces distances dépendent du moment où les images sont prises (§4.3.1.1). Elles permettent d'obtenir les angles a' et c' et ainsi pouvoir se positionner par rapport à l'orientation du Soleil. Les angles de référence dans notre cas d'étude sont : $c = 26^\circ$ et $b = 136^\circ$ par rapport au centre du Soleil lorsque le centre de Vénus est positionné sur le limbe lors de l'événement de 2012.

3.5.2 Modèle isotherme

3.5.2.1 Calcul de la fonction d'atténuation

La Fig. 3.8a représente la fonction ϕ qui est l'atténuation sans absorption du flux dans une atmosphère isotherme. Sur cette figure, le paramètre $r_{1/2}$ est fixe afin de visualiser l'influence de l'échelle de hauteur.

Le point de convergence de l'ensemble des courbes se situe à $r_{1/2} = 100$ km (depuis l'altitude $\tau = 1$, la fonction d'absorption a été utilisée lors de ces simulations). Plus H est grand et plus l'atténuation sera lente ce qui se traduit par une faible variation verticale de densité atmosphérique.

La Fig.3.8b représente la variation du second paramètre, $r_{1/2}$, avec une échelle de hauteur H fixe à 5 km. Les courbes ont la même pente, mais se décalent verticalement avec un pas de 20 km.

Les deux paramètres $r_{1/2}$ et H sont indépendants et caractérisent complètement le modèle isotherme.

L'expression qui définit ϕ (Eq. 3.17) a été résolue numériquement par l'algorithme itératif de Newton-Raphson, ce qui permet d'obtenir la valeur de ϕ pour chaque altitude z , et de résoudre ainsi l'équation 3.16.

Méthode de Newton :

Prenons l'Eq.3.14 et posons $u = \frac{1}{\phi} - 1$ ce qui amène à :

$$\log(u) + \frac{1}{\Gamma}(u - 1) = -\frac{r_{1/2} - r_i}{H} = Y \quad (3.28)$$

En dérivant par rapport à u nous obtenons :

$$Y' = \frac{1}{\Gamma} + \frac{1}{u} = \frac{u + \Gamma}{u\Gamma} \quad (3.29)$$

Même méthode en prenant l'équation Eq.3.16 :

$$Y = u - 1 + \log(u) \quad (3.30)$$

la dérivée correspondante en fonction de u :

$$Y' = 1 + \frac{1}{u} = \frac{u + 1}{u} \quad (3.31)$$

La méthode de Newton est une méthode par récurrence, dans notre cas :

$$f(u_0) + (u_1 - u_0)f'(u_0) = Y \quad (3.32)$$

Avec :

$$u_1 = u_0 + \frac{Y - f(u_0)}{f'(u_0)} \quad (3.33)$$

Cas Baum et Code avec source à l'infini :

En utilisant les Eq.3.30 et 3.31 dans l'équation Eq.3.33 on obtient :

$$u_1 = u_0 \left(1 + \frac{Y - u_0 + 1 - \log(u_0)}{u_0 + 1} \right) \quad (3.34)$$

Le rang u_1 de la récurrence peut alors se calculer ainsi :

$$u_1 = u_0 \left(\frac{2 + Y - \log(u_0)}{u_0 + 1} \right) \quad (3.35)$$

Cas Baum et Code avec source à distance finie :

Même méthode avec les Eq. 3.28 et Eq. 3.29 nous obtenons :

$$u_1 = u_0 \left(1 + d \frac{Y - \frac{u_0 - 1}{\Gamma} - \log(u_0)}{u_0 + \Gamma} \right) \quad (3.36)$$

L'étape u_1 se calcule ainsi :

$$u_1 = u_0 \left(\frac{\Gamma(1 + Y - \log(u_0)) + 1}{u_0 + \Gamma} \right) \quad (3.37)$$

L'arrêt de l'itération a lieu quand la valeur absolue de la différence ($\|u_1 - u_0\|$) descend en dessous d'une précision pré-déterminée (10^{-6} dans notre cas).

3.5.2.2 Mise en œuvre du modèle de réfraction

3.5.2.2.1 Paramètres du modèle

La longueur d'un élément de la photosphère l de l'Eq. 3.17 est prise comme étant une petite fraction de la circonférence de Vénus ($1/400$).

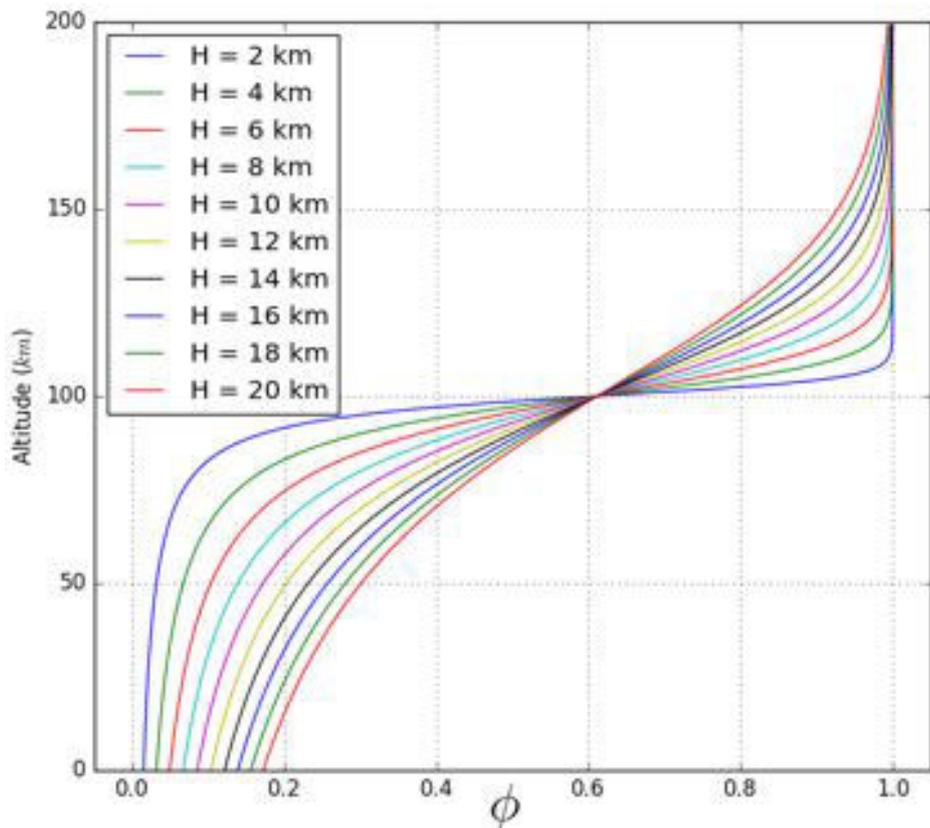
La distance z_τ (depuis le centre de la planète) où $\tau = 1$ est fixe et égale à $z_\tau = r_{planet} + 80$ km avec $r_{planet} = 6051.84$ km (rayon de Vénus).

L'échelle de hauteur des aérosols est également fixe — $H_{\tau=1} = 5.8$ km — pour l'ensemble des latitudes. Comme expliqué auparavant, cette valeur reproduit le changement vertical d'opacité de Wilquet et al. (2009)

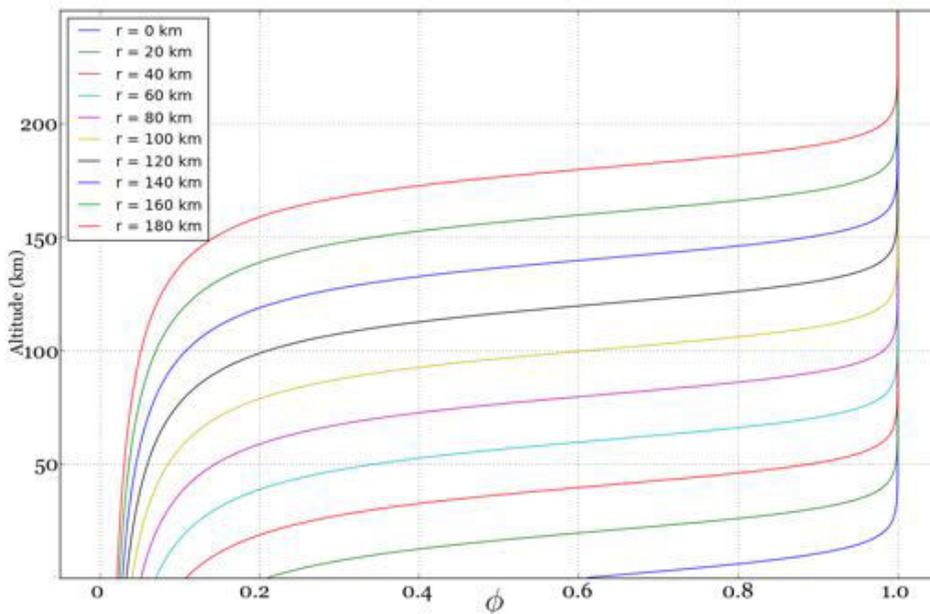
Ensuite, une série de paramètres définissent la géométrie du problème :

- + Angle de la latitude ϖ (angle trigonométrique, repère Vénusien)
- + Angle b (Fig. 3.7) de la trajectoire lors de la phase d'entrée
- + Angle c (Fig. 3.7) de la trajectoire lors de la phase de sortie
- + Distances D et D' (Planète-Observateur et Planète-Étoile, respectivement)
- + Le rayon de la planète r_{planet}
- + Le rayon de l'étoile r_{star}
- + Le cas d'étude : ingress ou egress

Il est donc possible et simple changer les paramètres (planétaires et stellaires) dans la partie principale du code afin de s'adapter à un cas différent de celui de Vénus (Mercure, ou des exoplanètes).



(a) Fonctions ϕ avec l'échelle de hauteur H qui varie tous les 2 km et le rayon de demi-occultation $r_{1/2}$ fixe.



(b) Fonctions ϕ avec le rayon de demi-occultation $r_{1/2}$ qui varie tous les 20 km et l'échelle de hauteur H fixe.

Figure 3.8 – Fonction ϕ implémentée dans le modèle isotherme avec les deux paramètres variables H et $r_{1/2}$

3.5.2.2 Schéma d'implémentation

A chaque latitude et pour chaque position de Vénus le long de sa trajectoire, relativement au Soleil, le modèle peut calculer le flux de l'auréole. L'intégrale du calcul du flux commence à une distance de $r_{max} = 6571.4$ km soit $z_{max} \sim 400$ km qui est l'altitude du point de départ depuis la surface.

Le pas d'intégration de l'intégrale est de $dr_i = 400$ m. La distance r_i permet via la fonction d'assombrissement (§3.5.1.1) de déterminer le flux émis par cette surface. La valeur du flux est alors normalisée par une valeur de référence : le flux émis par une surface solaire de 1 arcsec^2 à une distance d'un diamètre de Vénus depuis le limbe. Cette normalisation est aussi celle qu'on utilise pour les mesures de l'auréole. Ainsi, toute comparaison avec le modèle est simplifiée.

À chaque distance r il est possible de calculer l'intensité du flux via la fonction ϕ (\sim proportion du flux transmis à l'observateur). Cette distance est également utilisée pour déterminer l'absorption des aérosols (§3.5.2.1).

Le calcul est reproduit pour chaque pas de l'intégrale jusqu'à une distance $z_{min} = 70$ km, altitude où le flux est absorbé à 99%. Afin d'optimiser la convergence et le temps de calcul la détermination de la fonction ϕ , dr augmente lorsque $\phi < 0.1$, $dr = 0.8$ km pour $0.05 < \phi < 0.1$ et $dr = 2.0$ km pour $\phi < 0.05$.

Cette méthode permet d'obtenir un "profil vertical de luminosité" donné par la contribution de chaque région dS . Ce profil doit être intégré, car l'auréole n'est pas résolue, à la distance de l'observateur, les couches d'atmosphère sont indissociables les unes des autres.

Afin d'obtenir une courbe de lumière du flux de l'auréole pour une latitude, cette opération est reproduite à chaque position de Vénus (déplacement déterminé en fonction du temps). Pour obtenir l'ensemble des courbes de lumière, il est nécessaire de reproduire cette opération à chaque latitude.

3.5.3 Modèle multicouche

Dans ce cas, la distribution verticale d'indice de réfraction $n(r)$, échantillonnée pour un nombre N de couches, est l'unique quantité physique déterminant la déviation de la trajectoire d'un faisceau lumineux à travers l'atmosphère.

L'intégrale calcule la contribution de chaque couche atmosphérique de l'auréole (Eq. 3.17 ou 3.22), elles sont calculées sur une plage d'altitude appropriée, allant de couches dont l'épaisseur optique est $\tau \gg 1$ (~ 60 km), jusqu'à ~ 140 km, au-delà de la zone où l'auréole est produite.

Les paramètres en entrée du modèle sont identiques à ceux du modèle isotherme (§3.5.2.2.1).

Les étapes de calcul du modèle sont :

- 1- Initialisation du profil vertical de densité en entrée et de l'atmosphère multi-couche
- 2- Calcul de l'angle θ de déviation des rayons lumineux correspondant à chaque couche
- 3- Pour une position :
 - 3a- Localisation de dS via θ
 - 3b- Calcul du flux correspondant à cette déviation des rayons lumineux.
 - 3c- Somme de la contribution du flux de chaque couche
- 4- Chagement de position et retour à l'étape 3

L'angle θ permet d'obtenir des informations concernant la géométrie et donc à l'épaisseur de l'aurole (altitude du dernier rayon dévié) ainsi que la position sur le Soleil d'où provient le faisceau lumineux. Le flux est calculé — comme le modèle isotherme — dans la direction radiale de la latitude (repère géocentrique).

3.6 Le problème inverse

3.6.1 Modèle isotherme

3.6.1.1 Chaîne de Markov-Monte Carlo (MCMC)

Le modèle direct permet d'effectuer un jeu avec les paramètres libres H et $r_{1/2}$ de façon manuelle, r_τ étant fixe, afin de voir le comportement du modèle ainsi que la relation entre les deux paramètres. Cependant, pour trouver les paramètres optimums, j'ai dû développer des modèles inverses qui explorent une grande quantité de paramètres et ce de façon systématique.

Deux approches ont été développées, la première méthode fut de créer un algorithme par la méthode dite de Chaîne de Markov-Monte Carlo (*Markov Chain Monte-Carlo*, MCMC) [Metropolis et al. (1953); Hastings (1970); Press et al. (2007)] qui effectue un double tirage aléatoire sur un double ensemble de paramètres H [1, 50] (km) et $r_{1/2}$ [60, 150] (km). Le programme reçoit en entrée les paramètres nécessaires au modèle direct (§3.5.2.2.1) ainsi que le flux réel obtenu par l'analyse des images du satellite *SDO* à la latitude considérée.

A chaque couple de paramètres (H , $r_{1/2}$) le modèle calcule le flux correspondant, le compare au flux réel (chapitre 4) en déterminant le χ^2 par la méthode non-linéaire des moindres-carrés. Les deux paramètres sont sauvegardés dans une chaîne de *Markov* et remplacés par ceux dont le χ^2 sera plus faible, permettant ainsi une convergence vers le meilleur résultat. Il y a un double critère de sortie qui est soit le nombre d'itérations ($\sim 10^7$) ou une valeur de χ^2 satisfaisante ($\chi^2 < 1.5$). Lorsque l'une de ces deux contraintes est atteinte, le modèle s'arrête, génère un fichier avec l'extension *.txt* contenant en entête : l'angle trigonométrique ainsi que la latitude correspondante, l'échelle de hauteur H ainsi que le rayon de demi-occultation $r_{1/2}$ ainsi que le flux normalisé pour chaque position de Vénus (ou de la planète usitée).

Ce programme n'a pas été retenu du fait de l'important temps de calcul ($\sim 20H$) pour effectuer une simulation. J'ai donc développé une autre méthode fournissant une grande précision des résultats avec une plus grande rapidité de calcul.

3.6.1.2 Couplage algorithme génétique – algorithme MCMC

La seconde approche pour le modèle inverse est le couplage entre un algorithme génétique et un algorithme MCMC. La Fig. 3.9 représente la combinaison de ces deux modèles. On peut y voir les étapes successives pour obtenir les paramètres optimums résultants du meilleur *fit* des données réelles. Le dernier encadré, symbolisé par l'étiquette "Best result" contient l'ensemble des chaînes de convergence et donc la dispersion du modèle.

Le modèle génétique [Holland (1975); Goldberg (1989); Davis (1991); Beasley et al. (1993a,b); Michalewicz (1994)] permet d'explorer un grand nombre de possibilités. Le code permet d'explorer une grille étendue de paramètres de façon systématique et non aléatoire comme le montre la Fig. 3.10.

Le modèle génétique développé ici se constitue de trois générations successives (Fig. 3.9, Fig. 3.10). Dans notre cas d'étude, les générations sont composées de deux tableaux un pour chaque paramètre libre, H et $r_{1/2}$. La première génération explore une map de paramètres très importante (de 1 à 50 km pour H , et de 60 à 185 km pour le $r_{1/2}$) avec un pas de 2 km sur H et de 5 km pour $r_{1/2}$ (Grille noire Fig. 3.10). Chaque couple $(H, r_{1/2})$ correspond à un gène, le modèle calcul le flux correspondant à chaque gène avant d'effectuer une étape de croisement entre tous les couples $(H, r_{1/2})$. À chaque H sera attribué les $r_{1/2}$ afin de déterminer quel gène (couple $H, r_{1/2}$) sera sélectionné (présentant le χ^2 le plus lors de la comparaison de la courbe de flux synthétique et la courbe de flux des données réelles). Le couple sélectionné est $(H_{gen_1}, r_{1/2_{gen_1}})$ pour la première génération.

La seconde génération (grille bleue Fig. 3.10) est initialisée avec les paramètres $(H_{gen_1} - 4 \text{ km}, r_{1/2_{gen_1}} - 10 \text{ km})$, les tableaux sont ensuite construits avec un pas de 1 km pour H et un pas de 2.5 km pour $r_{1/2}$. Le modèle procède ensuite de la même façon afin de déterminer $(H_{gen_2}, r_{1/2_{gen_2}})$.

La troisième génération est ensuite initialisée avec le résultat précédent $(H_{gen_2} - 2 \text{ km}, r_{1/2_{gen_2}} - 5 \text{ km})$ avec un pas de 0.2 km pour H ainsi qu'un pas de 1.5 km pour $r_{1/2}$. Ce qui amène aux paramètres $(H_{gen_3}, r_{1/2_{gen_3}})$.

Afin d'explorer toutes les solutions possibles, un modèle de MCMC a été ajouté comme quatrième génération en prenant en paramètres d'entrée le couple de paramètres obtenus par le modèle génétique de troisième génération. La carte de paramètres explorée par le MCMC est $(H_{gen_3} \pm 1 \text{ km}, r_{1/2_{gen_3}} \pm 3 \text{ km})$. Comme pour le MCMC de la première approche, il y a des conditions de sortie, le $\chi^2 < 1.2$ ou $< \chi_{gen_3}^2$ ou si le nombre d'itérations maximum est atteint (2500).

Cette imbrication permet une très grande rapidité de calcul ($\sim 1\text{H}$ à $\sim 1\text{H}20$ pour une simulation) et une grande précision sur les paramètres. De ce fait, j'ai ajouté une boucle dans le modèle pour effectuer plusieurs simulations successives (10) afin d'effectuer une étude statistique sur la convergence du modèle. Le fichier de sortie de ce code donne l'échelle de hauteur H le rayon de demi-occultation $r_{1/2}$ et le χ^2 . Le modèle direct permet de créer la courbe de flux nécessaire à la création des images il n'était donc pas nécessaire de générer le fichier de sortie comportant la position et le flux correspondant à chaque simulation.

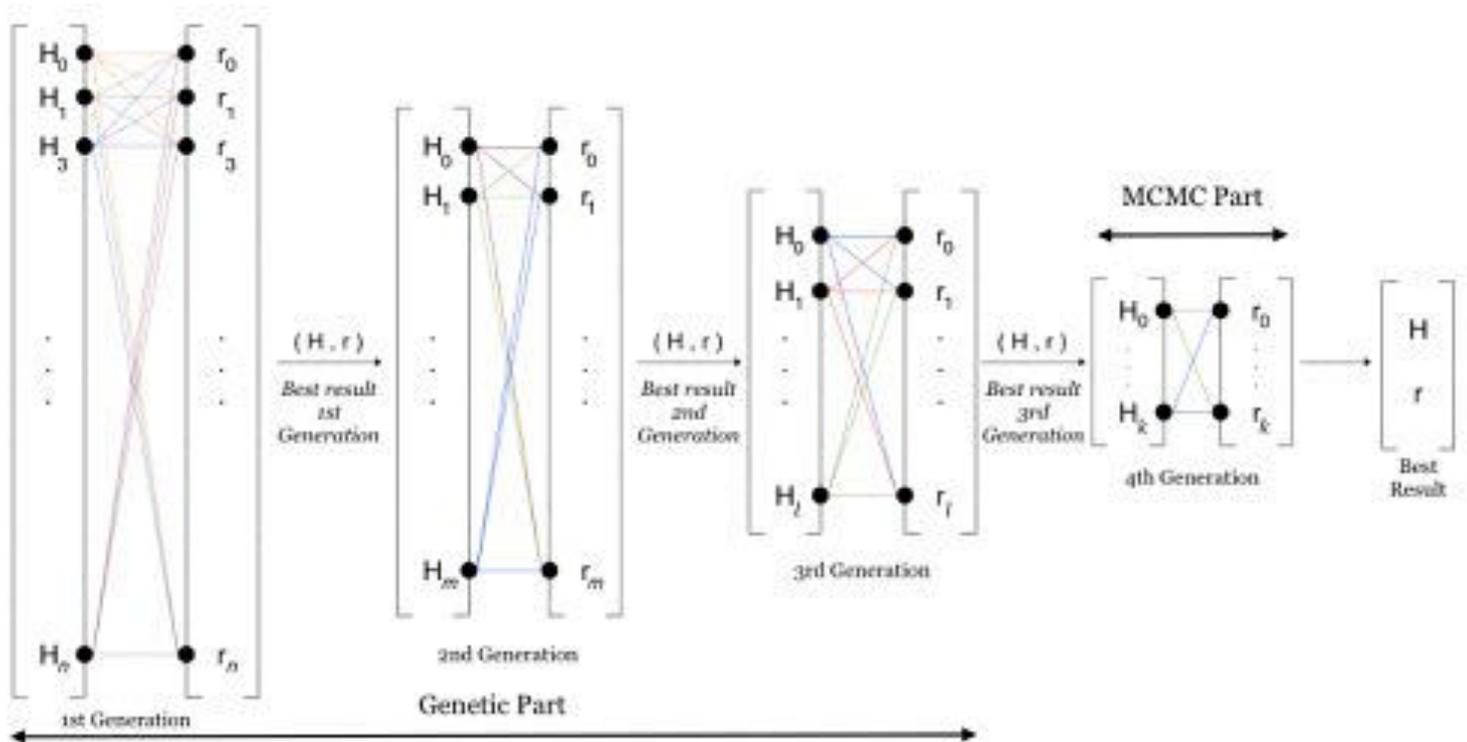


Figure 3.9 – Représentation des étapes successives du modèle inverse isotherme. Un modèle génétique (3 générations) est couplé avec un *Markov Chain Monte Carlo*.

Modèle à trois couches Baum et Code		
z_{min} (km)	z_{max} (km)	H (km)
135	160	4.8
116	135	3.0
70	116	4.8

Table 3.2 – Altitudes des trois couches (z_{min}, z_{max}) déterminées sur la Fig. 3.11 ainsi que leur échelle de hauteur H respectives.

3.6.2 Modèle isotherme à trois couches

Dans le soucis d'identifier le plus simple modèle capable de reproduire les caractéristiques observés de l'auréole, on a considéré tout d'abord les trois domaines d'échelle de hauteur atmosphérique H qui peuvent être identifiés dans le profil vertical de SOIR à $+49^\circ$ de latitude. Si on fait l'hypothèse que les petites fluctuations sont négligeables, une approximation à trois couches devient alors fortement intéressante dans notre but. Chaque couche sera caractérisée par ses valeurs de H_i et $r_{1/2_i}$ où $i=(1,2,3)$, et sa contribution sera calculée indépendamment de celle des autres couches. La seule différence par rapport à un modèle Baum et Code à une seule couche, est constituée par les limites verticales d'intégration, qui seront représentées par les altitudes minimale et maximale de chaque couche qu'on peut lire à partir du profil vertical de la Fig. 3.11 et qui sont également insérées dans la Table 3.2.

Le modèle correspond donc à la somme de trois couches, dont l'extension verticale et les valeurs de H_i sont fixes. Les paramètres libres sont les 3 valeurs de Δr_i . Avec

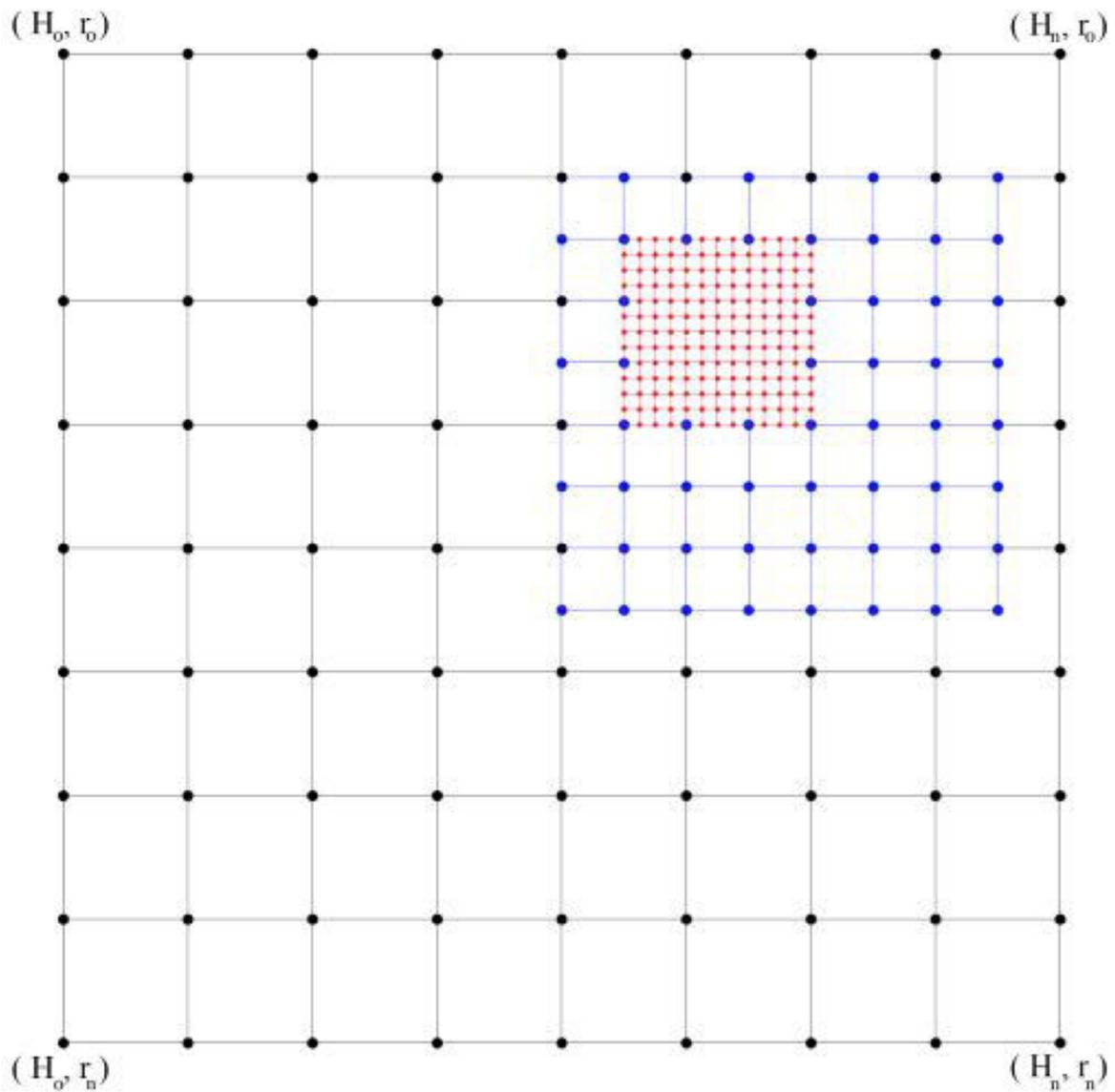


Figure 3.10 – Map de l'espace des paramètres H et $r_{1/2}$ exploré par le modèle génétique. La grille noire représente la première génération, la grille bleue est la seconde génération et la grille rouge est la troisième génération.

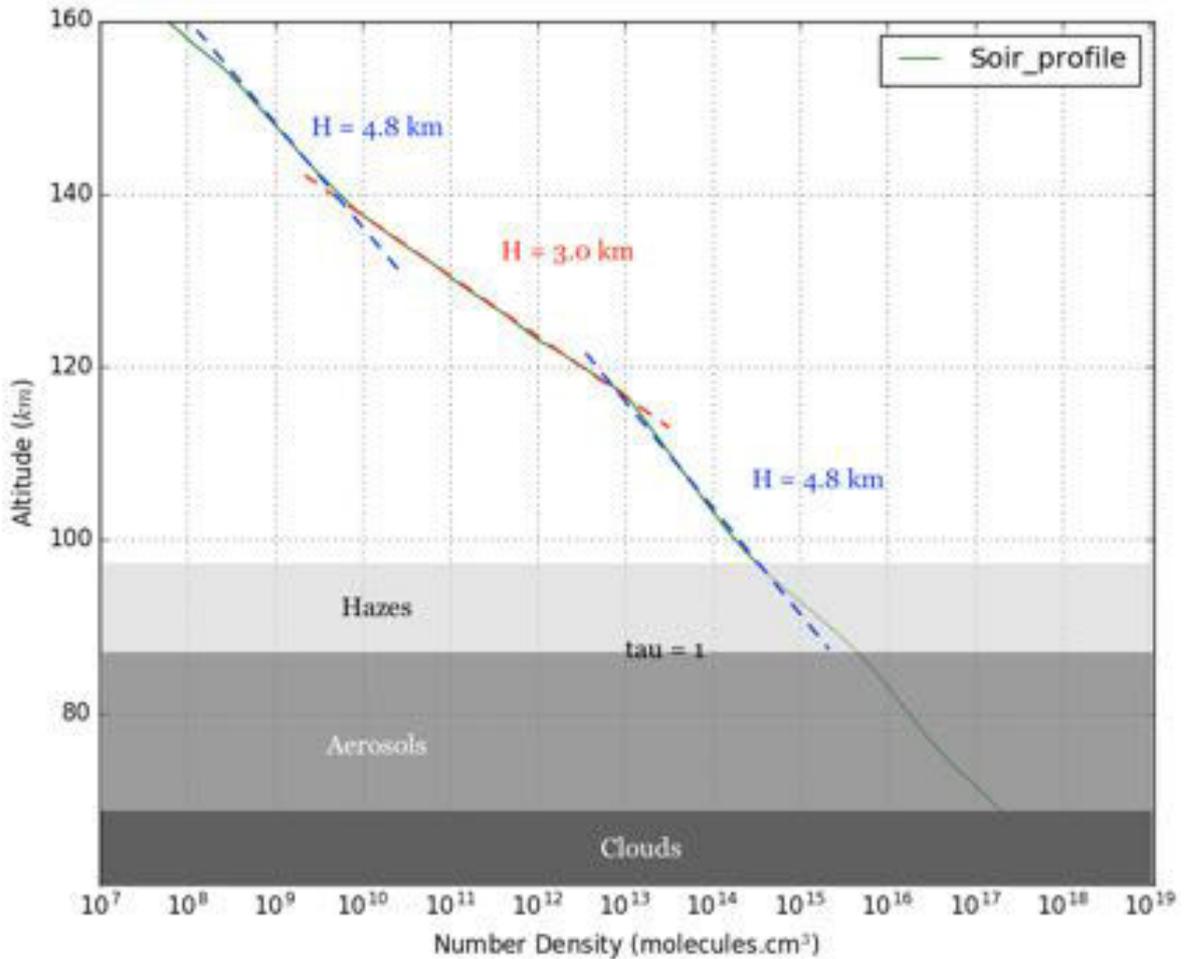


Figure 3.11 – Profil vertical de densité moléculaire mesurée par SOIR à la latitude $+49.33^\circ$. Trois couches principales sont présentes au-dessus des nuages (ici $r_\tau \sim 86$ km). La pente d'un fit linéaire sur les trois segments principaux amène à trois échelles de hauteur, $H_1 = 4.8$ km pour les altitudes sous 116 km, $H_2 = 3.0$ km (116 à 135 km), et $H_3 = 4.8$ km (135 à 160 km)

une simple extension de l'approche B&C on pourra ajuster ces valeurs pour reproduire la courbe observée.

3.6.3 Modèle multicouche "onion peeling" (non isotherme)

Le modèle multicouche est le dernier modèle développé au cours de ma thèse. Il permet d'avoir accès au profil vertical de densité ainsi qu'à l'altitude du $\tau = 1$ pour chaque latitude. Ce qui permettra l'obtention de deux cartes de température (ingress / egress) avec une courbe d'altitude des nuages ($\tau = 1$).

Le modèle inverse procède en plusieurs étapes :

La première étape est celle de la création de l'atmosphère. Le modèle prend en entrée un profil vertical de référence (comme le profil de SOIR, Fig. 3.12a) ou, en l'absence de celui-ci, génère lui-même un profil vertical de densité (Eq. 3.24; mais dans ce cas, l'initialisation s'effectue pour une atmosphère isotherme). L'angle de réfraction θ est ensuite calculé grâce à l'indice de réfraction $n(r) = 1 + \nu(r)$. L'altitude $\tau = 1$ pour

le profil vertical est ensuite déterminée via une double boucle d’exploration de r_τ . La première boucle calcule le flux pour un pas de r_τ de 1 km dans l’intervalle [50, 120 km]. L’altitude possédant le χ^2 le plus bas sert à initialiser la seconde boucle qui va procéder à l’exploration pour un pas de 0.1 km dans l’intervalle [$r_{\tau_1} \pm 1 \text{ km}$].

La seconde étape consiste à déplacer en densité et de façon rigide le profil vertical de référence. La Fig. 3.12b représente cette variation du profil générée par le modèle. Cette étape est itérative (~ 5000 itérations) pour chaque profil vertical de densité, l’altitude r_τ pour $\tau = 1$ est déduite avec la même méthode expliquée précédemment, la première boucle est initialisée grâce à la valeur du r_τ obtenue pour le profil de référence et varie sur un intervalle [$r_{\tau_1} \pm 6 \text{ km}$] la seconde est effectuée de la même façon. Si le r_{τ_1} est inférieur à 55 km le modèle refait une exploration du r_{τ_1} comme la première étape.

La troisième étape — qui sera répétée plusieurs fois afin d’obtenir les paramètres optimums — consiste à modifier le profil vertical de densité par des fluctuations successives. Le modèle prend le profil de l’étape 2 comme initialisation, le premier point ν_0 est décalé de $\nu_0 = \nu_0 \pm 25\%$ le point suivant est alors généré en prenant la valeur du décalage précédent ajoutée à une variation aléatoire de $\pm 10\%$ de la valeur du point. Cette méthode est ensuite appliquée à l’ensemble des points (comme le montre la Fig. 3.12c) la courbe est ensuite lissée pour limiter les fortes fluctuations successives induites par des valeurs aléatoires aux extrêmes de l’intervalle de donnée. Les points sont obtenus de façon aléatoire avec une dépendance au point précédent. Le tirage n’est alors pas totalement libre, mais possède une contrainte de rigidité. À chaque profil est calculé une altitude de $\tau = 1$ obtenue par l’intrication de la double boucle ainsi qu’une valeur de χ^2 finale. Pour la première itération, le χ^2 est alors comparé au χ^2 de l’étape précédente, si la valeur est inférieure, elle est prise comme référence et les paramètres sont sauvegardés dans une chaîne de *Markov*. Ensuite, chaque valeur de χ^2 de chaque profil sera comparée à celle enregistrée et si ce dernier est plus faible alors l’ensemble des paramètres est enregistré dans une chaîne de Markov et sert de comparaison aux itérations suivantes. Deux conditions ont été établies pour sortir des boucles de l’étape 3, la première est un $\chi^2 < 1.2$ la seconde est le nombre d’itérations².

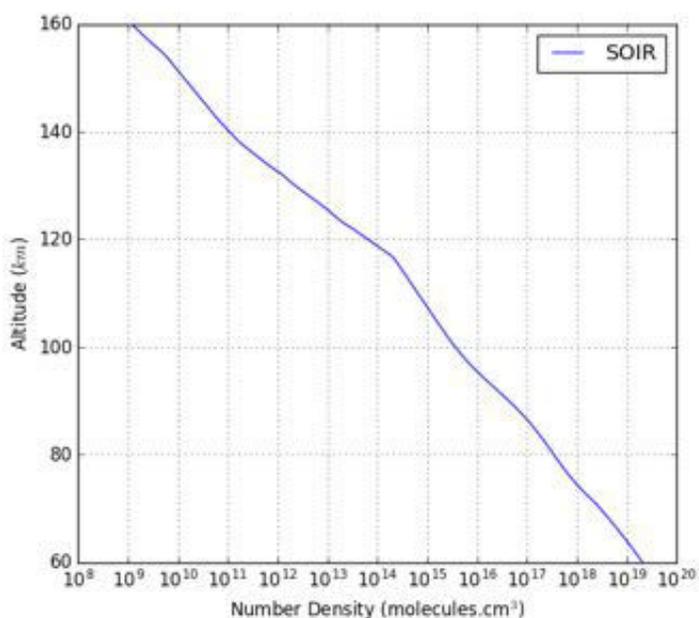
Dans sa première version, le code ne comptait qu’une boucle pour l’étape 3 comptant de 600000 itérations, le temps de calcul nécessaire au modèle pour obtenir des paramètres optimums était de 5 à 7 jours selon la latitude (le nombre de points de la courbe de lumière varie en fonction de la latitude). Après une refonte du code, modifiant l’étape 3 comme expliquée ci-avant, avec une boucle répétitive allant de 6 steps à 10 au maximum lorsque le χ^2 est toujours trop élevé, et une optimisation de la mémoire et de la méthode de calcul, le temps de calcul nécessaire pour l’obtention d’un résultat pour une latitude est d’environ 14 heures³.

3.7 Parallélisation

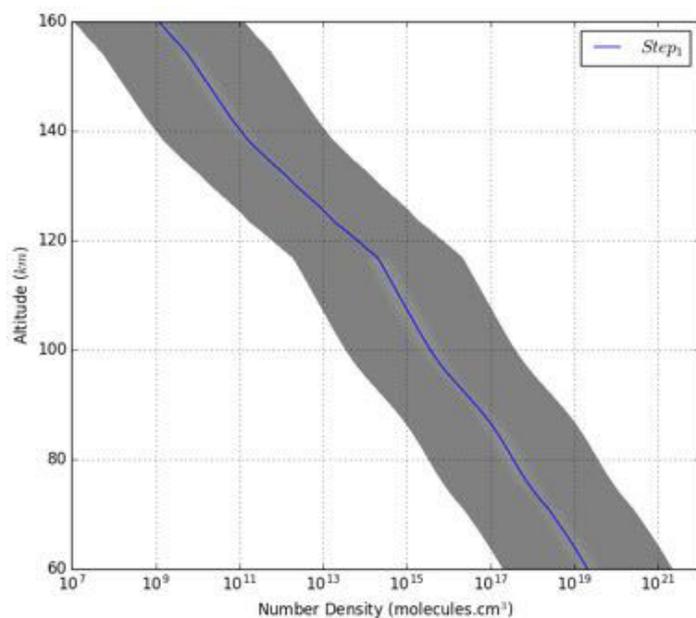
Le modèle inverse du modèle multicouche nécessite une grosse puissance et de temps de calcul, car le nombre de paramètres libres est important. Afin de pallier à ce souci,

2. 50000 pour les 4 premières boucles de l’étape 3 et 100000 pour les 2 dernières. L’étape 3 est constituée de 6 boucles, ce nombre peut être augmenté à 10 si le χ^2 est supérieur à 3.

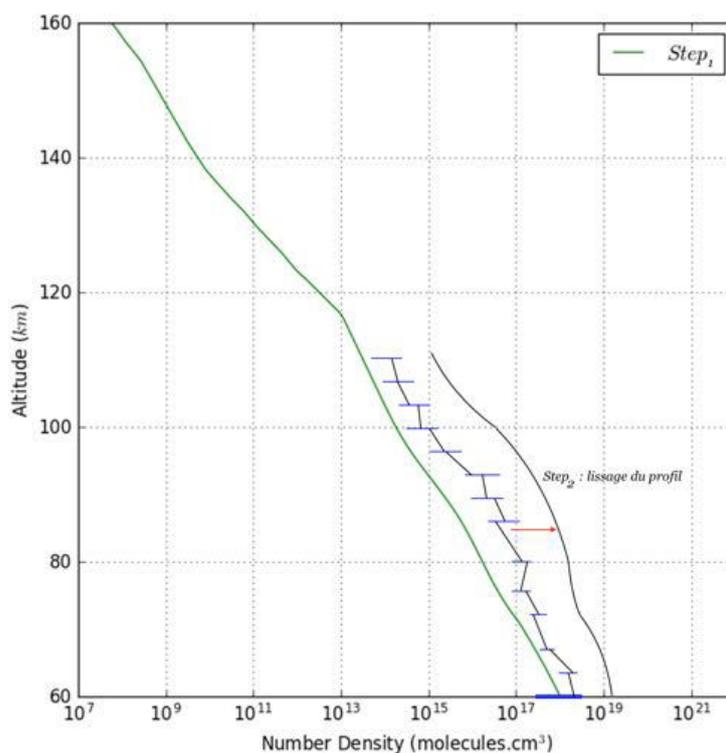
3. Gain d’un facteur temps de 8.5 à 12



(a) Profil vertical de densité mesuré par SOIR lors du transit de 2012 à la latitude $+49.33^\circ$



(b) Étape 1 du modèle multicouche inverse, déplacement en densité de façon rigide du profil de référence. La zone grise représente l'intervalle de variation.



(c) Étape 2 du modèle multicouche inverse, le premier point est obtenu de façon aléatoire dans un intervalle de densité, le point suivant est décalé de cette valeur aléatoire à laquelle s'ajoute une variation aléatoire de $\pm 10\%$ pour les altitudes inférieures à 90 km et $\pm 20\%$ pour les altitudes supérieures à 90 km

Figure 3.12 – Étapes successives du fonctionnement du modèle multicouche pour obtenir le profil vertical de densité finale

j'ai entrepris de passer le code sur plusieurs processeurs divisant ainsi le temps de calcul en fonction du nombre de processeurs.

J'ai utilisé *OpenMP* (Open Multi-Processing) pour paralléliser le code, l'avantage de cette méthode provient du fait que le code n'a pas besoin d'être réécrit totalement (comme pour la méthode *MPI*) mais adapté. La zone devant être parallélisée doit être placée entre les balises `#pragma omp parallel{}`. Les boucles pouvant être parallélisées se voient attribuer des fonctions `#pragma{}`. Il est nécessaire pour cette étape de noter les variables qui sont partagées à l'ensemble des *threads* ou qui doivent rester privées lors du calcul (non partagées dans la mémoire).

Le souci majeur dans la parallélisation en OpenMP est le partage de la mémoire vive (*RAM*) entre les processus (cœurs ou partie de cœur) ce partage rend la génération aléatoire classique de nombre (fonction *random*) non *thread-safe* (indépendance des processus). Ce qui implique que le tirage aléatoire est identique entre les processus, car l'initialisation est identique et donc chaque *thread* renvoie le même résultat. J'ai donc du implanter un pseudo-random-generator à la place d'un *random* aléatoire. L'algorithme *Ziggurat*⁴ permet d'avoir un *random normal generator* (RNG) basé sur une distribution gaussienne (normale, uniforme ou exponentielle) qui lui est interne au processus, l'initialisation du RNG se fait à l'intérieur de l'itération garantissant ainsi une initialisation différente pour chaque *thread*.

La parallélisation du code m'a permis de gagner un facteur 5.5 sur le temps de calcul⁵. Le facteur n'est pas identique au nombre de processeurs, car le code possède des boucles supplémentaires permettant de comparer les résultats des threads afin de garder les résultats les plus précis. Il y a également une décroissance de vitesse avec l'augmentation du nombre de processus (due au partage de la mémoire). Cependant, le gain de temps est significatif.

4. http://people.sc.fsu.edu/~jburkardt/cpp_src/ziggurat/ziggurat.html

5. Machine de référence : MacBook Pro quadri-cœurs 2,6 GHz Intel Core i7, 8 threads

Chapitre 4

Observations de l'auréole en 2012

Sommaire

4.1	Introduction : campagnes d'observation	87
4.2	Données obtenues par les télescopes spatiaux et les observations au sol	88
4.2.1	SDO	88
4.2.2	Hinode	89
4.3	Photométrie de l'auréole	90
4.3.1	Sélection et paramétrisation des données	90
4.3.2	Itération des courbes de lumière	97
4.3.3	Barre d'erreur	97
4.3.4	Nettoyage des données	99
4.3.5	Flux Hinode	100

4.1 Introduction : campagnes d'observation

Chacun des transits historiques a permis aux observateurs de décrire la durée et l'aspect attendu de l'auréole : comptes-rendus en 1761-1769, aquarelles et dessins en 1874, 1882, aucune photographie en dépit de la mise au point d'un appareil à photographie rapide — le revolver photographique de Janssen [Launay and Hingley (2005)], avant tout destiné à la mesure des instants du contact. Lorsqu'en 2004, le premier passage du XXI^e siècle se produit, l'observation est popularisée pour la facilité de l'observation du phénomène par le grand public, sa rareté, et les vertus de dissémination des connaissances du point de vue des institutions scientifiques. Nul ne songe alors à une exploitation scientifique des résultats.

Après 2004, les images spectaculaires du satellite Transition Region and Coronal Explorer (TRACE, publiées dans Pasachoff et al. (2011)) et les observations filmées à l'aide de coronographes amateurs sont revisitées à la suite des premiers résultats de la mission Venus Express. Ces résultats indiquent une altitude variable de la couche nuageuse en fonction de la latitude dans les observations VEx/VMC et VEx/VIRTIS [Ignatiev et al. (2009)], en accord avec l'excès de luminosité de l'auréole dans les régions proches des pôles de Vénus. En raison de la difficulté d'atteindre un signal sur bruit raisonnable (S/N), seules les parties les plus brillantes de l'auréole ont pu être échantillonnées dans les données TRACE [Tanga et al. (2012)], laissant une forte incertitude

Table 4.1 – Tableau des sites d’observation du transit de 2012, coronographes de l’Observatoire de la Côte d’Azur et l’Observatoire de Paris.

Lieux	Observateurs	Filtre (λ)
Mees Solar Obs., Haleakala, HI, USA	J. Pasachoff, B. Babcock, Muzhou Lu	B (450 nm)
Mobile station, Hokkaido, Japan	N. Thouvenin, M. Imai, T. Fukuhara	V (535 nm)
Moondara Obs., Mount Isa, QLD, Australia	F. Braga-Ribas, L. Fulham	I (760 nm)
Tien Shan Obs., Kazakhstan	F. Colas, F. Vachier	B
Lowell Obs., AZ, USA	W. Sheehan	V
Lowell Obs., AZ, USA	P. Tanga	V
Taiohae, Nuku Hiva, Marquesas Is.	C. Veillet	R (607 nm)
Mobile station, Svalbard Is., Norway	J. Berthier, T. Widemann	I
Udaipur Obs., India	P. Machado, A. Ambastha	R

sur la partie faible du flux de l’auréole, lorsque Vénus est plus éloignée du limbe solaire. Dans ces conditions, il n’a pas été possible de sonder les couches les plus profondes de la réfraction, à proximité de l’épaisseur optique tangentielle $\tau = 1$ de l’atmosphère de Vénus.

Lors du transit de 2012, les observations depuis l’espace, mais également depuis le sol, sont coordonnées avec la mission Venus Express dont les opérations sont maintenues [Wilson et al. (2012)]. Au sol, de grands télescopes solaires peuvent observer le phénomène : le NSO/National Solar Observatory/Dunn à Sacramento Peak (Nouveau Mexique), à l’aide d’un spectropolarimètre IR, FIRS, permet l’imagerie des bandes du CO_2 dans l’atmosphère de Vénus et partiellement dans l’auréole, vers $1.57 \mu\text{m}$ [Jaeggli et al. (2013a)]. D’autres observations sont conduites à Kitt-Peak (Arizona), au télescope McMath-Pierce utilisant la caméra NAC. Une campagne internationale est organisée conjointement par P. Tanga à l’Observatoire de Nice, et T. Widemann à l’Observatoire de Paris, afin de former l’image et mesurer la courbe de lumière de l’auréole en différentes stations internationales (Table 4.1, (Widemann et al., 2012b)). Dans le cadre de cette dissertation on ne va pas présenter les résultats encore préliminaires de cette expérience. Toutefois, lorsque la calibration des données sera terminée, une série de mesures de chromaticité de l’auréole, complémentaires aux données Hinode, sera disponible.

4.2 Données obtenues par les télescopes spatiaux et les observations au sol

Le transit de Vénus des 5-6 juin 2012 a eu l’opportunité d’être suivi par deux télescopes spatiaux dédiés à l’observation du Soleil, le satellite *Solar Dynamics Observatory* (SDO) et le satellite *Hinode*. Ces deux instruments ont donc pu prendre des clichés à haute résolution du passage de la planète devant notre astre dans différents spectres de lumière.

4.2.1 SDO

Solar Dynamics Observatory (SDO) [Pesnell et al. (2012)], est un satellite envoyé par la NASA et dédié à la compréhension des causes de la variabilité solaire et leurs

impacts sur la Terre. Les différents instruments à son bord étudient les variations locales et temporelles de l'atmosphère du Soleil aux très petites échelles.

SDO a été lancé le 11 février 2010 de Cap Canaveral et est toujours en activité à ce jour. Il a à son bord trois expériences scientifiques : *Atmospheric Imaging Assembly* (AIA) [Lemen et al. (2012)], *EUV Variability Experiment* (EVE) [Woods et al. (2012)] et *Helioseismic and Magnetic Imager* (HMI) [Schou et al. (2012)].

HMI : L'instrument permet d'obtenir de manière continue une image du disque complet avec une haute résolution spatiale du champ de vitesse et du champ magnétique. Il mesure le déplacement de la ligne spectrale du Fe I à $6173 \pm 0.6254 \text{ \AA}$ afin de mesurer la vitesse de la surface photosphérique du Soleil. Sa résolution spatiale est de 1 arcseconde avec un niveau de bruit de 25 m.s^{-1} il prend une image (Dopplergram) toutes les 45 sec. Cette bande spectrale est également utilisée avec l'effet Zeeman pour mesurer le champ magnétique en longitude.

EVE : L'*Extreme Ultraviolet Variability Experiment* mesure l'irradiance du Soleil dans l'ultraviolet extrême (de 0.1 à 105 nm) avec une très bonne résolution spectrale (0.1 nm). Ces mesures permettent une meilleure compréhension des échelles de temps qui influencent le climat terrestre ainsi que l'espace proche.

AIA : L'*Atmospheric Imaging Assembly* prend des images de la surface et de l'atmosphère solaire avec une résolution de deux pixels pour 1.2 arcseconde. Les images sont prises en dix longueurs d'onde (7 en ultraviolet extrême, deux en ultraviolet et une en visible) ce qui permet de révéler les aspects clefs de la surface du Soleil. Ce choix de longueur d'onde a été établi afin de pouvoir couvrir un intervalle de température allant de 6000 K à 3×10^6 K (surface - couronne solaire).

Pour comparaison avec les autres satellites solaires : SDO prend une image par seconde (tous instruments confondus) alors que STEREO (Solar TERrestrial RELations Observatory¹, mission de stéréoscopie du Soleil pour comprendre les mécanismes des éjectas de masse coronale) prend au mieux une image toutes les trois minutes et SOHO (SOlar & Heliospheric Observatory²) ne prenait qu'une image toutes les 12 minutes.

Les dimensions du satellite sont : 4.5 x 2 x 2 m (hauteur, longueur et largeur) pour un poids de 3.1 tonnes. Il a une trajectoire géosynchrone inclinée afin d'observer le Soleil de façon continue. Le flux de données reçues est de 130Mb (Méga Bits) par seconde (taille d'une image brute prise par les instruments et transmise au sol).

4.2.2 Hinode

Hinode [Kosugi et al. (2007)] est un satellite de l'agence spatiale japonaise JAXA³ de 700 kg dédié à l'étude de la photosphère solaire et l'impact de cette dernière sur la couronne solaire (en particulier la dynamique via le X-ray Telescope). La question principale est comment le champ magnétique interagit avec l'atmosphère ionisée pour produire la variabilité solaire. La couronne solaire est composée de plasma à haute énergie (~ 1 million de degrés Kelvin) qui sont contraints et chauffés par le champ magnétique local ainsi que les ondes émises par la surface.

1. Lancé le 25 octobre 2006, toujours en activité
2. Lancement le 2 décembre 1995
3. Lancé le 22 septembre 2006

Le satellite présente trois instruments à son bord : le *Solar Optical Telescope* (SOT) [Tsuneta et al. (2008); Suematsu et al. (2008); Ichimoto et al. (2008); Shimizu et al. (2008); Lites et al. (2013); Lites and Ichimoto (2013)], le *Extreme ultraviolet Imaging Spectrometer* (EIS) [Culhane et al. (2007)], et le *X-Ray Telescope* (XRT) [Golub et al. (2007); Kano et al. (2008); Narukage et al. (2011)].

SOT : Ce télescope à très haute résolution (~ 0.02 arcsec) a été conçu pour étudier le champ magnétique de la photosphère en utilisant des observations de lumière blanche. Il est constitué de trois instruments, Broadband Filter Instrument (BFI) qui possède 6 filtres à des longueurs d'onde différentes : 3883.0Å (CN I), 3968.5Å (Ca II), 4305.0Å (CH I), 4504.5Å (bleu), 5550.5Å (vert) et 6684.0Å (rouge). Avec une taille d'image de 218"x109" et une résolution par pixel de 0.053". Le Narrowband Filter Instrument (NFI) qui possède 9 longueurs d'onde : 5172.7Å (Mg Ib), 5250.2-5247.1-5250.6Å (Fe I), 5576.1Å (Fe I), 5895.9Å (Ns I), 6302.5-6301.5Å (Fe I) et 6562.8Å (H I). La taille des images est de 328"x164" avec une résolution par pixel de 0.08". Il y a également un spectro-polarimètre (SP) qui mesure à : 6302.5-6301.5Å (Fe I) la taille des images est de 320"x164" pour une résolution de 0.16". SOT prend des images toutes les 10 secondes pour des portions du Soleil selon un vecteur magnétique particulier ou toutes les heures pour une image du disque complet.

EIS : Observe la couronne et la région de transition des plasmas afin de contraindre leur température et leur vitesse, en particulier au niveau des reconnexions magnétiques. Il observe dans deux bandes spectrales 170-210Å et 250-290Å avec une résolution Doppler de 3km.s⁻¹ et de 20km.s⁻¹ pour la largeur du pic. Le temps d'exposition peut aller de quelques millisecondes pour les flares à 10 sec dans les zones actives. Les images sont plus importantes que SOT avec une taille de 590"x512" pour une résolution de 0.1 arcseconde.

XRT : Télescope à rayons X à haute résolution (~ 1 arcsec) qui prend des images de la partie à très haute température de la couronne afin de suivre le mouvement, le stockage et la dissipation de l'énergie magnétique dans l'atmosphère solaire. Sa longueur d'onde dans les rayons X est de 2-200Å et dans le visible 4305Å (Bande G) avec un temps d'exposition de 4 ms à 10 sec. XRT pouvant générer une image du disque complet la taille de l'image conçue est de 2048"x2048" avec une résolution de 1".

Les images utilisées durant cette étude proviennent des archives d'Hinode [Matsuzaki et al. (2007)] disponible sur le site⁴ de la mission. La Fig. 4.1 représente une image du XRT lors du transit. Le contraste de l'image a été ajusté afin de mettre en évidence les jets de plasmas ainsi que l'auréole (arc lumineux autour de la planète).

4.3 Photométrie de l'auréole

4.3.1 Sélection et paramétrisation des données

La première étape de l'étude menée sur les données du transit fut de transformer les données numériques (images des satellites et des coronographes) en courbes de lumière utilisables par les différents modèles développés et pouvant servir de base (la normalisation étant faite similairement pour l'ensemble des jeux de données).

4. http://hinode.msfc.nasa.gov/data_archive.html



Figure 4.1 – Image de la couronne solaire vue par Hinode lors du transit de Vénus à la longueur d'onde $\lambda = 6684.0\text{\AA}$.

Début de la séquence d'image (UT) <i>ingress</i>	fin (UT)	n. images
20 :00 :02.66	22 :50 :02.66	776
Début de la séquence d'image (UT) <i>egress</i>	fin (UT)	n. images
03 :50 :06.41	04 :45 :02.66	863
Centre de la longueur d'onde : 617.3 nm (Fe I absorption)		
Échelle de l'image : 0.52 arcsec/pixel		
Diamètre apparent de Vénus (à partir du géocentre) : 57.80 arcsec		

Table 4.2 – Résumé des propriétés principales des observations du transit de Vénus vu par SDO.

Le choix s'est rapidement porté sur les données du satellite SDO, qui possède un nombre plus important d'images dans la phase d'entrée (*ingress*) et dans la phase sortie (*egress*)⁵. L'auréole n'était pas détectable dans l'ensemble des données. Le signal devient non distinguable du bruit de fond lorsque Vénus est trop éloignée du Soleil (les premières images dans la phase d'entrée lorsque Vénus est éloignée du Soleil). Juste une partie des données fut retenue pour être extraite (~ 180 images pour l'*ingress*).

La Fig. 4.2 montre un échantillon des images utilisées pour l'étude du transit. Aux extrémités, les images sont de très haute résolution et ont été obtenues grâce au le satellite Hinode, au centre les images à plus faible résolution ont été obtenues via le satellite SDO.

4.3.1.1 Variation de la distance au limbe

La phase f utilisée dans l'ensemble des images, correspond à une dérivation temporelle entre deux époques établies comme décrite par Link (1969) et explicitée par la formule 4.1.

$$f = -\frac{t_i - t_{2nd}}{t_{2nd} - t_{1st}} \quad (4.1)$$

où t_i est l'époque de l'image i , t_{1st} est l'époque du premier contact (moment où Vénus est collée au limbe du Soleil), t_{2nd} est l'époque du second contact (là où Vénus est totalement sur le Soleil en étant collée au limbe). La Fig. 4.3 montre les positions de référence de la phase f . Plus f est grand plus Vénus est éloignée du Soleil, à l'inverse, lorsque $f = 0.5$ le centre de la planète se situe sur le limbe, et quand $f = 0$. Vénus se situe totalement sur le soleil en étant collée au limbe.

Cette écriture, bien que contre-intuitive du fait de la diminution de la phase f lorsque Vénus se rapproche du Soleil permet une représentation simple de l'échelle de distance par portion de Vénus. Ainsi, toutes les analyses et résultats, modélisation et courbes de lumière explicitées et montrées dans ce travail seront toujours en fonction de cette valeur.

La Fig. 4.4 montre l'auréole ainsi que la façon dont le flux lumineux a été extrait.

C'est cette partie qu'il m'a fallu isoler et extraire des images de façon latitudinale afin d'obtenir des courbes de lumière représentative de la luminosité de l'auréole.

5. 776 pour l'*ingress* et 862 pour l'*egress*.

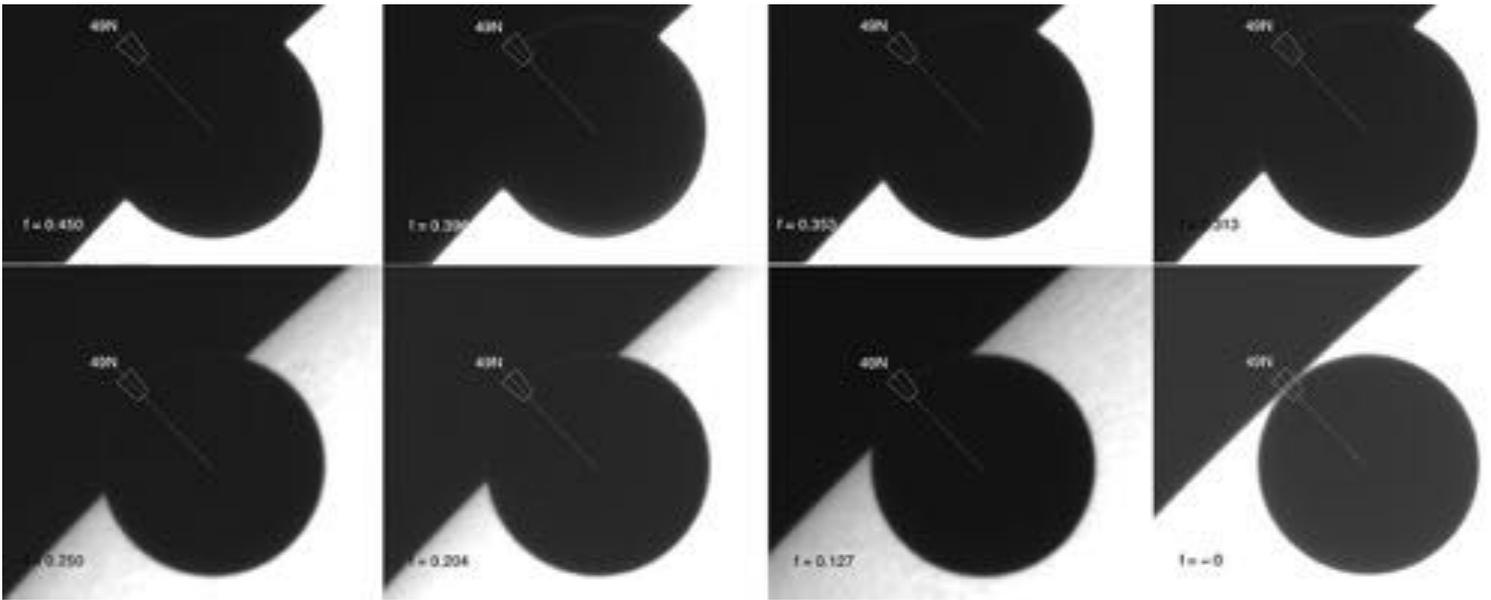


Figure 4.2 – Images du satellite SDO en fonction de la phase f représentatives de la trajectoire de Vénus.

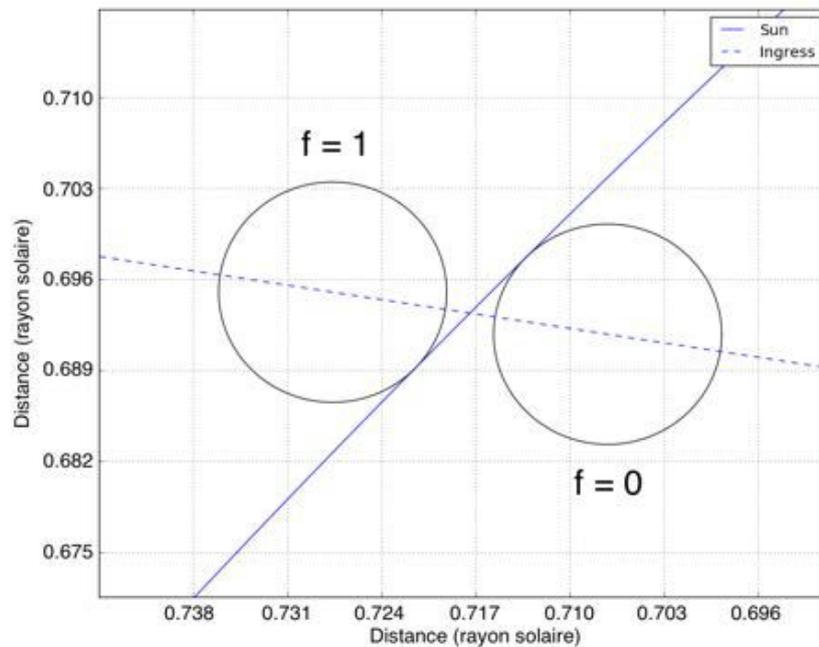


Figure 4.3 – Positions de Vénus représentées par la phase f (Eq. 4.1), la ligne en pointillés bleue est la trajectoire de Vénus vue par le satellite, la courbe en bleu représente le limbe du Soleil. Les échelles de distance sont normalisées par le rayon du Soleil.

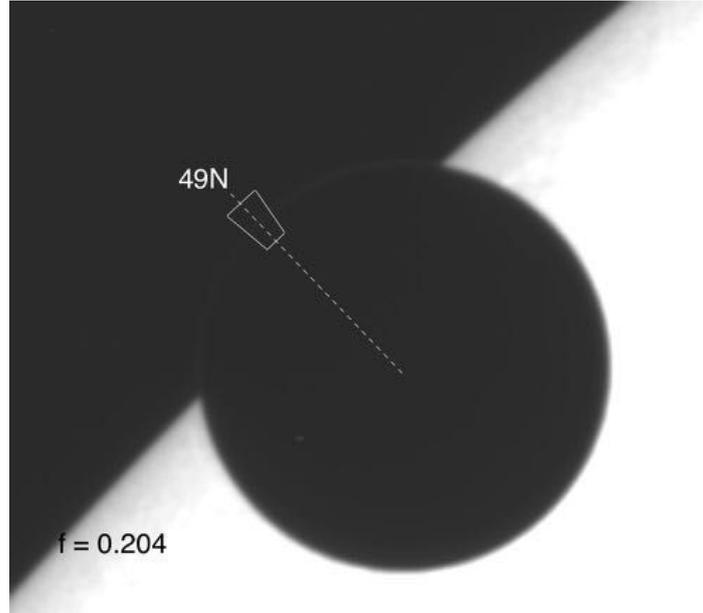


Figure 4.4 – Image SDO pour la position $f = 0.204$. Pour une meilleure lisibilité, la largeur de l’arc de la région de mesure est arbitraire, et plus importante que la valeur choisie de 1° .

4.3.1.2 Détermination d’une courbe de lumière en chaque point du limbe

4.3.1.2.1 Extraction des positions en latitude

La Fig. 4.5 montre la dénomination donnée aux latitudes, $+$ et $-$ pour les hémisphères *Nord* et *Sud* respectivement, W et E pour les hémisphères *Ouest* et *Est* respectivement. Afin de pouvoir obtenir le flux des données, j’ai dû transformer les données numériques (images) en matrice. Le package *Python* nommé *pyfits* m’a permis d’exploiter au mieux ce type de fichier.

Cette matrice représente l’intensité mesurée par pixel par le détecteur *HMI* sur la caméra *CCD*. Ensuite, Il fut nécessaire de trouver la position de la planète dans la matrice. J’ai utilisé le logiciel *ImageJ* Abràmoff et al. (2004); Schneider et al. (2012); Rasband (2012)

qui m’a permis, via l’installation d’une macro (*fit* de cercle), de sélectionner le bord de la planète sur l’image (placement de points). La macro générant un cercle et me donnait la position du centre (x, y) et du rayon a . Cette position est équivalente aux indices de la matrice. La Fig. 4.6a montre la représentation de cette procédure sur l’image.

Lorsque ces données sont obtenues, l’étape suivante est l’extraction de l’auréole. J’ai créé un anneau autour du limbe de la planète en créant deux cercles de rayons $(a - x_{thickness})$ et $(a + x_{thickness})$ comme le montre la Fig. 4.6b. Cette portion de l’image contient l’auréole ainsi que le flux solaire. Seule la zone entre les droites blanches nous intéresse, au-delà, l’auréole devient non discernable, car elle est superposée au Soleil. L’image a été travaillée, le contraste augmenté afin de permettre la visibilité de l’auréole. La luminosité de l’auréole est très faible comparée à celle du Soleil de l’ordre de 10^{-2} à 10^{-4} lorsque le flux est normalisé au flux solaire. La partie haute, supérieure à

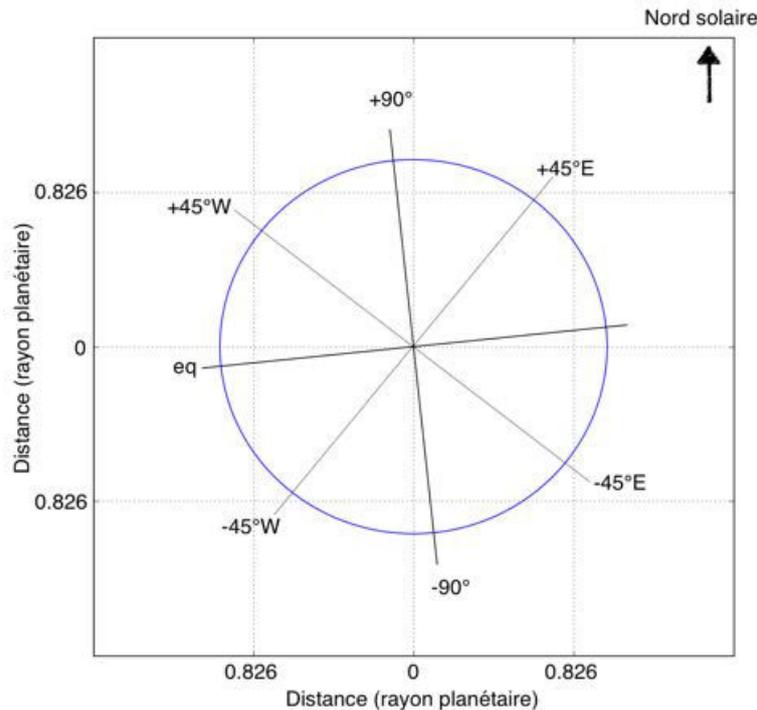


Figure 4.5 – Orientation de l’axe de rotation de Vénus dans le système de coordonnées solaire ; ce système, distinct des coordonnées célestes (α, δ) , est associé aux données SDO et Hinode.

5×10^{-2} est probablement contaminée par la présence du limbe solaire et la luminosité de la photosphère solaire.

La position de l’auréole est donc connue dans l’image et la matrice. Afin que l’intensité lumineuse contenue dans les données soit exploitable, il est nécessaire de l’extraire. La méthode que j’ai utilisée est une extraction dans la direction planétocentrique radiale. Sur la Fig. 4.6b la ligne droite en pointillés rouges représente la direction de l’extraction. Le pas d’extraction établi pour cette procédure est un point pour 1/4 de pixel.

La Fig. 4.7a montre le résultat du premier test d’extraction du flux pour la latitude $+80^\circ_W$. La forme de la courbe présente des paliers, ces derniers correspondent à un pixel dans l’image (cette latitude a été choisie, car présentant une très haute intensité dans les images). Le résultat donne une courbe en forme de cloche, mais manque de précision, il est difficile de déterminer la hauteur de demi-amplitude d’une gaussienne avec ces données. Comme la figure le montre, l’extraction couvre une largeur pour l’auréole de 5 à 6 pixels. L’approche par fit gaussien (§4.3.1.2.2) que j’ai établi donnait de mauvais résultats sur ce type de courbe, les paramètres changeaient à chaque run ainsi que la largeur à mi-hauteur. J’ai donc dû contourner ce problème.

4.3.1.2.2 Interpolation du flux

La résolution de SDO est assez faible comme dit précédemment, l’auréole n’est pas

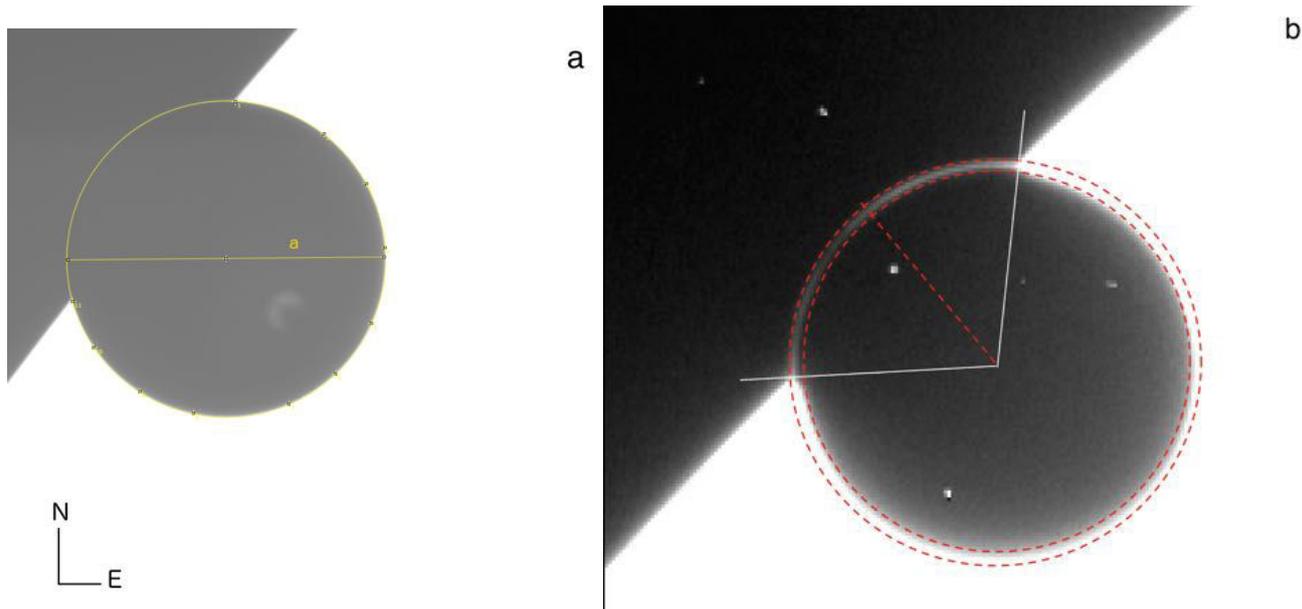


Figure 4.6 – En a, méthode du fit du cercle de Vénus (Image Hinode). En b, extraction de l’auréole par le double cercle rouge. Les droites blanches déterminent la zone d’extraction du flux de l’auréole.

couverte par une grande quantité de pixels. J’ai donc suréchantillonné l’image par une *interpolation cubique spline* (référence) disponible via la fonction `ndimage.interpolation.zoom` de *scipy* package de *Python*. Cette interpolation cubique spline permet d’augmenter le nombre de pixels et donc la couverture de l’auréole.

La Fig. 4.7b montre le résultat de l’interpolation cubique spline. La courbe rouge provient de l’extraction utilisée ci-avant. La courbe se rapproche plus d’une gaussienne mais montre une similarité avec la Fig. 4.7a car il y a toujours une présence de paliers. La méthode d’extraction n’était donc pas adaptée, j’ai donc utilisé l’interpolation bilinéaire (courbe bleue) pour extraire le flux. L’utilisation de ces différentes méthodes pose le problème de la conservation du flux. L’augmentation du nombre de pixels est-elle sans risque ?

La comparaison des surfaces entre les différentes méthodes montre que le flux est conservé lors de l’interpolation cubique spline. L’interpolation bilinéaire quant à elle permet de générer une courbe lisse qui peut être modélisée par une gaussienne.

Afin de réduire les possibilités que les petites fluctuations introduisent du bruit sur les courbes, induites par des variations au niveau du pixel. Une moyenne sur 10 profils radiaux espacés avec un pas de 0.1° en latitude pour obtenir une courbe radiale finale associée à chaque 1° d’intervalle. La Fig. 4.7c montre la courbe finale obtenue après avoir moyenné les dix courbes, le pas d’extraction a été augmenté (~ 10 pas pour un pixel).

Le profil radial s’apparente à une gaussienne (Fig. 4.7d), une modélisation par méthode des moindres carrés utilisant l’Eq. 4.2 a donc été appliquée. Les bords présentent des fluctuations et peuvent présenter une inclinaison. La Fig. 4.7d montre cette inclinaison, l’ajout d’une droite linéaire a été nécessaire afin de modéliser le gradient de flux du background et diminuer le bruit du profil radial.

$$\begin{cases} F_t(X) = F(X) + F_b(X), \\ F(X) = g e^{\frac{-(X-i)^2}{\sigma^2}}, \\ F_b(X) = a * X + b \end{cases} \quad (4.2)$$

où X est la position radiale. Les paramètres a, b, g, i et σ sont déterminés par un fit des moindres carrés non-linéaires.

L'équation ainsi obtenue a été intégrée pour obtenir l'aire de la surface verte (Fig. 4.7d) et la valeur du flux en intensité de pixel. Afin d'obtenir un flux normalisé, j'ai donc rapporté cette valeur à celle du Soleil. Afin d'avoir une normalisation cohérente, j'ai pris une surface de $1'' \times 1''$ à une distance d'un diamètre de Vénus en partant du limbe solaire dans la direction du transit. L'intensité de cette zone est stable durant le temps court de l'entrée du transit) et a donc servi de référence pour l'ensemble des données SDO de l'entrée du transit.

4.3.2 Itération des courbes de lumière

La méthode a été validée pour une latitude et à une position donnée. J'ai étendu le script pour qu'il puisse extraire de manière automatique chaque latitude à une position et passer ensuite à la l'image suivante. Ces données ont été sauvegardées dans un fichier texte (*.txt*) avant d'être ensuite séparées en fonction de la latitude pour simplifier leur utilisation.

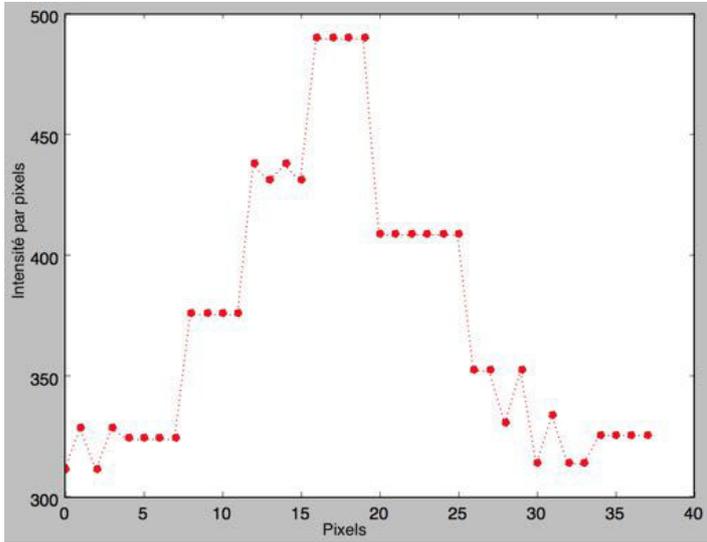
Durant la phase d'entrée, l'auréole est présente (flux visible via l'extraction des images) de la latitude $+75^\circ_E$ à -20°_W soit 126 latitudes (séparation par pas de 1°). Pour l'egress, l'auréole s'étend de -55°_E à $+80^\circ_W$, soit 156 latitudes. La couverture est donc plus importante pour l'egress que pour l'ingress (34.7% contre 43.3% d'exploration de l'atmosphère avec 26 latitudes concordantes $\sim 7.2\%$ de l'atmosphère qui permettront de mettre en évidence une variation ou non de la densité moléculaire entre le terminateur côté matin (ingress) et le terminateur côté soir (egress). La Fig. 4.8 permet de se représenter la couverture des deux auréoles lors des phases d'entrée et de sortie.

Ces fichiers forment la base des courbes de lumière qui serviront de référence pour l'ensemble de l'étude. Toutefois, il est nécessaire d'avoir une barre d'erreur sur ces flux pour qu'ils aient un sens physique et qu'ils soient ensuite exploitables par les différents modèles.

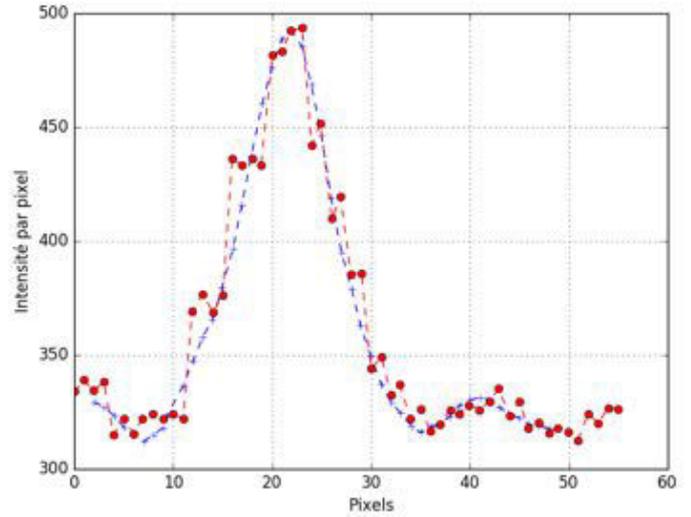
4.3.3 Barre d'erreur

La Fig. 4.9 montre le flux obtenu pour la latitude $+49^\circ_W$. Le choix de la latitude $+49^\circ_W$ n'est pas fortuit, puisque l'instrument SOIR à bord de Venus Express a pris une mesure à la latitude $+49.33^\circ_W$ lors de la phase de sortie du transit (Ch. 5). La courbe rouge est constituée des points de flux obtenus par la méthode expliquée ci-avant. Les points bleue représentent la barre d'erreur estimée de chaque point.

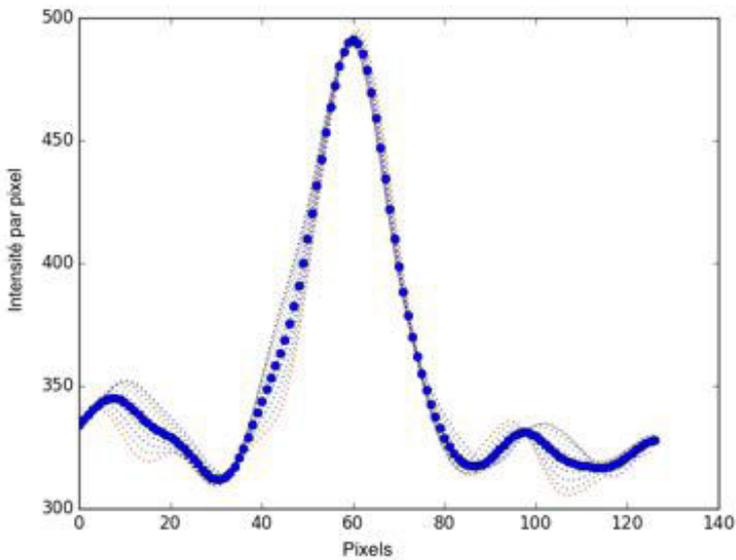
La courbe de lumière sur la Fig. 4.9 est en échelle *log*, elle présente une partie quasi linéaire (en \log_{10} pour la partie $0.05 \leq f \leq \sim 0.8$ ce qui implique de faibles fluctuations du flux. La barre d'erreur ne devait donc pas être importante. Pour la déterminer,



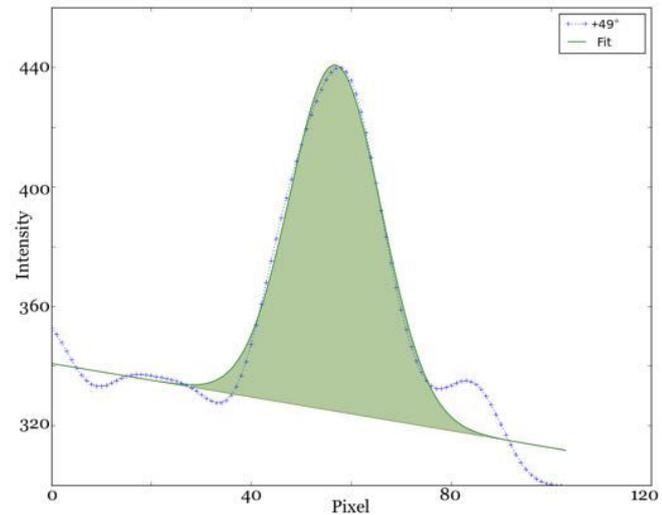
(a) Extraction du flux de manière radiale sans interpolation (stade 1). Latitude $+80^{\circ}_W$ pour $f = 0.5$. Un point représente $1/4$ de pixel.



(b) Extraction du flux et interpolation (stade 2 et 3). Latitude $+80^{\circ}_W$ pour $f = 0.5$. Un point représente $1/4$ de pixel.



(c) Extraction du flux (stade 4). Latitude $+80^{\circ}_W$ pour $f = 0.5$, 1 point pour $1/10$ de pixel.



(d) Extraction du flux (stade 4). Latitude $+49^{\circ}_W$ pour $f = 0.5$.

Figure 4.7 – Étapes pour l'extraction du flux des données SDO.

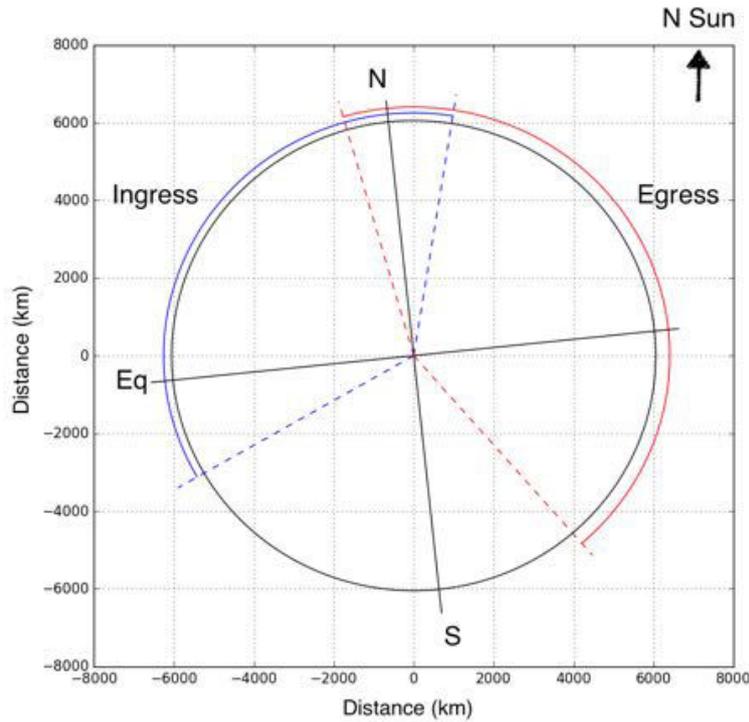


Figure 4.8 – Schéma représentant la couverture de l'auréole dans l'atmosphère durant l'entrée et la sortie du transit. Il y a une zone de recouvrement qui permet une comparaison entre les deux phases du transit.

j'ai calculé la dispersion entre 10 points successifs temporellement et une droite, cette dispersion représente l'erreur sur le flux pour le premier point de la droite. La méthode a donc été répétée pour chaque point de la courbe.

Les barres d'erreur importantes pour la queue de la courbe ($f < 0.05$, Fig. 4.9) sont significatives, certes elles sont dues à un important changement de pente dans le flux (une partie plus importante de l'atmosphère est explorée) car Vénus est sur le Soleil, mais plusieurs effets y sont impliqués. La barre d'erreur comprend donc :

- Une partie du flux de la photosphère (Vénus est superposée au Soleil et l'image est non résolue)
- Un mauvais fit gaussien
- Une très faible contrainte sur la partie haute de la mésosphère de Vénus (peu de points explorent cette zone)

4.3.4 Nettoyage des données

La courbe de lumière (Fig. 4.9) présente trois parties distinctes :

- $f < 0.05$ Partie très brillante où l'altitude maximale de l'atmosphère de Vénus est explorée (une faible portion du flux de la photosphère est probablement présente lors de l'extraction)
- $0.05 \leq f \leq \sim 0.8$ Flux lumineux de l'auréole seul
- $f \geq 0.8$ Flux de l'auréole et flux de background. Le flux de l'auréole a une valeur comprise entre 10^{-3} à 10^{-4} et se confond dans le bruit de fond. La barre d'erreur calculée est supérieure au flux (SNR= 0.03-0.3) donc le flux n'est pas significatif.

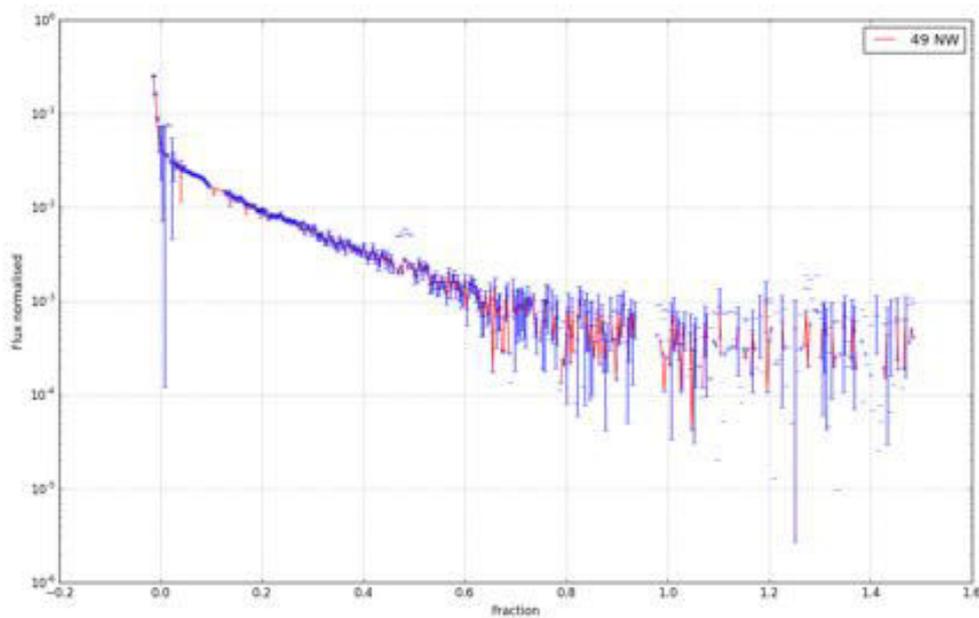


Figure 4.9 – Courbe de lumière pour la latitude $+49^\circ$ dérivée des données SDO.

Cette partie a donc été retirée des données pour que le modèle n'intègre que le flux de l'auréole.

Même avec cette opération sur les données le nombre de points de la courbe de lumière reste important. J'ai donc réduit le nombre de points en effectuant un *bin* sur 3 à 5 points selon le nombre initial. La Fig. 4.10 montre le résultat de ce traitement pour la latitude $+49^\circ$. La courbe nettoyée présente une pente plus lisse (diminution des artefacts) et est maintenant exploitable par les différents modèles.

Les Fig. 4.11 et Fig. 4.12 montrent un échantillon des courbes de lumière ayant subi l'intégralité du traitement pour l'*ingress* et l'*egress* respectivement.

4.3.5 Flux Hinode

4.3.5.1 Facteur f et courbes de lumière

Le satellite Hinode est important dans cette étude, car il est le seul à avoir fourni des données dans plusieurs longueurs d'onde. Malheureusement, seules 5 à 6 images ont pu être prises lors de la phase d'entrée par longueur d'onde.

La détermination du facteur f n'a pas pu être établie de la même façon que pour les données SDO. Le transit n'ayant pas été couvert dans sa globalité je n'avais pas accès aux instants des premier et second contacts pour déterminer le facteur f par la formule Eq. 4.1. J'ai du procéder différemment. La Fig. 4.13 montre une image du satellite Hinode, Vénus a été fittée par un cercle ainsi que la surface du Soleil afin de déterminer la proportion de la planète sur le disque solaire, la partie a est à l'extérieur tandis que la partie b se situe sur le Soleil. Avec ces informations, il est possible de calculer le facteur f en prenant la Fig. 4.3 comme référence.

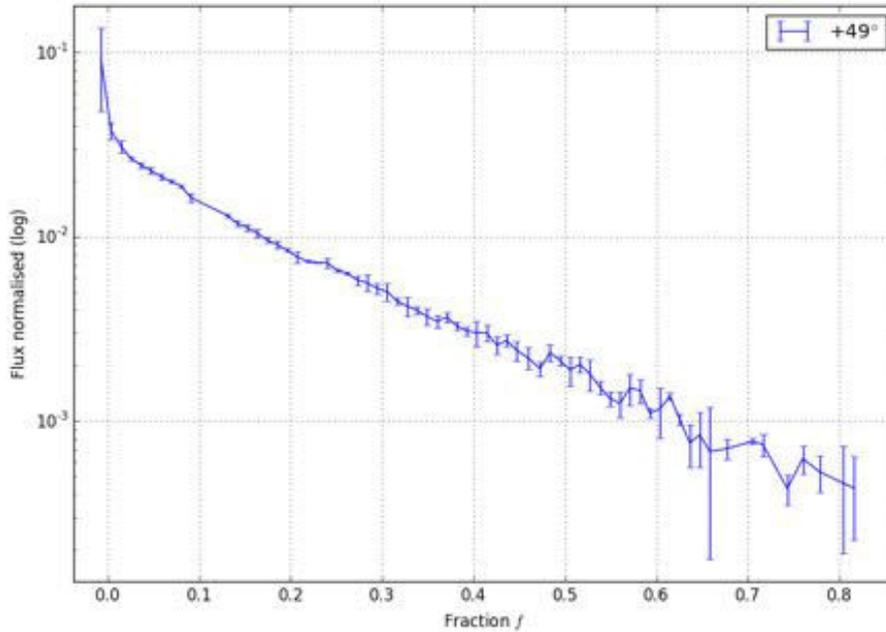


Figure 4.10 – Courbe de lumière avec les données nettoyées pour la latitude $+49^\circ$ (données SDO).

La Fig. 4.14 montre à la latitude $+49^\circ$ la comparaison en longueur d'onde des deux satellite (SDO/Hinode). Les longueurs d'onde montrent une chromaticité de l'atmosphère — UV (388 nm), Bleu (450 nm), Vert (550 nm) et Rouge (638 nm) — la longueur d'onde $\lambda = 397$ nm (bande du Ca II) présente un flux plus important, sur les images présent dans cette longueur d'onde, la luminosité des éjectas de matière coronale est du même ordre de grandeur que la luminosité de l'auréole. Les deux flux extraient sont indissociables par la méthode développée (approche gaussienne). Cette longueur d'onde ne sera donc pas retenue pour les comparaisons entre les deux satellites. Comme la figure l'indique, le flux des données Hinode est toujours inférieur à celui de SDO. Cette différence s'explique par le fait que les satellites n'ont pas la même orbite. En prenant la même orientation pour la planète, le Soleil est légèrement basculé sur les données Hinode comparé à SDO ce qui implique qu'à latitude équivalente sur Vénus le satellite ne reçoit pas la même quantité de flux.

Le peu de points disponibles ne permet pas au modèle de converger de façon systématique vers un résultat "final" (le faible nombre de points ne permet pas de contraindre le nombre de paramètres libres). Afin de pallier ce problème, je me suis servi des données SDO que j'ai recalibrées sur les données Hinode. Le flux des données SDO a été diminué afin de reproduire les données Hinode à latitudes équivalentes. Cette méthode m'a permis d'obtenir une courbe de lumière en fonction de la longueur d'onde en couplant les deux jeux de données.

4.3.5.2 Chromaticité

La Fig. 4.15 montre une séquence de quatre positions de Vénus vue par le satellite *Hinode* qui sont $f = 0.2, 0.17, 0.14$ et 0.11 . L'auréole révèle une atmosphère chromatique, lorsque la longueur d'onde λ augmente (388→638 nm) le flux de l'auréole

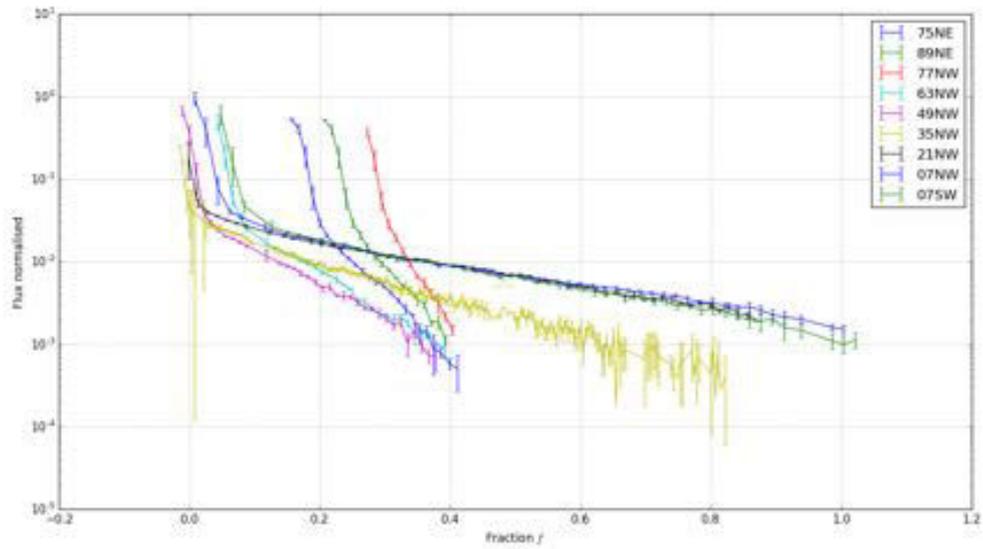


Figure 4.11 – Jeu de courbes de lumière des données SDO couvrant l’auréole durant la phase d’*ingress*, les courbes sont espacées de 14° .

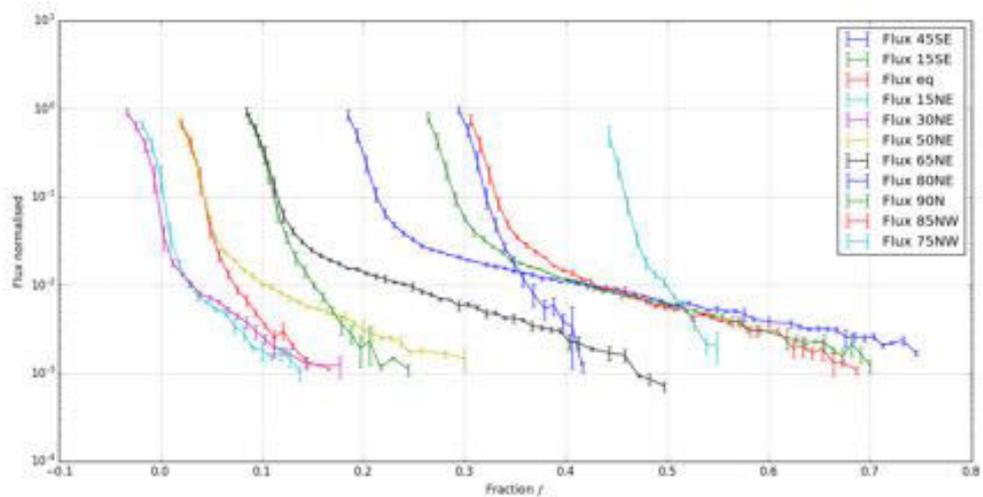


Figure 4.12 – Jeu de courbes de lumière des données SDO couvrant l’auréole durant la phase d’*egress*.

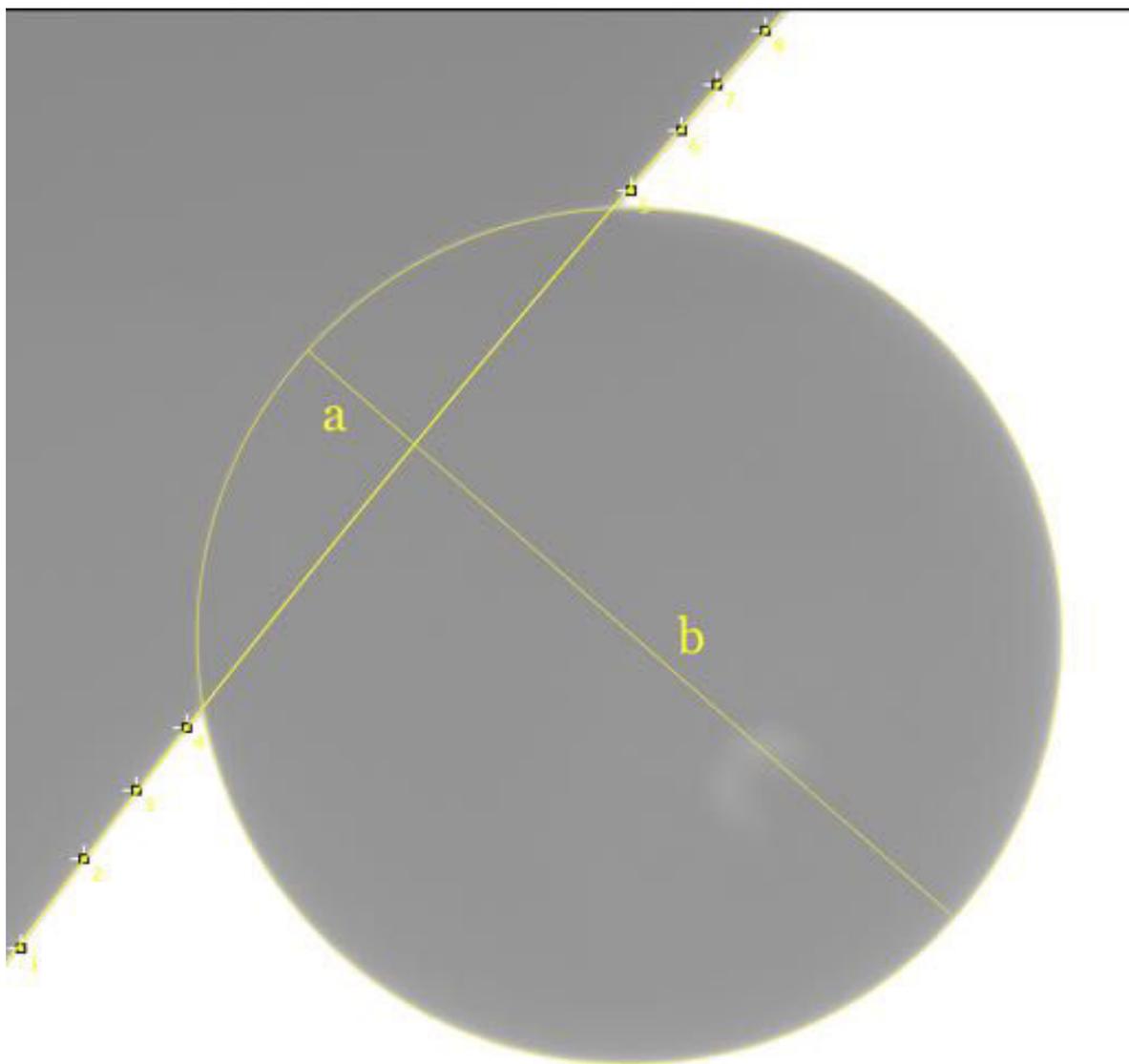


Figure 4.13 – Détermination du facteur f pour les images d’Hinode $f = \frac{a}{a+b}$

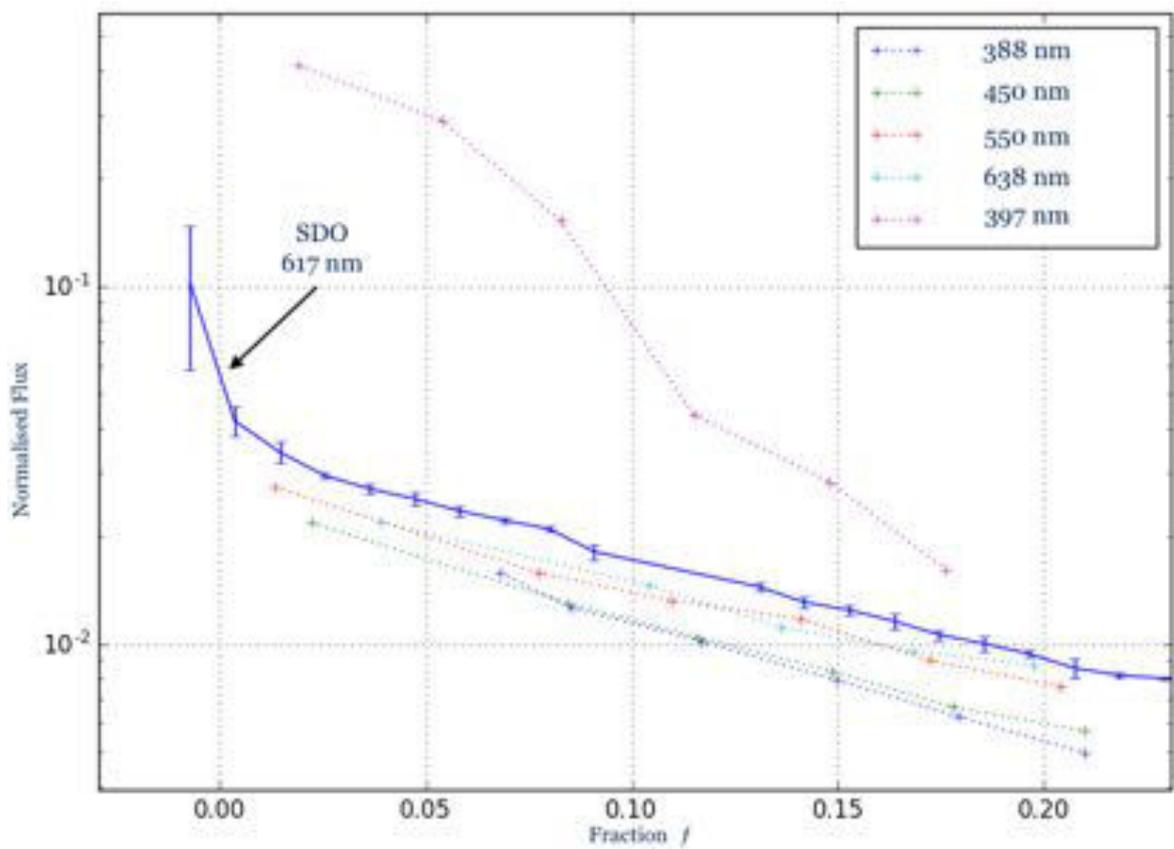
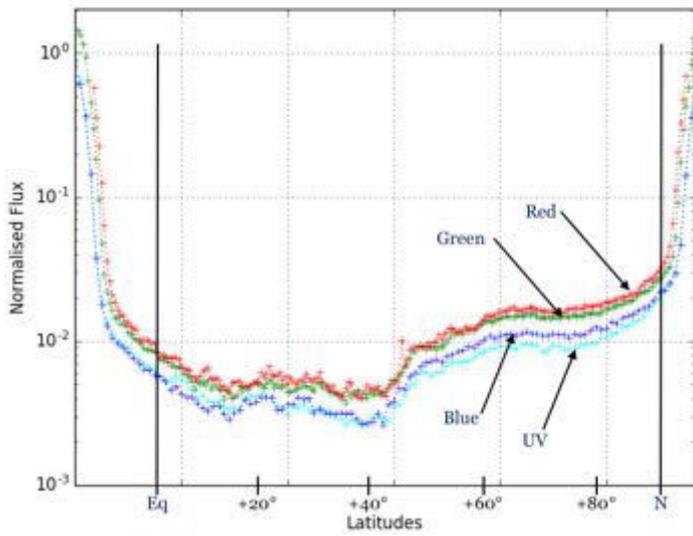


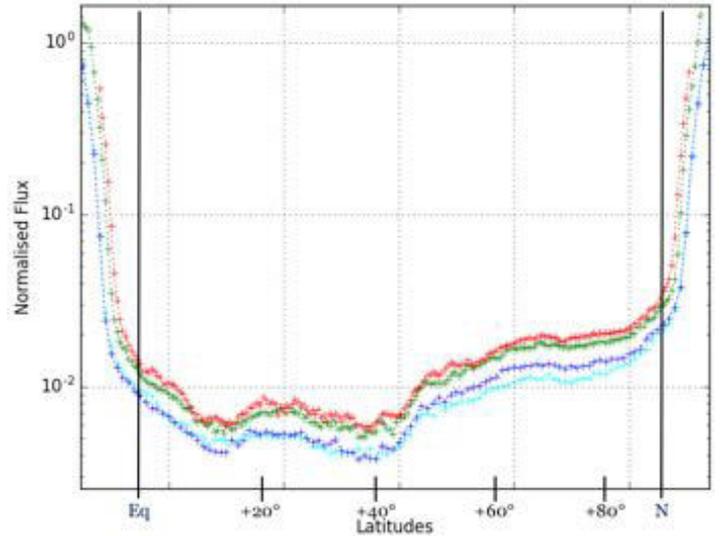
Figure 4.14 – Courbe de lumière pour la latitude $+49^\circ$, comparaison entre les longueurs d'onde du satellite Hinode $\lambda = 388, 450, 550, 638$ et 397 nm et SDO $\lambda = 617$ nm

augmente. À partir de $\sim +50^\circ$ le flux de l'auréole augmente, et ce pour l'ensemble des longueurs d'onde ce qui implique une diminution significative de l'altitude où $\tau = 1$ à partir de cette latitude jusqu'à la zone polaire (repère Vénusien).

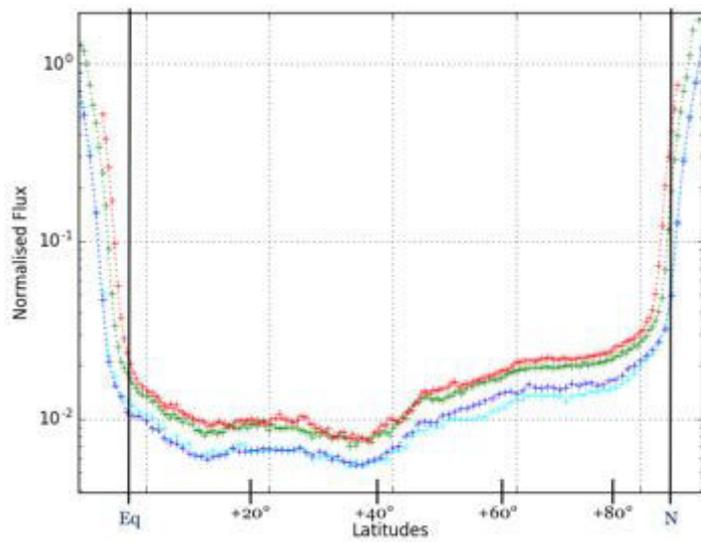
La figure montre également un rétrécissement de l'auréole en fonction de la position. Effectivement, lorsque le facteur f diminue, Vénus est de plus en plus superposée au Soleil, la portion d'atmosphère de Vénus à l'extérieur du disque solaire diminue également ce qui induit une diminution latitudinale de l'auréole. À la position $f = 0.2$ 120 latitudes sont présentes alors qu'à la position $f = 0.11$ l'auréole n'est plus constituée que de 80 éléments de latitude.



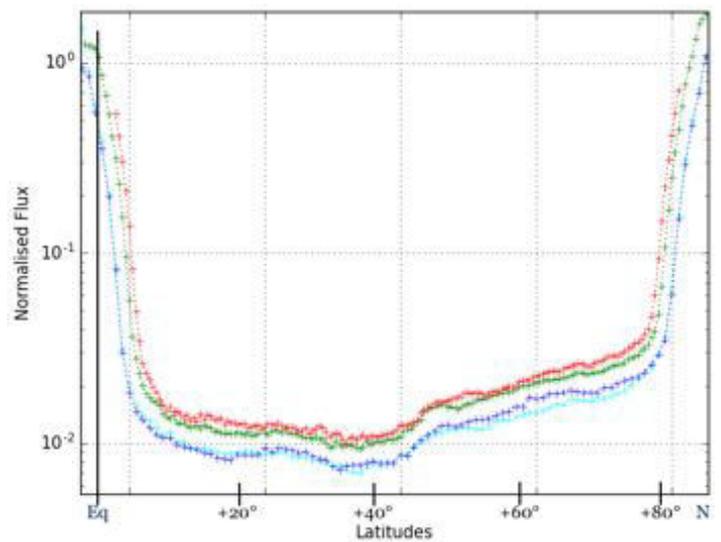
(a) Auréole pour la position $f = 0.2$



(b) Auréole pour la position $f = 0.17$



(c) Auréole pour la position $f = 0.14$



(d) Auréole pour la position $f = 0.11$

Figure 4.15 – Chromaticité vue par le satellite *Hinode*, les courbes représentent l'aurole pour les longueurs d'onde : cyan = UV (388 nm), bleu (450 nm), vert (550 nm) et rouge (638 nm) à toutes les latitudes durant la phase d'*ingress*

Chapitre 5

Modélisation de l'auréole en 2012

Sommaire

5.1	Approche de Baum et Code (application)	107
5.1.1	Modèle isotherme à une couche	107
5.1.2	Modèle isotherme à trois couches	114
5.2	Modèle multicouches	116
5.2.1	Échelle des aérosols vs $\tau = 1$	116
5.2.2	Modèle direct multicouches	116
5.2.3	Modèle multicouche inverse	118
5.2.4	Cartes de température au terminateur <i>ingress/egress</i>	125
5.3	Comparaison des bandes spectrales	129
5.3.1	Méthode	129
5.3.2	Résultats	130

5.1 Approche de Baum et Code (application)

5.1.1 Modèle isotherme à une couche

5.1.1.1 Premiers tests

5.1.1.1.1 Modèle isotherme direct

Les premiers tests ont été effectués via le modèle direct du modèle isotherme à une couche. La Fig. 5.1 montre le flux théorique calculé pour l'auréole à une latitude (+49°) avec comme échelle de hauteur $H = 3.0$ km et un Δr variant dans un intervalle de 15.5 km à 29.5 km, rappelons que $\Delta r = r_{1/2} - r_{\tau=1}$ avec $r_{\tau=1} = 80$ km. Lorsque le Δr est faible le flux lumineux parvenant jusqu'à l'observateur est important, l'auréole sera visible très tôt lors du transit. À l'inverse, lorsque le Δr est élevé le flux lumineux arrivant à l'observateur est faible, l'auréole ne sera visible qu'à une position de Vénus proche du Soleil.

5.1.1.1.2 Modèle isotherme inverse

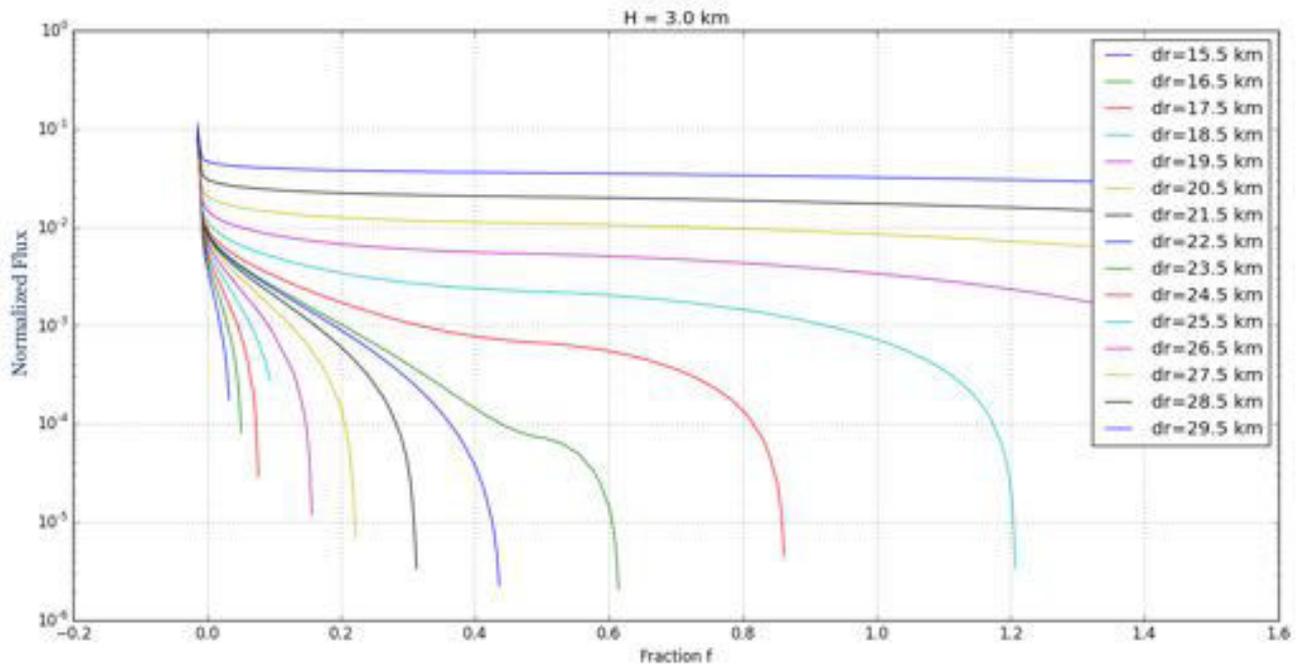


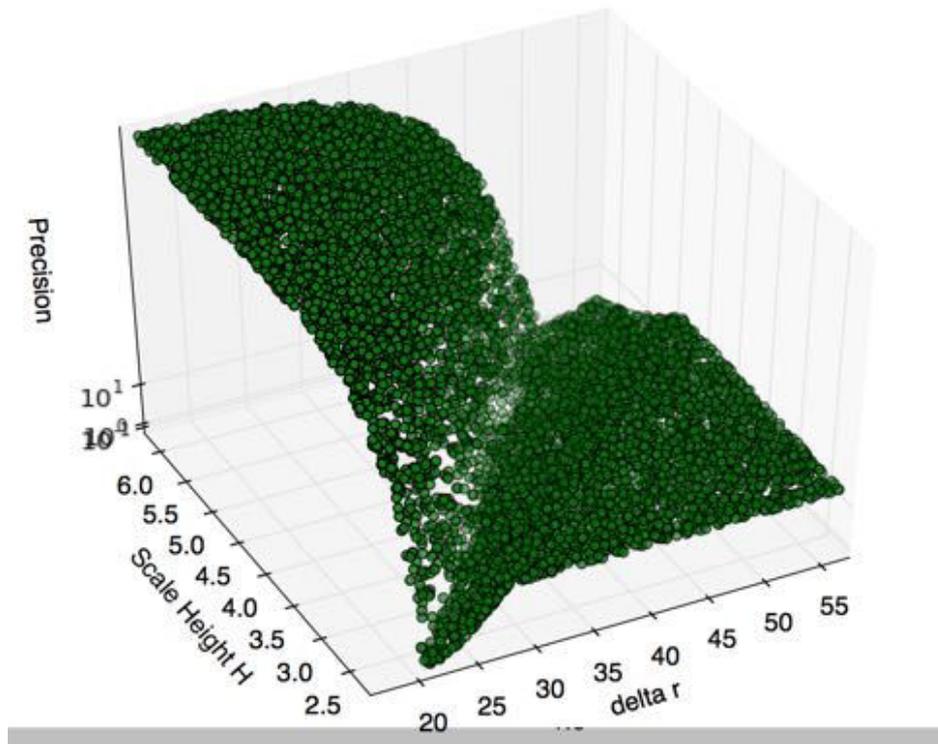
Figure 5.1 – Premiers tests de calcul de la luminosité de l’auréole pour $H = 3$ km et $\Delta r = 15.5, 16.5, 17.5, 18.5, 19.5, 20.5, 21.5, 22.5, 23.5, 24.5, 25.5, 26.5, 27.5, 28.5$ et 29.5 km

La Fig. 5.2 montre le résultat du modèle inverse isotherme pour un cas théorique (partie *MCMC* de la Fig. 3.9). Les deux représentations 3D correspondent à une map d’exploration des paramètres pour l’intervalle $H = 4.5 \pm 2$ km et $\Delta r = 40 \pm 20$ km (chaque point est le résultat d’une simulation d’un couple $(H, \Delta r)$). L’axe z est l’accord de la courbe de lumière synthétique avec les données réelles (χ^2), chaque point représente une simulation pour un couple de paramètres $(H, \Delta r)$. Le résultat est important, car il montre une "vallée" de possibilités où l’accord avec la courbe synthétique est la plus faible ce qui induit une dégénérescence des paramètres (voir §5.1.1.2). La figure montre également que le modèle ne reproduit pas les données lorsque les paramètres $(H, \Delta r)$ sont dans les extrêmes opposés. La vallée présente également une dépression minimale en son centre qui remonte vers les extrémités.

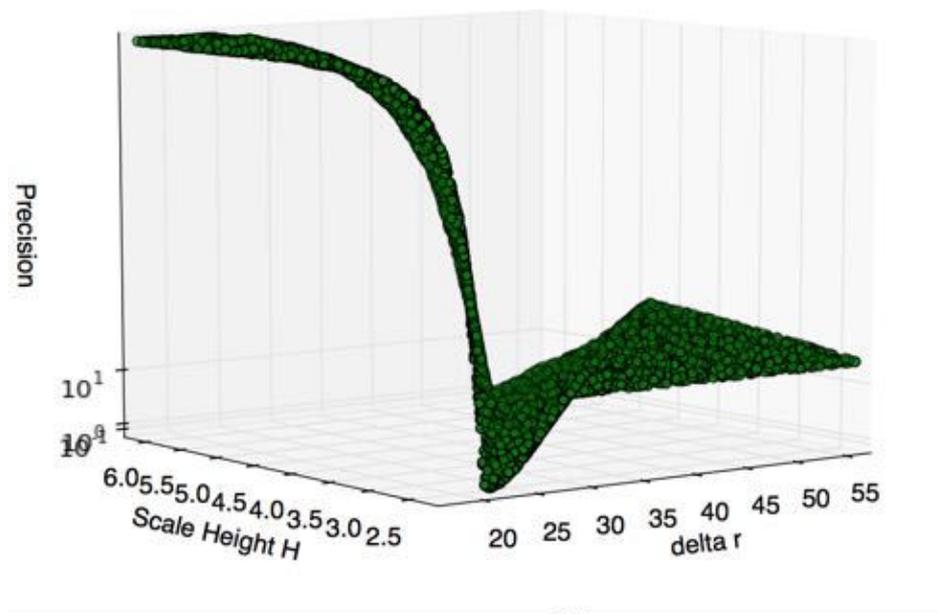
5.1.1.2 Exploration de l’auréole : phase *ingress*

Après la validation du modèle sur des données théoriques, j’ai utilisé le modèle sur les données réelles (courbes de lumière) afin de déterminer les paramètres $(H, \Delta r)$ pour l’atmosphère de Vénus. L’étude avec le modèle isotherme inverse ne fut réalisée que pour la partie *ingress* du transit.

La Fig. 5.3 représente des résultats en fonction de la latitude. Six courbes de lumière avec les flux calculés à partir des simulations sont présentées pour les latitudes $+15^\circ, +25^\circ, +31^\circ, +49^\circ, +60^\circ$ et $+70^\circ$. Ce panel non exhaustif permet d’avoir une représentation du comportement de l’auréole ainsi que du flux modélisé. La figure montre que pour les latitudes basses ($+15^\circ$ à $+31^\circ$ ici) le modèle reproduit assez correctement les données hormis pour les f très faibles (< 0.1). Le flux de la simulation reproduit correctement la tendance de la queue de la courbe (partie bruitée pour $f > 0.35$). À partir de la latitude $+45^\circ$ le modèle a des difficultés à reproduire le flux pour $f > 0.4$,



(a)



(b)

Figure 5.2 – Map 3D représentant l'ensemble des paramètres explorés par l'étape du MCMC du modèle inverse Baum et Code à une couche. La taille de la grille correspondant à une variation de l'échelle de hauteur, $H = 4.5 \pm 2$ km et $\Delta r = 40 \pm 20$ km

le flux calculé est plus important que le flux mesuré. Les courbes à $+49^\circ$, $+60^\circ$ et $+70^\circ$ montrent une bonne reproductibilité des données pour la partie $0 \leq f \leq \sim 0.42$.

Lors de l'analyse finale, l'altitude du $\tau = 1$ a été changée manuellement dans le modèle inverse en fonction de la latitude. L'altitude a été déterminée via une approximation par paliers d'un ellipsoïde en prenant l'altitude minimum au niveau du pôle Nord ($r_{\tau=1} = 86$ km, valeur déterminée manuellement, meilleure simulation du modèle inverse) et l'altitude maximum à l'équateur ($r_{\tau=1} = 100$ km, différence de 14 km entre le pôle et l'équateur [Wilquet et al. (2009, 2012)]). Cette altitude est visible sur la Fig. 5.5 (courbe bleue).

La Fig. 5.4 montre la dispersion de simulations effectuées pour les latitudes précédentes. Le modèle a effectué dix simulations par latitudes (cinq pour la latitude $+49^\circ$). Ces figures montrent la dispersion maximale des paramètres (H , Δr) représentée par la barre d'erreur. La valeur R_{value} est le coefficient de linéarité et représente l'écart des points par rapport à une droite linéaire, un coefficient de 1 équivaut à un alignement parfait. Les valeurs pour l'ensemble des latitudes sont supérieures à 0.99. Cette dispersion est la vallée donnée par la Fig. 5.2.

Les températures calculées (Eq. 5.1) pour les paramètres (H , Δr) à chaque latitude sont représentées par la Fig. 5.5.

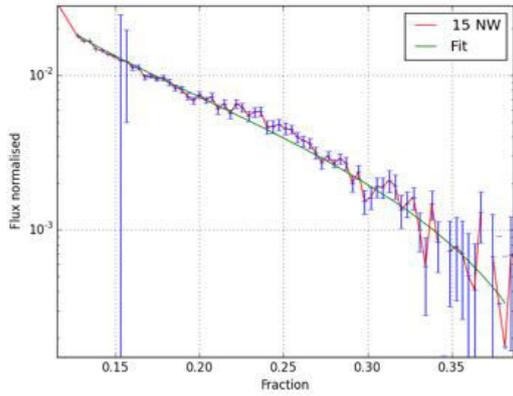
$$T = \frac{\mu(z)g(z)H(z)}{R} \quad (5.1)$$

où T est la température à l'altitude z qui représente la variable $r_{1/2}$ à un facteur d'échelle près, μ est la masse moléculaire de l'atmosphère, g est la gravité, H est l'échelle de hauteur de l'atmosphère et R est la constante des gaz parfaits.

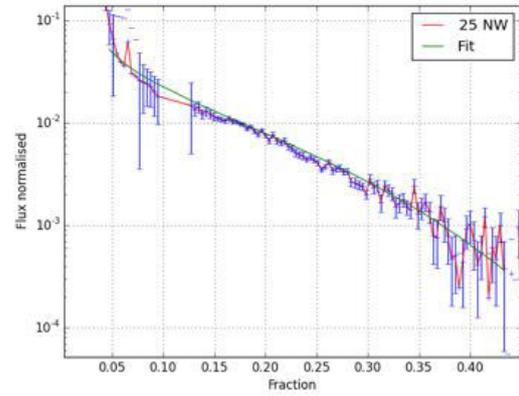
La barre d'erreur provient de la variation déterminée par le MCMC du modèle inverse isotherme, elle a été arrondie à ± 10 K. Il est difficile de comparer ces températures avec la littérature, peu d'études donnent des températures pour les altitudes $\sim 175 \leq z \leq \sim 200$ km. Cependant, des mesures ont été effectuées par les sondes spatiales et sont données par Hedin et al. (1983); Keating et al. (1985).

Dans Keating et al. (1985), les auteurs donnent des résultats à la latitude $+16^\circ$, la température du modèle VIRA à cette latitude est de 217 K au terminateur. La température déterminée pour nos données est de $\sim 249 \pm 10$ K. Ce qui indique une différence de 30 K. La température pourrait être en accord avec les données mais l'échelle de hauteur H vaut 12.5 km ce qui n'est pas représentatif et non physique.

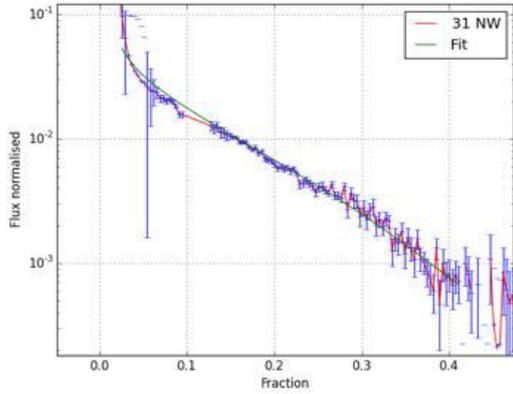
L'extraction n'a été effectuée que pour la phase d'ingress. Les résultats des simulations pour les hautes latitudes ne sont pas concluants. Les valeurs de l'échelle de hauteur H déterminées par le modèle inverse isotherme ($10 < H < 25$ km) n'étant pas physiques pour l'atmosphère de Vénus, cette approche a donc été écartée et remplacée par une approche à trois couches isothermes.



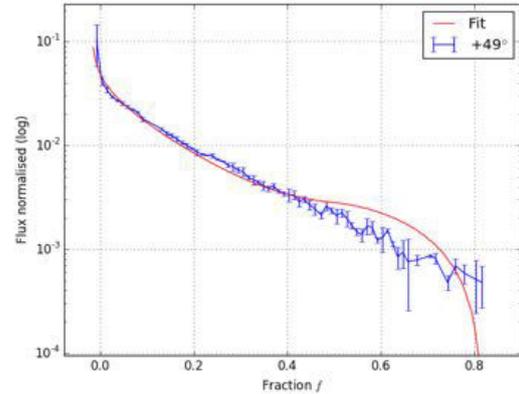
(a) Courbe de lumière (ligne rouge avec points bleus) et meilleure simulation (courbe verte) pour la latitude $+15^\circ$ pour les paramètres $H = 13.4$ km, $r_{1/2} = 163.9$ km avec $r_{\tau=1} = 97$ km



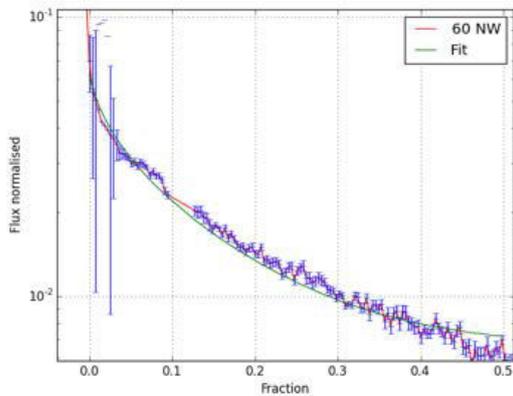
(b) Courbe de lumière (ligne rouge avec points bleus) et meilleure simulation (courbe verte) pour la latitude $+25^\circ$ pour les paramètres $H = 18.4$ km, $r_{1/2} = 195.2$ km avec $r_{\tau=1} = 100$ km



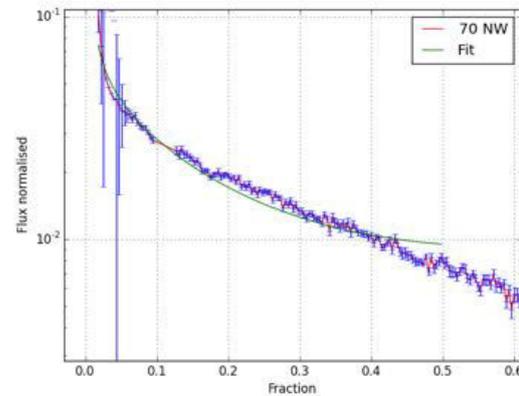
(c) Courbe de lumière (ligne rouge avec points bleus) et meilleure simulation (courbe verte) pour la latitude $+31^\circ$ pour les paramètres $H = 17.1$ km, $r_{1/2} = 189.7$ km avec $r_{\tau=1} = 96.5$ km



(d) Courbe de lumière (courbe bleue) et meilleure simulation (courbe rouge) pour la latitude $+49^\circ$ pour les paramètres $H = 16.3$ km, $r_{1/2} = 189.9$ km avec $r_{\tau=1} = 94$ km

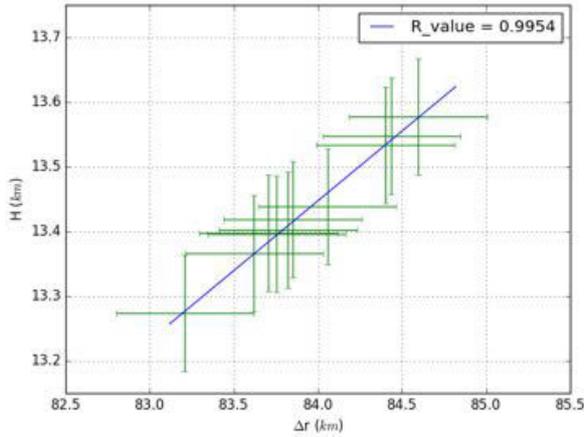


(e) Courbe de lumière (ligne rouge avec points bleus) et meilleure simulation (courbe verte) pour la latitude $+60^\circ$ pour les paramètres $H = 15.9$ km, $r_{1/2} = 192.5$ km avec $r_{\tau=1} = 91$ km

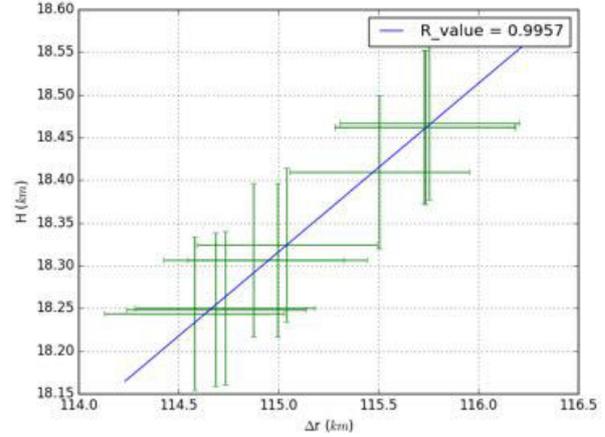


(f) Courbe de lumière (ligne rouge avec points bleus) et meilleure simulation (courbe verte) pour la latitude $+70^\circ$ pour les paramètres $H = 18.2$ km, $r_{1/2} = 206.1$ km avec $r_{\tau=1} = 86$ km

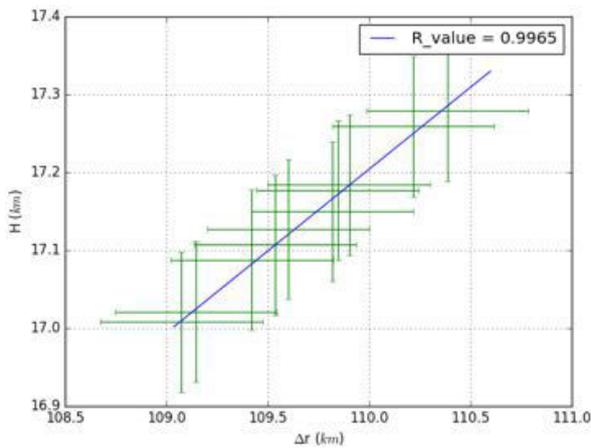
Figure 5.3 – Résultats d'un échantillon de modélisations de la méthode de Baum et Code à une couche durant l'ingress



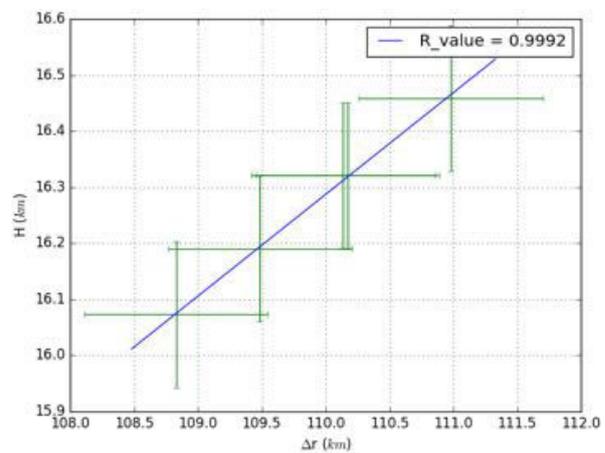
(a) Dispersion des résultats pour la latitude $+15^\circ$. Résultats de 10 simulations qui mettent en évidence une corrélation linéaire ($R_{value} = 0.9954$) entre le $r_{1/2}$ et l'échelle de hauteur H



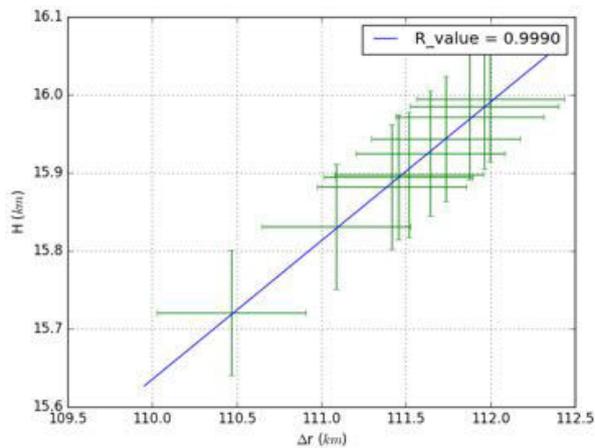
(b) Dispersion des résultats pour la latitude $+25^\circ$. Résultats de 10 simulations qui mettent en évidence une corrélation linéaire ($R_{value} = 0.9957$) entre le $r_{1/2}$ et l'échelle de hauteur H



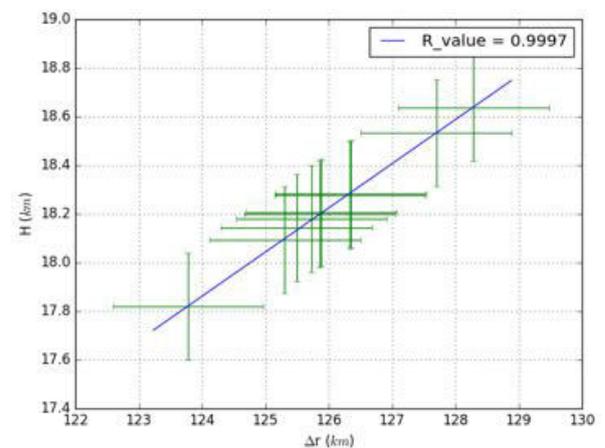
(c) Dispersion des résultats pour la latitude $+31^\circ$. Résultats de 10 simulations qui mettent en évidence une corrélation linéaire ($R_{value} = 0.9965$) entre le $r_{1/2}$ et l'échelle de hauteur H



(d) Dispersion des résultats pour la latitude $+49^\circ$. Résultats de 5 simulations qui mettent en évidence une corrélation linéaire ($R_{value} = 0.9992$) entre le $r_{1/2}$ et l'échelle de hauteur H



(e) Dispersion des résultats pour la latitude $+60^\circ$. Résultats de 10 simulations qui mettent en évidence une corrélation linéaire ($R_{value} = 0.9990$) entre le $r_{1/2}$ et l'échelle de hauteur H



(f) Dispersion des résultats pour la latitude $+70^\circ$. Résultats de 10 simulations qui mettent en évidence une corrélation linéaire ($R_{value} = 0.9997$) entre le $r_{1/2}$ et l'échelle de hauteur H

Figure 5.4 – Dispersion des résultats de l'étape MCMC de la méthode de Baum et Code inverse (une couche isotherme). Les barres d'erreur des points représentent la dispersion des paramètres ($H, \Delta r$) des dix simulations.

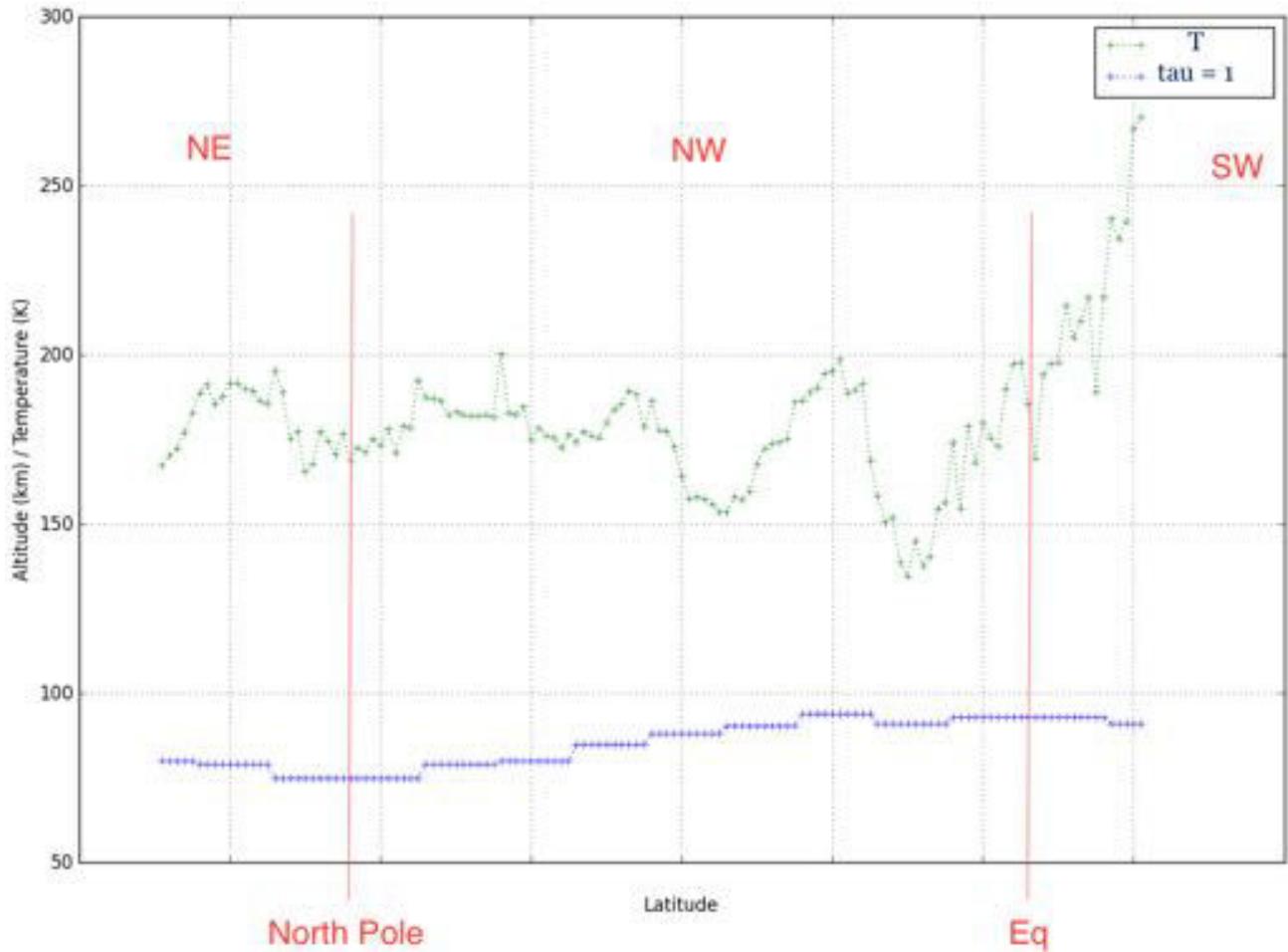


Figure 5.5 – Courbe de température obtenue pour les paramètres (H , Δr) dans le modèle isotherme simple (§5.1.1). La courbe bleue représente l'altitude du $\tau = 1$.

Paramètres et résultats du modèle isotherme à trois couches						
Altitude (km)	$\mu_{SOIR}(r)$	$T_{SOIR}(K)$	$g(r)(m\ s^{-2})$	H_{BC} (km)	Δr (km)	$T(K)$
94-116	43.22	243±12	8.56	4.8±0.5	38.0±2.5	214±10
116-135	42.12	141±12	8.51	3.0±0.5	47.1±2.5	129±10
135-160	35.55	209±24	8.45	4.8±0.5	73.0±2.5	173±10

Table 5.1 – Résultats du modèle à trois couches pour la latitude +49° (terminateur côté matin). Le poids moléculaire et la température T_{SOIR} sont dérivés d’après les données obtenues durant l’orbite 2238, et correspondants à l’altitude moyenne de chaque couche. La valeur de la gravité de surface $g(r)$ est également déterminée. Notre modèle adopte les valeurs H_{BC} pour l’échelle de hauteur, dérivées par des approches linéaires comme le montre la Fig. 5.6a. Le $r_{1/2}$ est dérivée d’après la meilleure simulation du modèle isotherme à trois couches (Fig. 5.6b). La température dans la colonne finale est obtenue grâce à l’échelle de hauteur H_{BC} de chaque couche.

5.1.2 Modèle isotherme à trois couches

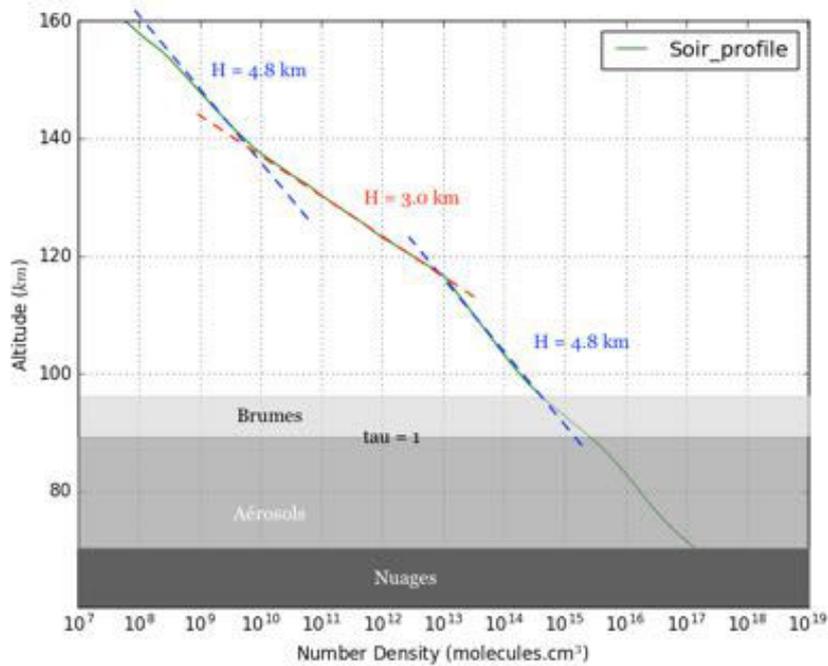
L’étape suivante fut de modifier le modèle afin qu’il prenne en compte trois couches concentriques comme introduit dans la section §3.6.2. Les échelles de hauteur H peuvent être déterminées grâce au profil vertical en densité de VEx/SOIR mesuré lors du transit à la latitude +49.33°. La Fig. 5.6a montre l’approche linéaire pour déterminer les échelles de hauteur ainsi que l’altitude des trois couches. Le choix de cette première approche était de déterminer si les fluctuations de densité avec une résolution verticale importante étaient déterminantes pour le flux de l’auréole.

L’analyse du profil vertical de densité (Fig. 5.6a) a permis de déterminer une première échelle de hauteur $H = 4.8$ km sous 116 km, la seconde où $H = 3.0$ km (116-135 km) et la troisième avec $H = 4.8$ km (135-160 km). Chaque couche a le comportement d’une couche isotherme (H est constante dans la couche).

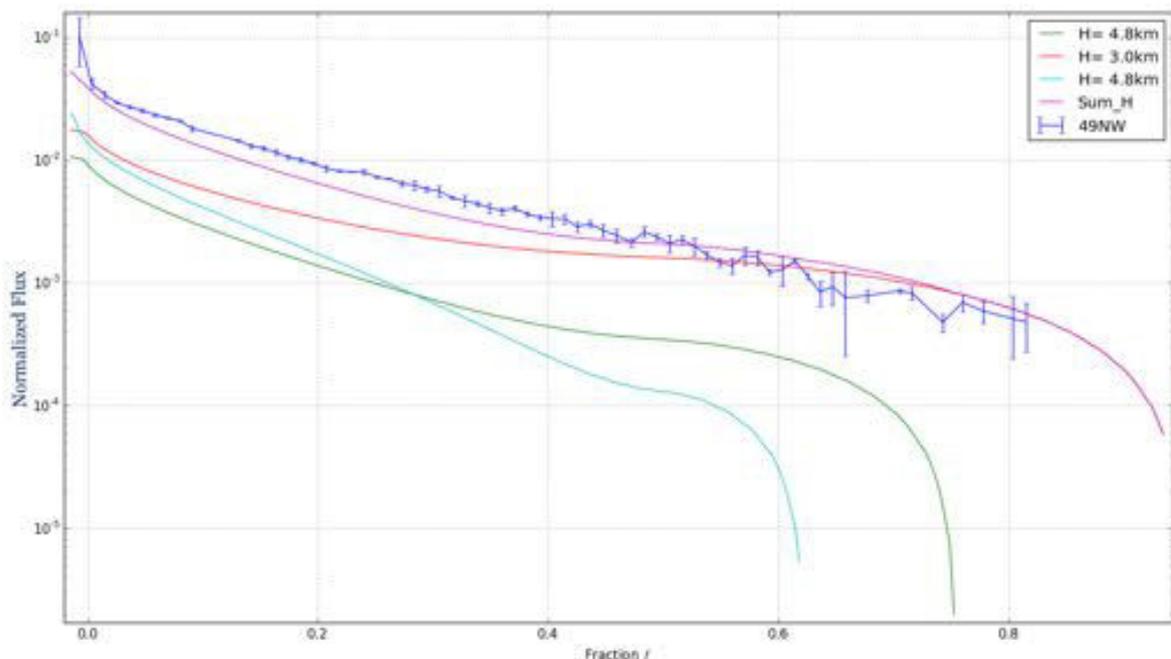
Les simulations (modèle inverse isotherme) ont été effectuées en fixant l’échelle de hauteur H et laissant libre le Δr_i en prenant les couches séparément. L’échelle de hauteur des aérosols (Eq. 3.27, [Wilquet et al. (2012)]) est fixée à $H_\tau = 5.8$ km ($k_\tau = 0.5$ km) et l’altitude du $\tau = 1$ est de $r_{\tau=1} = 94.0$ km

Nos résultats (Table 5.1, Fig. 5.6b) montrent que, potentiellement, la couche intermédiaire pourrait jouer un rôle dominant dans la phase de faible luminosité de l’auréole (f élevée). Il faut noter aussi que les valeurs de $r_{1/2}$ de chaque couche sont purement conventionnels, car ils se trouvent en dehors de l’intervalle d’altitudes de la couche correspondante.

On constate aussi que l’ajustement global n’arrive pas être complètement satisfaisant ($\chi^2 \sim 100$, Table 5.2). Pour cette raison, on préfère écarter cette approche et se consacrer à un modèle multicouches, dans lequel on traite explicitement la deviation des rayons lumineux en fonction des variations verticales de réflectivité.



(a) Profil vertical de densité moléculaire mesurée par SOIR à la latitude $+49.33^\circ$. Trois couches principales sont présentes au-dessus des nuages (ici $r_\tau \sim 86$ km). La pente d'un fit linéaire sur les trois segments principaux amène à trois échelles de hauteur, $H_1 = 4.8$ km pour les altitudes sous 116 km, $H_2 = 3.0$ km (116 à 135 km), et $H_3 = 4.8$ km (135 à 160 km).



(b) Résultat du modèle à trois couches Baum et Code. Modélisation pour les couches déterminées par la Fig. 5.6a.

Figure 5.6 – Études de la structure à trois couches de Vénus déterminée par le profil vertical de densité moléculaire mesurée par l'instrument SOIR sur VEx.

Comparaison des modèles numériques	
Modèle	χ^2
Isotherme 1 couche	~ 21
Isotherme 3 couches	~ 100
Direct multicouche	~ 9

Table 5.2 – Valeurs de χ^2 correspondant à la comparaison entre le flux théorique calculé et la courbe de lumière à la latitude $+49^\circ$ pour les modèles isothermes à 1 et 3 couches ainsi que le modèle direct multicouche.

5.2 Modèle multicouches

5.2.1 Échelle des aérosols vs $\tau = 1$

La Fig. 5.7 montre la variation du flux lumineux calculé pour le profil vertical de densité mesuré par SOIR. La Fig. 5.7a montre la variation de l'échelle de hauteur des aérosols H_{aero} à une altitude $r_{\tau=1} = 85.8$ km fixe. La Fig. 5.7b montre la variation de l'altitude $\tau = 1$ à $H_{aero} = 4.8$ km fixe.

La variation de H_{aero} de ~ 3 km (Fig. 5.7a) montre une variation d'un facteur ~ 5 sur la luminosité du flux de l'auréole. En comparaison, une fluctuation de 10 km sur l'altitude du $\tau = 1$ implique une variation d'un facteur 20 sur la luminosité de l'auréole. La comparaison des deux images permet de visualiser que le flux n'est pas impacté de la même façon selon les deux paramètres. Dans le cas où H_{aero} varie, le flux ne présente une variation effective que pour $f > 0.3$ alors que lorsque l'altitude du $\tau = 1$ varie, l'intégralité de la courbe est affectée ($f > 0.05$).

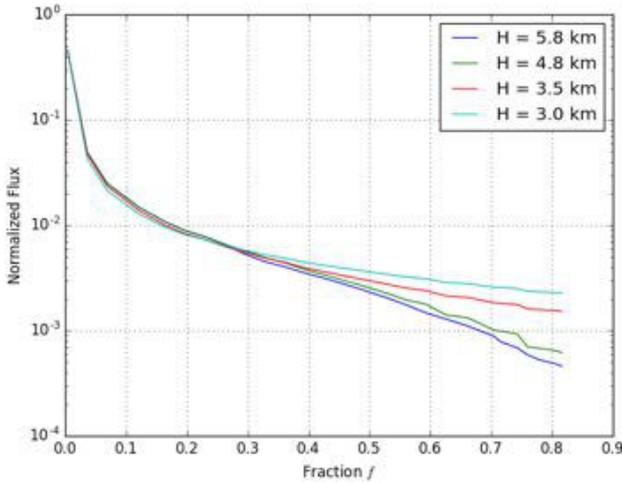
Cette comparaison permet de montrer que l'échelle de hauteur des aérosols H_{aero} peut être fixée lors des simulations car son impact sur la courbe de flux est moindre comparé à la variation de l'altitude du $r_{\tau=1}$. L'extinction le long de ligne de visée est plus influente sur le calcul du flux que l'absorption verticale des aérosols.

5.2.2 Modèle direct multicouches

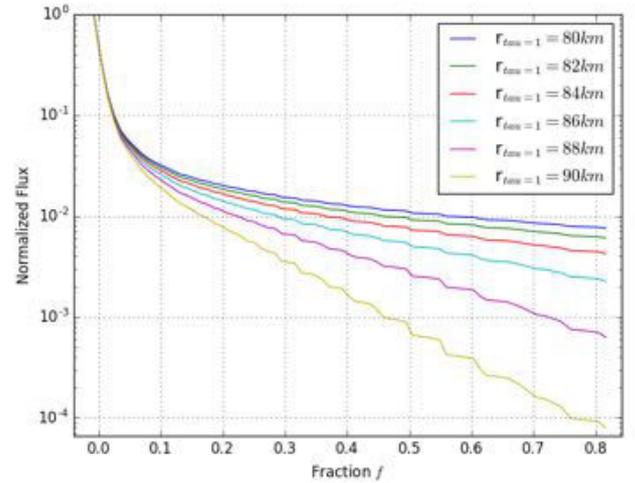
En représentant l'atmosphère en plusieurs couches, dont l'extension verticale est plus petite que l'échelle de hauteur typique, nous voulons tester si une meilleure reproductibilité de la photométrie, se rapportant au modèle à trois couches, pouvait être obtenue. Ce qui permet d'étudier la sensibilité de la photométrie de l'auréole aux faibles fluctuations du profil vertical de température.

Afin d'intégrer l'Eq. 3.22 nous discrétisons l'atmosphère en un ensemble de m couches atmosphériques d'épaisseur identique. Dans notre cas, $m=400$ et l'épaisseur est $\delta r=400$ m. À chaque couche est associée une réfractivité $\nu(r)$. En considérant une atmosphère pure en CO_2 , on calcule la réfractivité $\nu(r) = K \cdot n(r)$, où la réfractivité spécifique du CO_2 est $K = 1.67 \times 10^{-29} \text{ m}^3 \text{ molécule}^{-1}$. $n(r)$ est la densité fournie par SOIR suivant l'approche de Mahieux et al. (2012); Mahieux et al. (2015a).

Le cœur du calcul est l'application de l'Eq. 3.22 à toutes les couches, fournissant l'angle de réfraction total et l'atténuation associée. À partir de l'angle de réfraction,



(a) Flux calculé pour le profil vertical de densité mesuré par SOIR en faisant varier l'échelle de hauteur des aérosols $H_\tau = 3.0, 3.5, 4.8$ et 5.8 km à $\tau = 1$ fixe à l'altitude $r_{\tau=1} = 85.8$ km



(b) Flux calculé pour le profil vertical de densité mesuré par SOIR en faisant varier l'altitude du $\tau = 1$, $r_{\tau=1} = 80, 82, 84, 86, 88$ et 90 km avec l'échelle de hauteur des aérosols fixe à $H_\tau = 4.8$ km

Figure 5.7 – Comparaison entre la variation de l'altitude du $\tau = 1$ et de l'échelle de hauteur des aérosols H_{aero} . La présence de paliers est due au choix de la résolution verticale lors de l'intégration.

un rayon de lumière est suivi de l'observateur à la source, dans un plan contenant l'observateur, le centre de Vénus et le point du terminateur (Fig. 3.2) où la réfraction peut être analysée (à $+49^\circ$ dans notre cas). Si le rayon tombe sur la photosphère solaire, la contribution du flux correspondant (pondéré par ϕ) est considérée. Le facteur d'absorption des aérosols (Eq. 3.27) est aussi utilisé dans le modèle de transition entre l'atmosphère transparente à opaque.

En ajoutant la contribution de chaque couche, le flux théorique de l'auréole est obtenu. Le calcul est ensuite répété pour chaque f pour reconstruire l'intégralité de la courbe de lumière afin de la comparer aux observations de SDO/HMI.

Le résultat de cette procédure est donné par la Fig. 5.8a, où la courbe verte est le flux prédit par le modèle direct et la courbe bleue est la courbe de lumière obtenue pour les données SDO/HMI. Le résultat de la simulation du modèle direct est en remarquable accord pour des positions de $f > 0.08$ (la pente y est parfaitement reproduite). La Table 5.2 montre les différences de χ^2 entre les modèles. La valeur pour le modèle direct est inférieure à 10 ce qui est nettement plus faible que les modèles précédents.

L'altitude du $\tau = 1$ et l'échelle des aérosols sont obtenues de façon itérative par une minimisation des moindres carrés. Les valeurs correspondantes sont $r_\tau = 89.0$ km et $H_{aero} = 4.8$ km, respectivement. Effectivement, en prenant $H_{aero} = 5.8$ km [Wilquet et al. (2012)], le flux ne reproduisait pas parfaitement la pente des données. Le modèle direct a permis une détermination manuelle (changement de la valeur de H_{aero} à la main dans le code direct avec calcul du χ^2) de l'échelle de hauteur des aérosols $H_{aero} = 4.8$ km.

On peut également noter que pour $f < 0.08$ la luminosité de l'auréole est largement surestimée. Bien que cette portion de la courbe de lumière peut être marginalement affectée par la proximité du limbe solaire, rendant la mesure assez délicate, mon impression est que cette différence est réelle et peut probablement être attribuée à l'hypothèse d'une atmosphère pure en CO_2 . La Fig. 5.8b montre l'altitude du dernier rayon dévié parvenant à l'observateur contribuant à l'auréole, pour chaque valeur de f .

La Fig.5.9 montre le flux de l'auréole pour la latitude $+49^\circ$ en prenant en compte une dégénérescence ($\pm 2\sigma$) du profil vertical de densité mesuré par SOIR à partir de l'altitude 93 km. À cette altitude ($93 < z < 100$ km) le CO_2 est l'espèce dominante, la réflectivité des autres espèces n'affecte pas l'indice de réfraction de la couche, la différence de flux ne peut se faire que par une modification de la densité du CO_2 .

5.2.3 Modèle multicouche inverse

5.2.3.1 Profil vertical de densité

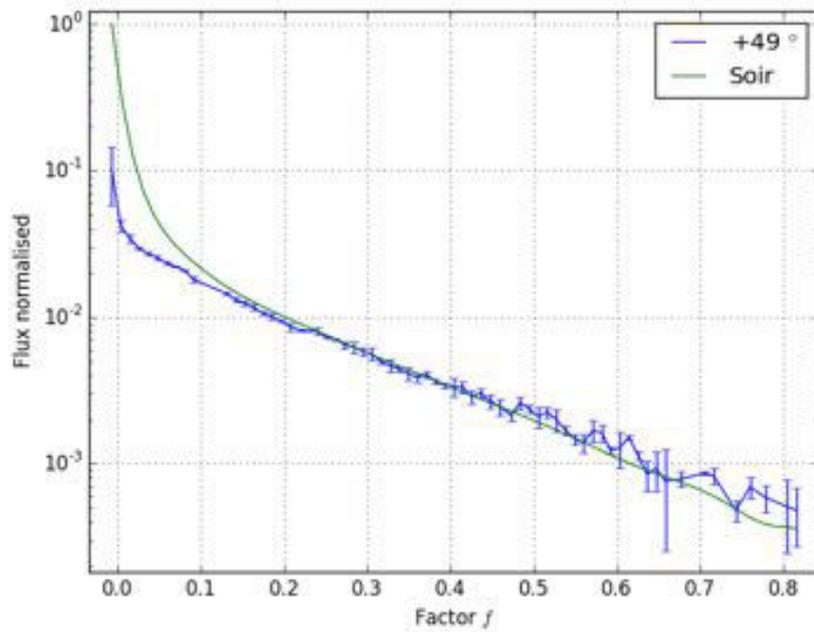
Le modèle multicouche inverse génère des profils verticaux de densité de façon itérative. Les Fig. 5.10 et 5.11 montrent un échantillon en latitude de 4 profils verticaux de densité obtenus pour les simulations de 4 latitudes pour la phase d'*ingress* et la phase d'*egress* (*ingress* : -10° , $+49^\circ$, $+80^\circ$ et $+85^\circ_E$; *egress* : $+80^\circ$, $+60^\circ_E$, $+10^\circ_E$ et -40°_E). Sur ces figures sont représentés les profils verticaux de densité moléculaire (molécules.cm^{-3}), la dispersion du *MCMC* qui donne le domaine de validité en pointillés ainsi que l'altitude du $\tau = 1$ représentée par la ligne horizontale.

Les 8 profils montrent une variation latitudinale de la densité de l'atmosphère. La dispersion du profil montre trois zones, la partie basse, sous l'altitude du $\tau = 1$ présente une dispersion importante qui augmente avec la profondeur, cette dispersion est due à l'absorption du flux par la fonction d'absorption (Eq. 3.27). La partie centrale est la plus contrainte, elle correspond aux couches supérieures à l'altitude $\tau = 1$ (~ 7 km), ces couches interviennent dans l'ensemble de la courbe de lumière (Fig. 5.8) ce qui permet une contrainte forte. La partie supérieure de la courbe correspond aux couches les plus hautes. Ces couches interviennent lorsque Vénus est quasiment superposée au Soleil.

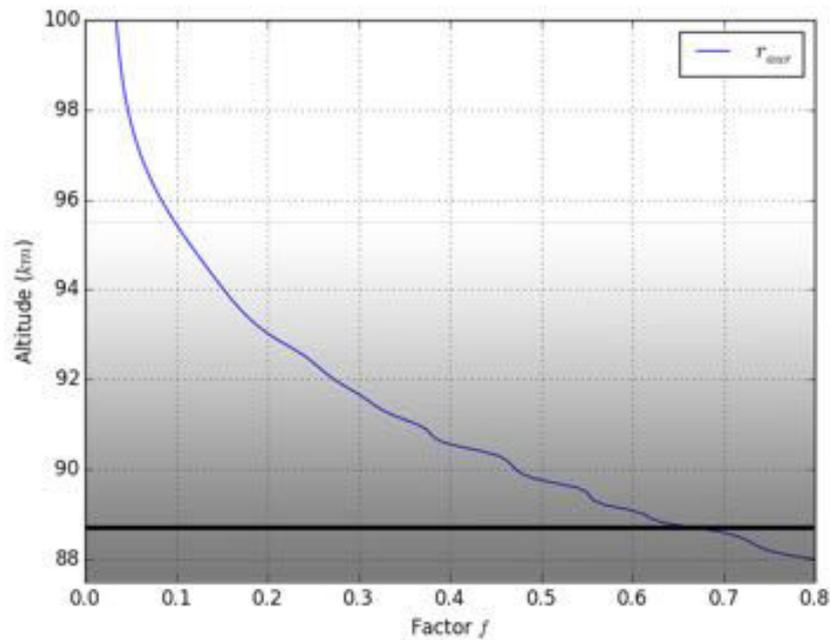
Ces profils ont permis de calculer un flux lumineux pour chaque position de Vénus (fraction f) comme expliqué dans l'introduction du modèle (§3.6.3). Un échantillon des courbes de lumière modélisées est donné dans les Fig. 5.12 et 5.13 pour l'*ingress* et l'*egress*, respectivement. Ces courbes montrent une reproductibilité quasi parfaite pour la phase d'*ingress* mais qui s'avère plus complexe pour l'*egress*, comme l'indique les valeurs de χ^2 données dans les légendes. Effectivement, la géométrie est différente entre l'entrée et la sortie du transit et les données étaient également plus difficiles à exploiter. La partie de la courbe où le flux augmente fortement (f faible) se voit difficilement reproduite dans les données de l'*egress*.

5.2.3.2 Profils de température

À partir de ces profils verticaux de densité ainsi que de l'équilibre hydrostatique, j'ai pu calculer les profils de température associées ainsi que leur domaine de validité. Les Fig. 5.14 et 5.15 montrent les températures pour les latitudes précédentes. Au regard



(a) Flux calculé à partir du profil vertical de densité mesuré par SOIR pour la latitude $+49^\circ$, avec l'échelle de hauteur des aérosols $H_{aero} = 4.8$ km, en utilisant le modèle multicouche direct.



(b) Altitude de la dernière couche explorée par l'aurole, en fonction de f (courbe bleue). L'altitude maximum correspond au dernier rayon dévié par l'atmosphère parvenant à l'observateur. Au-delà de cette altitude, la déviation par la réfraction est trop petite pour dévier la lumière solaire jusqu'à l'observateur à $+49^\circ$. Le gradient gris représente l'absorption de l'échelle de hauteur des aérosols ($H_{aero} = 4.8$ km) déterminée dans le modèle multicouche direct. La ligne noire représente l'altitude du $\tau = 1$.

Figure 5.8 – Résultat du modèle multicouche direct, détermination de l'échelle de hauteur des aérosols ainsi que de l'altitude maximale explorée par l'aurole.

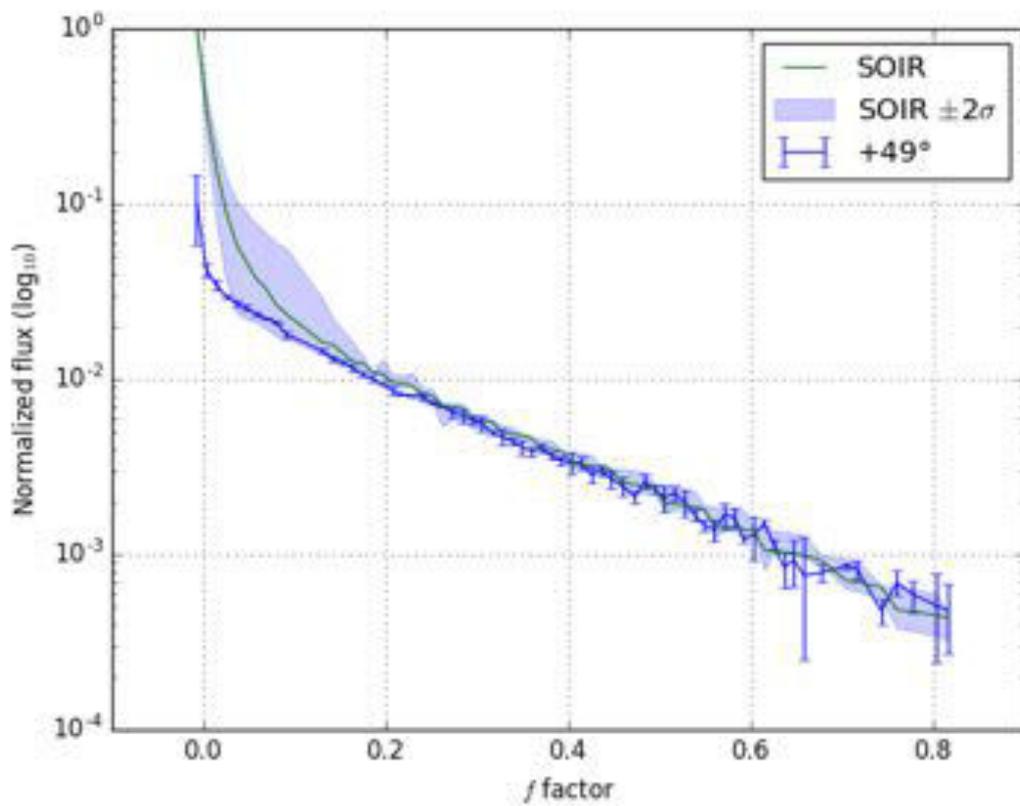
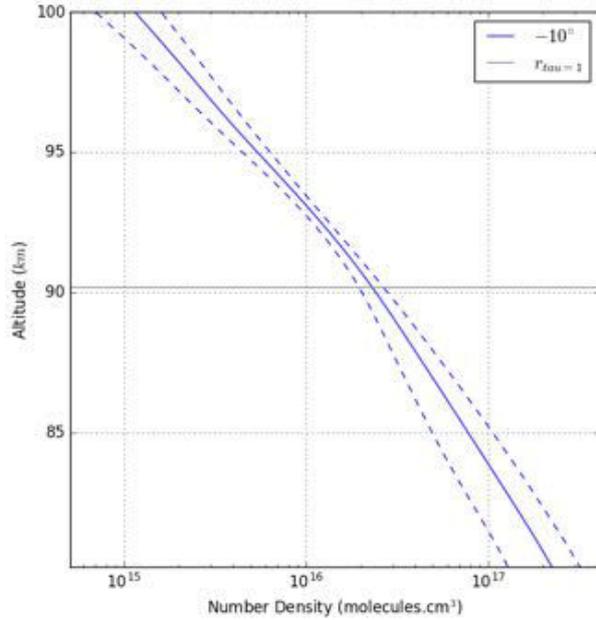
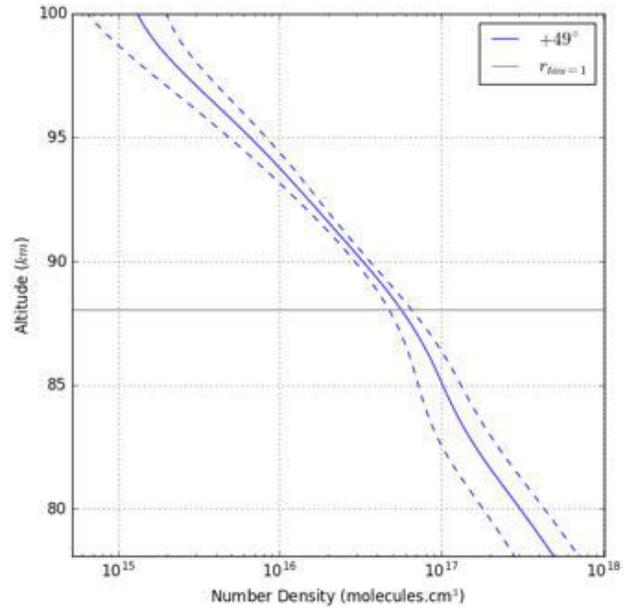


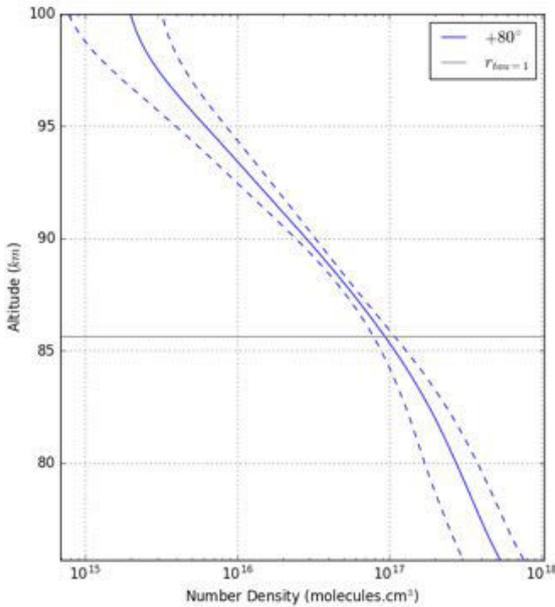
Figure 5.9 – Variation du flux de l’auréole obtenu grâce au profil vertical de densité mesuré par SOIR à la latitude +49.33°. À partir de l’altitude 93 km le profil explore sa barre d’erreur à $\pm 2\sigma$. La courbe bleue représente la photométrie déterminée par SDO à la latitude +49°.



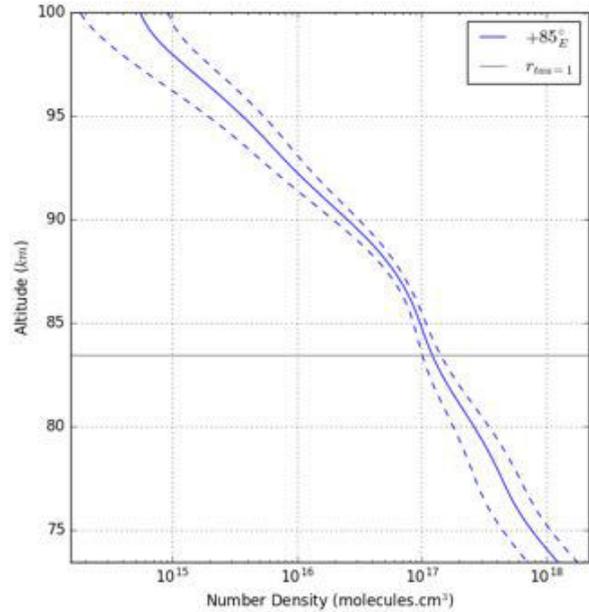
(a) Profil vertical de densité pour la latitude -10° obtenu par le modèle inverse. Les lignes en pointillés représentent le domaine de validité déterminé par la dispersion du MCMC. L'altitude $r_{\tau=1} = 89.8$ km est représentée par la ligne horizontale.



(b) Profil vertical de densité pour la latitude $+49^\circ$ obtenu par le modèle inverse. Les lignes en pointillés représentent le domaine de validité déterminé par la dispersion du MCMC. L'altitude $r_{\tau=1} = 87.7$ km est représentée par la ligne horizontale.

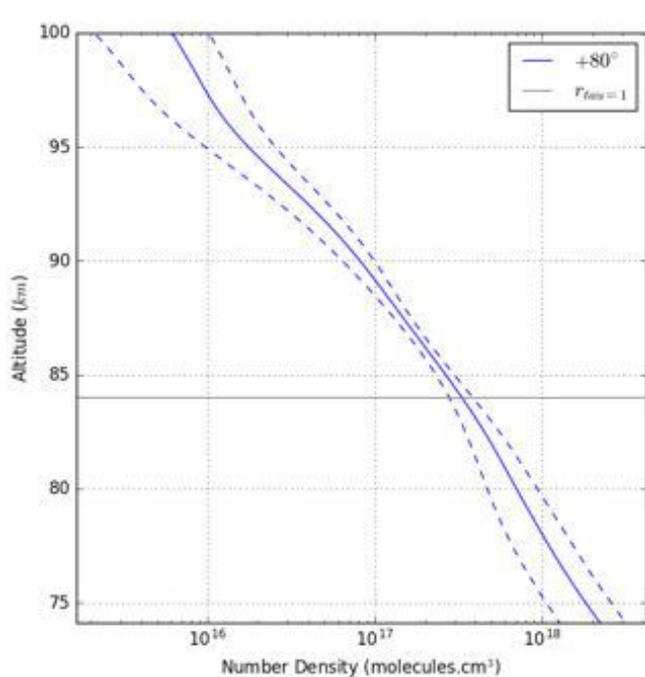


(c) Profil vertical de densité pour la latitude $+80^\circ$ obtenu par le modèle inverse. Les lignes en pointillés représentent le domaine de validité déterminé par la dispersion du MCMC. L'altitude $r_{\tau=1} = 85.6$ km est représentée par la ligne horizontale.

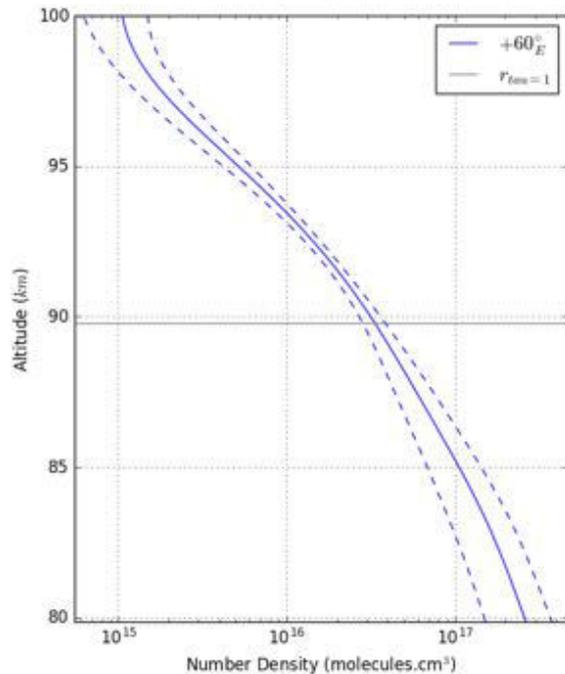


(d) Profil vertical de densité pour la latitude $+85^\circ_E$ obtenu par le modèle inverse. Les lignes en pointillés représentent le domaine de validité déterminé par la dispersion du MCMC. L'altitude $r_{\tau=1} = 83.5$ km est représentée par la ligne horizontale.

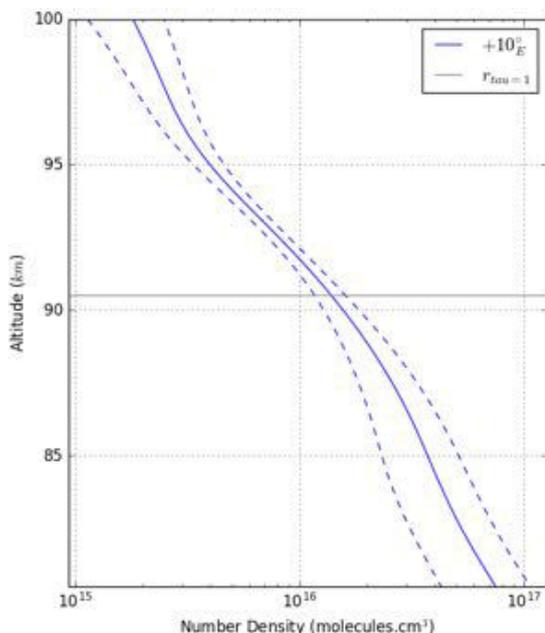
Figure 5.10 – Résultats de 4 simulations du modèle inverse multicouche pour des latitudes lors de la phase d'ingress. La dispersion du MCMC représente le domaine de validité des profils verticaux. L'altitude du rayon pour lequel $\tau = 1$ est représentée par une droite horizontale.



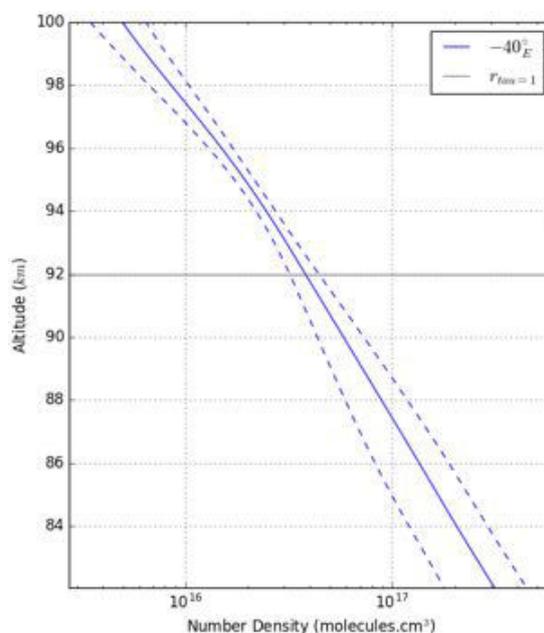
(a) Profil vertical de densité pour la latitude $+80^\circ$ obtenu par le modèle inverse. Les lignes en pointillés représentent le domaine de validité déterminé par la dispersion du MCMC. L'altitude $r_{\tau=1} = 84.0$ km est représentée par la ligne horizontale.



(b) Profil vertical de densité pour la latitude $+60^\circ_E$ obtenu par le modèle inverse. Les lignes en pointillés représentent le domaine de validité déterminé par la dispersion du MCMC. L'altitude $r_{\tau=1} = 89.8$ km est représentée par la ligne horizontale.

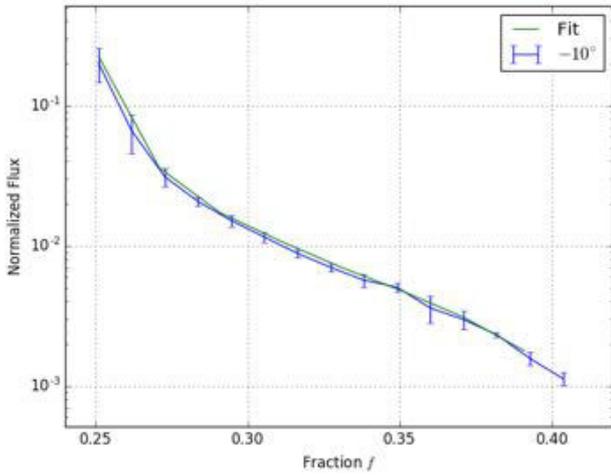


(c) Profil vertical de densité pour la latitude $+10^\circ_E$ obtenu par le modèle inverse. Les lignes en pointillés représentent le domaine de validité déterminé par la dispersion du MCMC. L'altitude $r_{\tau=1} = 90.5$ km est représentée par la ligne horizontale.

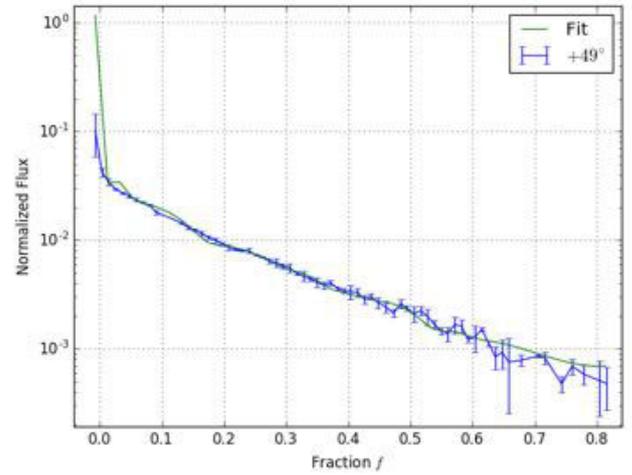


(d) Profil vertical de densité pour la latitude $+85^\circ_E$ obtenu par le modèle inverse. Les lignes en pointillés représentent le domaine de validité déterminé par la dispersion du MCMC. L'altitude $r_{\tau=1} = 92.0$ km est représentée par la ligne horizontale.

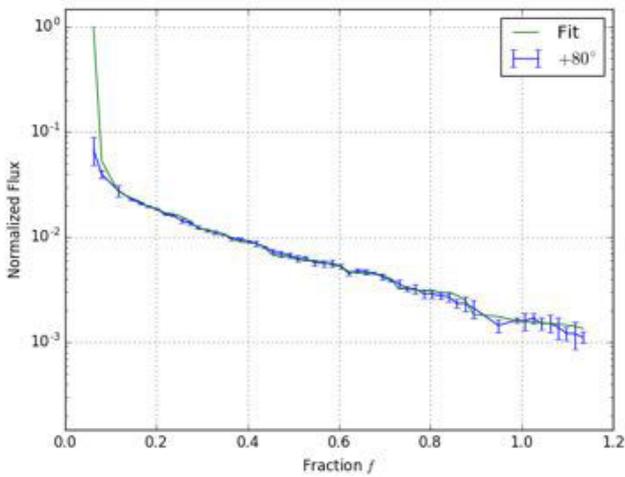
Figure 5.11 – Résultats de 4 simulations du modèle inverse multicouche pour des latitudes lors de la phase d'egress. La dispersion du MCMC représente le domaine de validité des profils verticaux. L'altitude du rayon pour lequel $\tau = 1$ est représentée par une droite horizontale.



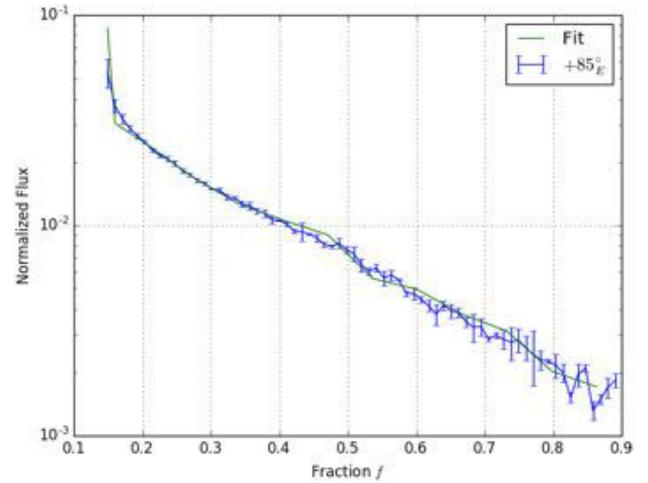
(a) Comparaison de la courbe de lumière (courbe bleue) et de la meilleure simulation (courbe verte) pour la latitude -10° obtenue par le modèle inverse. Le critère de précision est $\chi^2 = 1.33$.



(b) Comparaison de la courbe de lumière (courbe bleue) et de la meilleure simulation (courbe verte) pour la latitude $+49^\circ$ obtenue par le modèle inverse. Le critère de précision est $\chi^2 = 1.57$.

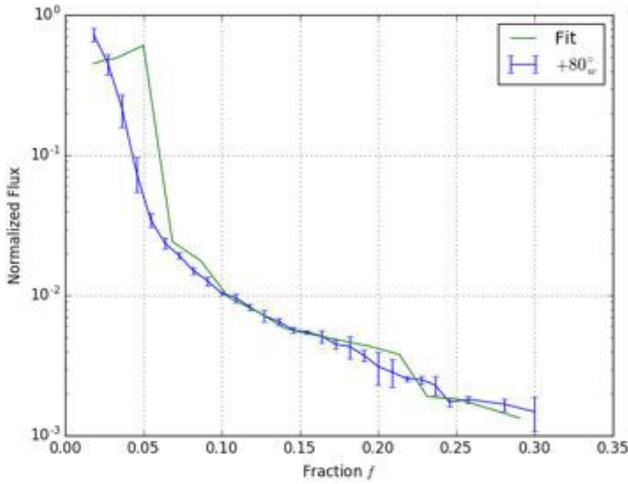


(c) Comparaison de la courbe de lumière (courbe bleue) et de la meilleure simulation (courbe verte) pour la latitude $+80^\circ$ obtenue par le modèle inverse. Le critère de précision est $\chi^2 = 1.31$.

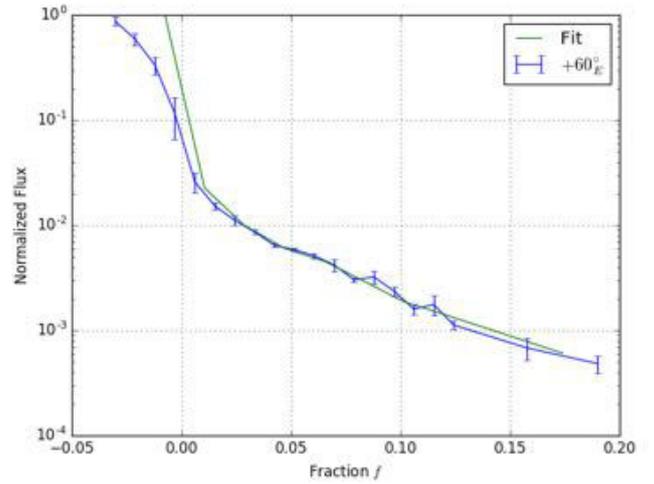


(d) Comparaison de la courbe de lumière (courbe bleue) et de la meilleure simulation (courbe verte) pour la latitude $+85^\circ_E$ obtenue par le modèle inverse. Le critère de précision est $\chi^2 = 2.44$.

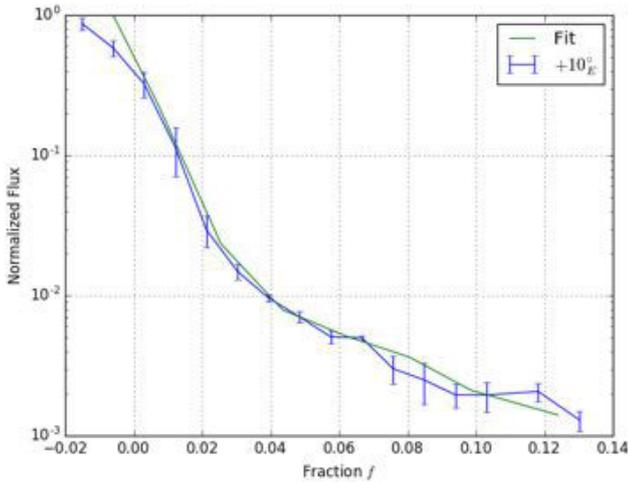
Figure 5.12 – Résultats de 4 simulations du modèle inverse multicouche pour des latitudes lors de la phase d'*ingress*. Comparaison entre les courbes de lumière et les simulations.



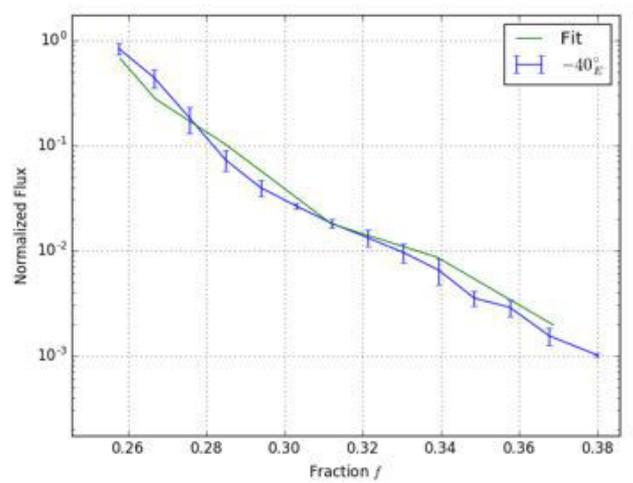
(a) Comparaison de la courbe de lumière (courbe bleue) et de la meilleure simulation (courbe verte) pour la latitude $+80^{\circ}_W$ obtenue par le modèle inverse. Le critère de précision est $\chi^2 = 8.44$.



(b) Comparaison de la courbe de lumière (courbe bleue) et de la meilleure simulation (courbe verte) pour la latitude $+60^{\circ}_E$ obtenue par le modèle inverse. Le critère de précision est $\chi^2 = 4.54$.



(c) Comparaison de la courbe de lumière (courbe bleue) et de la meilleure simulation (courbe verte) pour la latitude $+10^{\circ}_E$ obtenue par le modèle inverse. Le critère de précision est $\chi^2 = 2.90$.



(d) Comparaison de la courbe de lumière (courbe bleue) et de la meilleure simulation (courbe verte) pour la latitude $+85^{\circ}_E$ obtenue par le modèle inverse. Le critère de précision est $\chi^2 = 1.99$.

Figure 5.13 – Résultats de 4 simulations du modèle inverse multicouche pour des latitudes lors de la phase d'egress. Comparaison entre les courbes de lumière et les simulations.

des profils verticaux de densité, les profils de température varient également selon la latitude. Cependant, le comportement de la température est similaire en fonction de la latitude et entre le côté matin/soir, chaque courbe montre une partie à plus haute température ($r_{alt} < 85$ km) puis une zone plus froide dont le minimum se localise vers 90-92 km avant de se réchauffer au-delà.

5.2.3.3 Courbes moyennes de température ingress/egress

La température a été calculée pour l'ensemble des latitudes de l'ingress et de l'egress. À partir de ces températures, j'ai calculé une moyenne pondérée au terminateur pour les deux phases du transit. La Fig. 5.16 montre le résultat de ces deux moyennes pondérées. La courbe bleue est la moyenne pour l'ingress (terminateur côté soir) et la courbe rouge pour l'egress (terminateur côté matin). Les deux côtés présentent une température similaire pour les altitudes $r_{alt} < 80$ km passant de $\sim 220 \pm 35$ K pour l'altitude 70 km avec un maximum à l'altitude 76 km ($T = \sim 250 \pm 30$ K). La température décroît ensuite brutalement jusqu'à l'altitude de 92 km, $T = 145 \pm 20$ K pour l'ingress et $T = 158 \pm 20$ K pour l'egress. La température remonte ensuite jusqu'à l'altitude limite de 98 km pour des températures $T = 210 \pm 40$ K et $T = 235 \pm 35$ K pour l'ingress et l'egress, respectivement.

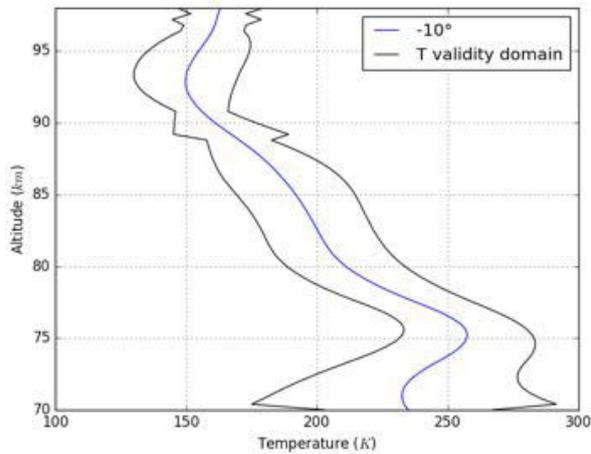
Le côté matin présente une température moyenne plus élevée de 18 K que le côté soir. Les deux phases présentent un comportement similaire, une zone chaude pour les altitudes basses auxquelles s'ensuit une zone froide avant une nouvelle zone chaude. L'ensemble des latitudes m'a permis de créer des cartes 2D de la température au limbe (Fig. 5.18) qui constituent le principal résultat de ma thèse (voir §6.1).

5.2.4 Cartes de température au terminateur *ingress/egress*

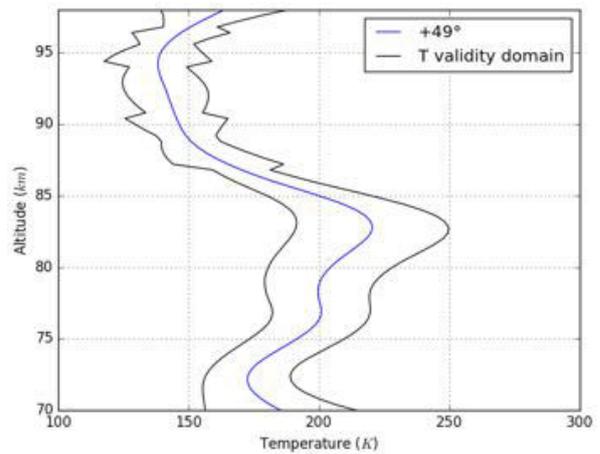
Les températures ont été compilées sous forme de cartes 2D en fonction de la latitude et de l'altitude. La Fig. 5.18 regroupe les deux cartes obtenues pour l'*ingress* et l'*egress* (Fig. 5.18a, 5.18b) ainsi que les cartes des barres du domaine de validité correspondant (Fig. 5.18c, 5.18d). L'altitude du $\tau = 1$ (courbe bleue avec sa dispersion en enveloppe grisée) a été superposée aux cartes de températures.

Chaque latitude représentée résulte de la moyenne de cinq latitudes successives afin de créer un lissage et de supprimer les artefacts. La limite supérieure de la carte est donnée par le dernier rayon dévié par l'atmosphère qui parvient à l'observateur (condition géométrique). La valeur déterminée est $r_{max} = 98 \pm 0.7$ km, obtenue en moyennant l'ensemble des altitudes r_{max} des latitudes. La valeur est identique pour l'ingress et l'egress. La limite inférieure est obtenue en considérant que le flux n'est plus détecté sous deux échelles de hauteur des aérosols à partir de l'altitude du $\tau = 1$. La valeur minimale est comprise entre 71 (zone polaire) et 82 km (zone équatoriale). La dispersion sur l'altitude du $\tau = 1$ est obtenue en calculant l'écart-type entre cinq altitudes $r_{\tau=1}$ consécutives (cinq latitudes). La valeur pour l'erreur sur les Fig. 5.18c, 5.18d a été obtenue en faisant varier le profil vertical de densité dans sa barre d'erreur (même méthode que Mahieux et al. (2015a)).

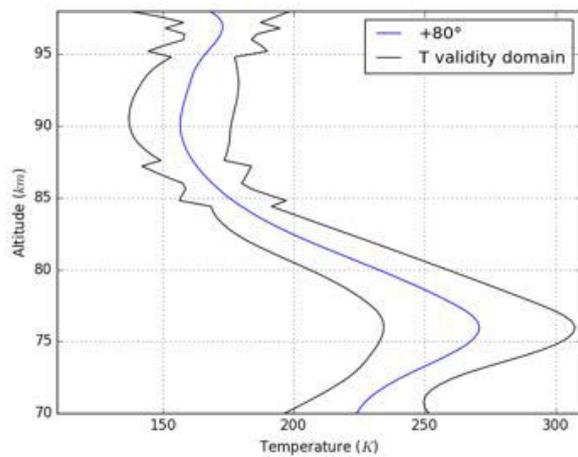
Comme le montrent les figures, la température moyenne de l'atmosphère varie peu en latitude. Le gradient de température est assez constant hormis dans la partie haute ($r_{alt} > 95$ km) où commencent à apparaître des fluctuations, de façon plus prononcée du



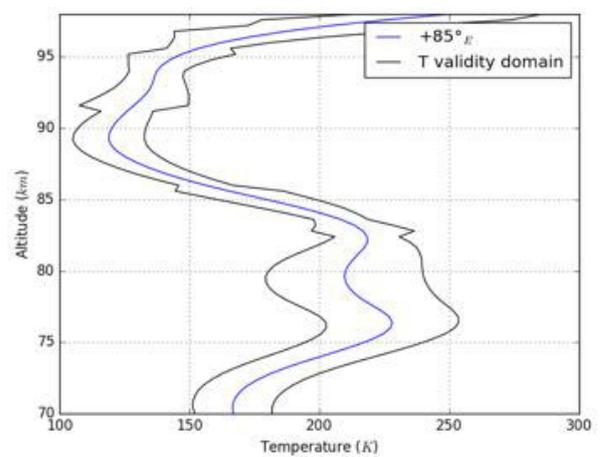
(a) Profil vertical de température pour la latitude -10° dérivé à partir du profil de densité obtenu pour la meilleure simulation du MCMC, les profils gris montrent la dispersion de la température calculée pour la variation de la densité.



(b) Profil vertical de température pour la latitude $+49^\circ$ dérivé à partir du profil de densité obtenu pour la meilleure simulation du MCMC, les profils gris montrent la dispersion de la température calculée pour la variation de la densité.

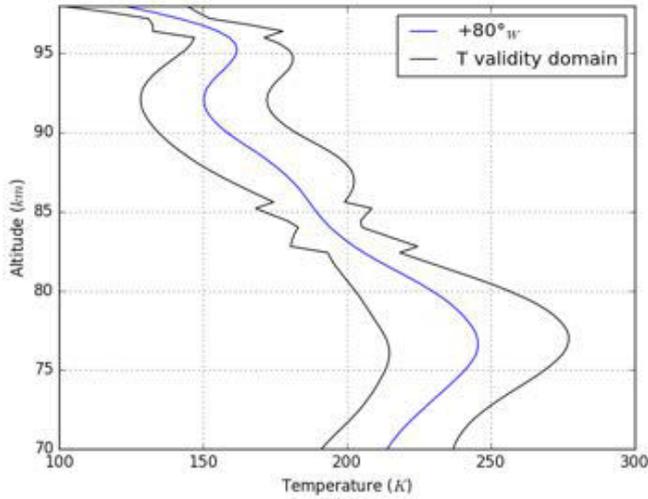


(c) Profil vertical de température pour la latitude $+80^\circ$ dérivé à partir du profil de densité obtenu pour la meilleure simulation du MCMC, les profils gris montrent la dispersion de la température calculée pour la variation de la densité.

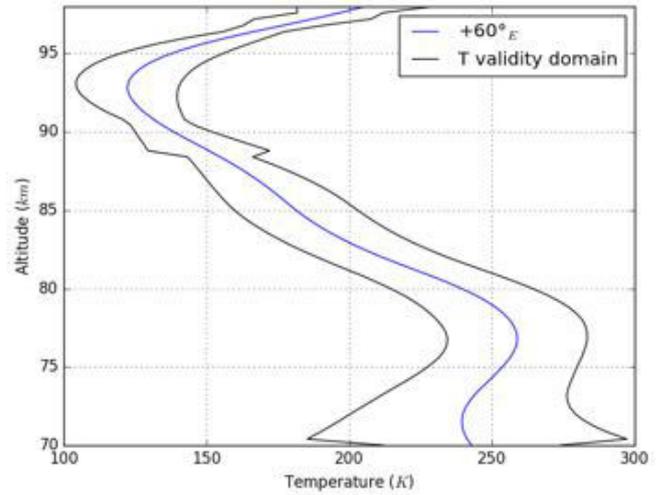


(d) Profil vertical de température pour la latitude $+85^\circ_E$ dérivé à partir du profil de densité obtenu pour la meilleure simulation du MCMC, les profils gris montrent la dispersion de la température calculée pour la variation de la densité.

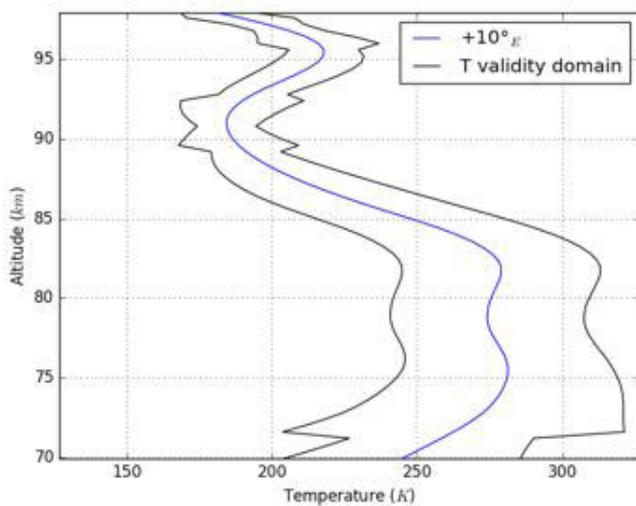
Figure 5.14 – Échantillons de courbes de température calculées à partir de l'équilibre hydrostatique avec le profil vertical de densité (Fig. 5.10) obtenu par le multicouche inverse lors de la phase d'*ingress*.



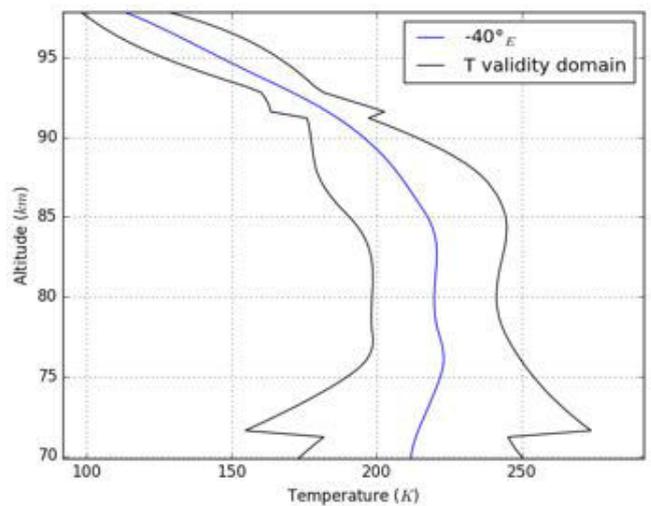
(a) Profil vertical de température pour la latitude $+80^{\circ}_W$ dérivé à partir du profil de densité obtenu pour la meilleure simulation du MCMC, les profils gris montrent la dispersion de la température calculée pour la variation de la densité.



(b) Profil vertical de température pour la latitude $+60^{\circ}_E$ dérivé à partir du profil de densité obtenu pour la meilleure simulation du MCMC, les profils gris montrent la dispersion de la température calculée pour la variation de la densité.



(c) Profil vertical de température pour la latitude $+10^{\circ}_E$ dérivé à partir du profil de densité obtenu pour la meilleure simulation du MCMC, les profils gris montrent la dispersion de la température calculée pour la variation de la densité.



(d) Profil vertical de température pour la latitude -40°_E dérivé à partir du profil de densité obtenu pour la meilleure simulation du MCMC, les profils gris montrent la dispersion de la température calculée pour la variation de la densité.

Figure 5.15 – Échantillons de courbes de température calculées à partir de l'équilibre hydrostatique avec le profil vertical de densité (Fig. 5.11) obtenu par le multicouche inverse lors de la phase d'*egress*.

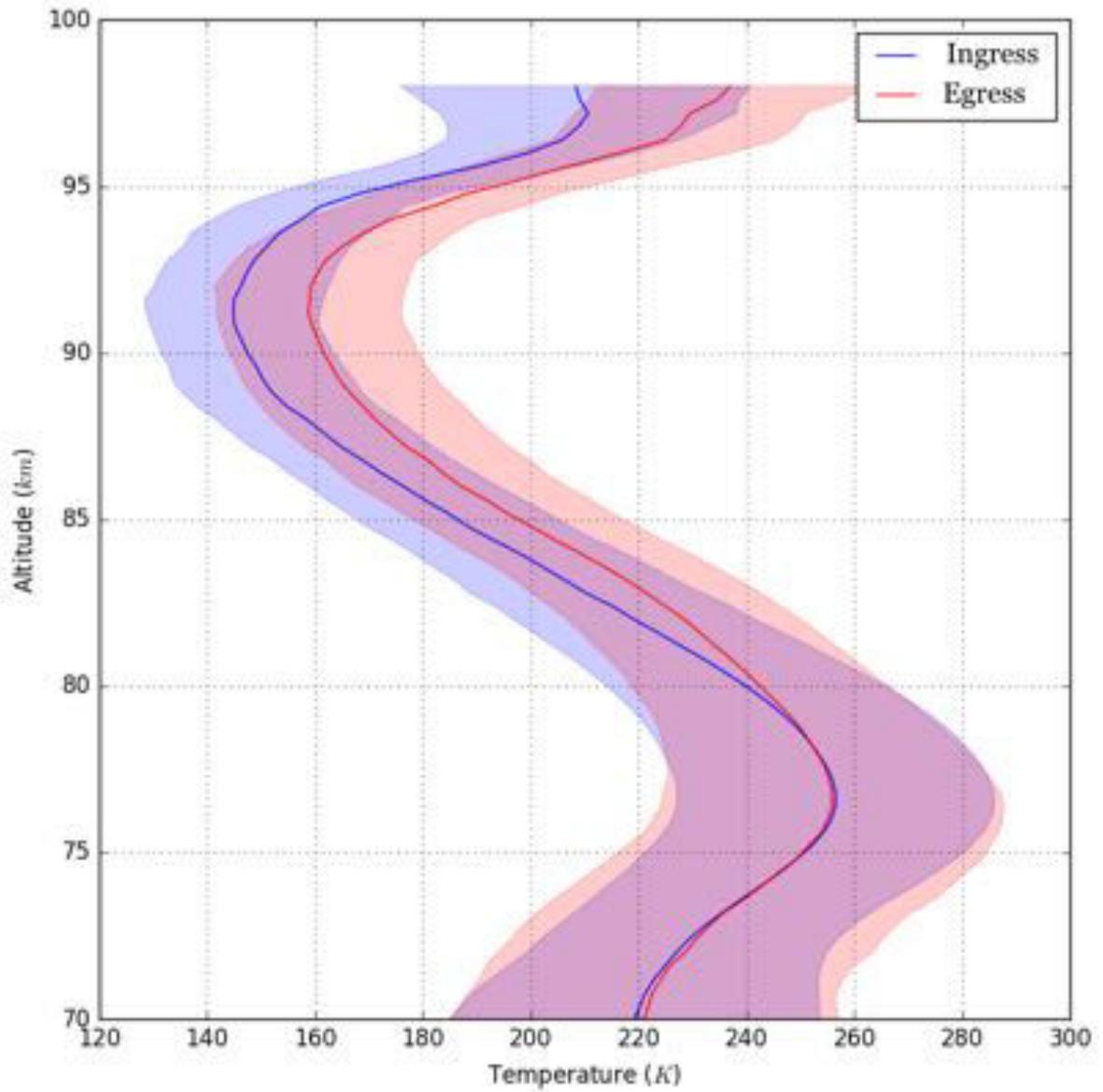


Figure 5.16 – Courbes des moyennes pondérées sur l'ensemble des latitudes pour l'ingress et l'egress avec leur dispersion.

côté *egress*. Sous 80 km la température est $\sim 240 \pm 30$ K, valeur identique entre les deux cartes. Le gradient de température décroît ensuite jusqu'à l'altitude $r_{alt} = 90 - 92$ km où la température atteint un minimum ($T < 150$ K) avant de croître de nouveau. La zone froide ($T < 160$ K) s'étend de 88 à 95 km et ce, pour les deux cartes. Dans la partie haute, $r_{alt} > 95$ km le gradient de température remonte brutalement jusqu'à 240 K mais la barre d'erreur y est également forte, selon la latitude la température locale est de 240 ± 35 à ± 45 K. Le gradient local peut donc être plus faible que celui déterminé par nos données.

Les cartes montrent de minces différences entre le terminateur côté matin et le terminateur côté soir, les gradients de température sont similaires et présentent une zone froide aux mêmes altitudes. La différence notable entre les deux hémisphères provient de l'altitude du $\tau = 1$. En effet, lors de la phase d'*ingress* l'altitude du $\tau = 1$ est quasi constante entre les latitudes -20° et $+43^\circ$ (zone de flux plus faible dans les données *Hinode*, Fig. 4.15) avec une valeur de 90 ± 1.5 km. Puis, décroît brutalement de $+43^\circ$ à $+75^\circ_E$ où la valeur est quasi-constante entre $+50^\circ$ et $+85^\circ_E$ avec $r_{\tau=1} = 84 \pm 1.5$ km et remonte faiblement entre $+85^\circ_E$ et $+75^\circ_E$ (zone de flux plus important dans les données *Hinode*, Fig. 4.15).

Pour l'*egress*, le comportement de l'altitude du $\tau = 1$ est nettement différent. Le $\tau = 1$ atteint un plateau entre les latitudes $+5^\circ_E$ et -50°_E avec une valeur de $r_{\tau=1} = 93 \pm 2.5$ km. L'altitude est ensuite décroissante de $+5^\circ_E$ à $+80^\circ_W$, la dispersion des points entre les latitudes polaires $+80^\circ_W$ et $+80^\circ_E$ peut suggérer un plateau minimal où $r_{\tau=1} = 84 \pm 2$ km qui correspondrait au plateau polaire (décalé) déterminé par l'*ingress*.

Il est important de noter que pour l'*egress*, les données étaient beaucoup plus difficile à simuler (Fig. 5.11), le comportement des courbes de lumière était différent que pour l'*ingress*. Afin de pallier en partie à cette difficulté, j'ai modifié l'échelle de hauteur des aérosols pour des intervalles de latitudes. Pour la continuité avec l'*ingress*, la zone polaire, de $+80^\circ_W$ à $+80^\circ_E$ a gardé l'échelle de hauteur des aérosols de l'*ingress* où $H_{aero} = 4.8$ km, pour la zone de $+80^\circ_E$ à $+60^\circ_E$ $H_{aero} = 5.6$ km, pour la zone de $+60^\circ_E$ à $+40^\circ_E$ $H_{aero} = 6.5$ km, puis la zone de $+40^\circ_E$ à $+20^\circ_E$ $H_{aero} = 5.6$ km et pour finir la zone de $+20^\circ_E$ à -50°_E avec $H_{aero} = 4.8$ km. Ces valeurs ont permis une meilleure reproductibilité des résultats.

La Fig. 5.17 permet d'avoir une représentation de l'altitude $\tau = 1$ (courbe bleue) avec sa dispersion (zone grisée). Comme le montre la partie centrale (zone de recouplement des deux phases) le modèle retrouve les mêmes altitudes pour le pôle Nord des deux phases avec des jeux de données différents. L'échelle de hauteur des aérosols H_{aero} qui a été utilisée pour retrouver le profil vertical de densité ainsi que l'altitude du $\tau = 1$ pour chaque latitude est indiquée sur la figure.

5.3 Comparaison des bandes spectrales

5.3.1 Méthode

Le modèle multicouche inverse a permis l'obtention d'un profil vertical de réflectivité à chaque latitude pour les données SDO. Ce profil a ensuite été utilisé pour déterminer l'altitude du $\tau = 1$ avec les données chromatiques de flux du satellite *Hinode* afin de déterminer si l'effet chromatique visible dans les données de flux est également

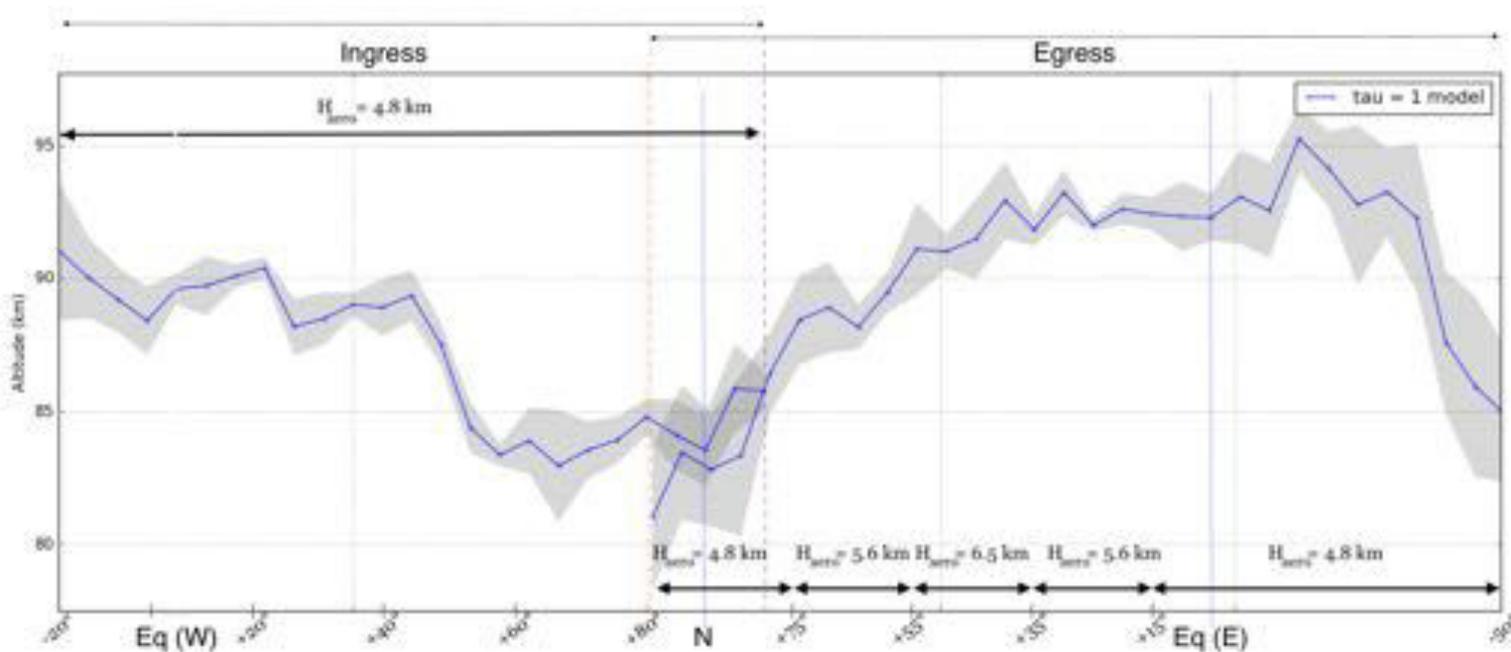


Figure 5.17 – Altitude du $\tau = 1$ pour l’*ingress* et l’*egress*. L’échelle de hauteur de aérosols H_{aero} utilisée pour la détermination de l’altitude du $\tau = 1$ en fonction de la latitude est représentée pour les deux phases.

présent dans l’altitude du $\tau = 1$.

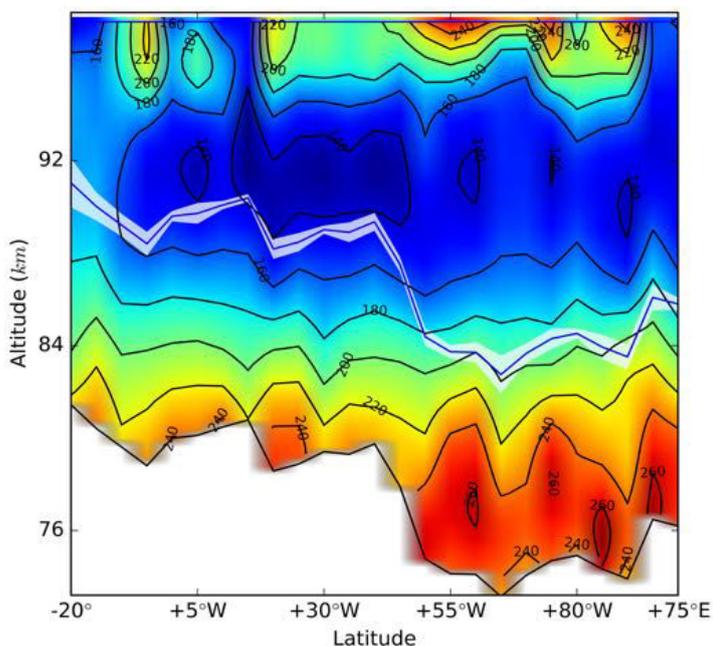
J’ai créé un modèle semi-direct afin de déterminer l’altitude du $\tau = 1$. Ce modèle prend en entrée le profil vertical de réfractivité ainsi que le flux recalibré à la latitude considérée. Le modèle calcule la déviation angulaire pour le profil de réfractivité puis le flux pour chaque altitude du $\tau = 1$. Le modèle explore un intervalle d’altitudes compris entre 60 et 110 km via une double boucle imbriquée. À chaque altitude, le modèle calcule le flux correspondant ainsi qu’une valeur de χ^2 . Par itération successive, la première boucle fait varier l’altitude avec un pas de 1 km et sauvegarde l’altitude présentant le plus faible χ^2 . La boucle suivante est initialisée avec l’altitude précédente $r_{\tau=1} \pm 1$ km et explore les altitudes avec un pas de 0.1 km.

Cette méthode a été appliquée pour les quatre bandes spectrales du satellite Hinode afin de déterminer l’altitude du $\tau = 1$ pour chaque longueur d’onde.

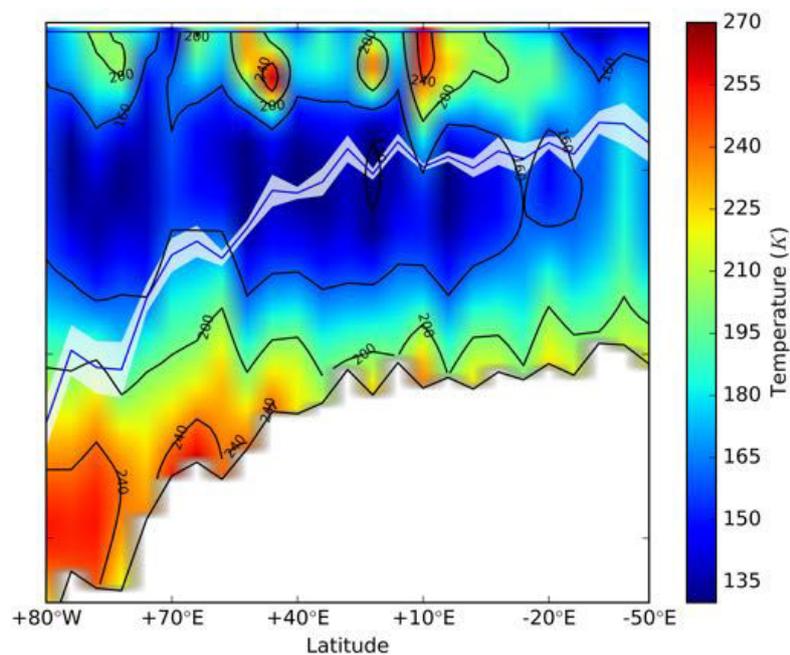
5.3.2 Résultats

La Fig. 5.19 montre les altitudes pour les différentes longueurs d’onde en fonction de la latitude. Les $\tau = 1$ sont superposés en fonction de la longueur d’onde. En partant de l’altitude basse on a la longueur d’onde $\lambda = 6684.0\text{\AA}$ (rouge), ensuite $\lambda = 5550.5\text{\AA}$ (vert), 4504.5\AA (bleu) et 3883.0\AA (UV).

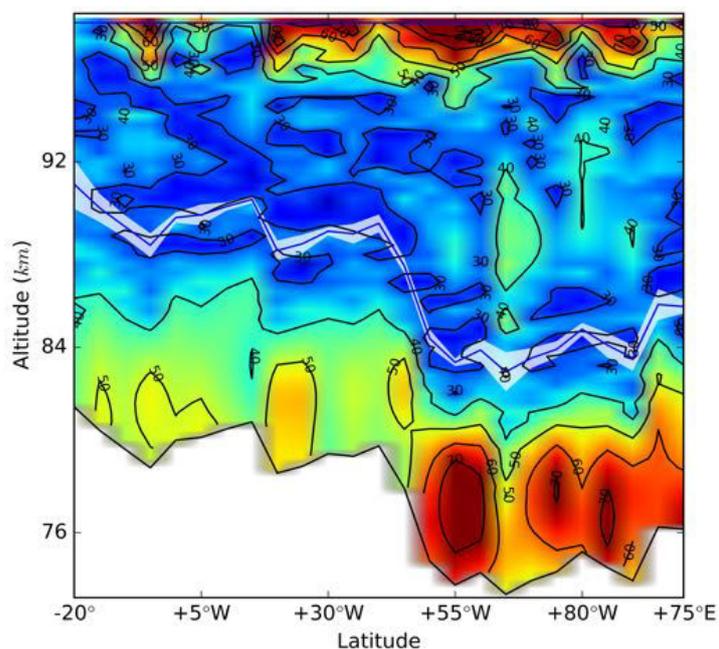
La Fig. 4.15 montre le flux de l’aurole en fonction de la longueur d’onde. Le comportement du flux présent sur ces images est en adéquation avec le comportement de l’altitude du $\tau = 1$. Prenons la longueur d’onde du rouge, l’altitude du $\tau = 1$ est faible ce qui implique une intensité lumineuse plus importante. Plus le $\tau = 1$ est élevé et plus



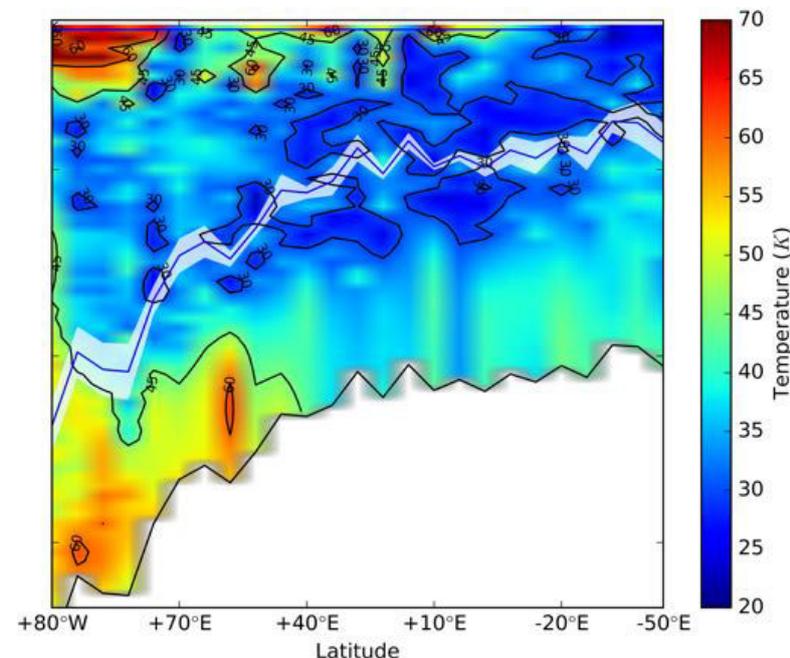
(a) Carte de température 2D pour la phase d'ingress. La courbe noire représente l'altitude du $\tau = 1$, la zone de blanche représente la dispersion des résultats pour cette altitude.



(b) Carte de température 2D pour la phase d'egress. La courbe noire représente l'altitude du $\tau = 1$, la zone de blanche représente la dispersion des résultats pour cette altitude.



(c) Carte 2D de la barre d'erreur sur la température pour la phase d'ingress. La courbe noire représente l'altitude du $\tau = 1$, la zone de blanche représente la dispersion des résultats pour cette altitude.



(d) Carte 2D de la barre d'erreur sur la température pour la phase d'egress. La courbe noire représente l'altitude du $\tau = 1$, la zone de blanche représente la dispersion des résultats pour cette altitude.

Figure 5.18 – Cartes 2D de la température et de l'erreur sur ces températures pour les phases d'ingress et d'egress.

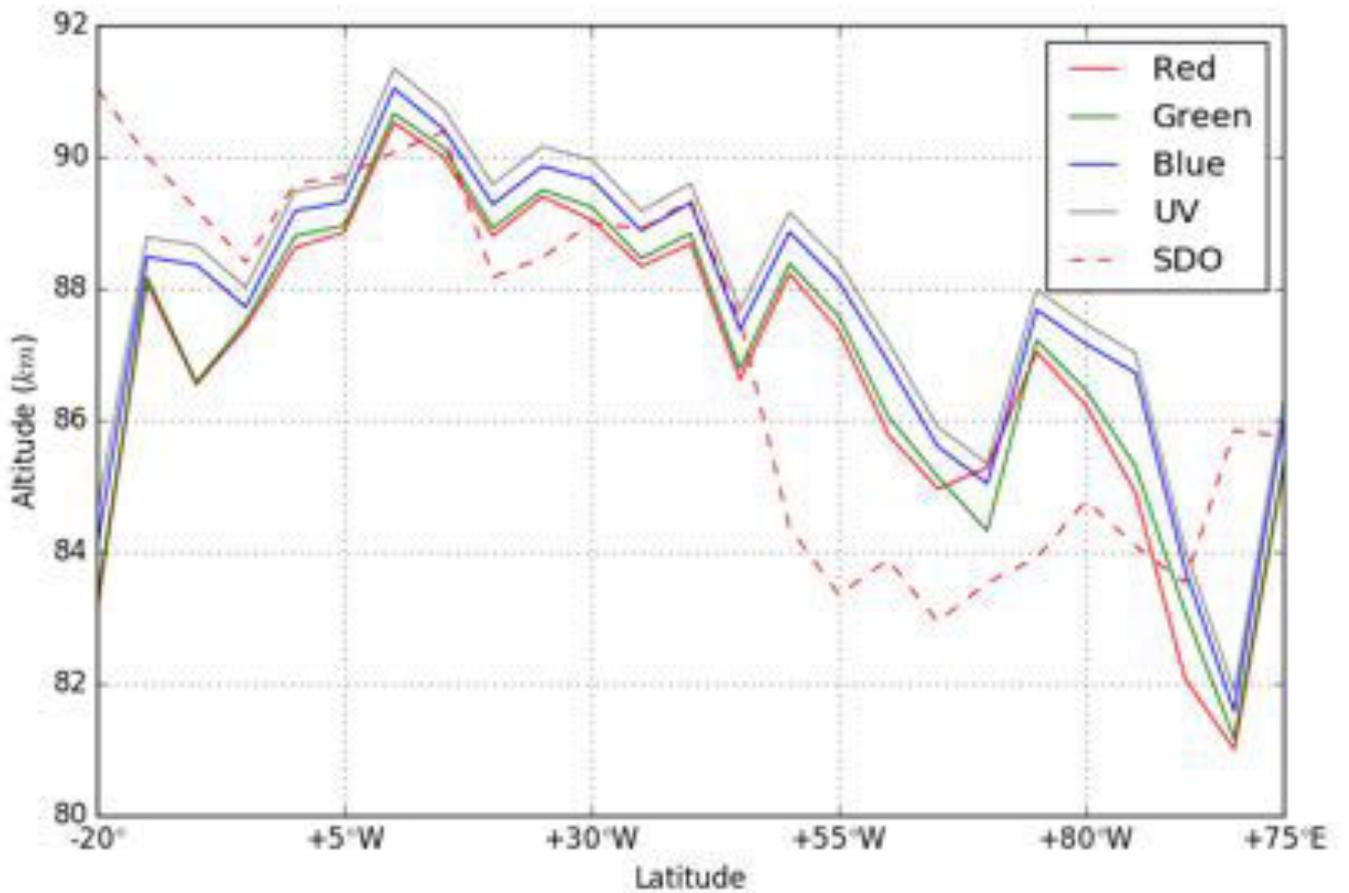


Figure 5.19 – Altitude du $\tau = 1$ en fonction de la longueur d'onde λ (Hinode) obtenue grâce au profil vertical de réfractivité déterminé par le modèle inverse pour les données du satellite SDO (barre d'erreur moyenne de 1 km pour chaque altitude de $\tau = 1$). La différence moyenne entre la bande rouge (6684.0\AA) et la bande UV (3883.0\AA) est de ~ 1 km. Comparaison avec l'altitude du $\tau = 1$ obtenu grâce aux données SDO.

Paramètres de diffusion		
λ (Å)	$\Delta\tau$ (km)	α
3883.0 (UV)	1.0352	1.3084
4504.5 (bleu)	0.7272	1.3848
Référence $\lambda = 6694.0\text{Å}$ (rouge) $\tau = 1$ km		

Table 5.3 – Tableau de paramètres pour le calcul du coefficient d’Angström α (eq.5.2). La longueur d’onde $\lambda = 6684.0\text{Å}$ (rouge) est prise comme référence avec une valeur de $\tau = 1$ km. Le paramètre $\Delta\tau$ correspond à la différence moyenne de l’altitude du $\tau = 1$ en fonction de la longueur d’onde.

le flux sera absorbé. Le comportement de l’altitude du $\tau = 1$ en fonction de la longueur d’onde est donc correct. La différence moyenne entre les deux longueurs d’onde limite (rouge : courbe rouge ; UV : courbe grise) est de ~ 1 km.

La Fig. 5.18 montre un comportement similaire de l’altitude du $\tau = 1$ en fonction des longueurs d’onde. Les courbes présentent un maximum ~ 91 km pour les latitudes $+5^\circ$ à $+20^\circ$ qui décroît lentement jusqu’à $+70^\circ$ avec un minimum secondaire à ~ 86 km. Les courbes présentent un rebond entre $+70^\circ$ à $+85^\circ$ avant de chuter brutalement pour atteindre un minimum à $+85^\circ_E$ (~ 81 km) avant de remonter ensuite. Le $\tau = 1$ diffère pour la partie Sud de l’hémisphère dans les données Hinode. En effet, l’altitude décroît entre $+5^\circ$ et -20° alors qu’elle stagne voire augmente dans les données SDO. Cette partie de l’hémisphère montre plus de flux dans les données Hinode que pour les données de SDO.

La différence en altitude du niveau $\tau = 1$, peut aussi se traduire par une épaisseur optique décroissante avec la longueur d’onde λ , pour une altitude donnée. La diffusion Rayleigh peut expliquer cette chromaticité, le rouge étant moins diffusé que le bleu il en résulte un flux plus important dans la bande spectrale du rouge ce qui se traduit par une altitude du $\tau = 1$ plus basse.

Grâce aux données de chromaticité j’ai calculé la différence moyenne entre les altitudes de $\tau = 1$ (colonne $\Delta\tau$; Table 5.3). Ce paramètre ainsi que de la longueur λ permettent de calculer le coefficient Angström α (eq. 5.2 ; Table 5.3) apporte des informations sur la taille des aérosols. Plus ce coefficient est important et plus la taille des aérosols est faible. La longueur d’onde rouge d’Hinode est prise comme référence pour le calcul du paramètre α . Les résultats montrent que la taille des particules est similaire entre le bleu et l’UV.

$$\alpha = - \frac{\log_{10} \tau_{\lambda_1} - \log_{10} \tau_{\lambda_2}}{\log_{10} \lambda_1 - \log_{10} \lambda_2} \quad (5.2)$$

Chapitre 6

Résultats et discussions

Sommaire

6.1	Champ de température	134
6.1.1	Généralités sur le champ de température au terminateur . . .	134
6.1.2	Comparaison avec les données VIRA	135
6.1.3	Comparaison avec VeRa et VIRTIS-M	136
6.1.4	Comparaison avec SPICAV/SOIR	136
6.2	Contraintes sur les aérosols	145
6.2.1	Variabilité de l'altitude $\tau = 1$	145
6.2.2	Profil instantané	145

6.1 Champ de température

6.1.1 Généralités sur le champ de température au terminateur

La région sondée par l'auréole (Fig. 5.18) correspond à l'altitude 75-95 km. Ce domaine d'altitude, situé au-dessus de la couche supérieure des nuages, est une région très fortement variable du point de vue dynamique. Comme l'ensemble de la mésosphère (65-120 km), elle est une région de transition entre le régime de circulation rétrograde zonale de la basse atmosphère, qui diminue avec l'altitude au-dessus de 70 km, et la circulation thermosphérique ou sub-solaire-anti-solaire (SSAS) caractérisée par un régime de vents depuis le côté jour vers le côté nuit. Le régime SSAS résulte du chauffage de la haute atmosphère côté jour (EUV, UV, IR) qui produit un fort gradient de température, et donc de pression, de part et d'autre du terminateur dans la haute mésosphère et la basse thermosphère ($z > 120$ km). Les vents mésosphériques, qui résultent de la superposition de ces deux régimes, extrêmement variables dans le temps et en latitude témoignent de la difficulté à établir des preuves observationnelles de l'équilibre cyclostrophique (cet équilibre régit la relation entre le gradient vertical du vent zonal et le gradient méridional de la température dans le cas d'une planète en rotation lente (cf. Schubert et al. (2007); Piccialli et al. (2008))).

Des mesures directes des vents depuis le sol ont permis de caractériser, au cours des deux dernières décennies, leur variabilité temporelle [Clancy and Muhleman (1991); Lellouch et al. (1997); Schubert et al. (2007); Clancy et al. (2008)]. Les mesures de vent ont pu être conduites en relation avec les mesures de température, de densité

ainsi que la distribution des émissions de nightglow. Ces recherches ont ainsi permis de contraindre le champ de température sous-jacent. La connaissance du champ de température T permet l'établissement d'une véritable climatologie de la haute atmosphère vénusienne, dont dérivent les régimes de vents, les caractéristiques physico-chimiques de la mésosphère (équilibre thermodynamique, stabilité et taux de réactions des espèces chimiques, équilibre des phases et formation des aérosols).

Les premières mesures extensives du champ global de température remontent à la mission Pioneer–Venus à partir de 1978 [Taylor et al. (1980); Keating et al. (1980); Seiff (1982)]. Elles ont permis d'établir un premier modèle de référence pour les caractéristiques de l'atmosphère de Vénus, en particulier le champ de température, Venus International Reference Atmosphere (VIRA, Keating et al. (1985)), et, pour l'atmosphère au-dessus de 100 km d'altitude, un modèle mésosphérique-thermosphérique [Hedin et al. (1983)]. La mission Venus Express a permis d'améliorer considérablement ces mesures grâce à (1) l'expérience VeRa, qui a produit des profils verticaux de température par occultation radio, de 40 à 90 km environ (par exemple Tellmann et al. (2009)). La couverture en heure locale des occultations radio a permis de sonder à de nombreuses reprises la région du terminateur au cours de la mission; (2) l'instrument VIRTIS a permis la mesure du champ de température du côté nuit, entre 65 et 80 km pour VIRTIS-H [Migliorini et al. (2012)], 65 – 85 km pour VIRTIS-M [Grassi et al. (2008, 2010, 2014)], permettant donc des comparaisons avec les données VeRa (par exemple Lee et al. (2012)). Les données sondent cependant marginalement le terminateur; (3) SPICAV a également principalement contraint les profils thermiques du côté nuit de ~ 90 à 140 km [Bertaux et al. (2007); Piccialli et al. (2013)]. Enfin (4) l'expérience SOIR, qui a uniquement sondé les terminateurs matin (LST = 6 :00) et soir (LST = 18 :00) de ~ 70 à ~ 160 km, par la méthode de l'occultation solaire, qui aura le mieux permis la mise en évidence des variations très rapides du champ de température dans cette région [Mahieux et al. (2012); Mahieux et al. (2015b)].

Je vais présenter ici quelques résultats pertinents pouvant être comparés directement avec mes données. La liste des articles comparés n'est pas exhaustive, mais donne une bonne représentation des connaissances actuelles.

6.1.2 Comparaison avec les données VIRA

La Fig. 6.1 montre les données de mesures par spectrométrie infrarouge pour le côté jour et le côté nuit (partie Nord de l'atmosphère) en fonction de la longitude solaire [Zasova et al. (2007)]. Les zones jaunes sur les images masquent la partie inférieure de l'atmosphère qui n'est pas explorée par l'auréole. La partie supérieure s'étend de 70 à 95 km qui est l'intervalle d'altitudes données par le modèle. Ces images montrent un gradient de température constant en latitude. La partie inférieure varie de 225 à 235 K jusqu'à trouver un minimum à 95 km situé entre 160 et 165 K. L'intervalle 90-95 km présente des cellules de températures qui évoluent en fonction de la longitude solaire. Les températures sont moyennées sur 5° de latitude tout comme le sont mes données. Les gradients de température (Fig. 5.18) sont similaires à ceux donnés dans cette étude, les températures données par l'auréole sont supérieures de 15 K à celle de l'article, mais présentent la même variation. L'altitude de température minimale est située à ~ 92 km dans nos données contre 95 dans l'article.

6.1.3 Comparaison avec VeRa et VIRTIS-M

La Fig. 6.2 représente la carte de température obtenue à partir d'occultations par l'instrument Venus Express Radio Science (VeRa, Pätzold et al. (2007)). La zone jaune correspond à la zone non explorée par l'auréole. Les deux cartes présentent un gradient latitudinal équivalent pour le côté jour et le côté nuit de Vénus pour la partie Sud de l'atmosphère. La température à 75 km est ~ 220 K légèrement plus faible que celles de nos données. Le gradient de température reste sensiblement identique montrant une décroissance avec l'altitude. La température de nos données à l'altitude 84 km est de 200 K ce qui est en accord avec celles trouvées par VeRa.

La Fig. 6.3 montre une carte de température [Grassi et al. (2008)] dérivée des données VIRTIS-M pour le méridien 180° . Cette carte couvre l'intégralité de la mésosphère explorée par l'auréole et donne une bonne comparaison. À l'altitude ~ 75 km la température donnée par la carte est de ~ 225 K. Le gradient de température est constant en latitude jusqu'à l'altitude ~ 80 km, un cold collar ($T < 190$ K) est ensuite visible au niveau des latitudes -50° à -65° pour un intervalle d'altitudes compris entre 85 et 97 km. Cette zone correspond à la zone froide déterminée par nos données ($T < 180$ K). Il est cependant difficile d'effectuer une comparaison directe de ces latitudes, car l'auréole n'explore que très faiblement la partie Sud de la planète. Toutefois, en supposant une symétrie entre la partie Nord et la partie Sud ces résultats sont en accord avec ceux montrés précédemment.

La Fig. 6.4 montre des mesures du côté nuit effectuées par VIRTIS [Haus et al. (2014)]. La carte de températures couvre l'intégralité des latitudes et montre un gradient constant. Les températures passent de 225-230 K pour l'altitude 70 km à 175 K pour l'altitude 90 km. Les températures sont très similaires à celles de nos données. À l'altitude 85 km la carte donne une température de 195 K, pour l'altitude 80 km, $T=210$ K, qui sont identiques à nos données.

La Fig. 6.5 donne une carte de température pour l'altitude 84.5 km dérivée des données VIRTIS en fonction du temps [Grassi et al. (2014)]. Les terminateurs jour/nuit correspondent à 18H et 6H temps local. En se positionnant à la latitude 50° il est intéressant de faire une comparaison. La figure donne une température de 190-195 K qui est cohérente avec celle déterminée par nos données à cette latitude/altitude ($T \sim 195$ K).

La Fig. 6.6 montre une carte de température générée à partir des mesures du côté nuit pour les latitudes Sud de l'atmosphère par VIRTIS-M-IR [Haus et al. (2016)]. La carte couvre l'intervalle des altitudes de l'auréole. Le gradient de température est similaire à nos données. La température à l'altitude 75 km est de $T = \sim 220$ K, la température décroît jusqu'à une altitude minimale de 166-170 K à l'altitude 95-100 km ce qui est cohérent avec les températures obtenues pour l'auréole.

Les températures obtenues par l'analyse de l'auréole sont cohérentes avec les mesures VeRa et VIRTIS-M.

6.1.4 Comparaison avec SPICAV/SOIR

Notre étude est basée sur une technique complémentaire à celle utilisée pour les données obtenues par SOIR. L'instrument SPICAV-SOIR est conçu pour les occultations

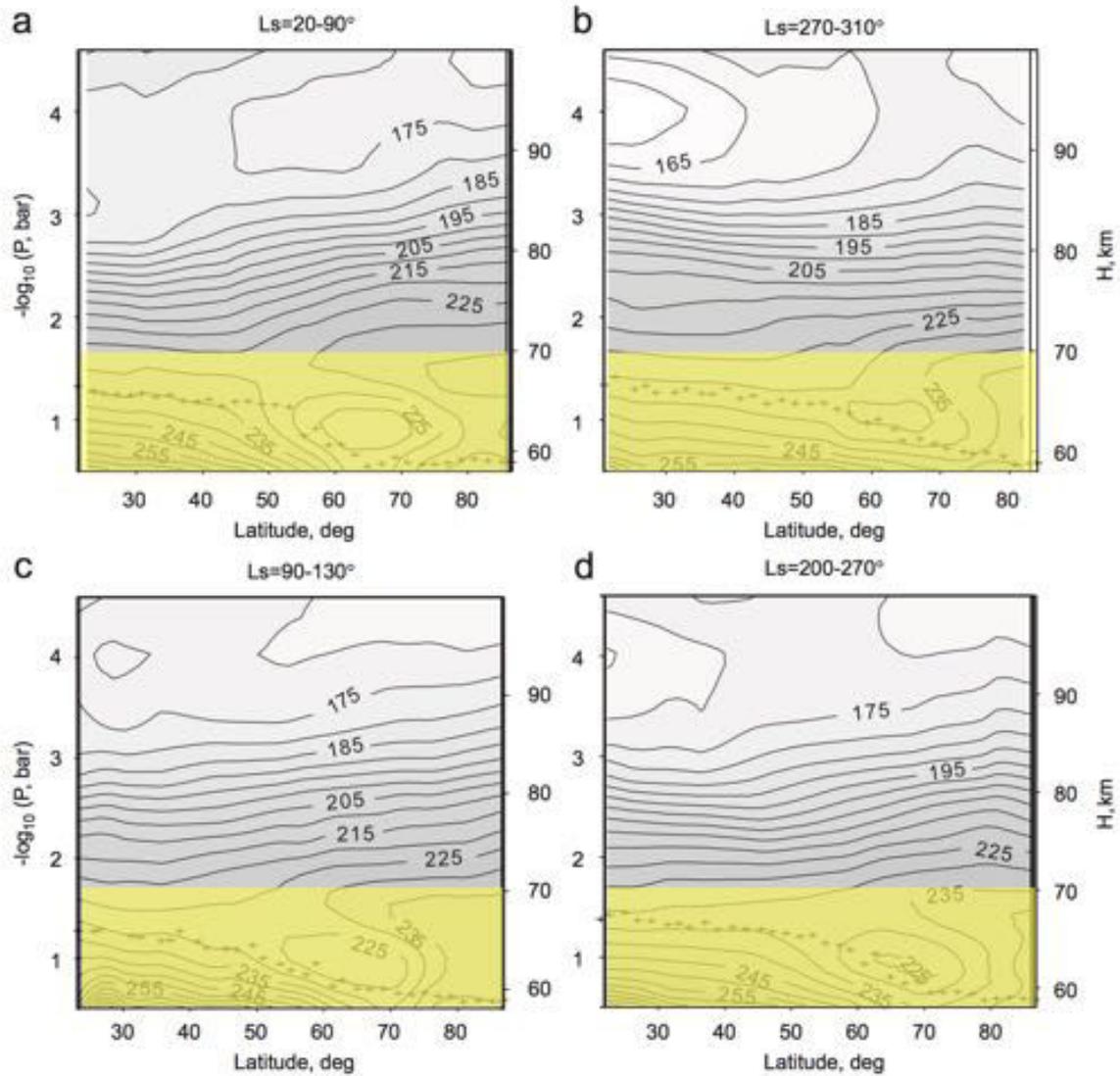


Figure 6.1 – Champs de température moyennés par quadrants de longitude solaire (LST). (a) et (b) correspondent au côté jour, (c) et (d) au côté nuit. L_s = longitude mesurée par rapport au méridien sub-solaire ($L_s = 0^\circ$ correspond à 12h00, $L_s = 90^\circ$ à 6h00 – terminateur du matin, $L_s = 180^\circ = 0h00$, $L_s = 270^\circ$ à 18h00, terminateur du soir). Les croix indiquent la limite supérieure des nuages, qui décroît d’une échelle de hauteur environ à haute latitude, observée à la fréquence $\nu = 1218 \text{ cm}^{-1}$. Les parties jaunes correspondent aux altitudes non explorées par notre étude (d’après Zasova et al. (2007)).

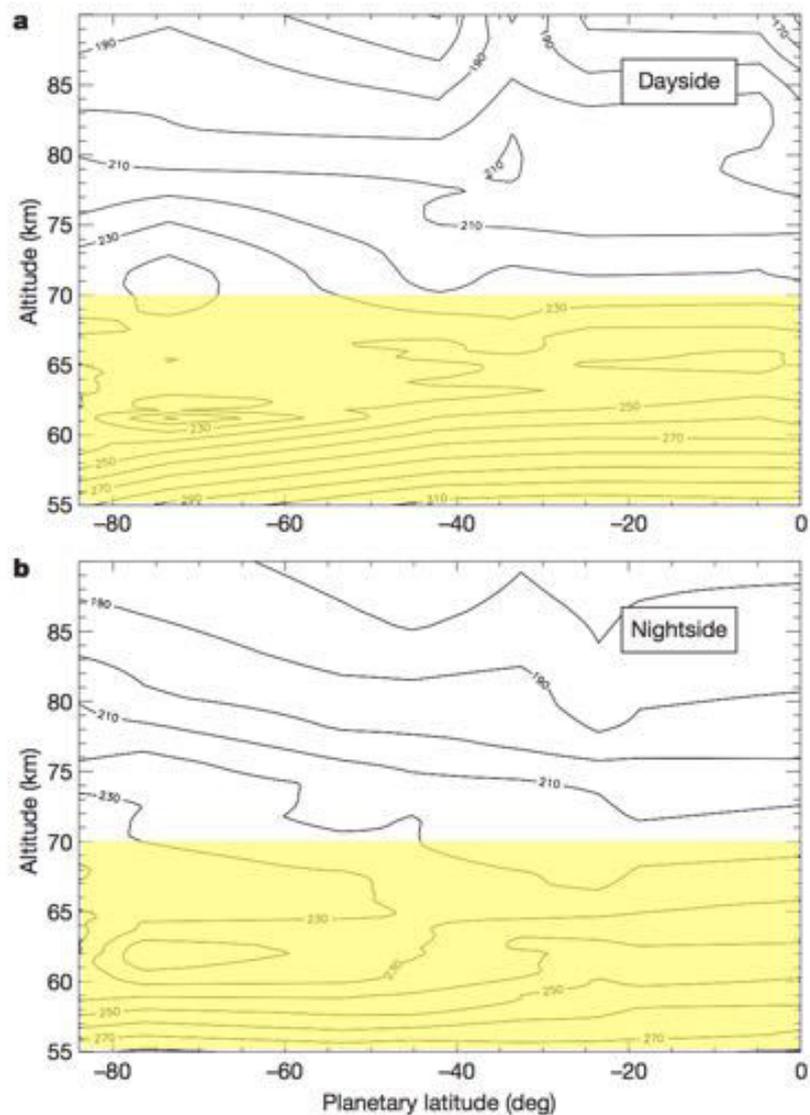


Figure 6.2 – Cartes de température dérivées des données de radio-occultation VeRa. Les contours (en K) sont produits à partir des données disponibles au début de la mission nominale VEx utilisant tous les profils disponibles de 0° à 90° S côté jour (a, $50^{\circ} < \text{SZA} < 90^{\circ}$) et côté nuit (b, $90^{\circ} < \text{SZA} < 115^{\circ}$), où SZA désigne l'angle zénithal solaire. L'échelle en latitude est 55-90 km. Dans la partie non couverte par l'étude de l'auréole (en jaune), les températures VeRa côté jour croissent d'environ 30-40 K du pôle à l'équateur, en dessous de 60 km, au contraire du côté nuit où elles restent sensiblement uniformes. Il en résulte une différence de température à l'équateur d'environ 40 K à 55 km. Le 'cold collar', la région froide qui encercle le pôle dans les deux hémisphères, est observée côté jour et côté nuit entre 60 et 80° de latitude à 63 km d'altitude (d'après Pätzold et al. (2007)).

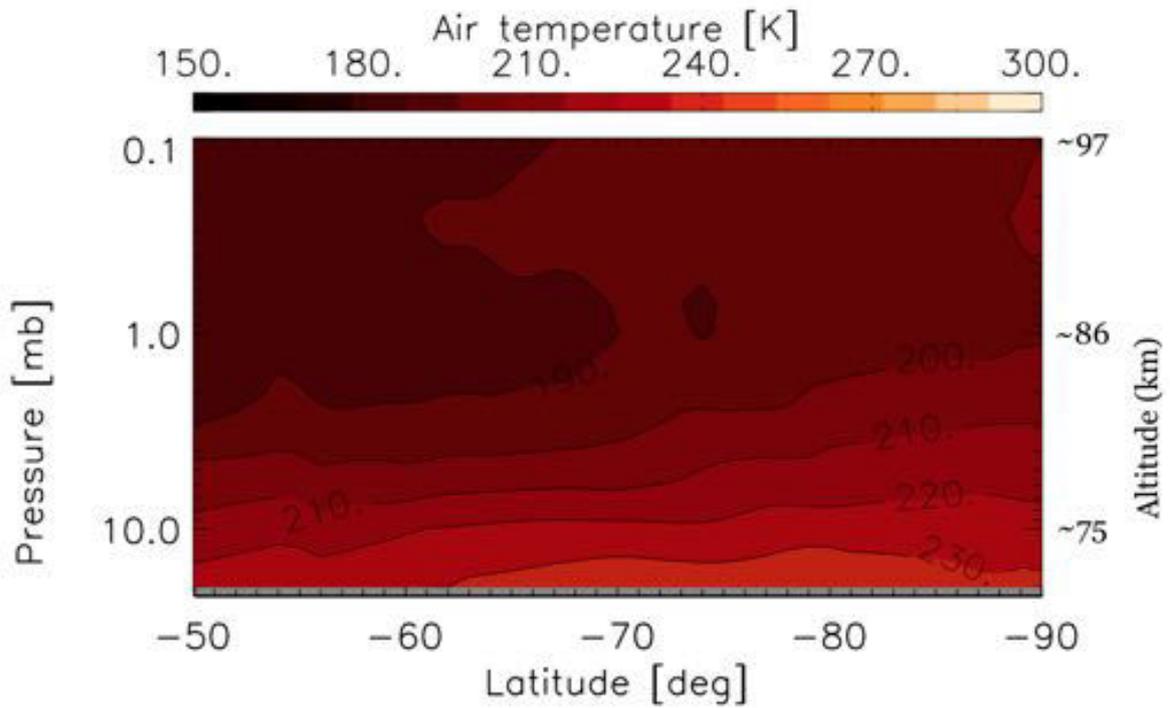


Figure 6.3 – Champ moyen de température à LST = 19h00 dérivé des spectres VIRTIS-M [Grassi et al. (2008)].

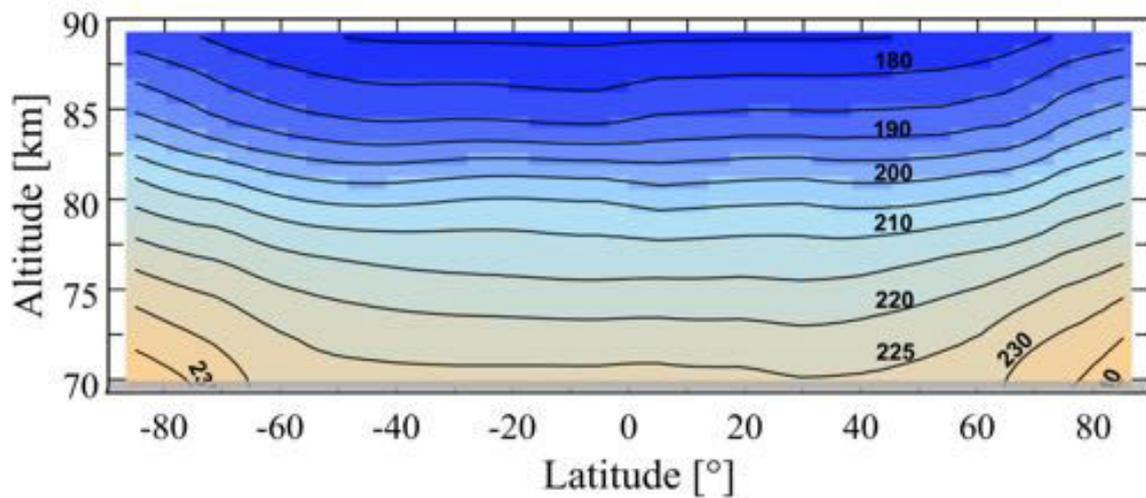


Figure 6.4 – Moyenne zonale du champ de température dérivé des données VIRTIS-M IR, fonction de la latitude et de l'altitude dans les deux hémisphères. Températures en K, Haus et al. (2014).

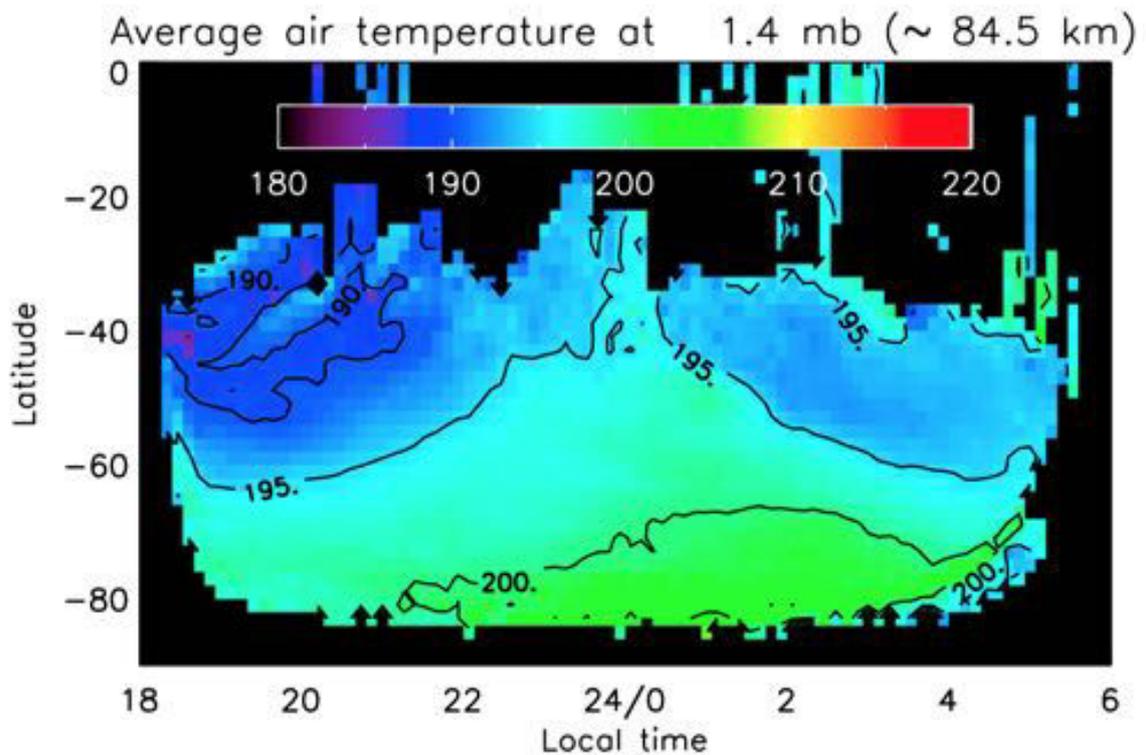


Figure 6.5 – Champs de température côté nuit au niveau de pression 1.4 mb (84.5 km) déduite des mesures VIRTIS-M de Grassi et al. (2014). Les terminateurs jour/nuit correspondent à 18h00 et 06h00 en temps local (LST). A la latitude 50°, il est intéressant de faire une comparaison du domaine de température 190-195 K qui est cohérent avec la détermination à l'aide de l'auréole à cette latitude/altitude ($T \sim 195$ K).

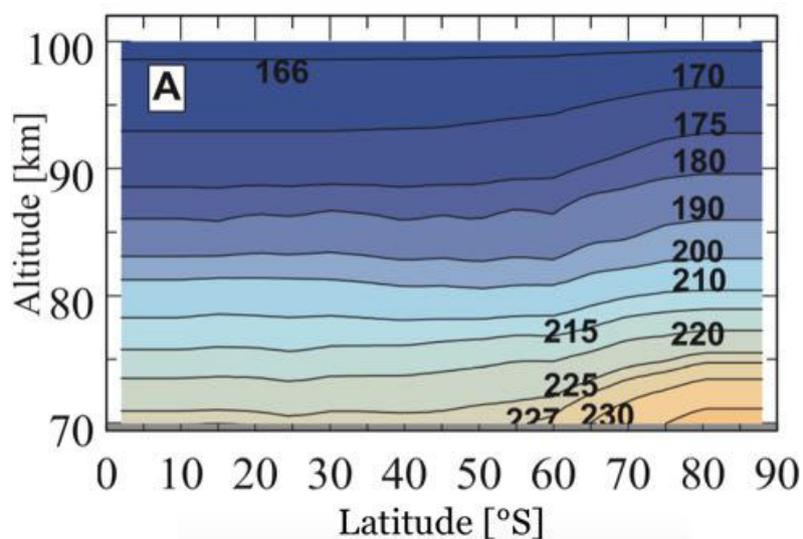


Figure 6.6 – Moyenne zonale du champ de température dérivé des données VIRTIS côté nuit [Haus et al. (2016)].

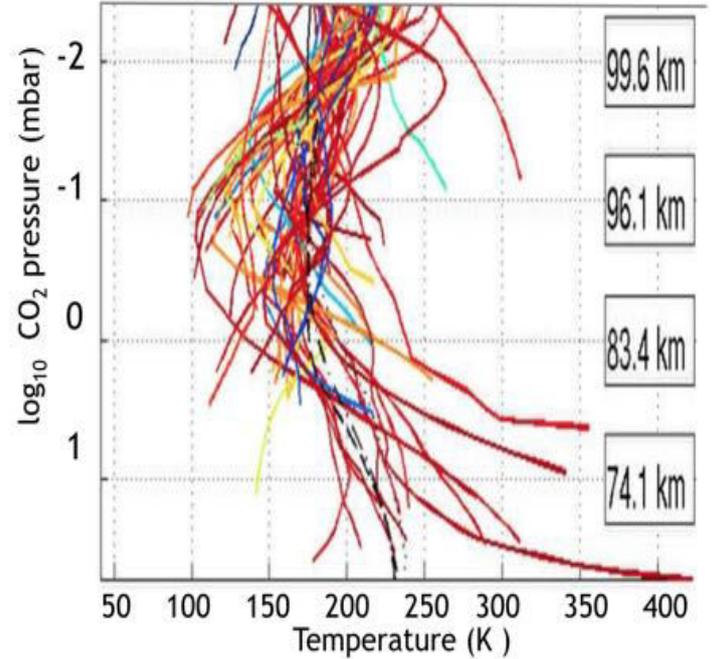
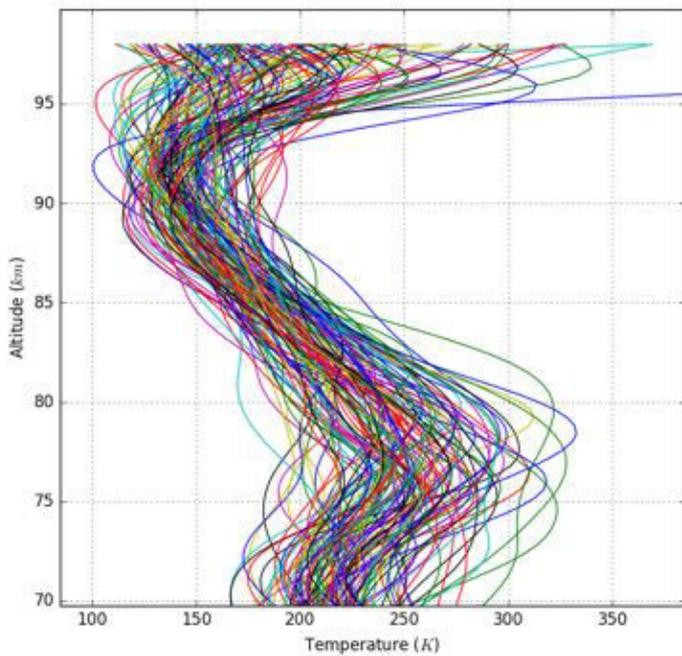
solaires au terminateur, le recouvrement en altitude est significatif (de 74 à 98 km), aussi la comparaison avec les données SOIR constitue le principal enseignement de notre travail d'analyse. Nous fondons notre approche comparative sur les publications les plus récentes intégrant les mesures Venus Express sur la période s'étendant de mai 2006 à mars 2011 [Mahieux et al. (2012)], et de mai 2006 à juillet 2013 [Mahieux et al. (2015b)].

La Fig. 6.7 regroupe les courbes de température obtenues en dérivant le profil vertical de densité de CO₂ mesuré par SOIR. La Fig. 6.7a représente l'ensemble des profils de température calculés lors de cette étude, la Fig. 6.7b est celle de l'article de Mahieux et al. (2012). La partie grisée représente les mesures de SOIR de la partie de l'atmosphère non explorée par l'auréole. Pour la partie inférieure (~ 74 -98 km) les courbes de température ont la même tendance. Nos données montrent une température variant de 175 à 325 pour une altitude de 74 km, la figure de Mahieux et al. montre une variation de 190-350 K ce qui est similaire. À l'altitude 95 km, nos données montre une variation de 100-275 K pour la partie la plus dense alors que Mahieux et al. (2012) montre une fluctuation de 100-225 K. Nos données montrent que pour certaines latitudes les valeurs de température sont supérieures à celles mesurées par SOIR. Cependant, il faut rappeler que SOIR fait une mesure à une latitude donnée selon l'orbite alors que l'auréole a permis une cartographie instantanée de l'ensemble des latitudes.

Dans un article plus récent, Mahieux et al. (2015b) donne des températures moyennes pour le matin (bleu) et le soir (rouge) (Fig. 6.9, Top panel). La Fig. 5.16 (chapitre précédent) représente également la moyenne pondérée sur l'ensemble des latitudes pour l'ingress et l'egress. Comme dans l'article nos données montrent une dichotomie entre le côté jour et le côté nuit. Cependant, nos données indiquent une différence à partir de l'altitude 80 km jusqu'à la limite supérieure alors que les données des auteurs montrent une différence entre 80-90 km mais concordance des températures ainsi qu'une inversion au-delà de 90 km. Les températures maximales pour l'altitude ~ 98 km sont de 190-210 K contre 210-230 K dans nos données.

Mahieux et al. (2015b) ont compilé les résultats de neuf années de mesures faites par SOIR pour générer des cartes de températures (Fig. 6.9, Bottom Panel). Seule la partie basse de la carte concorde avec nos données, les altitudes sont comprises entre 84 et ~ 98 km (zone non grisée) pour une partie des latitudes. L'intervalle de latitudes compris entre $+45^\circ$ et $+75^\circ$ pour le côté matin, a une altitude minimum de ~ 91 km. La température pour la zone supérieure à ces latitudes est de 210-230 K, celle donnée par nos cartes est du même ordre, 240 K avec une barre d'erreur importante. Si nous considérons les latitudes basses et polaires ($+10^\circ$, $+45^\circ$ et $+75^\circ$, $+85^\circ$) on peut voir un gradient de température sensiblement constant en fonction de la latitude. La température minimale est comprise entre les altitudes 88-92 km avec une valeur $T \sim 180$ K (contre 165 K pour nos données). Il est intéressant de remarquer que les températures à l'altitude limite sont comprises entre 190 et 230 K, nos données montrent également une fluctuation de la température à l'altitude limite, variant de 160 à 240 K.

Le terminateur soir présente une zone de comparaison plus faible s'étendant de ~ 98 km à ~ 90 km pour les faibles latitudes ($+10^\circ$, $+45^\circ$), ~ 98 km à ~ 87 km pour les moyennes latitudes ($+45^\circ$, $+75^\circ$) et ~ 98 km à 84 km pour les hautes latitudes ($+75^\circ$, $+85^\circ$). Les gradients de température sont plus lisses et ne présentent des variations que



(a) Profils de température du CO₂ en fonction de l'altitude pour l'ensemble des latitudes.

(b) Profils de température du CO₂, les profils de température sont donnés en fonction de la pression totale, avec l'altitude donnée sur le côté droit à titre indicatif. La couleur est la latitude absolue. Les mesures des hautes latitude sont rougeâtres, tandis que les mesures équatoriales sont bleuâtres. Les lignes noires sont les valeurs de densité et de température du modèle de Keating (Keating et al., 1980) (ligne pleine) et le modèle de Zasova (Zasova et al., 2007), pour différentes latitudes (en pointillés pour 0° , dash-dotted pour 45° et points pour 90°) (Mahieux et al., 2012).

Figure 6.7 – Comparaison des profils de températures dérivés des profils verticaux de densité du CO₂ entre notre étude (panel de gauche) et celle de Mahieux et al. (2012)

pour la partie des hautes latitudes. Les températures varient de 120 K pour l'altitude ~ 90 km à 220 K pour l'altitude limite. Ce qui est en parfait accord avec nos données qui présentent une zone froide dans les latitudes moyennes avec un gradient latitudinal constant. L'altitude limite correspond à des températures de 200 K, similaires aux nôtres.

La tendance des températures et le comportement des côtés jour et nuit corroborent nos résultats. Le modèle direct a déjà permis une validation des mesures de SOIR par une méthode totalement indépendante. Le modèle inverse quant à lui présente des résultats similaires à l'ensemble des mesures effectuées par l'instrument au cours de la durée de vie de la mission.

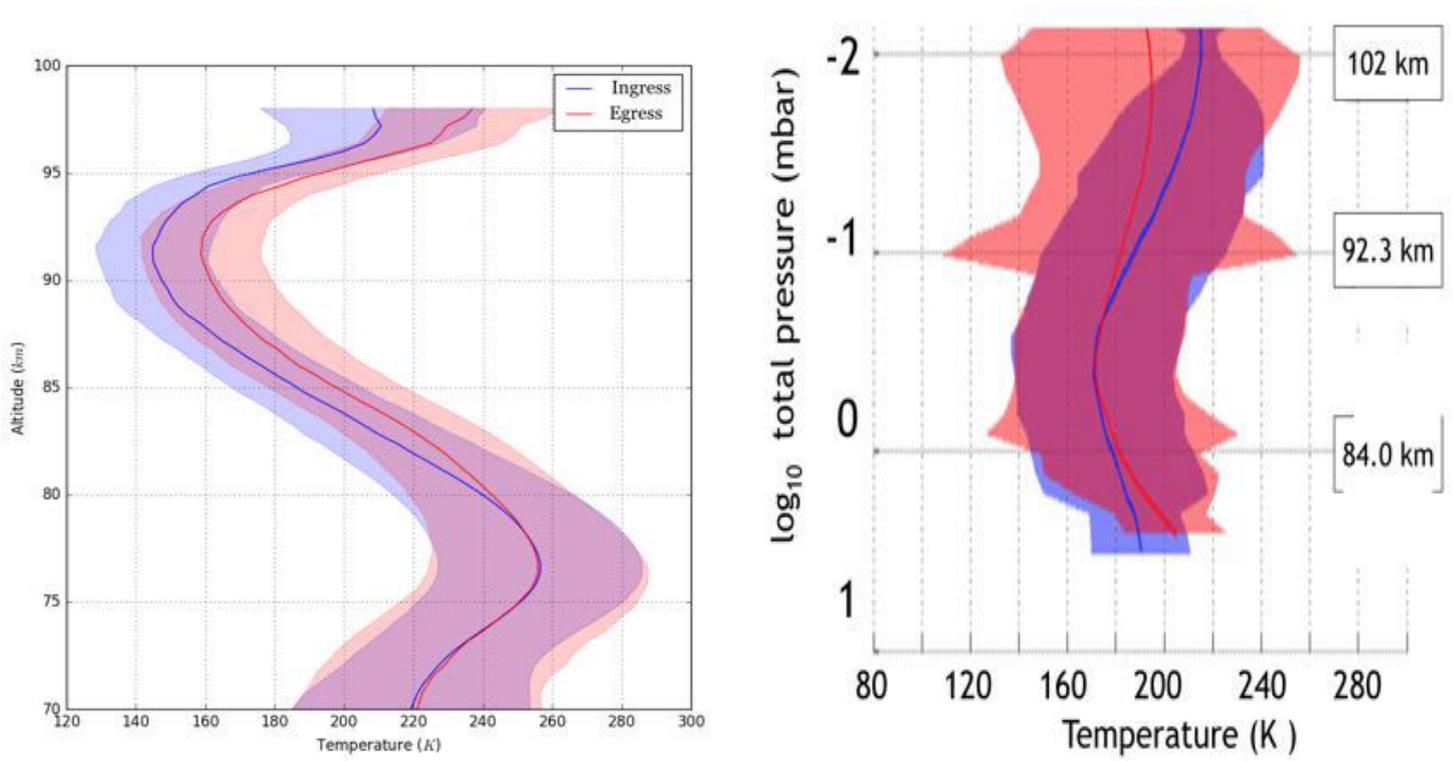


Figure 6.8 – À gauche : les profils moyens pour l’ingress et l’egress calculés à partir des données SDO (ce travail). À droite : avec la même échelle verticale, la comparaison entre le profil moyen de température SOIR côté matin (région bleue) et coté soir (région rouge). Le profil moyen a été déterminé sur le même intervalle d’altitude que les profils verticaux de densité du CO_2 , alors calculés sur la même échelle de pression.

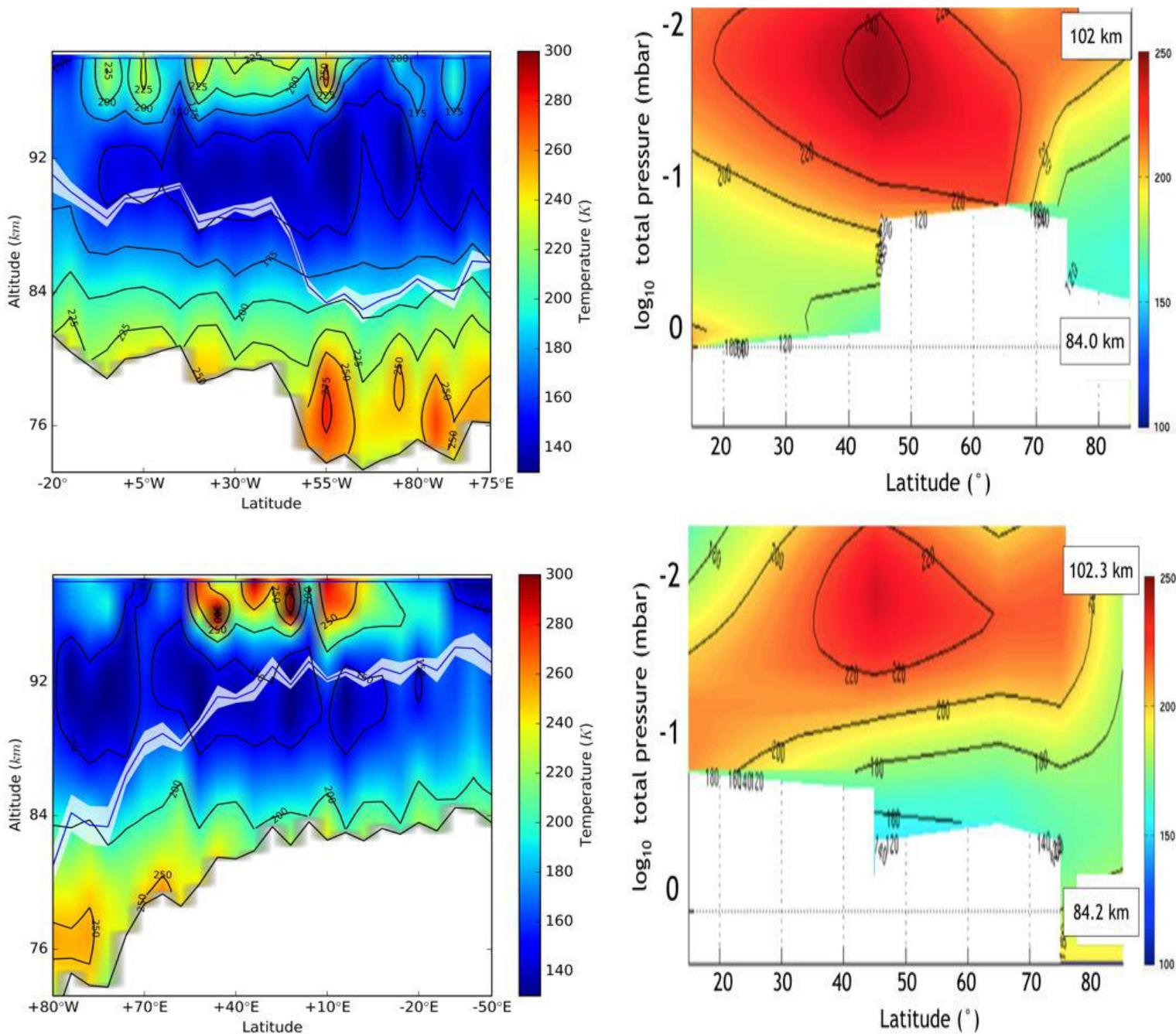


Figure 6.9 – *Partie gauche* : Résultats du champ de température 2D obtenu au terminateur dans les données SDO (ce travail). Comme pour la Fig.5.18, la courbe noire représente l'altitude tangente pour laquelle $\tau = 1$. Les contours représentent la température instantanée au terminateur. *Partie droite* : données de température SOIR cumulées de 2006 à 2013, et reportées sur les deux hémisphères considérés comme symétriques [Mahieux et al. (2015b)]. Les échelles des altitudes sont ajustées. On remarque dans les deux ensembles de données une région de température accrue de 95 à 100-105 km mais généralement limitée aux latitudes moyennes (~ 20 - 50°). La région polaire dans les données SOIR montre un refroidissement de quelques dizaines de degrés aux lat. $> 80^\circ$ jusqu'à 100 km, ce que ne montre pas ou peu significativement le champ 2D SDO.

6.2 Contraintes sur les aérosols

6.2.1 Variabilité de l'altitude $\tau = 1$

Les figures 5.18a et 5.18b montrent le résultat de mon modèle multicouche appliqué à l'auréole observée par SDO/HMI pour toute latitude du limbe ingress et egress. À partir de l'angle de réfraction, chaque rayon lumineux est suivi de l'observateur à la source, dans un plan contenant l'observateur, le centre de Vénus et le point du terminateur. En ajoutant la contribution de chaque couche, le flux théorique de l'auréole est obtenu. Le calcul est ensuite répété pour chaque f pour reconstruire l'intégralité de la courbe de lumière (ch. 5) afin de la comparer aux observations de SDO/HMI (ch. 4).

L'altitude du $\tau = 1$ et l'échelle de hauteur des aérosols sont obtenues de façon itérative par une minimisation des moindres carrés. Lors de la phase d'ingress l'altitude du $\tau = 1$ est quasi constante entre les latitudes -20° et $+43^\circ$ avec une valeur de 90 ± 1.5 km (§5.2.4). L'altitude décroît brutalement de $+43^\circ$ à $+75^\circ_E$ où la valeur est quasi-constante entre $+50^\circ$ et $+85^\circ_E$ avec $r_{\tau=1} = 84 \pm 1.5$ km et remonte faiblement à plus hautes latitudes entre $+85^\circ_E$ et $+75^\circ_E$.

Lors de la phase d'egress, correspondant au terminateur du soir, le comportement de l'altitude du $\tau = 1$ est nettement différent, comme nous l'avons déjà souligné. $\tau = 1$ atteint un plateau entre les latitudes $+5^\circ_E$ et -50°_E avec une valeur de $r_{\tau=1} = 93 \pm 2.5$ km. L'altitude est ensuite décroissante de $+5^\circ_E$ à $+80^\circ_W$, la dispersion des points entre les latitudes polaires $+80^\circ_W$ et $+80^\circ_E$ peut suggérer un plateau minimal où $r_{\tau=1} = 84 \pm 2$ km qui correspondrait au même plateau observé dans la région polaire, décalé, obtenu dans les données ingress.

Il est important de souligner à nouveau que pour l'egress, le comportement des courbes de lumière est significativement différent de l'ingress. L'échelle de hauteur des aérosols est ainsi modifiée pour certains intervalles de latitude : $H_{aero} = 4.8$ km de $+80^\circ_W$ à $+80^\circ_E$; $H_{aero} = 5.6$ km de $+80^\circ_E$ à $+60^\circ_E$; $H_{aero} = 6.5$ km de $+60^\circ_E$ à $+40^\circ_E$; $H_{aero} = 5.6$ km de $+40^\circ_E$ à $+20^\circ_E$; enfin $H_{aero} = 4.8$ km de $+20^\circ_E$ à -50°_E .

6.2.2 Profil instantané

Plusieurs instruments de Venus Express ont pu caractériser la couche d'aérosols ; Wilquet et al. (2009, 2012) ont contraint la nature des particules et déterminé les variations latitudinales de l'extinction à l'aide des données SPICAV/SOIR depuis l'UV jusqu'au mid-IR (Fig. 6.10). Luginin et al. (2016) ont analysé les données SPICAV-IR en occultation solaire sur l'ensemble de la mission entre 2006 et 2014. Dans chacun des cas, on note (1) une forte dépendance en latitude. Celle-ci correspond à une différence de ~ 10 km environ pour l'altitude $\tau = 1$ entre la région équatoriale et les pôles, et est donc du même ordre que celle obtenue avec l'auréole SDO (Fig. 5.18a, 5.18b). On peut également remarquer que cet écart est comparable aux différences d'altitude de la couche supérieure des nuages [Ignatiev et al. (2009); Fedorova et al. (2009)]. (2) une forte asymétrie entre le terminateur du matin et celui du soir, où l'opacité $\tau = 1$ diffère d'environ 1 échelle de hauteur des aérosols (~ 5 km), ce que nous observons aussi.

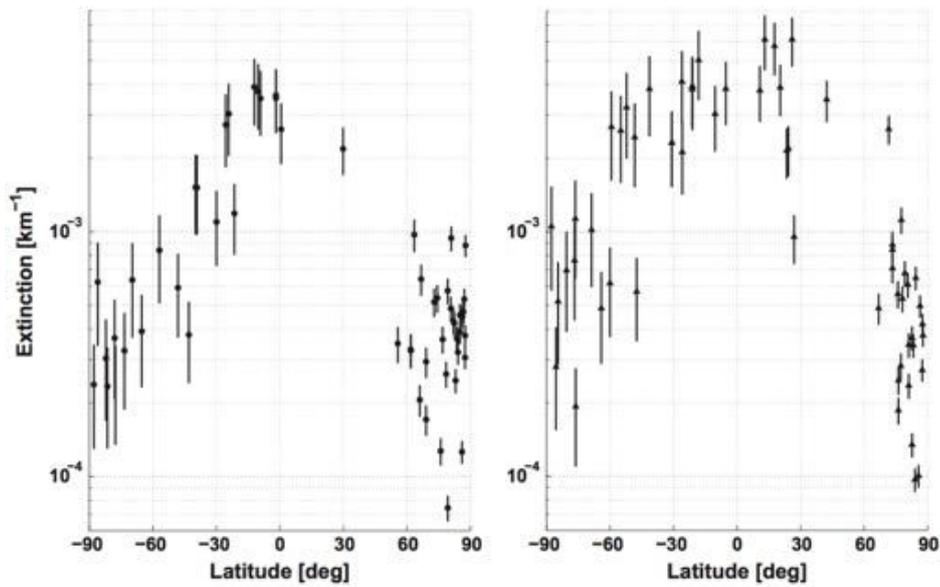


Figure 6.10 – Variations latitudinales de l’extinction des aérosols de l’upper haze à 80 km, intégrées sur environ 200 occultations solaires par Venus Express de 2006 à 2010. A g. : terminateur du matin : à dr. terminateur du soir [Wilquet et al. (2012)].

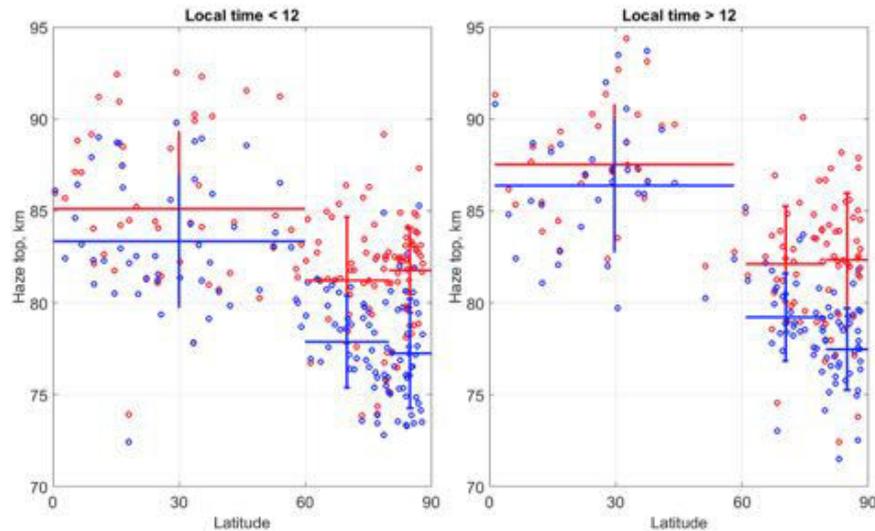


Figure 6.11 – La dépendance latitudinale de l’altitude $\tau = 1$ au terminateur côté matin (image de gauche) et le terminateur côté soir (image de droite) à 649.4 nm (cercles rouges) et 1553.7 nm (cercles bleus) dans l’hémisphère nord. Les valeurs moyennes pondérées en latitude 0–60, 60–80, et 80–90 sont visibles. [Luginin et al. (2016)].

Conclusion

Durant cette thèse, une nouvelle procédure pour l'extraction de la photométrie de l'auréole a été mise en œuvre, ce qui a permis de fournir des mesures précises de la luminosité sur l'ensemble du terminateur côté jour et côté nuit. La résolution temporelle des images SDO analysées dans le présent document est beaucoup plus élevée que celle disponible en 2004, et la photométrie de bien meilleure qualité, principalement en raison du fait que ces observations ont été obtenues à partir de l'espace.

Pour la première fois, le profil vertical de densité obtenu par SOIR a pu être comparé à des observations directes de l'auréole, montrant que le profil de SOIR est capable d'en reproduire les caractéristiques générales. Dans ce processus, il a été montré que le flux de l'auréole mesuré est sensible aux détails dans le profil vertical.

Trois approches différentes ont été comparées et peuvent être utilisées pour modéliser la luminosité de l'auréole. Le premier est basé sur une atmosphère isotherme transparente telle que décrit par Baum and Code (1953). Cette approche a été adoptée pour analyser les données beaucoup moins précises du transit en 2004 [Tanga et al. (2012)].

La seconde approche consiste en une extension du modèle ci-dessus en prenant en compte trois couches isothermes successives, en utilisant les informations du profil vertical de densité mesuré par SOIR à la latitude $+49^\circ$ lors du transit. En effet, le profil de SOIR montre clairement trois couches dans lesquelles, au premier ordre, la température peut être considérée comme constante.

La dernière étape adopte un modèle multicouche, avec une résolution verticale nettement inférieure à l'échelle de hauteur physique de l'atmosphère ce qui permet d'utiliser la résolution verticale totale du profil de densité de SOIR.

Une comparaison entre les trois méthodes montre que seul le dernier modèle reproduit la tendance de la courbe de lumière de l'auréole avec une précision raisonnable. Cette constatation indique en outre la sensibilité de l'auréole aux petits détails du profil vertical de densité. Comme le modèle est basé sur l'application directe du profil de SOIR, notre résultat est également une confirmation indépendante, à partir d'observations à distance, des résultats obtenus par la mission Venus Express et plus particulièrement l'instrument SOIR.

Le modèle multicouche direct ne possède qu'un seul paramètre libre, qui est l'altitude du niveau $\tau = 1$. La valeur déterminée pour le profil SOIR est compatible avec d'autres déterminations de l'altitude limite des nuages.

Les modèles adoptent une répartition verticale simplifiée des aérosols, qui peut être encore améliorée par rapport aux données plus récentes fournies par SOIR. Cependant, nous ne trouvons aucune différence claire qui peut être attribuée à un manque de précision dans la distribution d'aérosols.

Après avoir évalué la robustesse de la photométrie de l'auréole et la modélisation du modèle multicouche directe par rapport aux données SOIR, un modèle multicouche inverse a été développé. Ce dernier modèle permet d'obtenir un profil vertical de densité ainsi que l'altitude du $\tau = 1$ local en comparant la photométrie de l'auréole à la photométrie calculée par l'équation 3.22.

L'ensemble des latitudes a pu être analysé et a fourni autant de profils verticaux de densité que de latitudes pour les deux phases du transit ainsi que l'altitude du $\tau = 1$. Le modèle multicouche inverse a permis de fournir des informations sur l'épaisseur de l'auréole qui s'avère être localisée dans la mésosphère dans un intervalle d'altitudes de 72 à 98 km.

La mésosphère de Vénus peut être analysée avec l'équilibre hydrostatique et ainsi fournir la pression, la température et l'échelle de hauteur physique de l'atmosphère pour la latitude considérée grâce au profil vertical de densité déterminé par le modèle. À partir de ces résultats, deux cartes de température ont été générées et représentent de façon instantanée le comportement global de la mésosphère pour les 2/3 de la planète.

L'altitude du $\tau = 1$ déterminée par le modèle concorde avec celle donnée par des travaux récents. L'allure du $\tau = 1$ montre une tendance mesurée par Venus Express avec un abaissement au niveau du pôle Nord. Cette dépression est très bien représentée dans l'analyse en multi-longueur d'onde mesurée par Hinode.

L'analyse de l'auréole est un succès et permet de fournir une analyse précise de la mesure de la température et du comportement de l'atmosphère grâce à son effet instantané. Il serait intéressant d'étudier l'auréole grâce à un modèle GCM 3D pour l'atmosphère de la planète ainsi que pour l'étoile. Cette étude a permis de montrer que la réfraction et la granulation stellaire ne doivent pas être négligées dans l'étude des exoplanètes et peuvent au contraire fournir énormément d'informations. Cependant, notre étude [Chiavassa et al. (2015)] ainsi que celle de García Muñoz and Mills (2012) a montré que la luminosité de l'auréole est de l'ordre de 10^{-5} comparée à celle du Soleil et ne peut être détectée actuellement avec les télescopes.

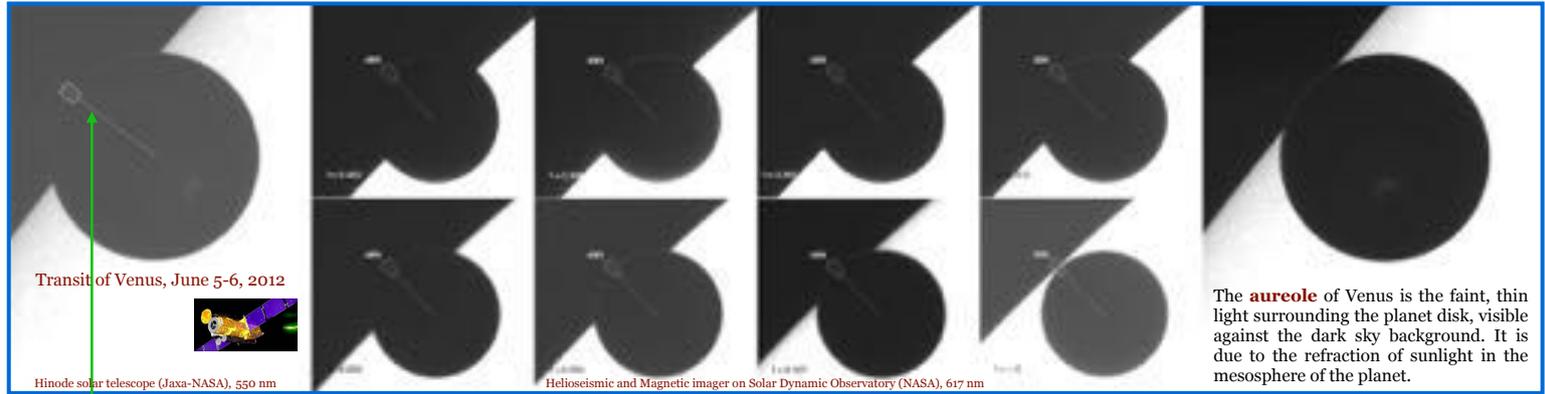
Annexe A

Poster EPSC 2015

The mesosphere of Venus : vertical profiles from aureole photometry

C. Pere (1), P. Tanga (1), T. Widemann (2, 4), A. Mahieux(3), V. Wilquet(3), and A.C. Vandaele(3)

(1) Laboratoire Lagrange, CNRS/UMR7293, UNS, Observatoire de la Côte d'Azur, France (cpere@oca.eu), (2) LESIA, UMR CNRS 8109, Paris Observatory, France, (3) Belgian Institute for Space Aeronomy, 3 av. Circulaire, 1180 Brussels, Belgium, (4) DYPAC, EA 2449, Université de Versailles-Saint-Quentin-en-Yvelines, Guyancourt (France)



The **aureole** of Venus is the faint, thin light surrounding the planet disk, visible against the dark sky background. It is due to the refraction of sunlight in the mesosphere of the planet.

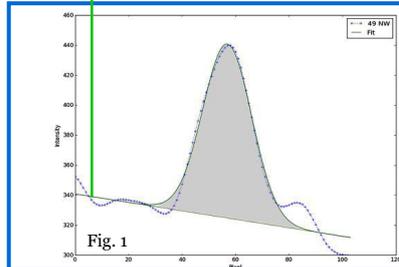


Fig. 1

Aureole photometry from the transit of Venus, June 5-6 2012

We measured the aureole brightness at several latitudes, along a **radial cut** (Fig. 1) Photometry is obtained by integrating along the cut the contribution of the background-subtracted aureole relative intensity (Y-scale on Fig. 1). The radial profile and its surface are computed using a Gaussian fit. The flux is then normalized to a constant reference area (a 1 arcsec² portion of the solar photosphere at 2 Venus radii from the limb.

The aureole brightness is then measured for all latitudes (at 1° intervals) during the ingress and egress of the planet. In this poster we show results related to ingress (**evening terminator**). Each curve in Fig. 2 represents the flux at a different latitude, as a function of f , the linear fraction of the disk of Venus that appears outside the Solar limb.

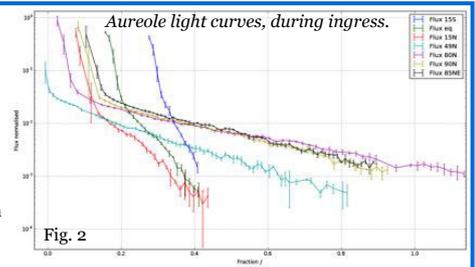
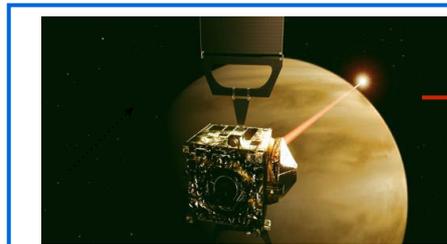


Fig. 2



SOIR (VeX) measurements during the transit

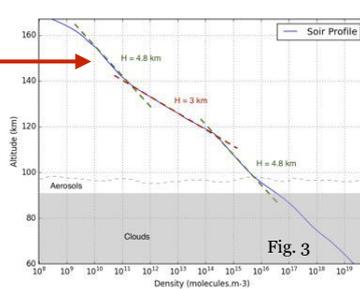


Fig. 3

During the transit, VeX performed the solar occultation measurements (SOIR) of Venus atmosphere at a latitude of +49°. The vertical density profile clearly brings the signatures of **3 different scale heights** (Fig. 3). We then compared the signal measured at +49° to a simple model using the three (isothermal and transparent) layers as above (Fig. 4) (Baum & Code 1953, Tanga et al. 2012). We find that the best fit requires a cloud altitude of 88 km. The result is not fully satisfactory. Smaller fluctuations in the vertical profile must be taken into account in a **full multi-layer model**.

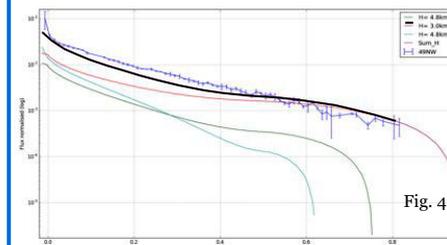
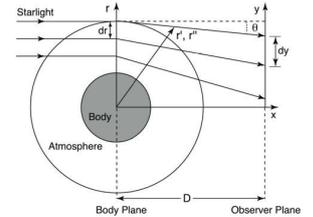


Fig. 4

Multi-layer refraction model



Elliot et al. 2003

Direct multi-layer model:

- Based on stellar occultation theory, modified to take into account the extended source (solar photosphere).
- Each layers is ~ 400m in thickness.
- It assumes a known density profile from which a refractive index is derived.
- The total refraction angle is computed from the contribution of each layer.
- Pure CO₂ composition is assumed.
- Free parameter: the altitude of the clouds

Multi-layer refraction model with SOIR profile at +49°

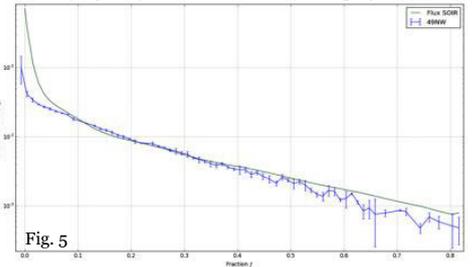


Fig. 5

Modeling the aureole brightness: adopting the SOIR vertical profile the result is very satisfactory (Fig. 5). It requires an aerosol layer with a vertical scale height of 4 km. Tangential optical thickness = 1 above clouds at 86 km.

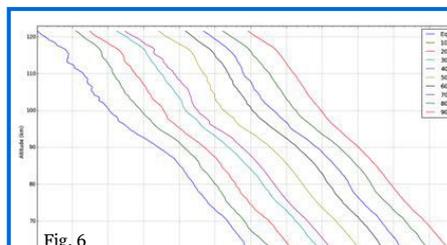


Fig. 6

Multi-layer model: inversion of the photometric profile

The same multi-layer model can be used to invert aureole photometry and **recover the vertical profile** and the **cloud altitude** at each latitude. We used a MCMC method, using the SOIR profile as initial conditions.

Fig. 6 shows the different density profiles that we derive with subtle variations as a function of latitude. For clarity log of number density is plotted, with each curve arbitrarily displaced by a factor of 4.



Fig. 7

Altitude of the upper clouds (optical thickness = 1) as a function of latitude, from pole to equator. The colored band represents the 1-sigma uncertainty.



Conclusions

- We are able to independently validate the vertical density profile from Venus Express SPICAV/SOIR solar occultation measurements obtained simultaneously during the transit (Wilson et al. EPSC 2012)
- A multi-layer model is required to correctly reproduce the aureole brightness as small scale vertical variations fluctuations play a role.
- We are also able to retrieve the altitude of the aureole and put constraints on the thickness of the aerosol layer.

Future work :

- Use multi-color observations from Hinode to check color-dependence of refraction and aerosol absorption
- Exploit data at egress

Acknowledgement

The research leading to these results has received funding from the EU 7th Framework Program (FP7/2007–2013) under grant agreement n1606798 (EuroVenus). SDO and Hinode teams kindly provided access to the transit images.

Bibliography :

- Baum, W. A.; Code, A. D., 1953A photometric observation of the occultation of σ ARIETIS by Jupiter, *Astronomical Journal*, Vol. 58, p. 108-112
- Tanga, P.; Widemann, T.; Sicardy, B.; Pasachoff, J. M.; Arnaud, J.; Comolli, L.; Rondi, A.; Rondi, S.; Sütterlin, P., 2012, Sunlight refraction in the mesosphere of Venus during the transit on June 8th, 2004, *Icarus*, Volume 218, Issue 1, p. 207-219
- Elliot, J. L.; Person, M. J.; Qu, S., 2003, Analysis of Stellar Occultation Data, II. Inversion, with Application to Pluto and Triton, *The Astronomical Journal*, Volume 126, Issue 2, pp. 1041-1079

Annexe B

Articles scientifiques

Multilayer modeling of the aureole photometry during the Venus transit: comparison between SDO/HMI and VEx/SOIR data

C. Pere^{1,2,*}, P. Tanga¹, Th. Widemann^{2,3}, Ph. Bendjoya¹, A. Mahieux^{4,5}, V. Wilquet⁴, and A.C. Vandaele⁴

¹ Laboratoire Lagrange, Université Côte d'Azur, Observatoire de la Côte d'Azur, CNRS, Blvd de l'Observatoire, CS 34229, 06304 Nice cedex 4, France e-mail: cpere@oca.eu

² LESIA, UMR CNRS 8109, Paris Observatory, France

³ DYPAC, EA 2449, Université de Versailles-Saint-Quentin-en-Yvelines, Guyancourt, France

⁴ Belgian Institute for Space Aeronomy, 3 av. Circulaire, 1180 Brussels, Belgium

⁵ Fonds National de la Recherche Scientifique, Brussels, Belgium

August 31, 2016

ABSTRACT

Context. The mesosphere of Venus is a critical range of altitudes in which complex temperature variability has been extensively studied by the space mission Venus Express (VEx) during its eight-year mission (2006-2014). In particular, the Solar Occultation in the InfraRed (SOIR) instrument probed the morning and evening terminator in the 70–170 km altitude region, at latitudes extending from pole to pole, using spectroscopic multiband observations collected during occultations of the Sun at the limb. Data collected at different epochs and latitudes show evidence of short and medium timescale variability as well as latitudinal differences. Spatial and temporal variability is also predicted in mesospheric and thermospheric terminator models with lower boundary conditions at 70 km near cloud tops.

Aims. The Venus transit on June 5-6, 2012 was the first to occur with a spacecraft in orbit around Venus. It has been shown that sunlight refraction in the mesosphere of Venus is able to provide useful constraints on mesospheric temperatures at the time of the transit. The European Space Agency's Venus Express provided space-based observations of Venus during the transit. Simultaneously, the Venus aureole photometry was observed using ground-based facilities and solar telescopes orbiting Earth (NASA's Solar Dynamic Observatory, JAXA's HINODE). As the properties of spatial and temporal variability of the mesosphere are still debated, the opportunity of observing it at all latitudes at the same time, offered by the transit, is rather unique. In this first paper, we establish new methods for analyzing the photometry of the so-called aureole that is produced by refraction of the solar light, and we investigate the choice of physical models that best reproduce the observations.

Methods. We compared the refractivity profile obtained by SOIR at the time of the June 2012 transit to the aureole photometry. For this goal, we explored isothermal and multilayered refraction models of the terminator atmosphere based on the vertical density profile obtained by VEx/SOIR at a latitude of +49° and successfully compared it to the aureole photometry observed from space by the HMI instrument of the Solar Dynamic Observatory (SDO).

Results. We obtain an independent constraint of 4.8 ± 0.5 km for the aerosol scale height in the upper haze region above 80 km. We show that a full multiple-layer approach is required to adequately reproduce the aureole photometry, which appears to be sensitive to several second-order variations in the vertical refractivity.

Introduction

A transit of Venus (ToV) in front of the Sun is a rare event, a unique opportunity to study the sunlight refraction in the atmosphere of the planet during ingress and egress, from which the mesospheric and upper haze structure can be constrained. The event of June 5-6, 2012 was the first transit in history to occur while a spacecraft was in orbit around the planet, and was observable from a large portion of the Earth, stretching from Central-East Europe to the American continent, across the Pacific.

Accounts of past historic transits provided detailed descriptions of the planet morphology through telescopic observations of Venus during ingress and egress phases that were relevant for contact timings (for a review, see Link 1969). In the past, timings were the only scientific data collected, in the attempt to use the events for the determination of the solar parallax. While today this interest no longer exists, another category of phenomena, involving the atmosphere of Venus, appears to be more relevant

and can be linked to a larger domain of investigations, including exoplanet transits (Ehrenreich et al. 2012; Widemann et al. 2012).

The portion of the planetary disk that is outside the solar photosphere has been repeatedly perceived as outlined by a thin bright arc called the aureole. On June 8, 2004, fast photometry based on electronic imaging devices allowed the first quantitative analysis of the phenomenon (Tanga et al. 2012).

The accuracy of the observations in 2004 was limited because the campaigns were not specifically organized to photometrically observe the aureole, which was only confirmed at that time. Measurements in 2004 were essentially obtained using NASA's then operating Transition Region and Coronal Explorer solar observatory (TRACE), the Tenerife Themis solar telescope, the Pic-du-Midi 50 cm refractor, and the DOT in La Palma (Spain) (Pasachoff et al. 2011; Tanga et al. 2012). Owing to the difficulty of reaching an acceptable signal-to-noise ratio (S/N) next to the solar photosphere, a region that is typically contaminated by a strong background gradient, only the brightest portions of the aureole were sampled. This left a strong uncertainty on the faint end of the aureole evolution, when Venus

Send offprint requests to: C. Pere, e-mail: cpere@oca.eu

* PhD funded by the EU FP7 EuroVenus Project (G.A. #606798).

is located farther away from the solar limb. In these conditions, it was not possible to probe the deepest refracting layers, which are close to tangential optical thickness $\tau = 1$ of the Venus atmosphere. An isothermal model was fitted to the usable data, which yielded a single value of the physical scale height for each latitude and an estimate of the vertical extension of the refracting layers that contribute to the aureole.

On June 5-6, 2012, several observers used a variety of acquisition systems to image the event; these systems ranged from amateur-sized to professional telescopes and cameras. In this way, a large amount of quantitative information on this atmospheric phenomenon was collected for the first time. For the 2012 campaign, initial results and observations have been presented (Wilson et al. 2012; Widemann et al. 2012; Jaeggli et al. 2013). Direct multiwavelength measurements of the apparent size of the Venus atmosphere were obtained by Reale et al. (2015). In addition, the Doppler shift of sub-millimeter ^{12}CO and ^{13}CO absorption lines was mapped by Clancy et al. (2015) using the James Clerk Maxwell Telescope (JCMT) to measure the Venus mesospheric winds at the time of the transit.

In this work, the first devoted to aureole photometry obtained during the June 2012 event, we use simultaneous data from the Earth-orbiting NASA Solar Dynamics Observatory (SDO) and Venus-orbiting ESA Venus Express spacecrafts. Optical data retrieved from an image sequence of the Helioseismic and Magnetic Imager (HMI, Schou et al. 2012) onboard the SDO mission are compared to atmospheric refraction models based on a vertical atmospheric density profile obtained by the VEx Solar Occultation in the Infrared (SOIR, Vandaele et al. 2008) instrument during orbit 2238. The Venus Express operations occurred while Venus was transiting the Sun, as seen from Earth. In Fig. 1 the positions of the contacts (I to IV) are indicated, as well as the orbit of European Space Agency's Venus Express orbiter around the planet, projected to scale. Venus is shown at its location during orbit 2238 when SOIR data were collected at the time of apparent solar ingress at latitude $+49.33^\circ$ on the evening terminator at 6.075 PM local solar time (LST). At the scale used in Fig. 1, the parallax effect from a site on the Earth surface, or from the position of SDO, is negligible. For data reduction, accurate positions of Venus relative to the solar limb are derived directly from SDO/HMI images.

The advantage of SOIR is clearly related to the high vertical resolution obtained from its vantage observation point. From the Earth's ground-based and orbit-based telescopes such as SDO/HMI, the aureole vertical extension (corresponding to a few atmospheric scale heights) is unresolved. The aureole brightness is the result of the sum of refracted light at different altitudes. Although the evolution of the Earth-Venus-Sun geometry during the transit allows separating the contribution of different layers, both photometric and calibration accuracy limit the vertical resolution. On the other hand, an advantage specific to transits is the possibility of simultaneously probing the entire limb of Venus, which allows deriving the atmospheric properties at all the latitudes where the aureole is observed.

In this paper, we test the applicability of an isothermal approach to SDO/HMI time-resolved photometry and the possible improvements provided by using a multilayer approach of the Venus atmosphere based on Venus Express data, in particular the SOIR vertical density profile obtained during the transit at a latitude of $+49^\circ$ to reproduce the aureole photometry. We also derive constraints on the upper haze altitude and on the tangential opacity of the same latitude.

The paper is organized as follows. First, we describe the condition of the 2012 ToV and the method for extracting and analyz-

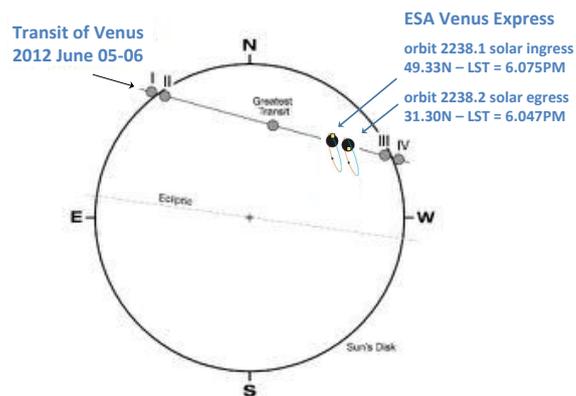


Fig. 1. Solar disk with the trajectory of Venus during the transit on June 5-6, 2012, as seen from the Earth geocenter. See the text for more details.

Image sequence start (UT)	end (UT)	n. images
20:00:02.66	22:50:02.66	776
Center wavelength: 617.3 nm		
Image scale: 0.504 arcsec/pixel		
Apparent Venus diameter (from geocenter): 57.80 arcsec		

Table 1. Summary of the main properties of the transit observations by SDO (ingress only). The Venus diameter is derived from computing the planet ephemerides.

ing the data (Sect. 1). We then present three numerical models that we developed to study the aureole (Sect. 2), and we apply the different models to SOIR solar occultation data obtained at orbit 2238 (Fig. 1) to test their consistency with aureole data (Sect. 3).

1. Observations by the Solar Dynamics Observatory

The aureole photometry was derived from data acquired by the *Helioseismic and Magnetic Imager* (HMI) instrument onboard the *Solar Dynamics Observatory* (SDO, NASA), which operates from an inclined geosynchronous orbit since 2010. A total of 776 images were obtained during the ingress of Venus and 862 during the egress, at a resolution of ~ 0.504 arcsec per pixel, corresponding to 105 km at the distance of Venus at the transit epoch. HMI was designed to measure Doppler shift and magnetic field vector at the solar photosphere by exploiting the 617.3 nm Fe I absorption line. We exploited here the continuum images corresponding to Level-1.5 data products, implying that they have been normalized by flat-fielding but not rescaled or modified further. During the transit, the time sampling interval is 45 seconds. A 854×480 pixel subframe of a HMI image of is shown in Fig. 2.

1.1. Aureole brightness determination

The photometry of the aureole consists of measuring the flux along a circular annulus containing the limb of Venus. The sector containing the aureole corresponds to the annulus portion projected against the background sky, outside the solar photosphere.

To correctly determine the exact position of the aureole, we proceeded by fitting a circle to the limb of Venus, on two reference images where the planet is at least partially silhouetted

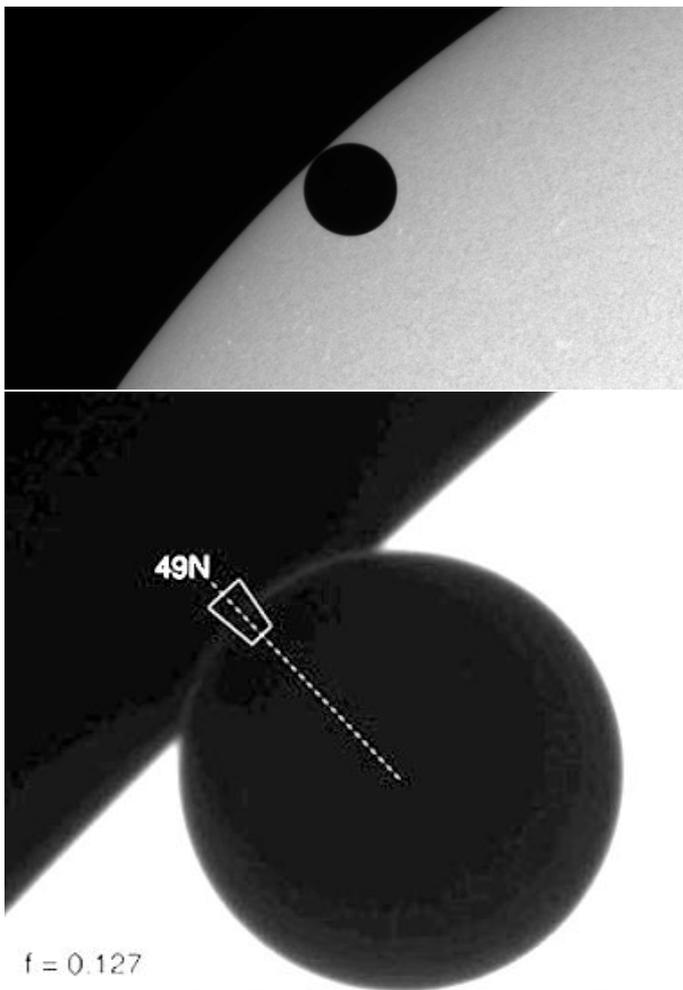


Fig. 2. Upper panel: Subframe centered on Venus at the epoch of second contact, during the transit ingress, from a single SDO/HMI image obtained at 617.3 nm (Fe I absorption line). Lower panel: SDO image with extreme contrast stretch, to show the aureole. The radial direction of the flux measurement is shown, with the area at $+49^\circ$ that is considered for comparison to SOIR. The value of f in the bottom left corner is the linear fraction of the Venus diameter projected outside the solar limb.

against the Sun (with $f < 0.5$). During the short duration of the ingress and egress, the motion of the planet relative to the Sun is essentially linear. Starting from the two reference positions, this allowed us to determine by extrapolation the position of Venus on all other images, which were previously aligned on the Sun.

The measurement was repeated for each image to study the variation of the aureole brightness over time. Our procedure started by extracting the transverse brightness profile of the aureole in the planetocentric radial direction. This was obtained by estimating the contribution of individual pixels in analog-to-digital units (ADU), using subpixel increments. At each step, a bilinear interpolation was applied to obtain the flux value at the corresponding position.

The procedure, in absence of very steep brightness gradients, was sufficient to obtain a rather smooth profile. However, to further reduce the possibility that small fluctuations introduce noise on the curves by pixel-to-pixel variations, we averaged ten radial profiles spaced by 0.1° in latitude to obtain a final radial curve associated to a 1° interval.

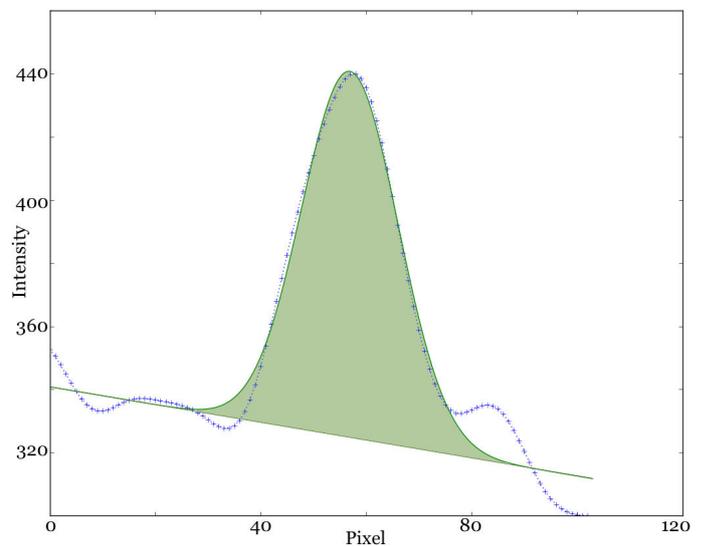


Fig. 3. Radial intensity profile of the aureole (blue crosses) as a function of the number of HMI pixels along the radial direction from the center of Venus. The profile has been measured from one SDO/HMI frame, collected on June 5th, 2012 at 22:21:55, for the latitude $+49^\circ$. The blue dots represent the bilinear interpolation performed on the radial profile at steps of 1/10 of one pixel. The vertical axis is the signal intensity in ADU. The green curve is the result of a Gaussian fit with a linear slope. The width at half-height is 1.875 arcsec and corresponds to 390 km at Venus.

The typical signal was well approximated by a Gaussian (an example is shown in Fig. 3), representing the transverse cut of the line spread function of the imaging system. At this stage, the position of the peak on the profile was verified to ensure that the planet position was correctly computed. The atmospheric scale-height of about 5 km is therefore unresolved by a factor ≈ 80 . As our measurements are performed very close to the Sun, a background signal fading away from the limb, mainly due to scattering in the telescope optics, is always present, and it can be modeled as a linear slope added to the Gaussian.

We thus modeled the radial profile by a function F_t as

$$\begin{cases} F_t(X) &= F(X) + F_b(X), \\ F(X) &= g e^{-\frac{-(X-X_0)^2}{\sigma^2}}, \\ F_b(X) &= a * X + b \end{cases}, \quad (1)$$

where X is the radial position. The parameters a , b , g , X_0 , and σ were determined by a non-linear least squares fit on each of the profiles.

The integral of the Gaussian component over the width of a ring surrounding the aureole $\int F(X)$ represents the background-subtracted aureole flux (Eq. 1). This approach is different from the aperture photometry adopted by Tanga et al. (2012) and allowed us to better evaluate both the background and the aureole signal.

The aureole flux in ADU/pixel was converted into ADU per arcsec (i.e., the brightness of an aureole arc of 1 arcsec length) and then normalized to the brightness of a 1 arcsec² of photosphere, measured at 1 Venus diameter from the solar limb.

With this method, the flux was measured at steps of 1° in latitude.

Following Link (1969), we define the “phase” of the Venus egress/ingress (f) as the linear fraction of the planet diameter projected outside the solar limb (Eq. 2), as seen from a given

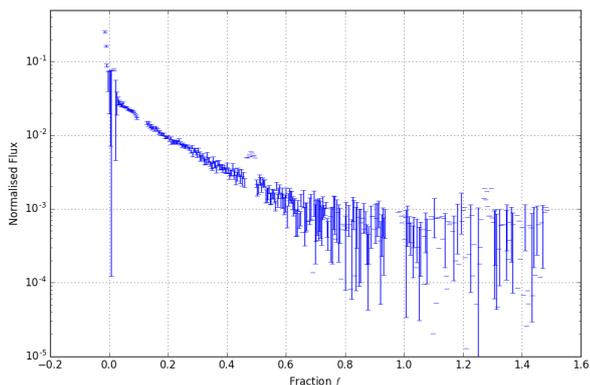


Fig. 4. Aureole flux at a latitude of $+49^\circ$ is plotted as a function of the fraction of the Venus diameter seen outside of the photosphere f . The flux is normalized to a reference element of the solar photosphere, the brightness of a 1×1 arcsec 2 at one apparent Venus diameter from the solar limb. The aureole flux is plotted as a function of the linear fraction of the Venus diameter seen outside of the photosphere f , from the point of view of the observer.

observer. For instance, the value $f=0$ corresponds to the planet disk entirely projected on the Sun and internally tangent to its limb; at $f=0.5$ the center of the planet falls exactly on the limb of the Sun.

Of course, f is a function of time, but it can also be derived directly from the images by measuring the planet position relative to the solar limb. In practice, we extracted from the images the epoch of the first contact (when Venus is externally tangent to the limb, t_{1st}) and the second contact (when Venus is internally tangent to the limb, t_{2nd}). As the epoch of any image (t_i) is known, assuming a linear motion of the planet (appropriate over the ~ 20 min duration of ingress or egress), the corresponding value of f can easily be derived:

$$f = -\frac{t_i - t_{2nd}}{t_{2nd} - t_{1st}}. \quad (2)$$

By considering the whole image sequence obtained by SDO, we can then represent the phenomena observed with the evolving geometry of Venus with respect to the Sun and the observer by the parameter f , a proxy of time, which is directly related to the evolving geometric configuration.

The position angle along the disk of Venus can easily be converted into a latitude by considering the known orientation of the SDO images (solar north up) and by computing the physical ephemerides of the Sun and Venus during the transit. At that epoch, the planetocentric latitude of the sub-Earth point was just 1° , implying that the discrepancy between position angle and latitude was very small and can be neglected in practice (1° at most at the poles).

For a given latitude, that is, for a given point along the planet limb, our capability of observing the aureole is related to the interval of f values for which that point is projected on the sky background, outside the solar photosphere. For this reason, the measurements of different latitudes span a different range of f . At the limit of large f (planet largely outside the solar limb), the signal disappears into noise for any latitude that is considered. This occurs at levels $\sim 10^{-4}$ of normalized flux.

At small f , the geometric limit is represented by the position at which a given point on the planet limb touches the solar

limb. However, since we integrated the flux of the aureole radially over ten pixels to estimate the background, a practical limit exists and is reached sooner than the geometric limit. It corresponds to the contamination by the photosphere margin, which directly enters the measured annulus. For this reason, we conservatively removed the extreme of the curve at the limit of the smallest f (≈ 0.02) where a discontinuity in the flux indicates that the photosphere contaminates our measurements.

Given the high rate of sampling, we additionally averaged the aureole flux over bins of ten single measurements. We then computed error bars from the standard deviations within each bin.

Figure 4 shows the light curve extracted at latitude $+49^\circ$ during the ingress at the morning terminator. Error bars include the contribution of photon noise from the background, the source, and the photospheric comparison. As expected, the curve presents an exponential decrease in brightness with increasing f , that is, at larger distances between the disk of Venus and the solar limb. By considering the light-curve section where a trend is clearly visible above the noise level, we are able to trace the aureole brightness over two orders of magnitude.

The maximum brightness of the aureole (around 10^{-1} , normalized units) occurs at very low f values. At this geometry the luminosity is dominated by sunlight crossing the atmosphere at the highest altitude probed by the aureole. The corresponding sunlight beams are affected by a very small (subarcsec) total deviation that is due to refraction. As the aureole image formed by refraction preserves the surface brightness of the source (in case of a perfectly transparent atmosphere), our normalization implies that the thickness of the atmospheric layer contributing to the aureole is $\sim 10^{-1}$ arcsec = 20 km. If additional opacity due to light scattering by aerosol particles above the cloud tops is included, the real altitude range can be higher.

To derive physical parameters of the mesosphere where the refraction occurs, we try as a first approximation to adopt a model of transparent, isothermal atmosphere along the line of the initial model developed by Tanga et al. (2012). As shown below, the light curve that we observe induced us to refine the isothermal assumption and adopt a multilayered approach for the refraction model.

2. Sunlight refraction models

2.1. Isothermal model (model 1)

At first order, the aureole of Venus can be reproduced by a model taking into account the refraction of a finite array of elementary light sources originating from the solar photosphere. Our first approach is the isothermal model used in Tanga et al. (2012) for the interpretation of the transit data collected in 2004 by ground-based telescopes. The core of this model, called model 1 in the following, is based on the hypothesis of a transparent atmosphere as presented by Baum & Code (1953). We recall its main properties below.

The refraction angle ω of a light ray that crosses the atmosphere and reaches the observer is given by

$$\omega = -\nu(r) \sqrt{\left(\frac{2\pi r}{H}\right)}, \quad (3)$$

where ν is the refractivity, which decreases exponentially with r , and r is the minimum distance of the considered ray path

from the center of Venus. This quantity is related to the gas number density n by $\nu = Kn$, where K is the specific refractivity. H is the scale height of the atmosphere.

The factor by which the image of an element of the photosphere is shrunk by refraction is given by

$$\phi = \frac{1}{1 + \frac{D}{d} \left(\frac{\partial \omega}{\partial r} \right)}, \quad (4)$$

in which $d = 1 + \frac{D}{D'}$, with D' and D representing the distance of Venus from the Sun and Earth, respectively. At the transit epoch, $D = 0.288703$ AU and $D' = 0.726023$ AU.

ϕ is also the ratio between the flux received by the observer from that element and its flux before refraction, if the atmosphere is completely transparent.

By defining the conventional distance $r_{1/2}$ as the half occultation radius (measured from the planet center) at which $\phi = 0.5$, the following equation is derived:

$$\frac{1}{d} \left(\frac{1}{\phi(r)} - 1 \right) + \log \left(\frac{1}{\phi(r)} - 1 \right) = \frac{r_{1/2} - r}{H}. \quad (5)$$

We note that Eq. 5 is valid in the range of r (distance from the center of Venus) spanning from an altitude where the atmosphere is opaque (optical thickness $\tau \gg 1$) to the limit at which the refracted light comes from the solar limb (smaller deviations do not reach the observer). While we assume that the inferior limit is constant, the upper one depends on the geometry and, for a given location at the planet limb, changes for different f values.

The total flux of the aureole will be the integral of the refracted light passing at that distance range from the center of Venus, that is,

$$F = \int_{r_{min}}^{r_{max}} S_{\odot}(r) \phi(r) \tau(r) l dr, \quad (6)$$

where $S_{\odot}(r)$ is the flux emitted by an element of solar photosphere of size l , passing at a minimum distance r from the center of Venus. The function $\tau(r)$ represents an absorption factor that can be included in the integration to reflect the vertical structure of aerosols in the upper haze (Wilquet et al. 2009, 2012) as detailed in Sect. 2.3.

To model the aureole, we describe the brightness of the solar disk by a simple limb-darkening function, which yields $S_{\odot}(r)$ (Hestroffer & Magnan 1998).

In this model, the free parameters are H and $\Delta r = r_{1/2} - r_{\tau}$, where r_{τ} is the distance from the planet center at which $\tau(r_{\tau}) = 1$.

2.2. Multilayer model (model 2)

The isothermal approach, which provides only averaged quantities on the altitudes that generate the aureole, does not appear to be well suited for reproducing the observed temporal brightness variations in the aureole flux at $f > 0.5$ (Sect. 3). We therefore implemented a ray-tracing approach considering a multilayered atmosphere, in which each layer is described by its refractive properties, called model 2 in this paper. In our case, the vertical distribution of the refractive index $N(r)$, sampled by a number of n layers, is the unique physical quantity determining the trajectory of a light beam through the atmosphere.

This model is entirely equivalent to those used for stellar occultations (Wasserman & Veverka 1973; Elliot & Young 1992; Elliot et al. 2003) and is based on the computation of the total

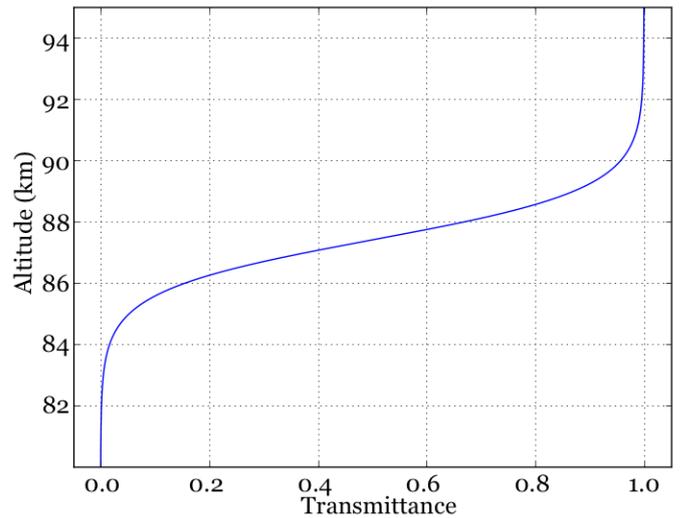


Fig. 5. Transmission function (Eq.9) through the atmosphere of Venus adopted by our model. The scale height of the aerosol for $\tau = 1$ at $r = 87.4$ km, corresponding to $k_{\tau} = 0.6$ km and $H_{\tau} = 4.8$ km, is based on Wilquet et al. (2009).

refraction angle resulting from discretizing the path integral of the smoothly varying direction of propagation:

$$\theta(r) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{r}{r'} \frac{d}{dr'} \ln N(r') dx, \quad (7)$$

in which $\theta(r)$ is the deviation angle of a light beam passing at a minimal distance r from the planet center. $r' > r$ represents the atmospheric altitudes crossed by the light ray above r , $N(r')$ is the vertical refractive index profile, and dx is the integration path along the ray propagation.

It has been shown (Elliot & Young 1992) that the corresponding geometric attenuation of the light beam that is due to refraction is equivalent to the integral of several isothermal layers, each one contributing as in Eq. 4, that is,

$$\phi = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{1 + \frac{D}{d} \frac{d\theta(r)}{dr}} dx. \quad (8)$$

2.3. Upper haze boundary condition

In all the numerical models adopted and compared to SDO/HMI data in Sects. 3.1-3.3, we took into account the geometry of the transit, which evolves with time, to compute sunlight refraction from the source (the solar photosphere) to the observer (placed on Earth or on a space satellite as in the case of SDO).

The integrals needed to compute the contribution of each atmospheric layer to the aureole (either Eq. 6 or 8) were computed over an appropriate altitude range, from layers for which the optical thickness is $\ll 1$ up to ~ 140 km, that is, above the region where the aureole is produced.

To introduce a more realistic transition between the transparent atmosphere and the opaque cloud layers, we introduced a simple optical thickness variation with the altitude z , represented by the function

$$\tau(z) = 0.5 + 0.5 \tanh [k_{\tau} (r - r_{cloud})], \quad (9)$$

One-layer model			
Latitude	H (km)	$r_{1/2}$ (km)	Altitude (km)
+49°	16.3 ± 0.7	96 ± 1	190 ± 1

Table 2. Result of the model fit for the entire aureole flux variation.

in which r_{cloud} is the radius of the $\tau=1$ level (Fig. 5). The parameter $k_\tau = 0.6$ (km) is chosen in such a way that the shape of the variation fits the profiles for aerosol absorption obtained by Wilquet et al. (2009). The scale height of the aerosols is $H_\tau = \frac{2.88 \text{ (km)}}{k_\tau} = 4.8$ km.

3. Results of aureole photometry vs modeling

3.1. Isothermal mesosphere (model 1a)

In the isothermal approach of model 1, the aureole brightness for a given latitude is uniquely determined by the value of the physical scale height (H) and by the layer thickness: $\Delta r = r_{1/2} - r_{cloud}$ (Tanga et al. 2012).

The best fit to the isothermal model is obtained by a mixed *Genetic* (Holland 1975; Goldberg 1989; Davis 1991; Beasley et al. 1993a,b; Michalewicz 1994) and Markov chain Monte Carlo (MCMC) approach (Metropolis et al. 1953; Hastings 1970; Press et al. 2007).

The *Genetic* algorithm is the computation of the best solution between two vectors of possible H and Δr values, evaluated on the base of the least-squares residuals between the computed flux and the observations. The first generation spans a wide range in the parameter space, from 0 to 50 km for H and from 0 to 40 km for Δr . Each additional generation selects the best solutions and narrows the search on a more restrictive set of parameters. The third generation of the *Genetic* algorithm was used to initiate the MCMC code, which is iterated a number of times sufficient to reach a non-linear least-square minimization condition.

The aureole flux values that we need to model span more than 2 orders of magnitude, but in terms of physical interest, all brightness levels are equally relevant, including the fainter aureole associated with refraction by deeper atmospheric levels. For this reason, all our fits were computed on the logarithm of the flux, not the flux itself.

The results obtained from our photometry at a latitude +49° are illustrated in Table 2 and Fig. 6. Error bars for the parameters are estimated by searching for the largest parameter variation that fits the standard deviation of the measurements.

While model 1 appears to reproduce the light curve for $f < 0.4$ very closely, the faint aureole appears to be systematically overestimated up to $f \sim 0.7$, where an abrupt cutoff occurs, resulting in a reduced chi square $\tilde{\chi}^2$ of 20. As at the cutoff the signal falls at noise level, the agreement of the model could be considered qualitatively acceptable, but the physical parameters thus determined do not appear to be realistic. In particular the high value of $H = 16.3$ km disagrees strongly with other determinations. We can compare it to the typical scale height measured on the SOIR density profile (Fig. 7-top), which is 3-4 times smaller.

This finding apparently indicates that the isothermal approach is not entirely appropriate. The behavior of the model at $f > 0.4$, corresponding to the sunlight passing at lower altitudes, also suggests a change in the trend of the refractive properties with altitude. As refraction is related to density, the layered scale height distribution obtained by SOIR could play a significant role in the formation of the aureole. For this reason, we de-

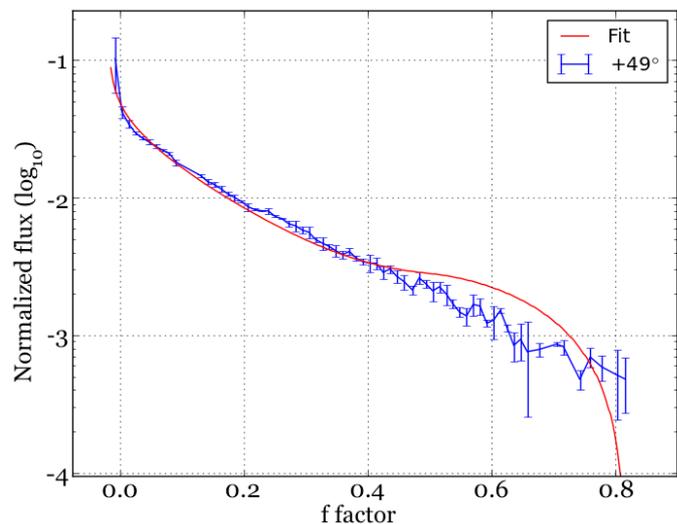


Fig. 6. Best fit of the aureole light curve from SDO/HMI at +49° (morning terminator) obtained with the single-layer, isothermal model. The flux is the same than in Fig. 4, binned over ten consecutive points. Parameters are $H = 16.3$ km, $r_{cloud} = 94$ km and $r_{1/2} = 96$ km. We obtain a significant flux excess in the model at $f > 0.5$ when the Venus limb is more distant from the solar limb, i.e., when higher altitude refractive layers are probed. See Table 2 for the model parameters.

ecided to adopt this three-layer structure as an intermediate step toward a more complex modeling.

3.2. Three isothermal layers (model 1b)

A variant of model 1 consists of a sliced analysis of the light curve. In fact, the geometry of the refraction is such that for increasing f , only light rays passing deeper in the atmosphere can reach the observer. By considering the faint end of each light curve portion, only the atmosphere closer to the opaque cloud top, where deviation by refraction is maximum, contributes to the aureole.

We assumed the SOIR measurement as an input to model 1b. As shown by the piecewise linear fit in the top panel of Fig. 7, we considered that a first layer exists at low altitudes and corresponds to $H = 4.8$ km, mostly contributing at the faint end of the light curve $0.4 < f < 0.6$. The highest level (with the same scale height) should contribute only to the brightest peak ($f < 0.1$), while the intermediate level ($H = 3$ km) should be relevant in the intermediate portion of the light curve. Each of the three layers should then replicate the behavior of the isothermal model, within the corresponding altitude range given by the vertical profile of SOIR. As the altitude ranges and the scale heights are provided by SOIR, the only free parameters in this model are the three values of Δr .

The results of the fit, computed by the same method as introduced above, are presented in the bottom panel of Fig. 7 and Table 3, as a result of the application of the direct flux modeling (Eq. 6). In the isothermal inverse model and the triple-layer model, the scale height of the aerosols was $H_\tau = 5.8$ km, the constant was $k_\tau = 0.5$ (km), and the altitude of the $\tau = 1$ was $r_\tau = 80.0$ km. This altitude was chosen following Wilquet et al. (2012).

It is interesting to note that, as expected, all the three layers contribute to the aureole for $f < 0.3$, while the deepest layer dominates for $f > 0.4$. However, the final result is not yet fully

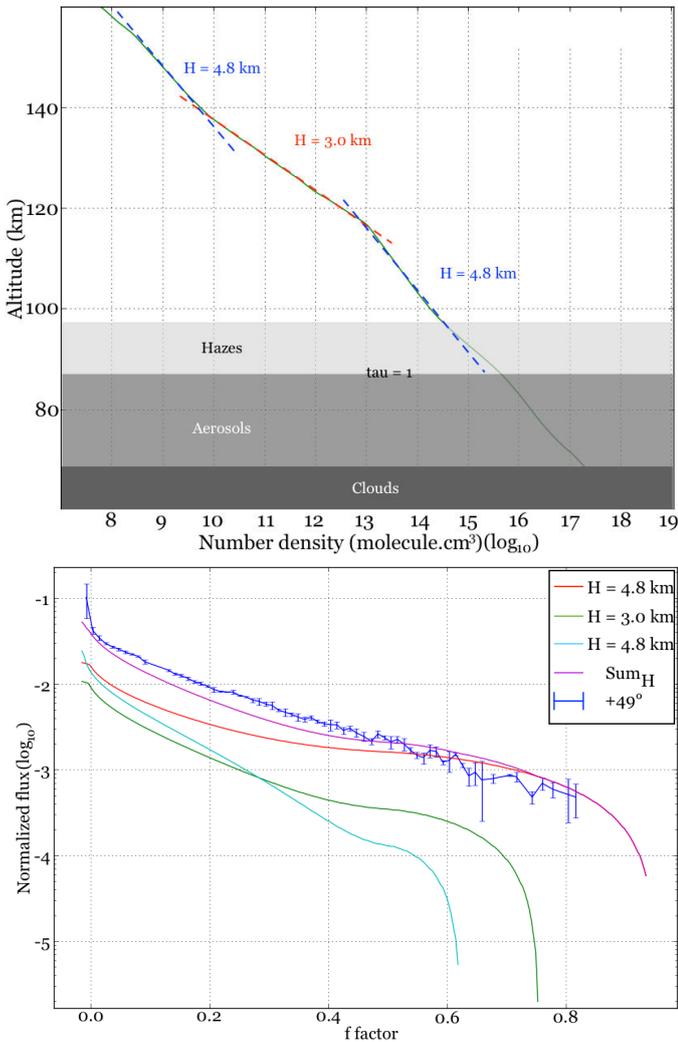


Fig. 7. Top: molecular density measured by SOIR. We consider three main layers above the cloud top ($r_{cloud} \sim 94$ km). The slope of a linear fit over three segments provides three scale heights, $H_1 = 4.8$ km for altitudes below 116 km, $H_2 = 3.0$ km (116 to 135 km), and $H_3 = 4.8$ km (135 to 160 km). Bottom: results of the three-layer modeling (best fit). See Table 3 for the model parameters. The purple (upper) curve represents the summation of the fluxes from each of the three layers, here represented in cyan, green, and red. The blue data points are the measurements, as reported in Fig. 6.

satisfactory as the flux is in general underestimated (by a factor up to ~ 2) except for $f > 0.5$, yielding $\chi^2 \approx 100$.

These results seem suggest that a more complex model that is capable of reproducing more details of the vertical density profile might fit the observations better.

We can also compare the temperatures that are represented by the fully resolved vertical profile to our three-layer model. We use the equation

$$T = \frac{\mu(z)g(z)H(z)}{R}, \quad (10)$$

where R is the ideal gas constant and μ the mean molecular weight measured by SOIR. Gravity $g(z)$ depends on altitude. For all the three layers we computed the corresponding quantities at their average altitude. The temperature values in the three-layer models do not exactly correspond to those obtained when the

full profile of variations is taken into account, which additionally underlines the evidence that local fluctuations in the atmospheric scale height can be relevant.

3.3. Multilayer model (model 2)

By representing the atmosphere over several layers, whose vertical extent is much smaller than the typical scale height, we wish to test whether a better modeling of the photometry, relative to the three-layers approach, can be obtained. In turn, we will be able to investigate the sensitivity of the aureole photometry to small details of the vertical temperature profile.

To integrate Eq. 8 we discretized it on a set of m atmospheric layers of equal thickness. In our case $m=400$ and the thickness $\delta r=400$ m. Each layer was associated with a different refractivity $\nu(r)$. By considering a pure CO_2 atmosphere, we computed the refractivity as $\nu(r) = K n(r)$, where the specific refractivity of CO_2 is $K = 1.67 \times 10^{-29} \text{ m}^3 \text{ molecule}^{-1}$ (Bideau-Mehu et al. 1973). $n(r)$ is the number density provided by SOIR following the approach in Mahieux et al. (2015a).

The core of the computation is the application of Eq. 8 at all layers; this provides the total refraction angle and the associated attenuation. From the refraction angle, a light ray is traced back from the observer toward the source on a plane containing the observer, the center of Venus, and the point of the terminator where refraction must be analyzed (at $+49^\circ$ in our case). When the ray falls on the solar photosphere, the corresponding flux contribution (weighted by ϕ) is considered. The aerosol absorption factor 9 is also used to model the transition between the transparent and the opaque atmosphere.

By adding the contribution of each layer, we obtained the aureole theoretical brightness. The computation was then repeated for each f to reconstruct the full light curve, to be compared with SDO/HMI observations.

The result of this procedure is shown in Fig. 8, where the green curve shows the predicted flux obtained by the direct model, and the blue curve represents the SDO/HMI data. The fit agrees remarkably well for $f > 0.08$, where the general slope is perfectly reproduced.

The cloud altitude and the scale height of the aerosols are obtained iteratively by a least-squares minimization. The resulting values are $r_r = 89.0$ km and $r_r = 4.8$ km, respectively.

We obtain here the best fit from all the models with $\chi^2 \approx 9$, a value affected by the largely over-estimated aureole brightness for $f < 0.08$. Although the measured flux at this portion of the light curve might be marginally contaminated by the proximity of the solar limb, which makes the measurement rather delicate, our impression is that the difference is real and can probably be ascribed to the assumption of a pure CO_2 atmosphere. Figure 8 shows the altitude of the highest layer contributing to the aureole for each f value. For very low f , the quasi-alignment of the solar limb with the refraction point on the Venus terminator, and with the observer, corresponds to very low refraction angles, that is, to high atmospheric levels.

As the aureole reaches an altitude $z \sim 100$ km from the planet surface, we can assume that fractionation starts to play a role, and other species different from CO_2 (Bertaux et al. 2007) need to be taken into account in the computation. These species, like H_2O HDO (Fedorova et al. 2008), SO (Bertaux et al. 2007), SO_2 (Bertaux et al. 2007; Belyaev et al. 2012; Mahieux et al. 2015a), CO, O, He, N, and N_2 (Vandaele et al. 2016) or HCl/HF (Mahieux et al. 2015b) are present in the atmosphere and have a lower refractivity than CO_2 . These could decrease the contribution of the highest atmospheric levels to the aureole brightness.

Parameters and results of the three-layer model						
Layer (km)	$\mu_{SOIR}(r)$	$T_{SOIR}(K)$	$g(r)(m\ s^{-2})$	H (km)	Δr (km)	$T(K)$
94-116	43.22	243±12	8.56	4.8±0.5	38.0±2.5	214±10
116-135	42.12	141±12	8.51	3.0±0.5	47.1±2.5	129±10
135-160	35.55	209±24	8.45	4.8±0.5	73.0±2.5	173±10

Table 3. Results of the three-layer model at the latitude +49° (morning terminator). The molecular weight and the T_{SOIR} temperature at the average altitude of each layer obtained from the data processing of orbit 2238 are reported together with the value of the gravity acceleration $g(r)$.

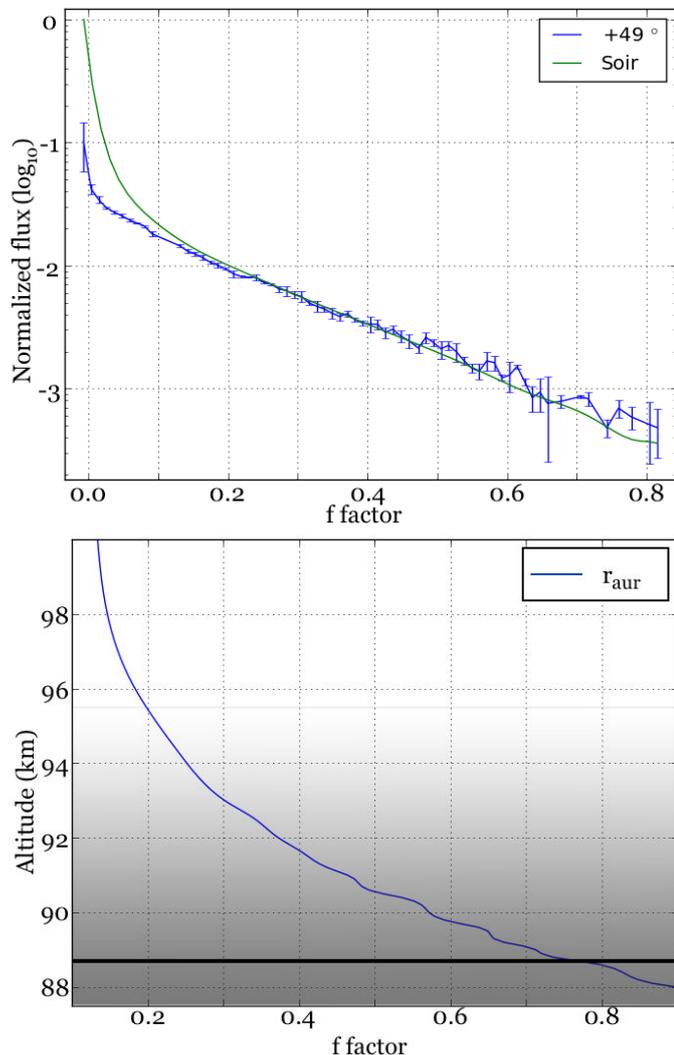


Fig. 8. Top panel: best fit obtained with the vertical density profile of SOIR for the latitude +49° and an aerosol scale height $H = 4.8$ km using the multilayer refractive model. Bottom panel: altitude of the highest layer probed by the aureole as a function of f (blue solid line). The maximum altitude corresponds to the tangent limb geometry at which the source of the light ray reaching the observer is the solar limb. Above this altitude, the deviation by refraction is too small to deflect sunlight toward the observer at +49°. The gray gradient represents the scale height of the aerosols ($H = 4.8$ km) used in model 2. The dark line represents $\tau = 1$.

4. Conclusion and perspectives

A new procedure for the photometry of the aureole was implemented that provides accurate measurements of the elusive brightness of the aureole all along the Venus terminator. The time resolution of the SDO images analyzed in this paper is much higher than the one available in 2004, and the photometry is of

much better quality, mainly because these observations were obtained from space.

For the first time we were able to compare the vertical density profile obtained by SOIR to remote observations of the aureole, showing that the SOIR profile is capable of reproducing the general features. In the process we showed that the measured aureole flux is sensitive to details in the vertical profile.

We compared three different approaches that can be used to model the aureole brightness. The first is based on a transparent isothermal atmosphere as described by Baum & Code (1953). This approach was adopted to analyze the much less accurate data of the transit in 2004 (Tanga et al. 2012).

The second approach consists of an extension of this model to three isothermal layers by using the information provided by the SOIR experiment at +49°, from observations secured by the Venus Express during the solar transit event itself. The SOIR vertical density profile clearly exhibits three ranges in which, at first order, the temperature can be considered as constant.

The final attempt adopted a multilayer model with a layer thickness much smaller than any physical scale height. The full resolution of the vertical density profile by SOIR was adopted in this model.

A comparison of the three methods showed that only the last model reproduces the trend of the aureole light curve with reasonable accuracy. This finding further indicates the sensitivity of the aureole to subtle details in the vertical density profile. As the model is based on the direct application of the SOIR-derived profile, our result is also an independent confirmation, from remote observations, of the results obtained by SOIR.

The only free parameter of the multilayer approach, the altitude of the $\tau = 1$ level, has a value compatible with other determinations of the upper cloud deck limit altitude.

Our model adopts a simplified vertical distribution of aerosols that can be further improved or tested against more recent SOIR data. However, we find no clear discrepancy that can be attributed to a lack of detail in the aerosol distribution.

After assessing the reliability of our photometry and modeling against the SOIR data, we will explore in following publications the vertical density and temperature profiles at other latitudes. Additional developments are due, by the implementation of an inverse model of Eq. 8, to be illustrated in a forthcoming publication.

Acknowledgements. This research is supported by the European Commission Framework Program FP7 under Grant Agreement 606798 (Project EuroVenus). We credit the National Aeronautics and Space Administration (NASA) and the HMI science team for providing the data. TW acknowledges University of Versailles-St-Quentin, CNES VEx-SI program and France's Programme National de Planétologie.

References

- Baum, W. A. & Code, A. D. 1953, *AJ*, 58, 108
 Beasley, D., Bull, D., & Martin, R. 1993a, An Overview of Genetic Algorithms: Part I, Fundamentals

- Beasley, D., Bull, D. R., & Martin, R. R. 1993b, An Overview of Genetic Algorithms: Part 2, Research Topics
- Belyaev, D. A., Montmessin, F., Bertaux, J.-L., et al. 2012, *Icarus*, 217, 740 , advances in Venus Science
- Bertaux, J.-L., Nevejans, D., Korablev, O., et al. 2007, *Planetary and Space Science*, 55, 1673 , the Planet Venus and the Venus Express Mission, Part 2
- Bideau-Mehu, A., Guern, Y., Abjean, R., & Johannin-Gilles, A. 1973, *Opt. Commun.*, 9, 432
- Clancy, R. T., Sandor, B. J., & Hoge, J. 2015, *Icarus*, 254, 233
- Davis, L. 1991, *Handbook of Genetic Algorithms* (New York: Van Nostrand Reinhold)
- Ehrenreich, D., Vidal-Madjar, A., Widemann, T., et al. 2012, *A&A*, 537, L2
- Elliot, J. L., Person, M. J., & Qu, S. 2003, *AJ*, 126, 1041
- Elliot, J. L. & Young, L. A. 1992, *AJ*, 103, 991
- Fedorova, A., Korablev, O., Vandaele, A.-C., et al. 2008, *Journal of Geophysical Research: Planets*, 113, n/a, e00B22
- Goldberg, D. E. 1989, *Genetic Algorithms in Search, Optimization, and Machine Learning* (Reading, MA: Addison-Wesley)
- Hastings, W. K. 1970, *Biometrika*, 57, 97
- Hestroffer, D. & Magnan, C. 1998, *A&A*, 333, 338
- Holland, J. 1975, *Adaptation in natural and artificial systems : an introductory analysis with applications to biology, control, and artificial intelligence*, 1st edn. (Cambridge Mass.: MIT Press)
- Jaeggli, S. A., Reardon, K. P., Pasachoff, J. M., et al. 2013, in *AAS/Solar Physics Division Meeting*, Vol. 44, *AAS/Solar Physics Division Meeting*, 100.150
- Link, F. 1969, *Eclipse phenomena in Astronomy* (Berlin: Springer-Verlag Berlin, Inc.)
- Mahieux, A., Vandaele, A., Bougher, S., et al. 2015a, *Planetary and Space Science*, 113–114, 309 , sI:Exploration of Venus
- Mahieux, A., Vandaele, A., Robert, S., et al. 2015b, *Planetary and Space Science*, 113–114, 347 , sI:Exploration of Venus
- Metropolis, N., Rosenbluth, A. W., Rosenbluth, M. N., Teller, A. H., & Teller, E. 1953, *J. Chem. Phys.*, 21, 1087
- Michalewicz, Z. 1994, *Genetic algorithms + data structures = evolution programs* (2nd, extended ed.) (New York, NY, USA: Springer-Verlag New York, Inc.)
- Pasachoff, J. M., Schneider, G., & Widemann, T. 2011, *AJ*, 141, 112
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., & Flannery, B. P. 2007, *Numerical Recipes 3rd Edition: The Art of Scientific Computing*, 3rd edn. (New York, NY, USA: Cambridge University Press)
- Reale, F., Gambino, A. F., Micela, G., et al. 2015, *Nature Communications*, 6, 7563
- Schou, J., Scherrer, P. H., Bush, R. I., et al. 2012, *Solphys*, 275, 229
- Tanga, P., Widemann, T., Sicardy, B., et al. 2012, *Icarus*, 218, 207
- Vandaele, A., Chamberlain, S., Mahieux, A., et al. 2016, *Advances in Space Research*, 57, 443
- Vandaele, A. C., De Mazière, M., Drummond, R., et al. 2008, *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 113, 0
- Wasserman, L. & Veverka, J. 1973, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 5, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 289
- Widemann, T., Tanga, P., Reardon, K. P., et al. 2012, in *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts*, Vol. 44, *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts*, 508.08
- Wilquet, V., Drummond, R., Mahieux, A., et al. 2012, *Icarus*, 217, 875 , advances in Venus Science
- Wilquet, V., Fedorova, A., Montmessin, F., et al. 2009, *Journal of Geophysical Research: Planets*, 114, n/a, e00B42
- Wilson, C. F., Perez-Ayucar, M., Markiewicz, W. J., et al. 2012, in *European Planetary Science Congress 2012, EPSC2012–913*

New view on exoplanet transits

Transit of Venus described using three-dimensional solar atmosphere STAGGER-grid simulations

A. Chiavassa¹, C. Pere¹, M. Faurobert¹, G. Ricort¹, P. Tanga¹, Z. Magic^{2,3}, R. Collet⁴, and M. Asplund⁴

¹ Laboratoire Lagrange, UMR 7293, CNRS, Observatoire de la Côte d'Azur, Université de Nice Sophia-Antipolis, Nice, France
e-mail: andrea.chiavassa@oca.eu

² Niels Bohr Institute, University of Copenhagen, Juliane Maries Vej 30, 2100 Copenhagen, Denmark

³ Centre for Star and Planet Formation, Natural History Museum of Denmark, University of Copenhagen, Øster Voldgade 5–7, 1350 Copenhagen, Denmark

⁴ Research School of Astronomy & Astrophysics, Australian National University, Cotter Road, Weston ACT 2611, Australia

Received 31 October 2014 / Accepted 25 January 2015

ABSTRACT

Context. An important benchmark for current observational techniques and theoretical modeling of exoplanet atmospheres is the transit of Venus (ToV). Stellar activity and, in particular, convection-related surface structures, potentially cause fluctuations that can affect the transit light curves. Surface convection simulations can help interpreting the ToV as well as other transits outside our solar system.

Aims. We used the realistic three-dimensional (3D) radiative hydrodynamical (RHD) simulation of the Sun from the STAGGER-grid and synthetic images computed with the radiative transfer code ORCA3D to predict the transit of Venus (ToV) in 2004 that was observed by the satellite ACRIMSAT.

Methods. We computed intensity maps from the RHD simulation of the Sun and produced a synthetic stellar disk image as an observer would see, accounting for the center-to-limb variations. The contribution of the solar granulation was considered during the ToV. We computed the light curve and compared it to the ACRIMSAT observations as well as to light curves obtained with solar surface representations carried out using radial profiles with different limb-darkening laws. We also applied the same spherical tile imaging method as used for RHD simulation to the observations of center-to-limb solar granulation with Hinode.

Results. We explain ACRIMSAT observations of 2004 ToV and show that the granulation pattern causes fluctuations in the transit light curve. We compared different limb-darkening models to the RHD simulation and evaluated the contribution of the granulation to the ToV. We showed that the granulation pattern can partially explain the observed discrepancies between models and data. Moreover, we found that the overall agreement between real and RHD solar granulation is good, either in terms of depth or ingress/egress slopes of the transit curve. This confirms that the limb-darkening and granulation pattern simulated in 3D RHD of the Sun represent well what is imaged by Hinode. In the end, we found that the contribution of the Venusean aureole during ToV is $\sim 10^{-6}$ times less intense than the solar photosphere, and thus, accurate measurements of this phenomena are extremely challenging.

Conclusions. The prospects for planet detection and characterization with transiting methods are excellent with access to large amount of data for stars. Being able to consistently explain the data of 2004 ToV is a new step forward for 3D RHD simulations, which are becoming essential for detecting and characterizing exoplanets. They show that granulation has to be considered as an intrinsic uncertainty (as a result of stellar variability) on precise measurements of exoplanet transits of, most likely, planets with small diameters. In this context, it is mandatory to obtain a comprehensive knowledge of the host star, including a detailed study of the stellar surface convection.

Key words. planet-star interactions – Sun: granulation – techniques: photometric – stars: atmospheres – hydrodynamics – radiative transfer

1. Introduction

The detection of exoplanets orbiting stars is now a routine with more than 1500 confirmed planets and about 3400 candidates (as in November 2014¹). The study of exoplanet atmospheres can generally be classified into two main categories: (i) measurement of time-varying signals, which include transits, secondary eclipses, and phase curves; and (ii) spatially resolved imaging and spectroscopy. These techniques allow exploring the property of exoplanet atmospheres and understanding the diversity of chemical compositions of exoplanets, their

atmospheric processes, internal structures, and formation conditions (Madhusudhan et al. 2014).

A transit event occurs when one (or more) exoplanet moves across the face of the host star, hiding a small part of it, as seen by an observer at some particular vantage point. The exoplanet blocks some of the starlight during the transit and creates a periodic dip in the brightness of the star. The amount of light reduction is typically $\sim 1\%$, 0.1% , and, 0.01% for Jupiter-, Neptune- and Earth-like planets, respectively (Borucki & Summers 1984). This depends on the size ratio of the star and planet and on the duration of the transit, which, in turn, depends on the distance of the planet from the host star and on the stellar mass. This method is mostly sensitive to large, short-period exoplanets that display

¹ From <http://exoplanets.org> with Wright et al. (2011).

the strongest atmospheric signatures, which makes them popular targets for time-varying characterization studies (Madhusudhan et al. 2014). During both the primary and secondary transits, the planet-stellar radius ratio can be deduced, and, for sufficiently bright stars, the exoplanet mass can also be determined from the host star’s radial velocity semi-amplitude (Mislis et al. 2012). If the mass and/or radius of the exoplanet is good enough, the atmospheric density can also be predicted, which can provide insight into the current understanding of exoplanet formation processes. Even more information can be retrieved by measuring the transit depth: the radiation from the host star passes through the atmosphere of the exoplanet and is absorbed to different degrees at different wavelengths. This wavelength-dependent depth of the transmission spectrum is directly linked to the absorption features imprinted on starlight transmitted through the exoplanet atmosphere (Seager & Sasselov 2000; Brown 2001).

However, the transit method has several drawbacks: (i) to be observed, the exoplanet must directly cross the line of sight from Earth (i.e., the star-planet system must be edge-on with respect to the observer), which is only the case for very few exoplanets. (ii) Another problem is the inter-transit duration, which can last from months to years and drastically reduces the number of detectable exoplanets. (iii) The alignment with a background eclipsing binary may cause blends that are difficult to separate from the transit data (Torres et al. 2011). (iv) A last potential complication are host-star surface inhomogeneities caused by stellar granulation (e.g., Chiavassa et al. 2014) or magnetic starspots (e.g., Strassmeier 2009).

A very important benchmark for current observational techniques and theoretical modeling of exoplanet atmospheres is the transit of Venus (ToV). Venus is in many ways an Earth analog and is the closest planet transit we can see in our solar system. ToV events are rare because they occur in pairs eight years apart, each pair separated by 121.5 or 105.5 years, alternating between descending node (June pairs: 1761/1769, 2004/2012, etc.), and ascending node (December pairs: 1631/1639, 1874/1882, 2117/2125, etc.). The 2004 and 2012 transits of Venus therefore represent a crucial leap on the human-life timescale because the modern imaging technologies allow for the first time a quantitative analysis of the atmospheric phenomena of the planet associated with its transit (Tanga et al. 2012). Spatial- and ground-based data have been collected and studied by different authors. Tanga et al. (2012) performed the first photometric analysis of the “aureole”² using various ground-based systems and extracted fundamental parameters of the Venusian atmosphere. García Muñoz & Mills (2012) compared images of Venus during ingress and egress to 2004 data and provided guidelines to investigate the planet’s upper haze from vertically unresolved photometric measurements. Ehrenreich et al. (2012) provided a theoretical transmission spectrum of the atmosphere of Venus dominated by carbon dioxide absorption and droplets of sulfuric acid that compose an upper haze layer (features not expected for an Earth-like exoplanet) that were tested with spectroscopic observations of the 2012 transit.

In this work, we present the transit light-curve predictions obtained from 3D surface convection simulation of the Sun and compare them to the ToV of 2004. Furthermore, we compare 3D predictions to limb-darkening models of the Sun that are frequently used in the planetary community and to real observations of the granulation pattern on the Sun. The aim of this work is to

determine whether the 3D surface convection approach to the transit technique yields reliable results for the benchmark case of the ToV, which is also important for interpreting other transits outside our solar system.

2. From solar hydrodynamical simulation to spherical tile imaging

The Sun is a natural reference for studying other stars, and solar models are essential for many studies in stellar and planetary astrophysics. Many of the observable phenomena occurring on the surface of the Sun are intimately linked to convection. Moreover, the atmospheric temperature stratification in the optically thin region in which the emerging flux form is also affected by the interaction between radiative and convective energy transport. To account for all these aspects, it is important to use realistic 3D radiative hydrodynamical (RHD) simulations of convection (Stein & Nordlund 1998; Freytag et al. 2012; Carlsson et al. 2004; Vögler et al. 2004). RHD simulations of the Sun are widely used and compared in detail with observations by the astrophysical community using different numerical codes (e.g., Nordlund et al. 2009; Asplund et al. 2009; Caffau et al. 2011; Pereira et al. 2013).

2.1. Stellar model atmospheres

We used the solar simulation from the S₁₀-grid of realistic 3D RHD simulations of stellar convection for cool stars (Magic et al. 2013). This grid is computed using the S₁₀-code (originally developed by Nordlund & Galsgaard 1995³, and continuously improved over the years by its user community). In a Cartesian box located at the optical surface (i.e., $\tau \sim 1$), the code solves the time-dependent equations for the conservation of mass, momentum, and energy coupled to a realistic treatment of the radiative transfer. The simulation domains are chosen to be large enough to cover at least ten pressure scale heights vertically and to allow for about ten granules to develop at the surface. Moreover, there are periodic boundary conditions horizontally and open boundaries vertically. At the bottom of the simulation, the inflows have a constant entropy and pressure. The simulations employ realistic input physics: (i) the equation of state is an updated version of the equation used by Mihalas et al. (1988); (ii) the radiative transfer is calculated for a large number over wavelength points merged into 12 opacity bins (Nordlund 1982; Skartlien 2000) with opacities including continuous absorption and scattering coefficients from Hayek et al. (2010) and line opacities as described from Gustafsson et al. (2008), which are in turn based on the VALD-2 database (Stempels et al. 2001) of atomic lines. The abundances employed in computing the solar simulation are those of the latest chemical composition reported by Asplund et al. (2009).

2.2. Three-dimensional radiative transfer

We computed the monochromatic emerging intensity using the 3D pure local thermal equilibrium radiative transfer code O_{3D} (Chiavassa et al. 2009) and the snapshots of the RHD solar simulation (see Table 1). The radiative transfer equation was solved monochromatically using pretabulated extinction coefficients as a function of temperature, density, and wavelength based on the same extensive atomic and molecular continuum and line opacity data as the latest generation of MARCS

² At the ingress and egress of the ToV, the portion of the planetary disk outside the solar photosphere has been repeatedly perceived as outlined by a thin and bright arc, which is called aureole.

³ http://www.astro.ku.dk/~kg/Papers/MHD_code.ps.gz

Table 1. 3D solar simulation from the S -grid.

$\langle T_{\text{eff}} \rangle^a$ [K]	[Fe/H]	$\log g$ [cgs]	x, y, z -dimensions [Mm]	x, y, z -resolution [grid points]	M_\star [M_\odot]	R_\star [R_\odot]	Number of tiles ^b over the diameter
5768.51 (Sun)	0.0	4.4	$7.7 \times 7.7 \times 5.2$	$240 \times 240 \times 240$	1.0	1.0	286

Notes. ^(a) Horizontal and temporal average of the emerging effective temperatures from [Magic et al. \(2013\)](#); ^(b) $N_{\text{tile}} = \frac{\pi R_\odot}{x, y\text{-dimension}}$.

models ([Gustafsson et al. 2008](#)). We assumed zero microturbulence and modeled the nonthermal Doppler broadening of spectral lines using only the self-consistent velocity fields present in the 3D simulations. We employed the same chemical composition as in the 3D RHD simulation ([Asplund et al. 2009](#)). The wavelength interval computed is $6684.0 \pm 0.1 \text{ \AA}$. The detailed methods used in the code are explained in [Chiavassa et al. \(2009\)](#).

2.3. Spherical tile imaging

The computational domain of each simulation only represents a small portion of the stellar surface (see, e.g., the central panel of Fig. 1 in [Chiavassa et al. 2012](#)). To obtain an image of the whole solar disk that accounts for limb-darkened effects, we employed the same tiling method as explained in [Chiavassa et al. \(2010\)](#) that was also used in [Chiavassa et al. \(2012, 2014\)](#). Our 3D has been used to compute intensity maps from the solar simulation for different inclinations with respect to the vertical, $\mu \equiv \cos(\theta) = [1.0000, 0.9890, 0.9780, 0.9460, 0.9130, 0.8610, 0.8090, 0.7390, 0.6690, 0.5840, 0.5000, 0.4040, 0.3090, 0.2060, 0.1040]$, with θ being the angle with respect to the line of sight (vertical axis), and for 30 representative snapshots of the simulation adequately spaced apart so as to capture several convective turnovers.

We then used the synthetic images, chosen randomly among the snapshots in the time-series, to map them onto spherical surfaces to account for distortions especially at high latitudes and longitudes by cropping the square-shaped intensity maps when defining the spherical tiles. The computed value of the θ -angle used to generate each map depended on the position (longitude and latitude) of the tile on the sphere and was linearly interpolated among the inclination angles. The snapshots were chosen randomly to avoid assuming periodic boundary conditions. The resulting tiled spherical surface displays an artificial periodic granulation pattern (Fig. 1). The total number of tiles (N_{tile}) needed to cover half a circumference from side to side on the sphere is $N_{\text{tile}} = \frac{\pi R_\odot}{x, y\text{-dimension}} = 286$, where R_\odot (transformed into Mm) and the x, y -dimension are taken from Table 1. We generated 50 different synthetic solar-disk images. Since more tiles are necessary to cover the sphere than there are representative snapshots of the RHD simulation, some tiles may randomly appear several times on the solar disk at different inclinations. Therefore, the 50 synthetic images are not completely independent, but we assume that they are a good enough statistical representation to estimate the granulation changes with respect to time during the ToV. Figure 2 displays the fluctuation of the granulation structures for a particular cut in the synthetic disk images. The solar disk intensity fluctuates at the scale of the tile, and the highest intensity varies between $[3.74\text{--}3.87] \times 10^6 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$.

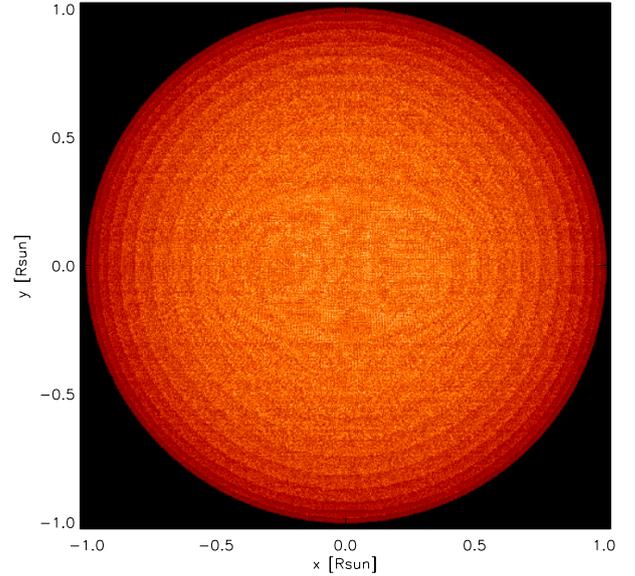


Fig. 1. Synthetic solar-disk image computed at $6684.0 \pm 0.1 \text{ \AA}$ of the RHD simulation of Table 1. The intensity range is $[0.0\text{--}3.79 \times 10^6 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ \AA}^{-1}]$. We generated 50 different synthetic solar-disk images to account for granulation changes with respect to time.

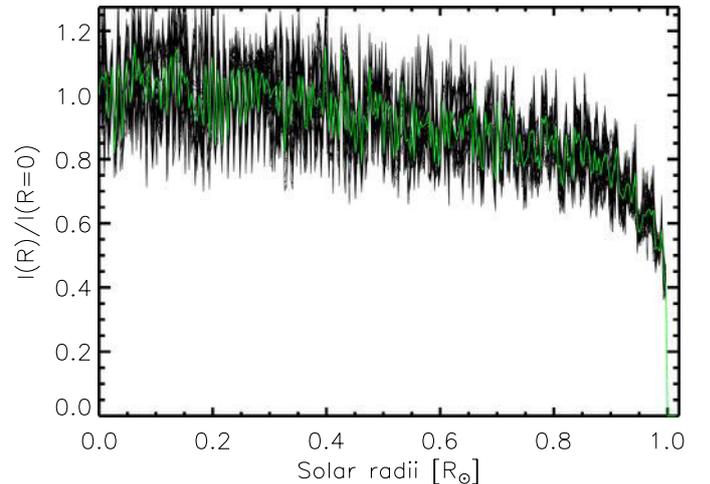


Fig. 2. Cut at $x = 0, y > 0$ for 50 different synthetic solar-disk images (one example reported in Fig. 1). The intensity profiles are normalized to the intensity at the disk center ($R = 0.0$). The green line is the RHD $\langle 3D \rangle$ average profile.

3. Modeling the transit of Venus in 2004

June 8, 2004 was a very important and rare date for monitoring the first of two close-in-time (2004 and 2012) transits of Venus visible from Earth before 2117. [Schneider et al. \(2006\)](#), hereafter

SPW2006, took the opportunity and obtained space-based solar irradiance measurements with the ACRIMSAT spacecraft.

3.1. Observations with ACRIMSAT

The satellite mission ACRIMSAT⁴, launched in 1999 and founded by NASA through the Earth Science Programs Office at the Goddard Space Flight Center, measured a reduction of 0.0961% in solar intensity caused by the shadow of Venus during the transit in 2004 (SPW2006). These measurements were taken with the Active Cavity Radiometer Irradiance Monitor (ACRIM 3) instrument (Willson & Mordvinov 2003). ACRIM 3 was designed to provide accurate, highly precise, and traceable radiometry over decadal timescales to detect changes in the total energy received from the Sun by Earth. ACRIM 3 provides 32-second-exposure shutter measurements characterized by open (observations) and closed (calibration) measurements. The measurement precision is 0.01% (SPW2006).

ACRIMSAT cannot observe the Sun continuously because the line of sight is occulted by Earth during its orbit around the Sun. In SPW2006, these periodic interruptions were determined for time intervals spanning the ToV using a definitive a posteriori orbital ephemeris derived from a contemporaneous epochal satellite element set provided by the North American Aerospace Defense Command. SPW2006 reports (Fig. 2 in SPW2006) the apparent path of the center of Venus as seen from ACRIMSAT with respect to the heliocenter as the planet crossed the face of the Sun. ACRIMSAT observations are interrupted for ~30 min by Earth occultation during each of its ~100 min orbits. The duration of 2004 ToV is ~5.5 h.

We here used the trajectory coordinates of Venus extracted from SPW2006 to simulate the passage of the planet on the synthetic solar disk of Fig. 1.

3.2. Evaluation of the Venusian aureole with Hinode

Telescope images, with instruments of typically up to 15 to 20 cm, report that the cusp extension tends to transform the thin crescent of Venus into a ring of light since the mid-eighteenth century (for detailed historical reviews see Link 1969; Edson 1963). While these phenomena can be ascribed to light diffusion, during transits the contribution of refraction is clear (three to four orders of magnitude stronger). Traditionally, its discovery is attributed to Lomonosov (1711 and 1765; Marov 2005). As ToV are rare, the data concerning the aureole are sparse as well. However, thanks to the coordinated giant leap in the observation of the 2004 ToV, modern technologies allowed a quantitative analysis of the atmospheric phenomena associated with the ToV (Tanga et al. 2012). The authors performed the first photometric analysis and obtained spatially resolved data that provided measurements of the aureole flux as a function of the Venusian latitude along the limb.

The aureole is a distorted (strongly flattened) image of a portion of the solar photosphere. The surface brightness of the photosphere is the same in the aureole. For this reason, although the aureole is very thin (<40 km above the cloud deck), the overall contribution to the transit photometry clearly deserves a specific evaluation. To do this, we needed high spatial resolution images of Venus during a transit, and only the Hinode spacecraft could provide that. Unfortunately, the satellite was launched after 2004, thus we used observations carried out during the ToV

of 2012, assuming that there were no changes in the Venusian atmosphere between 2004 and 2012.

Hinode (Kosugi et al. 2007) is a joint mission between the space agencies of Japan, the United States, Europe, and the United Kingdom that was launched in 2006, and since then, the spectropolarimeter SOT/SP (Lites et al. 2001; Tsuneta et al. 2008) allows the solar community to perform spectropolarimetry of the solar photosphere under extremely stable conditions. SOT/SP provides 0.32 arcsec angular resolution measurements of the vector magnetic fields on the Sun through precise spectropolarimetry of solar spectral lines with a spatial resolution of 0.32 arcsec and photometric accuracy of 10^{-3} (Ichimoto et al. 2008).

We obtained Hinode observations of the ToV on June 5, 2012 through the Hinode data on-line archive. We used SOT/SP Stokes *I* images (i.e., the total intensity measured) in the red filter ($6684.0 \pm 0.1 \text{ \AA}$). The data were reduced and calibrated for all the slit positions (i.e., corresponding to level 1 data). The solar diameter in that period was $31.7'$ ($\sim 951.1''$ for the radius), the geometrical distance on the solar surface, seen under one arcsecond, was $R_{\odot\text{SOHO}}/951.1 \times 0.109 = 732.1 \text{ km}$ (with $R_{\odot\text{SOHO}} = 696\,342 \text{ km}$ measured by the SOHO spacecraft, Emilio et al. 2012). The spatial resolution of the image is 1024×1024 pixels (Fig. 3) and 1 pixel = $0.109''$, the size of each image is then $111.61 \times 111.61''$ or $81.71 \times 81.71 \text{ Mm}$, with 1 pixel equal to 79.80 km.

The contribution from the aureole was computed as follows:

1. The dark circular subaperture corresponding to Venus in Fig. 3 (central panel) was fitted using the Newton-based fit method (Pratt 1987). We selected the points at which the Venusian radius is approximately located (yellow numbered crosses in the figure). The fitting method returned the center of the planet and its radius (or impact parameter), a in the figure, with a Venusian radius $R_{\text{fit}} = 274.91$ pixels.
2. When we knew the position of the center and radius, we extracted a ring of 40 pixels in the outer regions of Venus within the region $R_{\text{fit}} \pm 20$ pixels.
3. We extracted 215 radial intensity profiles within the ring region (a representative example is shown in Fig. 4).
4. We fitted the aureole contribution using a Gaussian law (three free parameters) for the peak and a straight line equation (two free parameters) for the background. Then we integrated over the radius the intensity subtended by the Gaussian fitting curve for each of the 215 radial profiles. We obtained the radial contribution of the aureole.
5. We repeated this procedure for 50 other images during the ingress and egress of the ToV with similar results.

Figure 4 shows the typical signal of the aureole in the ring region selected close to the Venusian radius. The peak is significant and much stronger than the background signal (always lower than $\sim 20 \text{ DN pixel}^{-1} \text{ s}^{-1}$). The contribution of the aureole corresponding to the 215 radial intensity profiles is in the range $I_{\text{aureole}} = [0.4-6.0] \times 10^5 \text{ DN pixel}^{-1} \text{ s}^{-1}$ with an average value of $\langle I_{\text{aureole}} \rangle = 1.2 \times 10^5 \text{ DN pixel}^{-1} \text{ s}^{-1}$ (Table 2).

To relate the aureole intensity to the full Sun, we used the 3D synthetic solar-disk image of Fig. 1. First, we defined I_{Hinode} as the total emerging intensity from Fig. 3 (top panel), $I_{\text{synthglobal}}$ as the total emerging intensity from the synthetic Sun of Fig. 1, and I_{synthcut} as the intensity emerging from a cut in the synthetic disk of Fig. 1 corresponding to the same size and shape as the Hinode observation of Fig. 3. Then the relative intensity due to the aureole is $I_{\text{ratio}} = I_{\text{aureole}} \times (I_{\text{synthcut}}/I_{\text{synthglobal}}) \times (1/I_{\text{Hinode}})$,

⁴ <http://acrim.jpl.nasa.gov>

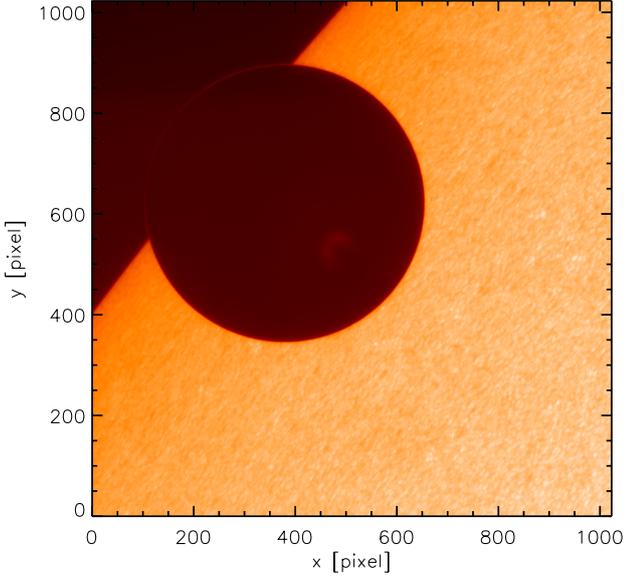


Fig. 3. *Top panel:* image (1024×1024 pixels) of Venus (dark circular subaperture) transiting the Sun (brighter areas) on June 5, 2012 as seen by the Hinode SOT/SP spectropolarimeter (total intensity Stoke parameter I) in the red filter centered at $6684.0 \pm 0.1 \text{ \AA}$ (red filter). The intensity range is $0 - 2.7 \times 10^3 \text{ DN pixel}^{-1} \text{ s}^{-1}$ (where DN is data number, Lites et al. 2013). The intensity plotted is the square root of the intensity to better display the “aureole”. *Central panel:* same figure as above with the contrast highly increased to fit the radius of the planet, yellow circle, with the procedure described in the text ($R_{\text{fit}} = 274.91$ pixels). The center of the Sun is located in southeast direction. *Bottom panel:* three-dimensional view of the images above. The contribution of the aureole is visible in the region just outside the solar disk.

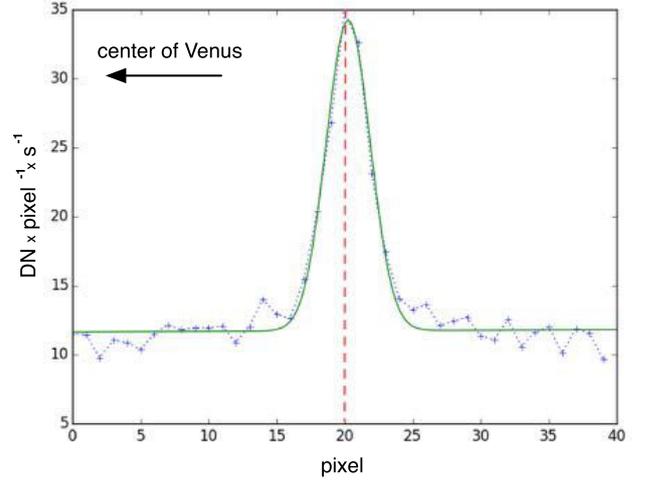


Fig. 4. Representative radial intensity profiles within the ring region ($R_{\text{fit}} \pm 20$ pixels) in the image of Fig. 3, which includes the aureole contribution. The blue dotted curve corresponds to the observations, the green solid line to the best fit (see text for details). The vertical red dashed line is the location of the Venusian radius.

Table 2. Integrated intensity contributions (I_{aureole}) of the highest, lowest, and the average values from the aureole (Fig. 4), together with the related ratio (I_{ratio}) to the total emerging intensity from the synthetic Sun of Fig. 1.

	$I_{\text{aureole}} \times 10^5$ [DN pixel $^{-1}$ s $^{-1}$]	$I_{\text{ratio}} \times 10^{-6}$
Average	1.2	1.0
Max	6.0	5.4
Min	0.4	0.3

knowing that $(I_{\text{synthcut}}/I_{\text{synthglobal}}) = 0.0118$. Table 2 reports values of about 10^{-6} , far too weak to be detected, also considering the precision level of ACRIMSAT ($\sim 10^{-5}$) and the height of the transit (10^{-4} , Fig. 6). We therefore did not consider the aureole in our modeling.

3.3. Modeling the transit with 3D RHD simulation of the Sun

The observations give transit parameters such as the geometrically derived transit depth and contact times, the ratio between the radii of Venus and the Sun, and the positions of Venus with respect to the heliocenter as functions of time given the spacecraft and planetary orbits. In the following, we explain how we modeled the ToV using RHD simulation of the Sun as a background. The steps were as follows:

1. we used the synthetic solar image (Fig. 1) as the background-emitting source;
2. Venus was modeled by a disk of radius $R_{\text{Venus}} = 0.0307 R_{\odot} \sim 8.5$ pixels (Fig. 5) with total intensity 0.0961% of $I_{\text{synthglobal}}$ (percentage flux decrement during the 2004 transit, SPW2006);
3. the planetary disk crosses the solar disk following the apparent trajectory of Venus as seen from ACRIMSAT (see SPW2006 for more details and Fig. 5);
4. the intensity of the system was collected for every transiting step.

The intensity map of Fig. 5 is a statistical representation of the Sun at a particular moment during the transit. The apparent

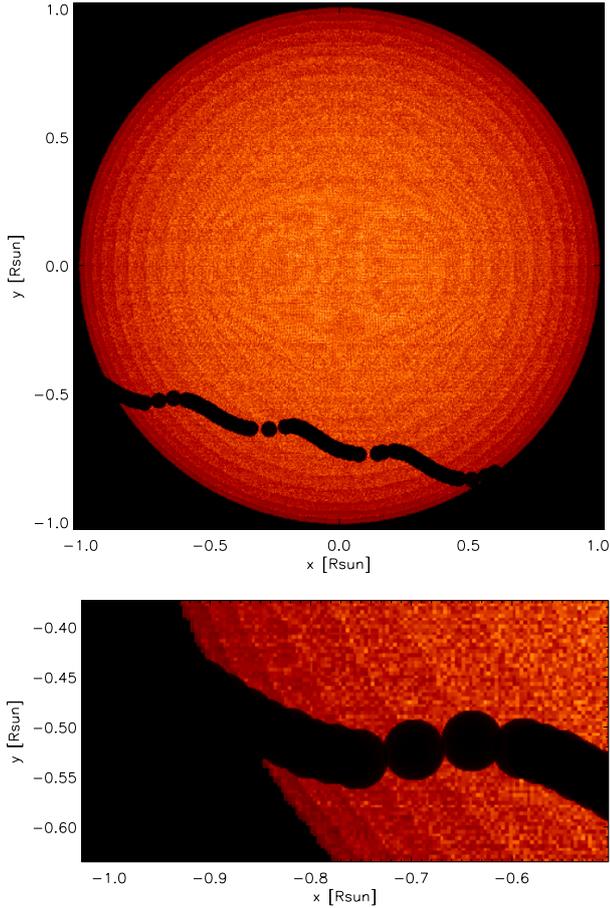


Fig. 5. *Top panel:* synthetic solar-disk image in the visible of the RHD simulation with the different positions of the ToV as seen from ACRIMSAT. The computed wavelength is the same as in Fig. 1. The unusual apparent trajectory of Venus is induced by the spacecraft orbit (see text). *Bottom panel:* enlargement of the top panel.

trajectory of Venus on the Sun is characterized by (see SPW2006 for more details): (i) a periodic spatial and temporal modulation in the location of Venus as it traverses the solar disk caused by the projection on the Sun of the shifting of the line of sight induced by the spacecraft orbit; (ii) a vertical (north-south) amplitude variation resulting from the near-polar orbit of the spacecraft; (iii) an horizontal (east-west) component manifesting in nonlinear spacings in the planetary position along its projected path in equal time intervals because the orbit plane is not on the line-of-sight direction to the Sun.

The temporal fluctuations is taken into account using the 50 different synthetic solar-disk images computed. The resulting light curve from the ToV is reported in Fig. 6. The light curve has been averaged over 50 possible realizations of solar disk. The decrease of the Sun’s light is due to the planet occultation and depends on the ratio between the respective size of Venus and the Sun as well as on the brightness contrast. The magnitude of this intensity variation depends on the ratio of the size of Venus to the brightness contrast between the solar disk and the planet. As a result of the reflective spacecraft parallactic motion of Venus, the planet’s apparent path crosses regions of the Sun with surface brightnesses very close to the stellar limb. This affects the slope of the light curve, which is more shallow during egress than during ingress. This aspect is very constraining for transit modeling and crucial for validating the RHD simulation used.

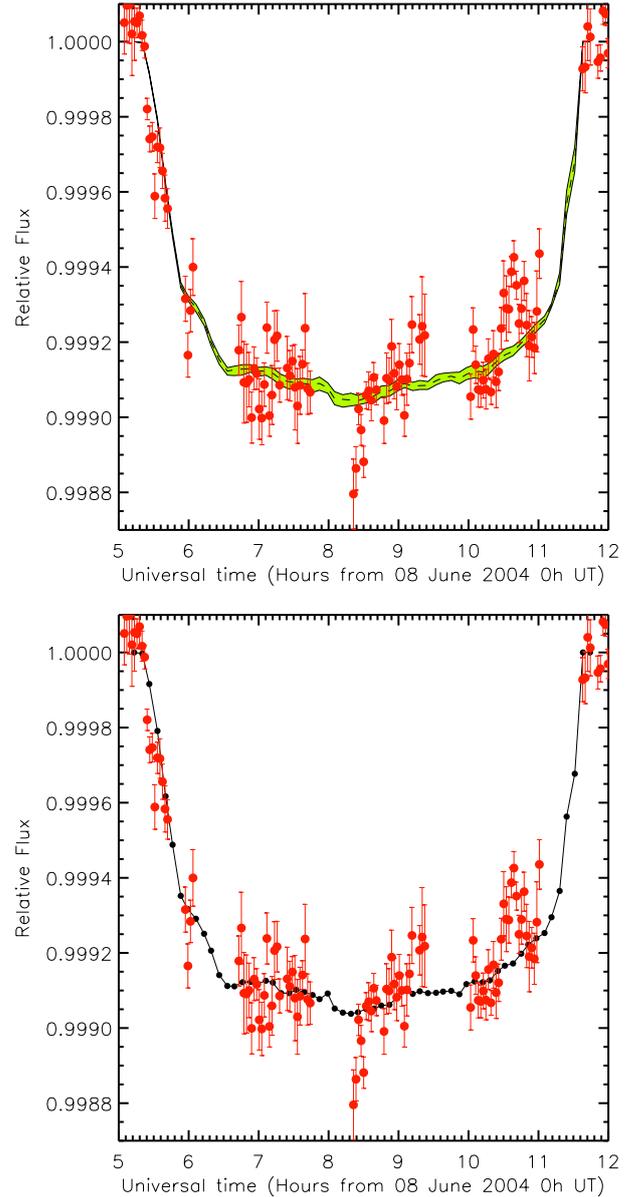


Fig. 6. *Top panel:* ToV 2004 light curve (black dashed line) for the 3D RHD simulation of the Sun (Fig. 5) compared to the photometric observations (red dots with error bars, Schneider et al. 2006) taken with ACRIM 3 mounted on ACRIMSAT. The observations have been normalized to 1, dividing the original data (Fig. 3 of Schneider et al. 2006) by 1365.88 W/m^2 . The light curve has been averaged (with the green shade denoting highest and lowest values) over 50 different synthetic solar-disk images to account for granulation changes with respect to time. *Bottom panel:* same as above, but for one particular realization among the 50 synthetic solar-disk images.

The data obtained in 2004 for the ToV (see Sect. 3.1) were provided by Glenn H. Schneider (University of Arizona, priv. comm.). Unfortunately, data of the 2012 ToV were not helpful in our work because the error bars were too large. Venus occulted 0.0961% of the total area of the solar photosphere, and, ACRIM 3 provided calibrated observations with gaps resulting from the Earth occultations during the satellite orbit. Figure 6 shows that our RHD simulation and the data agree very well. The root-mean-square deviation ($\text{RMSD} = \frac{\sum_{i=1}^n (\hat{y}_i - y_i)^2}{n}$; where \hat{y}_i are the predicted values, y_i the observed values, and n the number of measurements) varies between $[9.1\text{--}9.5] \times 10^{-5}$ for all

Table 3. Limb-darkening coefficients with the law $I_\mu/I_1 = 1 - \sum_{k=1}^4 a_k (1 - \mu^{k/2})$ (Claret 2000) and a star with solar parameters or for the ⟨3D⟩ profile of the RHD simulation (Fig. 2, green line) or the intensity profile of Hinode data (Fig. 7, green line).

Reference	a_1	a_2	a_3	a_4
Claret et al. (2000)	0.5169	-0.0211	0.6944	-0.3892
Magic et al. (2014)	0.5850	-0.1023	0.5371	-0.2580
Fit RHD ⟨3D⟩	-3.8699	13.3547	-15.4237	6.1910
Fit Hinode data	18.32	-38.49	36.05	-12.20

the 50 possible realizations of solar granulation and is equal to 9.1×10^{-5} for the average profile plotted in Fig. 6. At the bottom of the light curve (~ 8.4 h UT), there are some aperiodic variations. SPW2006 reported that this may result from intrinsic changes in the total solar irradiance over the same time interval or may arise as Venus occults isolated regions of the photosphere that differ in local surface brightness (e.g., sunspots or localized smaller spatial scale features). Indeed, it is possible that magnetic starspots contaminate the transit signal (e.g., Silva 2003; Lanza et al. 2009). In the end, accounting for the granulation fluctuations allows reducing the scatter on the observed points at about 7h, 9h, and 11h UT (Fig. 6, bottom panel).

Our approach is statistical and does not aim to fully explain the observed data but to show that our RHD simulation of the Sun is adapted (in terms of limb-darkening and emerging flux) to interpret these data and that the granulation fluctuations have a strong effect of the light curves during the transit. We evaluate the granulation contribution in Sect. 3.4.

3.4. 3D RHD granulation versus limb-darkening models

In the literature, the contribution of the star to the transit is typically approximated by a parametric representation of the radial limb-darkened surface profile. This approach neglects the surface inhomogeneities caused by the granulation pattern; the intensity brightness decrease is taken into account, depending on the limb-darkening law used. As a consequence, the slope of the light curve in ingress and egress may be affected differently. In SPW2006, the authors used this method and examined the causes that could affect their deficiency in light-curve fitting of the transit data. They argued that instrumental measurement errors and intrinsic solar variations compared to imperfections in the limb-darkening model itself may be the cause. In this context, RHD simulation of the Sun brings a new insight on the impact of the granulation thanks to the excellent match shown in Fig. 6. The numerical box of a RHD simulation is rotated with a determined μ -angle (see Sect. 2.3) before computing the emerging intensity. There is no pre-adopted limb-darkening function, and the final result is the direct output of the emerging intensity at a particular μ -angle.

We tested different limb-darkening laws on the Sun. For this purpose, we built synthetic images representing the solar surface using radial profiles obtained with the limb-darkening law of Claret 2000 (based on 1D model atmospheres of Kurucz 1979): $I_\mu/I_1 = 1 - \sum_{k=1}^4 a_k (1 - \mu^{k/2})$, expressed as the variation in intensity with μ -angle that is normalized to the disk center (I_μ/I_1). The limb-darkening coefficients for a star with the stellar parameters of the Sun and for the visible range are listed in Table 3. Magic et al. (2015) used the same RHD simulation as listed in our Table 1 to extract their coefficients. Moreover,

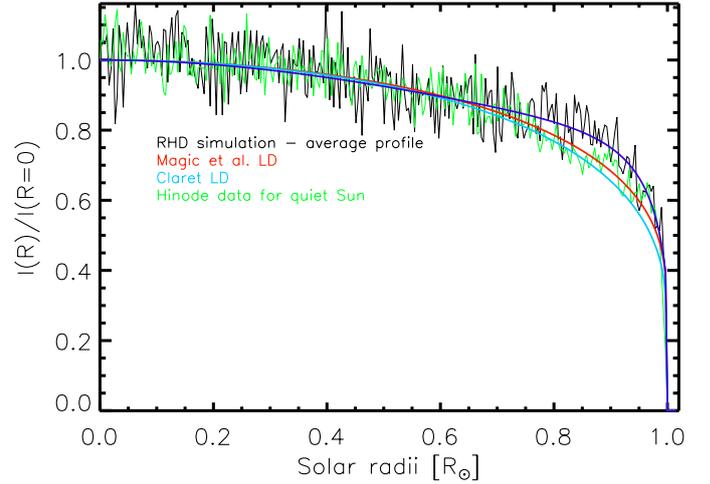


Fig. 7. Cut at $x = 0, y > 0$ in different synthetic solar-disk images either built from Claret (2000; light blue curve), Magic et al. (2015; red curve), RHD ⟨3D⟩ profile (black curve, from Fig. 2) and Hinode data for the quiet Sun (green curve, used in Sect. 3.5). The intensity profiles are normalized to the intensity at the disk center ($R = 0$).

we used the law of Claret to fit the average RHD profile ⟨3D⟩ of Fig. 2 (green curve) and report the coefficients in Table 3.

The normalized intensity profiles of the different laws are plotted in Fig. 7.

For the circular subaperture representing the disk of Venus we used a constant flux. Figure 8 (top) shows the three different limb-darkening models: Magic et al. (2015; RMSD = 9.0×10^{-5} , red curve), Claret (2000; RMSD = 9.3×10^{-5} , light blue curve), and the Claret law for the RHD ⟨3D⟩ profile (RMSD = 9.3×10^{-5} , purple curve). Figure 8 (bottom) shows that the central depression of the ToV obtained with the limb-darkened disk of Claret (2000; light blue curve) is systematically smaller than the transit with the 3D RHD simulation (black curve), but it agrees better with the model of Magic et al. (2015; red curve) and with the RHD ⟨3D⟩ limb-darkening. Since the magnitude of the intensity variation in the light curve depends on the brightness contrast between the solar disk and Venus, it is noticeable that the RHD synthetic disk image differs from limb-darkening models with particular emphasis at the stellar limb. The contribution of the granulation to the ToV can be retrieved by the absolute difference between the limb-darkening of the RHD ⟨3D⟩ profile and the full RHD ToV (purple curve in bottom panel of Fig. 8). We computed the $\text{RMS}_{3D} = 1.7 \times 10^{-5}$ of this difference and found that it is ~ 5 smaller than the RMSDs of the different models. Even if the granulation contribution is not large enough to explain the whole observed discrepancies, it is the source of an intrinsic noise due to the stellar variability that may affect precise measurements of exoplanet transits of, most likely, planets with small diameters.

3.5. 3D RHD granulation versus observed solar granulation

The aim of this section is to create a solar-disk image using the same procedure as for the RHD simulation (Sect. 2.3) but with the granulation pattern observed on the Sun as input. For this purpose, we recovered the Hinode spectropolarimeter SOT/SP data product collected between December 19 and December 20 2007 from the High Altitude Observatory (HAO) website⁵. The data were reduced and calibrated for all the slit

⁵ <http://www.csac.hao.ucar.edu/csac/archive.jsp#hinode>

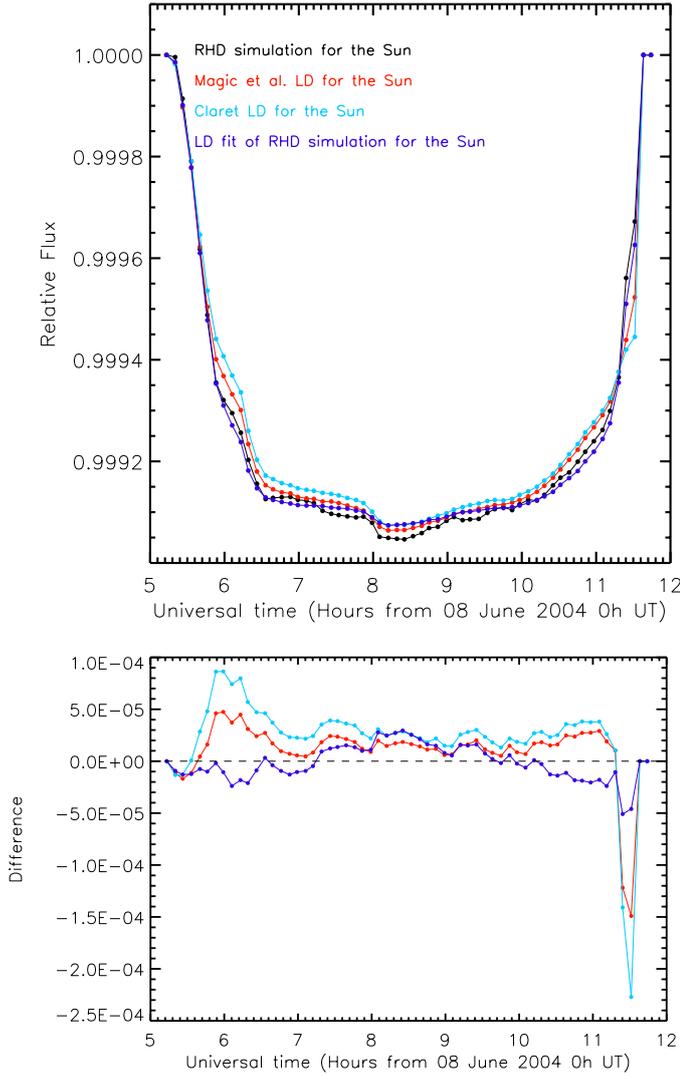


Fig. 8. *Top panel:* comparison of different ToV light curves. The black curve is the light curve combining the RHD simulation of the Sun (Figs. 5 and 6). The red and light blue curves represent the limb-darkening [Magic et al. \(2015\)](#) and [Claret \(2000\)](#), respectively. In the end, the purple curve represents the limb-darkening carried out using Claret’s law for the RHD (3D) profile of Fig. 2 (green curve). In all the cases, a constant value is used for Venus intensity. *Bottom panel:* difference between the above curves with respect to the transit curve of the RHD simulation of Fig. 6.

positions (i.e., corresponding to level 1 data). We used SOT/SP Stokes *I* images (i.e., the total intensity measured) integrated at the continuum wavelengths very close to the Fe I line pair at 6300 Å, but avoiding the spectral lines: the emerging intensity is then compatible, in term of wavelengths probed, to the intensity map of Fig. 1 and the Hinode red filter used in Fig. 3. The original images of 1024 pixel-spectrograph slit parallel to the north-south polar axis of the Sun was successively located at 20 latitudes, and scans of 370 steps of 0.16'' in the direction perpendicular to the slit were performed. At each position in the slit, the images were integrated for about 5 s and for a total time of about 30 min (i.e., 370 steps). This provided with 20 (1028 × 370 pixels) images allowing a complete recording of the center-to-limb variations of the solar disk. However, because the fields of view of the images are partly superimposed, we extracted from the Hinode images a set of 17

(370 × 370 pixels) images forming a continuous south-north stripe in the solar southern hemisphere. The solar diameter in that period was 32.5' (~975.3'' for the radius), the geometrical distance at the Sun surface, seen under one arcsecond was $R_{\odot\text{SOHO}}/975.3 = 713.9$ km. Each pixel is 0.16'', the size of each image (Fig. 9) is then 59.20 × 59.20'' or 42.18 × 42.18 Mm, with 1 pixel equal to 114 km.

However, the images were too large compared to the synthetic maps (Fig. 10, central panel) we used for tiling the spherical surface of the Sun (Fig. 1) with the RHD simulation. We therefore divided each image by a factor 10 in the east-west axis and by a factor 10 in the north-south polar axis. We ultimately obtained several 37 × 37 images of ~4.2 Mm (Fig. 10, top panel) in 83 μ sub-steps.

In the end, we applied the tiling procedure of Sect. 2.3 and obtained the ToV for a granulation pattern based on Hinode observations (Fig. 10, bottom panel). The deviation from ACRIMSAT observations is $\text{RMSD} = 8.7 \times 10^{-5}$. Figure 11 displays the comparison between the light curve obtained from the RHD simulation (Fig. 6, black dashed line) and the one calculated from the ToV of Fig. 10 (bottom panel). The absolute difference between the ToV curves (Fig. 11, bottom panel) shows a typical value of $\sim 5.0 \times 10^{-5}$, which is close to what is reported in Fig. 8 (bottom). However, the agreement is better, in particular for the ingress/egress slopes of the transit. This confirms that the limb-darkening and the granulation pattern simulated in the 3D RHD solar simulation represent well what is imaged by Hinode. This comparison with Hinode data is important because allows another inspection of RHD simulation using data with lower noise than for the ToV data.

Following what we did in Sect. 3.4 for the RHD (3D) profile, we used the limb-darkening law of Claret to fit the intensity profile obtained from Hinode data (Fig. 7, green curve). The coefficients are reported in Table 3. The good agreement between the Hinode and RHD profiles is also visible in Fig. 7. To obtain the contribution from the granulation, we computed the limb-darkening ToV and subtracted it from the ToV of the Hinode image. The resulting granulation signature has an $\text{RMS}_{\text{Hinode}} = 3.0 \times 10^{-5}$, which is similar to the $\text{RMS}_{3\text{D}} = 1.7 \times 10^{-5}$ as a result of the granulation signal in the RHD ToV. Both values are lower than or of about the same order as the smallest error bar of ACRIMSAT (2.7×10^{-5}), however, and thus the granulation signal cannot be unveiled with these data. Nevertheless, we note that the small-scale variability produced by the RHD simulation might be slightly underestimated because of the snapshot we chose.

4. Conclusions and implications for transit studies of extrasolar planets

Modeling the transit light curve of Venus as seen from ACRIMSAT shows that a good representation of the background solar disk and of the planet itself is mandatory. For the Sun, we used the realistic, current, time-dependent, radiative-hydrodynamic stellar atmosphere of the Sun from the S-grid. For Venus, we extracted and fitted radially averaged profiles from high spatial resolution images of Hinode.

We provided a synthetic solar-disk image using the spherical tile imaging method that was previously applied in [Chiavassa et al. \(2014, 2012, 2010\)](#). We applied a statistical approach to show that our RHD simulation of the Sun is adapted (in terms of limb-darkening and emerging flux) to interpret these data and that the granulation fluctuations have a strong effect of the light

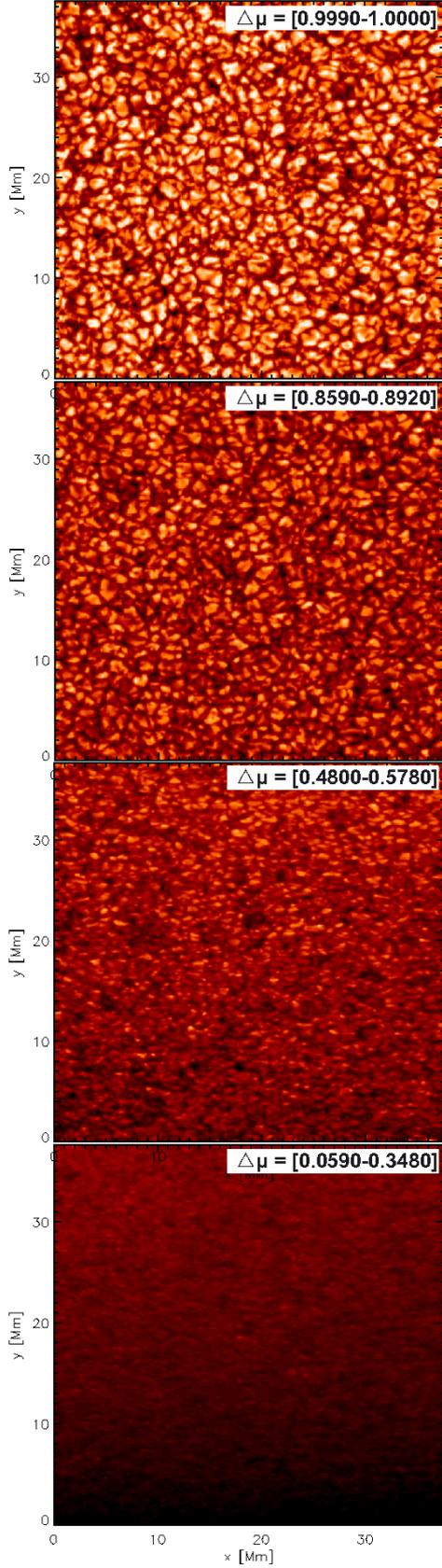


Fig. 9. Total solar intensity image (370×370 pixels) as seen by the Hinode SOT/SP spectropolarimeter at different $\Delta\mu$ and at continuum wavelengths close to 6300 \AA . *Top panel:* center of the Sun, *bottom panel:* southern limb. The intensity range is, from the top, $18\text{--}27 \times 10^3$, $17\text{--}27 \times 10^3$, $14\text{--}21 \times 10^3$, and $18\text{--}25 \times 10^3 \text{ DN pixel}^{-1} \text{ s}^{-1}$.

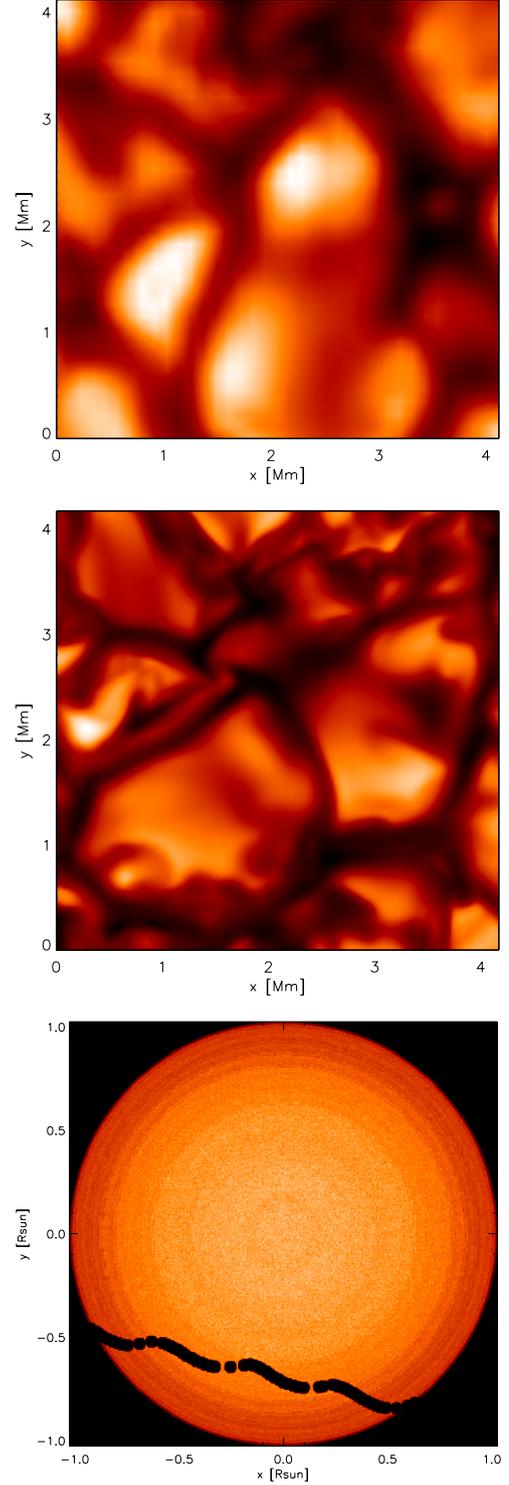


Fig. 10. *Top panel:* cut of 37×37 pixels from the top panel of Fig. 9. *Central panel:* intensity map of a small portion of the solar surface at $\mu = 1$ from the RHD of Table 1. The intensity range is $[2.0\text{--}4.3 \times 10^6 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ \AA}^{-1}]$. *Bottom panel:* ToV on the solar-disk image constructed with the tiling procedure of Sect. 2.3, but with real granulation observations (top panel and Fig. 9) of Hinode (see text for details). A constant value is used for the intensity of Venus.

curves during the transit. Our procedure successfully explains ACRIMSAT observations of the 2004 ToV and showed that the granulation pattern causes fluctuations in the transit light curve. We compared different limb-darkening models to our RHD simulation and evaluated the contribution of the granulation to

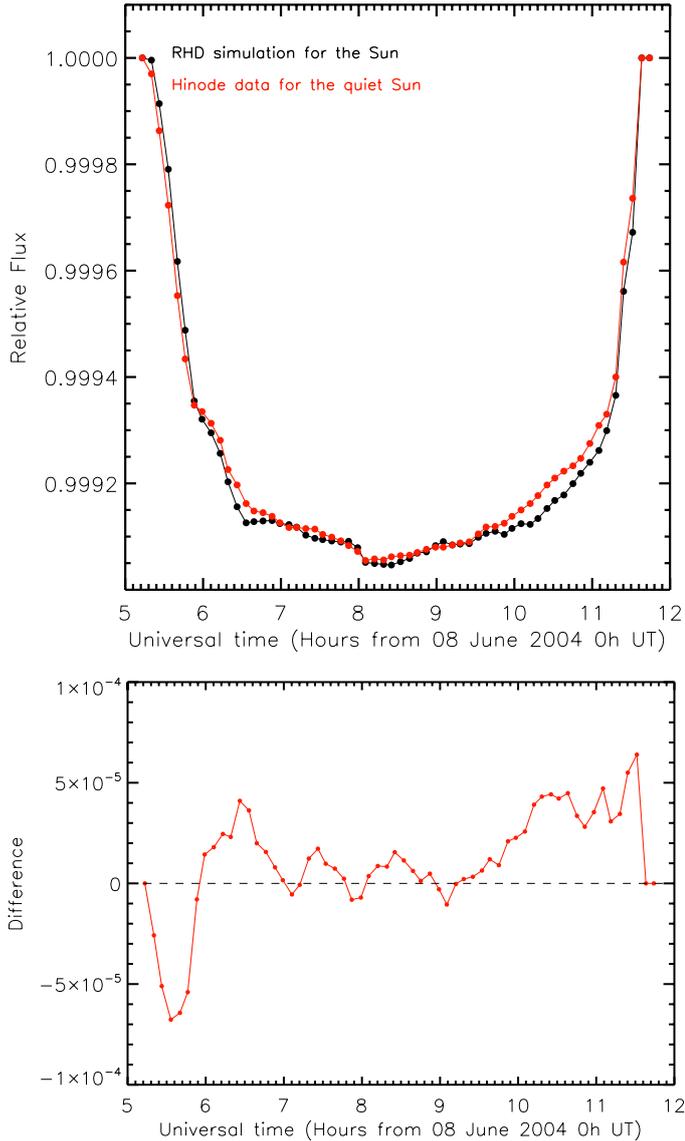


Fig. 11. *Top panel:* ToV light curves for RHD simulation (Figs. 5 and 6) and Hinode SOT/SP spectropolarimeter data (Fig. 10, bottom panel). A constant value is used for the intensity of Venus. *Bottom panel:* difference between the Hinode ToV with respect to the RHD simulation.

the ToV. We showed that the granulation pattern can partially explain the observed discrepancies between models and data. However, the amplitude of the signal is close to the typical differences between the different models used, and it is difficult to distinguish the signal of the granulation with the data used in this work. Moreover, we found that the contribution of the Venusian aureole during the ToV is $\sim 10^{-6}$ times weaker than the contribution of the solar photosphere, and thus, accurate measurements of this phenomenon are extremely challenging.

Finally, we applied the same spherical tile imaging procedure to the observations of center-to-limb Sun granulation with Hinode and built a solar-disk image. We then compared the resulting transit curves and found that the overall agreement between real and RHD solar granulation is very good, either in terms of depth or ingress/egress slopes of the transit. This confirms that the limb-darkening and the granulation pattern simulated in 3D RHD images of the Sun represent well what is imaged by Hinode.

Three-dimensional RHD simulations are now established as realistic descriptions for the convective photospheres of various classes of stars. They have recently been employed (i) in predictions of differential spectroscopy during exoplanet transits to reconstruct spectra of small stellar surface portions that successively become hidden behind the planet (Dravins et al. 2014); (ii) and to assess the transit light-curve effects of the limb-darkening issued from 3D RHD simulations with respect to 1D models (Magic et al. 2015).

The ToV is an important benchmark for current theoretical modeling of exoplanet transits. Being able to explain consistently the data of 2004 transit is then a new step forward for 3D RHD simulations. This implies that our tiling procedure can be adapted to exoplanet transits. Moreover, our statistical approach in this work allowed us to show that the granulation has to be considered as an intrinsic uncertainty (as a result of the stellar variability) on precise measurements of exoplanet transits of, most likely, planets with small diameters. A possible solution to reduce this uncertainty is repeating the transit measurements several times instead of taking a single snapshot.

The prospects for planet detection and characterization with transiting methods are excellent with access to a large amount of data for different types of stars either with ground-based telescopes such as HATNet (Hungarian Automated Telescope Network, Bakos et al. 2004), NGTS (Next Generation Transit Survey, Wheatley et al. 2013), TRAPPIST (TRANSiting Planets and Planetesimals Small Telescope, Jehin et al. 2011), WASP (Wide Angle Search for Planets, Pollacco et al. 2006) or space-based missions like CHEOPS (CHAracterizing ExOPlanet Satellite, Broeg et al. 2013; Koch et al. 2010), COROT (Convection, Rotation and planetary Transits, Baglin et al. 2006b,a), Kepler (Borucki et al. 2010), TESS (Transit Exoplanet Survey Satellite, Ricker et al. 2010), PLATO (PLANetary Transits and Oscillation of stars, Rauer et al. 2014).

In this context, 3D RHD simulations are essential for a detailed quantitative analysis of the transits. Indeed, interpreting and studying the effect of stellar granulation is not limited to the Sun (Nordlund et al. 2009), but RHD simulations cover a substantial portion of the Hertzsprung-Russell diagram (Magic et al. 2013; Trampedach et al. 2013; Ludwig et al. 2009), including the evolutionary phases from the main sequence over the turnoff up to the red giant branch for low-mass stars.

Acknowledgements. The authors thank G. Schneider, J. M. Pasachoff, R. C. Willson for providing 2004 ToV data and for the enlightening discussions. The authors acknowledge Alphonse C. Sterling (NASA/Marshall Space Flight Center) for the preparation and diffusion of the transit images. C.P. acknowledges funding from the European Union Seventh Framework Program (FP7) under grant agreement number 606798 (EuroVenus). R.C. is the recipient of an Australian Research Council Discovery Early Career Researcher Award (project number DE120102940).

References

- Asplund, M., Grevesse, N., Sauval, A. J., & Scott, P. 2009, *ARA&A*, **47**, 481
- Baglin, A., Auvergne, M., Barge, P., et al. 2006a, in ESA SP 1306, eds. M. Fridlund, A. Baglin, J. Lochard, & L. Conroy, 33
- Baglin, A., Auvergne, M., Boisnard, L., et al. 2006b, in COSPAR Meeting 36, 36th COSPAR Scientific Assembly, 3749
- Bakos, G., Noyes, R. W., Kovács, G., et al. 2004, *PASP*, **116**, 266
- Borucki, W. J., & Summers, A. L. 1984, *Icarus*, **58**, 121
- Borucki, W. J., Koch, D., Basri, G., et al. 2010, *Science*, **327**, 977
- Broeg, C., Fortier, A., Ehrenreich, D., et al. 2013, in EPJ Web Conf., **47**, 3005
- Brown, T. M. 2001, *ApJ*, **553**, 1006
- Caffau, E., Ludwig, H.-G., Steffen, M., Freytag, B., & Bonifacio, P. 2011, *Sol. Phys.*, **268**, 255

- Carlsson, M., Stein, R. F., Nordlund, Å., & Scharmer, G. B. 2004, *ApJ*, **610**, L137
- Chiavassa, A., Plez, B., Josselin, E., & Freytag, B. 2009, *A&A*, **506**, 1351
- Chiavassa, A., Collet, R., Casagrande, L., & Asplund, M. 2010, *A&A*, **524**, A93
- Chiavassa, A., Bigot, L., Kervella, P., et al. 2012, *A&A*, **540**, A5
- Chiavassa, A., Ligi, R., Magic, Z., et al. 2014, *A&A*, **567**, A115
- Claret, A. 2000, *A&A*, **363**, 1081
- Dravins, D., Ludwig, H.-G., Dahlén, E., & Pazira, H. 2014, in Proc. Lowell Observatory, eds. G. van Belle, & H. Harris, in press [arXiv:1408.1402]
- Edson, J. B. 1963, *Adv. Astron. Astrophys.*, **2**, 1
- Ehrenreich, D., Vidal-Madjar, A., Widemann, T., et al. 2012, *A&A*, **537**, L2
- Emilio, M., Kuhn, J. R., Bush, R. I., & Scholl, I. F. 2012, *ApJ*, **750**, 135
- Freytag, B., Steffen, M., Ludwig, H.-G., et al. 2012, *J. Comp. Phys.*, **231**, 919
- García Muñoz, A., & Mills, F. P. 2012, *A&A*, **547**, A22
- Gustafsson, B., Edvardsson, B., Eriksson, K., et al. 2008, *A&A*, **486**, 951
- Hayek, W., Asplund, M., Carlsson, M., et al. 2010, *A&A*, **517**, A49
- Ichimoto, K., Lites, B., Elmore, D., et al. 2008, *Sol. Phys.*, **249**, 233
- Jehin, E., Gillon, M., Queloz, D., et al. 2011, *The Messenger*, **145**, 2
- Koch, D. G., Borucki, W. J., Basri, G., et al. 2010, *ApJ*, **713**, L79
- Kosugi, T., Matsuzaki, K., Sakao, T., et al. 2007, *Sol. Phys.*, **243**, 3
- Kurucz, R. L. 1979, *ApJS*, **40**, 1
- Lanza, A. F., Pagano, I., Leto, G., et al. 2009, *A&A*, **493**, 193
- Link, F. 1969, *Eclipse phenomena in astronomy* (Berlin: J. Springer)
- Lites, B. W., Elmore, D. F., & Ständer, K. V. 2001, in *Advanced Solar Polarimetry – Theory, Observation, and Instrumentation*, ed. M. Sigwarth, ASP Conf. Ser., 236, 33
- Lites, B. W., Akin, D. L., Card, G., et al. 2013, *Sol. Phys.*, **283**, 579
- Ludwig, H., Caffau, E., Steffen, M., et al. 2009, *Mem. Soc. Astron. It.*, **80**, 711
- Madhusudhan, N., Knutson, H., Fortney, J., & Barman, T. 2014, in *Protostars and Planets VI*, eds. H. Beuther, et al. (University of Arizona Press), 739
- Magic, Z., Collet, R., Asplund, M., et al. 2013, *A&A*, **557**, A26
- Magic, Z., Chiavassa, A., Collet, R., & Asplund, M. 2015, *A&A*, **573**, A90
- Marov, M. Y. 2005, in *Transits of Venus: New Views of the Solar System and Galaxy*, ed. D. W. Kurtz, IAU Colloq. 196, 209
- Mihalas, D., Dappen, W., & Hummer, D. G. 1988, *ApJ*, **331**, 815
- Mislis, D., Heller, R., Schmitt, J. H. M. M., & Hodgkin, S. 2012, *A&A*, **538**, A4
- Nordlund, A. 1982, *A&A*, **107**, 1
- Nordlund, Å., Stein, R. F., & Asplund, M. 2009, *Liv. Rev. Sol. Phys.*, **6**, 2
- Pereira, T. M. D., Asplund, M., Collet, R., et al. 2013, *A&A*, **554**, A118
- Pollacco, D. L., Skillen, I., Collier Cameron, A., et al. 2006, *PASP*, **118**, 1407
- Pratt, V. 1987, *SIGGRAPH Comput. Graph.*, **21**, 145
- Rauer, H., Catala, C., Aerts, C., et al. 2014, *Exper. Astron.* (Dordrecht: Springer Science Business Media) [arXiv:1310.0696]
- Ricker, G. R., Latham, D. W., Vanderspek, R. K., et al. 2010, in *AAS Meeting Abstracts. #215, BAAS*, **42**, 450.06
- Schneider, G., Pasachoff, J. M., & Willson, R. C. 2006, *ApJ*, **641**, 565
- Seager, S., & Sasselov, D. D. 2000, *ApJ*, **537**, 916
- Silva, A. V. R. 2003, *ApJ*, **585**, L147
- Skartlien, R. 2000, *ApJ*, **536**, 465
- Stein, R. F., & Nordlund, A. 1998, *ApJ*, **499**, 914
- Stempels, H. C., Piskunov, N., & Barklem, P. S. 2001, in *11th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems and the Sun*, eds. R. J. Garcia Lopez, R. Rebolo, & M. R. Zapaterio Osorio, ASP Conf. Ser., 223, 878
- Strassmeier, K. G. 2009, *A&ARv*, **17**, 251
- Tanga, P., Widemann, T., Ambastha, A., et al. 2012, in *AAS/Division for Planet. Sci. Meeting Abstracts.*, **44**, 508.07
- Torres, G., Fressin, F., Batalha, N. M., et al. 2011, *ApJ*, **727**, 24
- Trampedach, R., Asplund, M., Collet, R., Nordlund, Å., & Stein, R. F. 2013, *ApJ*, **769**, 18
- Tsuneta, S., Ichimoto, K., Katsukawa, Y., et al. 2008, *Sol. Phys.*, **249**, 167
- Vögler, A., Bruls, J. H. M. J., & Schüssler, M. 2004, *A&A*, **421**, 741
- Wheatley, P. J., Pollacco, D. L., Queloz, D., et al. 2013, in *EPJ Web Conf.*, **47**, 13002
- Willson, R. C., & Mordvinov, A. V. 2003, *Geophys. Res. Lett.*, **30**, 1199
- Wright, J. T., Fakhouri, O., Marcy, G. W., et al. 2011, *PASP*, **123**, 412

Bibliographie

- Dr. Michael D. Abràmoff, Dr. Paulo J. Magalhães, and Dr. Sunanda J. Ram. Image processing with imagej. *Biophotonics International*, 11(7) :36–42, July 2004. URL <http://webeye.ophth.uiowa.edu/dept/BIOGRAPH/ABRAMOFF/ImageJ.pdf>.
- K. H. Baines, S. K. Atreya, M. A. Bullock, D. H. Grinspoon, P. Mahaffy, C. T. Russell, G. Schubert, and K. Zahnle. *The Atmospheres of the Terrestrial Planets : Clues to the Origins and Early Evolution of Venus, Earth, and Mars*, pages 137–160. 2013. doi : 10.2458/azu_uapress_9780816530595-ch006.
- S. Barabash, A. Fedorov, J. J. Sauvaud, R. Lundin, C. T. Russell, Y. Futaana, T. L. Zhang, H. Andersson, K. Brinkfeldt, A. Grigoriev, M. Holmström, M. Yamauchi, K. Asamura, W. Baumjohann, H. Lammer, A. J. Coates, D. O. Kataria, D. R. Linder, C. C. Curtis, K. C. Hsieh, B. R. Sandel, M. Grande, H. Gunell, H. E. J. Koskinen, E. Kallio, P. Riihelä, T. Säles, W. Schmidt, J. Kozyra, N. Krupp, M. Fränz, J. Woch, J. Luhmann, S. McKenna-Lawlor, C. Mazelle, J.-J. Thocaven, S. Orsini, R. Cerulli-Irelli, M. Mura, M. Milillo, M. Maggi, E. Roelof, P. Brandt, K. Szego, J. D. Winningham, R. A. Frahm, J. Scherrer, J. R. Sharber, P. Wurz, and P. Bochsler. The loss of ions from Venus through the plasma wake. *Nature*, 450 :650–653, November 2007. doi : 10.1038/nature06434.
- W. A. Baum and A. D. Code. A photometric observation of the occultation of σ ARIETIS by Jupiter. *AJ*, 58 :108–112, May 1953. doi : 10.1086/106829.
- D. Beasley, D. Bull, and R. Martin. An overview of genetic algorithms :part i, fundamentals, 1993a. URL citeseer.comp.nus.edu.sg/article/beasley93overview.html.
- David Beasley, David R. Bull, and Ralph R. Martin. An overview of genetic algorithms : Part 2, research topics, 1993b.
- Denis A. Belyaev, Franck Montmessin, Jean-Loup Bertaux, Arnaud Mahieux, Anna A. Fedorova, Oleg I. Korablev, Emmanuel Marcq, Yuk L. Yung, and Xi Zhang. Vertical profiling of {SO₂} and {SO} above venus’ clouds by spicav/soir solar occultations. *Icarus*, 217(2) :740 – 751, 2012. ISSN 0019-1035. doi : <http://dx.doi.org/10.1016/j.icarus.2011.09.025>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103511003770>. Advances in Venus Science.
- L. Bengtsson. Foreword : International Space Science Institute (ISSI) Workshop on Observing and Modeling Earth’s Energy Flows. *Surveys in Geophysics*, 33 :333–336, July 2012. doi : 10.1007/s10712-012-9194-y.
- Jean-Loup Bertaux, D. Nevejans, O. Korablev, E. Villard, E. Quémerais, E. Neefs, F. Montmessin, F. Leblanc, J.P. Dubois, E. Dimarellis, A. Hauchecorne, F. Lefèvre,

- P. Rannou, J.Y. Chaufray, M. Cabane, G. Cernogora, G. Souchon, F. Semelin, A. Reberac, E. Van Ransbeek, S. Berkenbosch, R. Clairquin, C. Muller, F. Forget, F. Hourdin, O. Talagrand, A. Rodin, A. Fedorova, A. Stepanov, I. Vinogradov, A. Kiselev, Yu. Kalinnikov, Georges Durry, B. Sandel, A. Stern, and J.C. Gérard. {SPICAV} on venus express : Three spectrometers to study the global structure and composition of the venus atmosphere. *Planetary and Space Science*, 55(12) :1673 – 1700, 2007. ISSN 0032-0633. doi : <http://dx.doi.org/10.1016/j.pss.2007.01.016>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0032063307000074>. The Planet Venus and the Venus Express Mission, Part 2.
- I. R. L. Carpenter. Study of Venus by CW radar-1964 results. *Astronomical Journal*, 71 :142, March 1966. doi : 10.1086/109872.
- R. L. Carpenter. Symposium on Radar and Radiometric Observations of Venus during the 1962 Conjunction : Study of Venus by CW radar. *Astronomical Journal*, 69 :2, February 1964. doi : 10.1086/109220.
- R. L. Carpenter. A Radar Determination of the Rotation of Venus. *Astronomical Journal*, 75 :61, February 1970. doi : 10.1086/110941.
- A. Chiavassa, B. Plez, E. Josselin, and B. Freytag. Radiative hydrodynamics simulations of red supergiant stars. I. interpretation of interferometric observations. *Astronomy and Astrophysics*, 506 :1351–1365, November 2009. doi : 10.1051/0004-6361/200911780.
- A. Chiavassa, R. Collet, L. Casagrande, and M. Asplund. Three-dimensional hydrodynamical simulations of red giant stars : semi-global models for interpreting interferometric observations. *Astronomy and Astrophysics*, 524 :A93, December 2010. doi : 10.1051/0004-6361/201015507.
- A. Chiavassa, L. Bigot, P. Kervella, A. Matter, B. Lopez, R. Collet, Z. Magic, and M. Asplund. Three-dimensional interferometric, spectrometric, and planetary views of Procyon. *Astronomy and Astrophysics*, 540 :A5, April 2012. doi : 10.1051/0004-6361/201118652.
- A. Chiavassa, R. Ligi, Z. Magic, R. Collet, M. Asplund, and D. Mourard. Planet transit and stellar granulation detection with interferometry. Using the three-dimensional stellar atmosphere Stagger-grid simulations. *Astronomy and Astrophysics*, 567 :A115, July 2014. doi : 10.1051/0004-6361/201323207.
- A. Chiavassa, C. Pere, M. Faurobert, G. Ricort, P. Tanga, Z. Magic, R. Collet, and M. Asplund. New view on exoplanet transits. Transit of Venus described using three-dimensional solar atmosphere STAGGER-grid simulations. *Astronomy and Astrophysics*, 576 :A13, April 2015. doi : 10.1051/0004-6361/201425256.
- R. T. Clancy and D. O. Muhleman. Long-term (1979-1990) changes in the thermal, dynamical, and compositional structure of the Venus mesosphere as inferred from microwave spectral line observations of C-12O, C-13O, and CO-18. *Icarus*, 89 : 129–146, January 1991. doi : 10.1016/0019-1035(91)90093-9.
- R. T. Clancy, B. J. Sandor, and G. H. Moriarty-Schieven. Venus upper atmospheric CO, temperature, and winds across the afternoon/evening terminator from June 2007

- JCMT sub-millimeter line observations. *Planetary and Space Science*, 56 :1344–1354, August 2008. doi : 10.1016/j.pss.2008.05.007.
- R. Todd Clancy, Brad J. Sandor, and James Hoge. Doppler winds mapped around the lower thermospheric terminator of venus : 2012 solar transit observations from the james clerk maxwell telescope. *Icarus*, 254 :233 – 258, 2015. ISSN 0019-1035. doi : <http://dx.doi.org/10.1016/j.icarus.2015.03.031>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103515001323>.
- L. Colin. *Basic facts about Venus*, pages 10–26. 1983.
- A. C. M. Correia and J. Laskar. The four final rotation states of Venus. *Nature*, 411 : 767–770, June 2001. doi : 10.1038/35081000.
- A. C. M. Correia and J. Laskar. Long-term evolution of the spin of Venus. II. numerical simulations. *Icarus*, 163 :24–45, May 2003. doi : 10.1016/S0019-1035(03)00043-5.
- A. C. M. Correia, J. Laskar, and O. N. de Surgy. Long-term evolution of the spin of Venus. I. theory. *Icarus*, 163 :1–23, May 2003. doi : 10.1016/S0019-1035(03)00042-3.
- L. Cottureau, N. Rambaux, S. Lebonnois, and J. Souchay. The various contributions in Venus rotation rate and LOD. *Astronomy and Astrophysics*, 531 :A45, July 2011. doi : 10.1051/0004-6361/201116606.
- V. Cottini, N. I. Ignatiev, G. Piccioni, P. Drossart, D. Grassi, and W. J. Markiewicz. Water vapor near the cloud tops of Venus from Venus Express/VIRTIS dayside data. *Icarus*, 217 :561–569, February 2012. doi : 10.1016/j.icarus.2011.06.018.
- J. L. Culhane, L. K. Harra, A. M. James, K. Al-Janabi, L. J. Bradley, R. A. Chaudry, K. Rees, J. A. Tandy, P. Thomas, M. C. R. Whillock, B. Winter, G. A. Doschek, C. M. Korendyke, C. M. Brown, S. Myers, J. Mariska, J. Seely, J. Lang, B. J. Kent, B. M. Shaughnessy, P. R. Young, G. M. Simnett, C. M. Castelli, S. Mahmoud, H. Mapson-Menard, B. J. Probyn, R. J. Thomas, J. Davila, K. Dere, D. Windt, J. Shea, R. Hagood, R. Moye, H. Hara, T. Watanabe, K. Matsuzaki, T. Kosugi, V. Hansteen, and Ø. Wikstol. The euv imaging spectrometer for hinode. *Solar Physics*, 243(1) :19–61, 2007. ISSN 1573-093X. doi : 10.1007/s01007-007-0293-1. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s01007-007-0293-1>.
- Lawrence Davis. *Handbook of Genetic Algorithms*. Van Nostrand Reinhold, New York, 1991.
- C. de Bergh, B. Bezard, D. Crisp, J. P. Maillard, T. Owen, J. Pollack, and D. Grinspoon. Water in the deep atmosphere of Venus from high-resolution spectra of the night side. *Advances in Space Research*, 15, April 1995. doi : 10.1016/0273-1177(94)00067-B.
- C. de Bergh, V.I. Moroz, F.W. Taylor, D. Crisp, B. Bézard, and L.V. Zasova. The composition of the atmosphere of venus below 100 km altitude : An overview. *Planetary and Space Science*, 54(13–14) :1389 – 1397, 2006. ISSN 0032-0633. doi : <http://dx.doi.org/10.1016/j.pss.2006.04.020>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0032063306001668>. The Planet Venus and the Venus Express Mission The Planet Venus and the Venus Express Mission.

- R. de Kok, P. G. J. Irwin, C. C. C. Tsang, G. Piccioni, and P. Drossart. Scattering particles in nightside limb observations of Venus' upper atmosphere by Venus Express VIRTIS. *Icarus*, 211 :51–57, January 2011. doi : 10.1016/j.icarus.2010.08.023.
- A. R. Dobrovolskis. The Rotation of Venus. In *Bulletin of the American Astronomical Society*, volume 10 of *Bulletin of the AAS*, page 544, June 1978.
- A. Dollfus and E. Maurice. Étude de l'allongement des cornes du croissant de Vénus en juin 1964. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences*, pages 427–430, 1965.
- J. L. Elliot and C. B. Olkin. Probing Planetary Atmospheres with Stellar Occultations. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 24 :89–124, 1996. doi : 10.1146/annurev.earth.24.1.89.
- J. L. Elliot and L. A. Young. Analysis of stellar occultation data for planetary atmospheres. I - Model fitting, with application to Pluto. *The Astronomical Journal*, 103 : 991–1015, March 1992. doi : 10.1086/116121.
- J. L. Elliot, M. J. Person, and S. Qu. Analysis of Stellar Occultation Data. II. Inversion, with Application to Pluto and Triton. *The Astronomical Journal*, 126 :1041–1079, August 2003. doi : 10.1086/375546.
- T. Encrenaz, T. K. Greathouse, M. J. Richter, J. Lacy, T. Widemann, B. Bézard, T. Fouchet, C. deWitt, and S. K. Atreya. HDO and SO₂ thermal mapping on Venus. II. The SO₂ spatial distribution above and within the clouds. *Astronomy and Astrophysics*, 559 :A65, November 2013. doi : 10.1051/0004-6361/201322264.
- L. W. Esposito, R. G. Knollenberg, M. I. Marov, O. B. Toon, and R. P. Turco. *The clouds are hazes of Venus*, pages 484–564. 1983.
- L. W. Esposito, J.-L. Bertaux, V. Krasnopolsky, V. I. Moroz, and L. V. Zasova. Chemistry of Lower Atmosphere and Clouds. In S. W. Bougher, D. M. Hunten, and R. J. Phillips, editors, *Venus II : Geology, Geophysics, Atmosphere, and Solar Wind Environment*, page 415, 1997.
- A. Fedorova, O. Korablev, A.-C. Vandaele, J.-L. Bertaux, D. Belyaev, A. Mahieux, E. Neefs, W. V. Wilquet, R. Drummond, F. Montmessin, and E. Villard. HDO and H₂O vertical distributions and isotopic ratio in the Venus mesosphere by Solar Occultation at Infrared spectrometer on board Venus Express. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 113 :E00B22, December 2008. doi : 10.1029/2008JE003146.
- A. Fedorova, E. Marcq, M. Luginin, O. Korablev, J.-L. Bertaux, and F. Montmessin. Variations of water vapor and cloud top altitude in the Venus' mesosphere from SPICAV/VEx observations. *Icarus*, 275 :143–162, September 2016. doi : 10.1016/j.icarus.2016.04.010.
- A. A. Fedorova, O. I. Korablev, J.-L. Bertaux, A. V. Rodin, F. Montmessin, D. A. Belyaev, and A. Reberac. Solar infrared occultation observations by SPICAM experiment on Mars-Express : Simultaneous measurements of the vertical distributions of H₂O, CO₂ and aerosol. *Icarus*, 200 :96–117, March 2009. doi : 10.1016/j.icarus.2008.11.006.

- B. Fegley, Jr., G. Klingelhöfer, K. Lodders, and T. Widemann. Geochemistry of Surface-Atmosphere Interactions on Venus. In S. W. Bougher, D. M. Hunten, and R. J. Phillips, editors, *Venus II : Geology, Geophysics, Atmosphere, and Solar Wind Environment*, page 591, 1997.
- B. Freytag, M. Steffen, H.-G. Ludwig, S. Wedemeyer-Böhm, W. Schaffenberger, and O. Steiner. Simulations of stellar convection with CO5BOLD. *Journal of Computational Physics*, 231 :919–959, February 2012. doi : 10.1016/j.jcp.2011.09.026.
- A. García Muñoz and F. P. Mills. The June 2012 transit of Venus. Framework for interpretation of observations. *Astronomy and Astrophysics*, 547 :A22, November 2012. doi : 10.1051/0004-6361/201219738.
- P. J. Gierasch. Meridional circulation and the maintenance of the Venus atmospheric rotation. *Journal of Atmospheric Sciences*, 32 :1038–1044, June 1975. doi : 10.1175/1520-0469(1975)032<1038:MCATMO>2.0.CO;2.
- P. J. Gierasch, R. M. Goody, R. E. Young, D. Crisp, C. Edwards, R. Kahn, D. Rider, A. del Genio, R. Greeley, A. Hou, C. B. Leovy, D. McCleese, and M. Newman. The General Circulation of the Venus Atmosphere : an Assessment. In S. W. Bougher, D. M. Hunten, and R. J. Phillips, editors, *Venus II : Geology, Geophysics, Atmosphere, and Solar Wind Environment*, page 459, 1997.
- 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 :503–513, September 2009. doi : 10.1016/j.epsl.2009.07.016.
- C. Gillmann, G. J. Golabek, and P. J. Tackley. Effect of a single large impact on the coupled atmosphere-interior evolution of Venus. *Icarus*, 268 :295–312, April 2016. doi : 10.1016/j.icarus.2015.12.024.
- David E. Goldberg. *Genetic Algorithms in Search, Optimization, and Machine Learning*. Addison–Wesley, Reading, MA, 1989.
- P. Goldreich and S. J. Peale. The Obliquity of Venus. *Astronomical Journal*, 75 :273, April 1970. 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. *Astronomical Journal*, 69 :12, February 1964. doi : 10.1086/109221.
- L. Golub, E. DeLuca, G. Austin, J. Bookbinder, D. Caldwell, P. Cheimets, J. Cirtain, M. Cosmo, P. Reid, A. Sette, M. Weber, T. Sakao, R. Kano, K. Shibasaki, H. Hara, S. Tsuneta, K. Kumagai, T. Tamura, M. Shimojo, J. McCracken, J. Carpenter, H. Haight, R. Siler, E. Wright, J. Tucker, H. Rutledge, M. Barbera, G. Peres, and S. Varisco. The x-ray telescope (xrt) for the hinode mission. *Solar Physics*, 243 (1) :63–86, 2007. ISSN 1573-093X. doi : 10.1007/s11207-007-0182-1. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s11207-007-0182-1>.
- D. Grassi, P. Drossart, G. Piccioni, N. I. Ignatiev, L. V. Zasova, A. Adriani, M. L. Moriconi, P. G. J. Irwin, A. Negrão, and A. Migliorini. Retrieval of air temperature profiles in the Venusian mesosphere from VIRTIS-M data : Description and validation

- of algorithms. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 113 :E00B09, October 2008. doi : 10.1029/2008JE003075.
- D. Grassi, A. Migliorini, L. Montabone, S. Lebonnois, A. Cardesin-Moinelo, G. Piccioni, P. Drossart, and L. V. Zasova. Thermal structure of Venusian nighttime mesosphere as observed by VIRTIS-Venus Express. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 115 :E09007, September 2010. doi : 10.1029/2009JE003553.
- T. Grassi, S. Bovino, D. R. G. Schleicher, J. Prieto, D. Seifried, E. Simoncini, and F. A. Gianturco. KROME - a package to embed chemistry in astrophysical simulations. *MNRAS*, 439 :2386–2419, April 2014. doi : 10.1093/mnras/stu114.
- D. H. Grinspoon and M. A. Bullock. Searching for Evidence of Past Oceans on Venus. In *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts #39*, volume 39 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, page 540, October 2007.
- J. E. Hansen and J. W. Hovenier. Interpretation of the polarization of Venus. *Journal of Atmospheric Sciences*, 31 :1137–1160, May 1974. doi : 10.1175/1520-0469(1974)031<1137:IOTPOV>2.0.CO;2.
- V. L. Hansen and J. J. Willis. Ribbon terrain formation and implications for lithosphere evolution, Venus. In *Lunar and Planetary Science Conference*, volume 28 of *Lunar and Planetary Science Conference*, page 507, March 1997.
- G. L. Hashimoto and Y. Abe. Predictions of a simple cloud model for water vapor cloud albedo feedback on Venus. *Journal of Geophysics Research*, 106 :14675–14690, July 2001. doi : 10.1029/2000JE001266.
- W. K. Hastings. Monte carlo sampling methods using markov chains and their applications. *Biometrika*, 57(1) :97–109, 1970. doi : 10.1093/biomet/57.1.97. URL <http://biomet.oxfordjournals.org/cgi/content/abstract/57/1/97>.
- R. Haus, D. Kappel, and G. Arnold. Atmospheric thermal structure and cloud features in the southern hemisphere of Venus as retrieved from VIRTIS/VEX radiation measurements. *Icarus*, 232 :232–248, April 2014. doi : 10.1016/j.icarus.2014.01.020.
- R. Haus, D. Kappel, S. Tellmann, G. Arnold, G. Piccioni, P. Drossart, and B. Häusler. Radiative energy balance of Venus based on improved models of the middle and lower atmosphere. *Icarus*, 272 :178–205, July 2016. doi : 10.1016/j.icarus.2016.02.048.
- A. E. Hedin, H. B. Niemann, W. T. Kasprzak, and A. Seiff. Global empirical model of the Venus thermosphere. *Journal of Geophysical Research*, 88 :73–83, January 1983. doi : 10.1029/JA088iA01p00073.
- D. Hestroffer and C. Magnan. Wavelength dependency of the Solar limb darkening. *Astronomy and Astrophysics*, 333 :338–342, May 1998.
- J. Hevelius and J. Horrocks. *Iohannis Hevelii Mercurius in Sole visus Gedani, anno christiano observationibus, rarisque phaenomenis : Cui annexa est, Venus in Sole MDCLXI, d. III Maii, St. n. cum aliis quibusdam rerum coelestium pariter visa, anno 1639, d. 24 Nov. St. V. ... a Ieremia Horroxio ... : quibus accedit succincta historiola, novae illius, ac mirae stellae in collo Ceti, certis anni temporibus clare admodum affulgentis, rursus omnino evanescentis ...* 1662. doi : 10.3931/e-rara-22448.

- John Holland. *Adaptation in natural and artificial systems : an introductory analysis with applications to biology, control, and artificial intelligence*. MIT Press, Cambridge Mass., 1st MIT press ed. edition, 1975. ISBN 978-0-262-08213-6.
- W. B. Hubbard, J. J. Fortney, J. I. Lunine, A. Burrows, D. Sudarsky, and P. Pinto. Theory of Extrasolar Giant Planet Transits. *Astrophysical Journal*, 560 :413–419, October 2001. doi : 10.1086/322490.
- R. Hueso, J. Peralta, I. Garate-Lopez, T. V. Bandos, and A. Sánchez-Lavega. Six years of Venus winds at the upper cloud level from UV, visible and near infrared observations from VIRTIS on Venus Express. *Planetary and Space Science*, 113 : 78–99, August 2015. doi : 10.1016/j.pss.2014.12.010.
- K. Ichimoto, B. Lites, D. Elmore, Y. Suematsu, S. Tsuneta, Y. Katsukawa, T. Shimizu, R. Shine, T. Tarbell, A. Title, J. Kiyohara, K. Shinoda, G. Card, A. Lecinski, K. Streander, M. Nakagiri, M. Miyashita, M. Noguchi, C. Hoffmann, and T. Cruz. Polarization calibration of the solar optical telescope onboard hinode. *Solar Physics*, 249(2) :233–261, 2008. ISSN 1573-093X. doi : 10.1007/s11207-008-9169-9. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s11207-008-9169-9>.
- N. I. Ignatiev, D. V. Titov, G. Piccioni, P. Drossart, W. J. Markiewicz, V. Cottini, T. Roatsch, M. Almeida, and N. Manoel. Altimetry of the Venus cloud tops from the Venus Express observations. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 114 : E00B43, August 2009. doi : 10.1029/2008JE003320.
- A. P. Ingersoll. The Runaway Greenhouse : A History of Water on Venus. *Journal of Atmospheric Sciences*, 26 :1191–1198, November 1969. doi : 10.1175/1520-0469(1969)026<1191:TRGAHO>2.0.CO;2.
- S. A. Jaeggli, K. P. Reardon, J. M. Pasachoff, G. Schneider, T. Widemann, and P. Tanga. 1565 nm Observations of the transit of Venus, Proxy for a Transiting Exoplanet. In *AAS/Solar Physics Division Meeting*, volume 44 of *AAS/Solar Physics Division Meeting*, page 100.150, July 2013a.
- S. A. Jaeggli, K. P. Reardon, J. M. Pasachoff, G. Schneider, T. Widemann, and P. Tanga. 1565 nm Observations of the transit of Venus, Proxy for a Transiting Exoplanet. In *AAS/Solar Physics Division Meeting*, volume 44 of *AAS/Solar Physics Division Meeting*, page 100.150, July 2013b.
- R. Kano, T. Sakao, H. Hara, S. Tsuneta, K. Matsuzaki, K. Kumagai, M. Shimojo, K. Minesugi, K. Shibasaki, E. E. DeLuca, L. Golub, J. Bookbinder, D. Caldwell, P. Cheimets, J. Cirtain, E. Dennis, T. Kent, and M. Weber. The hinode x-ray telescope (xrt) : Camera design, performance and operations. *Solar Physics*, 249 (2) :263–279, 2008. ISSN 1573-093X. doi : 10.1007/s11207-007-9058-7. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s11207-007-9058-7>.
- J. F. Kasting. Runaway and moist greenhouse atmospheres and the evolution of earth and Venus. *Icarus*, 74 :472–494, June 1988. doi : 10.1016/0019-1035(88)90116-9.
- G. M. Keating, J. Y. Nicholson, and L. R. Lake. Venus upper atmosphere structure. *Journal of Geophysical Research*, 85 :7941–7956, December 1980. doi : 10.1029/JA085iA13p07941.

- G. M. Keating, J. L. Bertaux, S. W. Bougher, R. E. Dickinson, T. E. Cravens, and A. E. Hedin. Models of Venus neutral upper atmosphere - Structure and composition. *Advances in Space Research*, 5 :117–171, 1985. doi : 10.1016/0273-1177(85)90200-5.
- R. G. Knollenberg and D. M. Hunten. The microphysics of the clouds of Venus - Results of the Pioneer Venus particle size spectrometer experiment. *Journal of Geophysical Research*, 85 :8039–8058, December 1980. doi : 10.1029/JA085iA13p08039.
- T. Kosugi, K. Matsuzaki, T. Sakao, T. Shimizu, Y. Sone, S. Tachikawa, T. Hashimoto, K. Minesugi, A. Ohnishi, T. Yamada, S. Tsuneta, H. Hara, K. Ichimoto, Y. Suematsu, M. Shimojo, T. Watanabe, S. Shimada, J. M. Davis, L. D. Hill, J. K. Owens, A. M. Title, J. L. Culhane, L. K. Harra, G. A. Doschek, and L. Golub. The hinode (solar-b) mission : An overview. *Solar Physics*, 243(1) :3–17, 2007. ISSN 1573-093X. doi : 10.1007/s11207-007-9014-6. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s11207-007-9014-6>.
- V. A. Krasnopolsky. Spatially-resolved high-resolution spectroscopy of Venus 2. Variations of HDO, OCS, and SO₂ at the cloud tops. *Icarus*, 209 :314–322, October 2010. doi : 10.1016/j.icarus.2010.05.008.
- V. A. Krasnopolsky and J. B. Pollack. H₂O-H₂SO₄ system in Venus' clouds and OCS, CO, and H₂SO₄ profiles in Venus' troposphere. *Icarus*, 109 :58–78, May 1994. doi : 10.1006/icar.1994.1077.
- Y. N. Kulikov, H. Lammer, H. I. M. Lichtenegger, N. Terada, I. Ribas, C. Kolb, D. Langmayr, R. Lundin, E. F. Guinan, S. Barabash, and H. K. Biernat. Atmospheric and water loss from early Venus. *Planetary Space Science*, 54 :1425–1444, November 2006. doi : 10.1016/j.pss.2006.04.021.
- Y. N. Kulikov, H. Lammer, H. I. M. Lichtenegger, T. Penz, D. Breuer, T. Spohn, R. Lundin, and H. K. Biernat. *A Comparative Study of the Influence of the Active Young Sun on the Early Atmospheres of Earth, Venus, and Mars*, page 207. 2007. doi : 10.1007/978-0-387-74288-5-8.
- H. Lammer, J. F. Kasting, E. Chassefière, R. E. Johnson, Y. N. Kulikov, and F. Tian. Atmospheric Escape and Evolution of Terrestrial Planets and Satellites. *Space Science Reviews*, 139 :399–436, August 2008. doi : 10.1007/s11214-008-9413-5.
- J. Laskar and P. Robutel. The chaotic obliquity of the planets. *Nature*, 361 :608–612, February 1993. doi : 10.1038/361608a0.
- F. Launay and P. D. Hingley. Jules Janssen's "Revolver photographique" and its British derivative, "The Janssen slide". *Journal for the History of Astronomy*, 36 :57–79, February 2005.
- Y. J. Lee, D. V. Titov, S. Tellmann, A. Piccialli, N. Ignatiev, M. Pätzold, B. Häusler, G. Piccioni, and P. Drossart. Vertical structure of the Venus cloud top from the VeRa and VIRTIS observations onboard Venus Express. *Icarus*, 217 :599–609, February 2012. doi : 10.1016/j.icarus.2011.07.001.
- E. Lellouch, T. Clancy, D. Crisp, A. J. Kliore, D. Titov, and S. W. Bougher. Monitoring of Mesospheric Structure and Dynamics. In S. W. Bougher, D. M. Hunten, and R. J. Phillips, editors, *Venus II : Geology, Geophysics, Atmosphere, and Solar Wind Environment*, page 295, 1997.

- J. R. Lemen, A. M. Title, D. J. Akin, P. F. Boerner, C. Chou, J. F. Drake, D. W. Duncan, C. G. Edwards, F. M. Friedlaender, G. F. Heyman, N. E. Hurlburt, N. L. Katz, G. D. Kushner, M. Levay, R. W. Lindgren, D. P. Mathur, E. L. McFeaters, S. Mitchell, R. A. Rehse, C. J. Schrijver, L. A. Springer, R. A. Stern, T. D. Tarbell, J.-P. Wuelser, C. J. Wolfson, C. Yanari, J. A. Bookbinder, P. N. Cheimets, D. Caldwell, E. E. Deluca, R. Gates, L. Golub, S. Park, W. A. Podgorski, R. I. Bush, P. H. Scherrer, M. A. Gummin, P. Smith, G. Auken, P. Jerram, P. Pool, R. Souffi, D. L. Windt, S. Beardsley, M. Clapp, J. Lang, and N. Waltham. The Atmospheric Imaging Assembly (AIA) on the Solar Dynamics Observatory (SDO). *Solar Physics*, 275 : 17–40, January 2012. doi : 10.1007/s11207-011-9776-8.
- F. Link. *Eclipse phenomena in Astronomy*. Springer-Verlag Berlin, Inc., Berlin, 1969.
- B. W. Lites and K. Ichimoto. The sp_prep data preparation package for the hinode spectro-polarimeter. *Solar Physics*, 283(2) :601–629, 2013. ISSN 1573-093X. doi : 10.1007/s11207-012-0205-4. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s11207-012-0205-4>.
- B. W. Lites, D. L. Akin, G. Card, T. Cruz, D. W. Duncan, C. G. Edwards, D. F. Elmore, C. Hoffmann, Y. Katsukawa, N. Katz, M. Kubo, K. Ichimoto, T. Shimizu, R. A. Shine, K. V. Streander, A. Suematsu, T. D. Tarbell, A. M. Title, and S. Tsuneta. The hinode spectro-polarimeter. *Solar Physics*, 283(2) :579–599, 2013. ISSN 1573-093X. doi : 10.1007/s11207-012-0206-3. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s11207-012-0206-3>.
- M. Luginin, A. Fedorova, D. Belyaev, F. Montmessin, V. Wilquet, O. Korablev, J.-L. Bertaux, and A. C. Vandaele. Aerosol properties in the upper haze of Venus from SPICAV IR data. *Icarus*, 277 :154–170, October 2016. doi : 10.1016/j.icarus.2016.05.008.
- Z. Magić, R. Collet, M. Asplund, R. Trampedach, W. Hayek, A. Chiavassa, R. F. Stein, and Å. Nordlund. The Stagger-grid : A grid of 3D stellar atmosphere models. I. Methods and general properties. *Astronomy and Astrophysics*, 557 :A26, September 2013. doi : 10.1051/0004-6361/201321274.
- A. Mahieux, A. C. Vandaele, E. Neefs, S. Robert, V. Wilquet, R. Drummond, A. Fedorova, and J. L. Bertaux. Densities and temperatures in the Venus mesosphere and lower thermosphere retrieved from SOIR on board Venus Express : Retrieval technique. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 115 :E12014, December 2010. doi : 10.1029/2010JE003589.
- A. Mahieux, A. C. Vandaele, S. Robert, V. Wilquet, R. Drummond, F. Montmessin, and J. L. Bertaux. Densities and temperatures in the Venus mesosphere and lower thermosphere retrieved from SOIR on board Venus Express : Carbon dioxide measurements at the Venus terminator. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 117 : E07001, July 2012. doi : 10.1029/2012JE004058.
- A. Mahieux, A.C. Vandaele, S.W. Bougher, R. Drummond, S. Robert, V. Wilquet, S Chamberlain, A. Piccialli, F. Montmessin, S. Tellmann, M. Pätzold, B. Häusler, and J.L. Bertaux. Update of the venus density and temperature profiles at high altitude measured by {SOIR} on board venus express. *Planetary and Space Science*, 113–114 :309 – 320, 2015a. ISSN 0032-0633. doi : <http://dx.doi.org/10.1016/j.pss.2015.02.002>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0032063315000343>. SI :Exploration of Venus.

- A. Mahieux, A.C. Vandaele, S. Robert, V. Wilquet, R. Drummond, M.A. López Valverde, M. López Puertas, B. Funke, and J.L. Bertaux. Rotational temperatures of venus upper atmosphere as measured by {SOIR} on board venus express. *Planetary and Space Science*, 113–114 :347 – 358, 2015b. ISSN 0032-0633. doi : <http://dx.doi.org/10.1016/j.pss.2014.12.020>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0032063314004218>. SI :Exploration of Venus.
- Emmanuel Marcq, Jean-Loup Bertaux, Franck Montmessin, and Denis Belyaev. Variations of sulphur dioxide at the cloud top of Venus’s dynamic atmosphere. *Nature Geoscience*, 6(1) :25–28, 2013. doi : 10.1038/ngeo1650. URL <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-00767475>.
- M. Y. Marov. Mikhail Lomonosov and the discovery of the atmosphere of Venus during the 1761 transit. In D. W. Kurtz, editor, *IAU Colloq. 196 : Transits of Venus : New Views of the Solar System and Galaxy*, pages 209–219, April 2005. doi : 10.1017/S1743921305001390.
- H. Matsui, N. Iwagami, M. Hosouchi, S. Ohtsuki, and G. L. Hashimoto. Latitudinal distribution of HDO abundance above Venus’ clouds by ground-based 2.3 μm spectroscopy. *Icarus*, 217 :610–614, February 2012. doi : 10.1016/j.icarus.2011.07.026.
- K. Matsuzaki, M. Shimojo, T. D. Tarbell, L. K. Harra, and E. E. Deluca. Data archive of the hinode mission. *Solar Physics*, 243(1) :87–92, 2007. ISSN 1573-093X. doi : 10.1007/s11207-006-0303-2. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s11207-006-0303-2>.
- M. Mayor and D. Queloz. A Jupiter-mass companion to a solar-type star. *Nature*, 378 : 355–359, November 1995. doi : 10.1038/378355a0.
- B.N. Menshutkin. *Russia’s Lomonosov : Chemist, Courtier, Physicist, Poet*. Series. Princeton University Press, 1952. URL <https://books.google.fr/books?id=xVJgAAAAAAAJ>.
- N. Metropolis, A. W. Rosenbluth, M. N. Rosenbluth, A. H. Teller, and E. Teller. Equation of State Calculations by Fast Computing Machines. *Journal of Chemical Physics*, 21 :1087–1092, June 1953. doi : 10.1063/1.1699114.
- Zbigniew Michalewicz. *Genetic algorithms + data structures = evolution programs (2nd, extended ed.)*. Springer-Verlag New York, Inc., New York, NY, USA, 1994. ISBN 3-540-58090-5.
- A. Migliorini, D. Grassi, L. Montabone, S. Lebonnois, P. Drossart, and G. Piccioni. Investigation of air temperature on the nightside of Venus derived from VIRTIS-H on board Venus-Express. *Icarus*, 217 :640–647, February 2012. doi : 10.1016/j.icarus.2011.07.013.
- N. Mueller, J. Helbert, G. L. Hashimoto, C. C. C. Tsang, S. Erard, G. Piccioni, and P. Drossart. Venus surface thermal emission at 1 μm in VIRTIS imaging observations : Evidence for variation of crust and mantle differentiation conditions. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 113 :E00B17, December 2008. doi : 10.1029/2008JE003118.
- N. T. Mueller, J. Helbert, E. R. Stofan, S. E. Smrekar, G. Piccioni, and P. Drossart. Search for active lava flows with VIRTIS on Venus Express. *AGU Fall Meeting Abstracts*, December 2012.

- M. Nakamura, T. Imamura, N. Ishii, T. Abe, Y. Kawakatsu, C. Hirose, T. Satoh, M. Suzuki, M. Ueno, A. Yamazaki, N. Iwagami, S. Watanabe, M. Taguchi, T. Fukushima, Y. Takahashi, M. Yamada, M. Imai, S. Ohtsuki, K. Uemizu, G. L. Hashimoto, M. Takagi, Y. Matsuda, K. Ogohara, N. Sato, Y. Kasaba, T. Kouyama, N. Hirata, R. Nakamura, Y. Yamamoto, T. Horinouchi, M. Yamamoto, Y.-Y. Hayashi, H. Kashimura, K.-i. Sugiyama, T. Sakanoi, H. Ando, S.-y. Murakami, T. M. Sato, S. Takagi, K. Nakajima, J. Peralta, Y. J. Lee, J. Nakatsuka, T. Ichikawa, K. Inoue, T. Toda, H. Toyota, S. Tachikawa, S. Narita, T. Hayashiyama, A. Hasegawa, and Y. Kamata. AKATSUKI returns to Venus. *Earth Planets and Space*, 68 :75, May 2016. doi : 10.1186/s40623-016-0457-6.
- N. Narukage, T. Sakao, R. Kano, H. Hara, M. Shimojo, T. Bando, F. Urayama, E. DeLuca, L. Golub, M. Weber, P. Grigis, J. Cirtain, and S. Tsuneta. Coronal-temperature-diagnostic capability of the hinode/x-ray telescope based on self-consistent calibration. *Solar Physics*, 269(1) :169–236, 2011. ISSN 1573-093X. doi : 10.1007/s11207-010-9685-2. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s11207-010-9685-2>.
- Å. Nordlund, R. F. Stein, and M. Asplund. Solar Surface Convection. *Living Reviews in Solar Physics*, 6, April 2009. doi : 10.12942/lrsp-2009-2.
- J. M. Pasachoff and W. Sheehan. Lomonosov, the discovery of Venus’s atmosphere, and the eighteenth-century transits of Venus. *Journal of Astronomical History and Heritage*, 15 :3–14, March 2012.
- J. M. Pasachoff, G. Schneider, and T. Widemann. High-resolution Satellite Imaging of the 2004 Transit of Venus and Asymmetries in the Cytherean Atmosphere. *The Astronomical Journal*, 141 :112, April 2011. doi : 10.1088/0004-6256/141/4/112.
- M. Pätzold, B. Häusler, M. K. Bird, S. Tellmann, R. Mattei, S. W. Asmar, V. Dehant, W. Eidel, T. Imamura, R. A. Simpson, and G. L. Tyler. The structure of Venus’ middle atmosphere and ionosphere. *Nature*, 450 :657–660, November 2007. doi : 10.1038/nature06239.
- J. Peralta, T. Imamura, P. L. Read, D. Luz, A. Piccialli, and M. A. López-Valverde. Analytical Solution for Waves in Planets with Atmospheric Superrotation. I. Acoustic and Inertia-Gravity Waves. *Astrophysical Journal, Supplement*, 213 :17, July 2014a. doi : 10.1088/0067-0049/213/1/17.
- J. Peralta, T. Imamura, P. L. Read, D. Luz, A. Piccialli, and M. A. López-Valverde. Analytical Solution for Waves in Planets with Atmospheric Superrotation. II. Lamb, Surface, and Centrifugal Waves. *Astrophysical Journal, Supplement*, 213 :18, July 2014b. doi : 10.1088/0067-0049/213/1/18.
- C. Pere, P. Tanga, T. Widemann, A. Mahieux, V. Wilquet, and A. C. Vandaele. The vertical density profile of the mesosphere of Venus by independent measurements from SPICAV/SOIR and aureole photometry. *European Planetary Science Congress 2015, held 27 September - 2 October, 2015 in Nantes, France, Online at http://meetingorganizer.copernicus.org/EPSC2015/EPSC2015, id.EPSC2015-692, 10 : EPSC2015-692, October 2015.*

- W. D. Pesnell, B. J. Thompson, and P. C. Chamberlin. The Solar Dynamics Observatory (SDO). *Solar Physics*, 275 :3–15, January 2012. doi : 10.1007/s11207-011-9841-3.
- A. Piccialli, D. V. Titov, D. Grassi, I. Khatuntsev, P. Drossart, G. Piccioni, and A. Migliorini. Cyclostrophic winds from the Visible and Infrared Thermal Imaging Spectrometer temperature sounding : A preliminary analysis. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 113 :E00B11, October 2008. doi : 10.1029/2008JE003127.
- A. Piccialli, F. Montmessin, J. L. Bertaux, E. Marcq, A. Fedorova, O. Korabely, A. Mahieux, and A. C. Vandaele. Density and temperatures of Venus upper atmosphere measured by stellar occultations with SPICAV/Venus Express. *European Planetary Science Congress 2013, held 8-13 September in London, UK. Online at : http://meetings.copernicus.org/epsc2013, id.EPSC2013-750*, 8 :EPSC2013-750, September 2013.
- E. V. Pitjeva and E. M. Standish. Proposals for the masses of the three largest asteroids, the moon-earth mass ratio and the astronomical unit. *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*, 103(4) :365–372, 2009. ISSN 1572-9478. doi : 10.1007/s10569-009-9203-8. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s10569-009-9203-8>.
- William H. Press, Saul A. Teukolsky, William T. Vetterling, and Brian P. Flannery. *Numerical Recipes 3rd Edition : The Art of Scientific Computing*. Cambridge University Press, New York, NY, USA, 3 edition, 2007. ISBN 0521880688, 9780521880688.
- W. S. Rasband. ImageJ : Image processing and analysis in Java. Astrophysics Source Code Library, June 2012.
- S. I. Rasool and C. de Bergh. The Runaway Greenhouse and the Accumulation of CO₂ in the Venus Atmosphere. *Nature*, 226 :1037–1039, June 1970. doi : 10.1038/2261037a0.
- S. N. Raymond, H. E. Schlichting, F. Hersant, and F. Selsis. Dynamical and collisional constraints on a stochastic late veneer on the terrestrial planets. *Icarus*, 226 :671–681, September 2013. doi : 10.1016/j.icarus.2013.06.019.
- F. Reale, A. F. Gambino, G. Micela, A. Maggio, T. Widemann, and G. Piccioni. Using the transit of Venus to probe the upper planetary atmosphere. *Nature Communications*, 6 :7563, June 2015. doi : 10.1038/ncomms8563.
- W. B. Rossow and G. P. Williams. Large-scale motion in the Venus stratosphere. *Journal of Atmospheric Sciences*, 36 :377–389, March 1979. doi : 10.1175/1520-0469(1979)036<0377:LSMITV>2.0.CO;2.
- H. N. Russell. The Atmosphere of Venus. *The Astrophysical Journal*, 9 :284, May 1899. doi : 10.1086/140593.
- R. S. Saunders, G. H. Pettengill, R. E. Arvidson, W. L. Sjogren, W. T. K. Johnson, and L. Pieri. The Magellan Venus radar mapping mission. *Journal of Geophysical Research*, 95 :8339–8355, June 1990. doi : 10.1029/JB095iB06p08339.
- B. E. Schaefer. The transit of Venus and the notorious black drop effect. *Journal for the History of Astronomy*, 32 :325–336, November 2001.

- Caroline A Schneider, Wayne S Rasband, and Kevin W Eliceiri. Nih image to imagej : 25 years of image analysis. *Nat Meth*, 9(7) :671–675, July 2012. ISSN 15487091. URL <http://dx.doi.org/10.1038/nmeth.2089>.
- G. Schneider, J. M. Pasachoff, and R. C. Willson. The Effect of the Transit of Venus on ACRIM’s Total Solar Irradiance Measurements : Implications for Transit Studies of Extrasolar Planets. *Astrophysical Journal*, 641 :565–571, April 2006. doi : 10.1086/500427.
- J. Schou, P. H. Scherrer, R. I. Bush, R. Wachter, S. Couvidat, M. C. Rabello-Soares, R. S. Bogart, J. T. Hoeksema, Y. Liu, T. L. Duvall, D. J. Akin, B. A. Allard, J. W. Miles, R. Rairden, R. A. Shine, T. D. Tarbell, A. M. Title, C. J. Wolfson, D. F. Elmore, A. A. Norton, and S. Tomczyk. Design and Ground Calibration of the Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) Instrument on the Solar Dynamics Observatory (SDO). *Solphys*, 275 :229–259, jan 2012. doi : 10.1007/s11207-011-9842-2.
- J. H. Schröter. *Selenotopographische Fragmente zur genauern Kenntniss der Atmosphäre, sammt den dazu gehörigen Specialcharten und Mondfläche, ihrer erlittenen Veränderungen und Zeichnungen*. 1791. doi : 10.3931/e-rara-1723.
- G. Schubert, S. W. Bougher, C. C. Covey, A. D. Del Genio, A. S. Grossman, J. L. Hollingsworth, S. S. Limaye, and R. E. Young. Venus atmosphere dynamics : A continuing enigma. *Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series*, 176 :101–120, 2007. doi : 10.1029/176GM07.
- A. Seiff. Dynamical implications of the observed thermal contrasts in Venus’ upper atmosphere. *Icarus*, 51 :574–592, September 1982. doi : 10.1016/0019-1035(82)90147-6.
- A. Seiff, J. T. Schofield, A. J. Kliore, F. W. Taylor, and S. S. Limaye. Models of the structure of the atmosphere of Venus from the surface to 100 kilometers altitude. *Advances in Space Research*, 5 :3–58, 1985. doi : 10.1016/0273-1177(85)90197-8.
- V. Shiltsev. Lomonosov’s Discovery of Venus Atmosphere in 1761 : English Translation of Original Publication with Commentaries. *ArXiv e-prints*, June 2012.
- V. Shiltsev. The 1761 discovery of Venus’ atmosphere : Lomonosov and others. *Journal of Astronomical History and Heritage*, 17 :85–112, March 2014.
- T. Shimizu, S. Nagata, S. Tsuneta, T. Tarbell, C. Edwards, R. Shine, C. Hoffmann, E. Thomas, S. Sour, R. Rehse, O. Ito, Y. Kashiwagi, M. Tabata, K. Kodeki, M. Nagase, K. Matsuzaki, K. Kobayashi, K. Ichimoto, and Y. Suematsu. *The Hinode Mission*, chapter Image Stabilization System for Hinode (Solar-B) Solar Optical Telescope, pages 167–178. Springer New York, New York, NY, 2008. ISBN 978-0-387-88739-5. doi : 10.1007/978-0-387-88739-5-10. URL <http://dx.doi.org/10.1007/978-0-387-88739-5-10>.
- W. B. Smith. Radar observations of Venus, 1961 and 1959. *Astronomical Journal*, 68 : 15, February 1963. doi : 10.1086/108904.
- 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 :605, April 2010. doi : 10.1126/science.1186785.

- Y. Suematsu, S. Tsuneta, K. Ichimoto, T. Shimizu, M. Otsubo, Y. Katsukawa, M. Nakagiri, M. Noguchi, T. Tamura, Y. Kato, H. Hara, M. Kubo, I. Mikami, H. Saito, T. Matsushita, N. Kawaguchi, T. Nakaoji, K. Nagae, S. Shimada, N. Takeyama, and T. Yamamuro. The solar optical telescope of solar-b (hinode) : The optical telescope assembly. *Solar Physics*, 249(2) :197–220, 2008. ISSN 1573-093X. doi : 10.1007/s11207-008-9129-4. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s11207-008-9129-4>.
- P. Tanga. Amateur - professional collaborations in planetary observations. In *European Planetary Science Congress 2010*, page 618, September 2010.
- P. Tanga, T. Widemann, B. Sicardy, J. M. Pasachoff, J. Arnaud, L. Comolli, A. Rondi, S. Rondi, and P. Sütterlin. Sunlight refraction in the mesosphere of Venus during the transit on June 8th, 2004. *Icarus*, 218 :207–219, mar 2012. doi : 10.1016/j.icarus.2011.12.004.
- F. W. Taylor, R. Beer, M. T. Chahine, D. J. Diner, L. S. Elson, R. D. Haskins, D. J. McCleese, J. V. Martonchik, P. E. Reichley, S. P. Bradley, J. Delderfield, J. T. Schofield, C. B. Farmer, L. Froidevaux, J. Leung, M. T. Coffey, and J. C. Gille. Structure and meteorology of the middle atmosphere of Venus Infrared remote sensing from the Pioneer orbiter. *Journal of Geophysical Research*, 85 :7963–8006, December 1980. doi : 10.1029/JA085iA13p07963.
- S. Tellmann, M. Pätzold, B. Häusler, M. K. Bird, and G. L. Tyler. Structure of the Venus neutral atmosphere as observed by the Radio Science experiment VeRa on Venus Express. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 114 :E00B36, April 2009. doi : 10.1029/2008JE003204.
- S. Tsuneta, K. Ichimoto, Y. Katsukawa, S. Nagata, M. Otsubo, T. Shimizu, Y. Suematsu, M. Nakagiri, M. Noguchi, T. Tarbell, A. Title, R. Shine, W. Rosenberg, C. Hoffmann, B. Jurcevich, G. Kushner, M. Levay, B. Lites, D. Elmore, T. Matsushita, N. Kawaguchi, H. Saito, I. Mikami, L. D. Hill, and J. K. Owens. The solar optical telescope for the hinode mission : An overview. *Solar Physics*, 249 (2) :167–196, 2008. ISSN 1573-093X. doi : 10.1007/s11207-008-9174-z. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s11207-008-9174-z>.
- A. C. Vandaele, M. De Mazière, R. Drummond, A. Mahieux, E. Neefs, V. Wilquet, O. Korabiev, A. Fedorova, D. Belyaev, F. Montmessin, and J.-L. Bertaux. Composition of the Venus mesosphere measured by Solar Occultation at Infrared on board Venus Express. *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 113 :E00B23, December 2008. doi : 10.1029/2008JE003140.
- U. von Zahn, S. Kumar, H. Niemann, and R. Prinn. *Composition of the Venus atmosphere*. 1983.
- J. C. G. Walker, K. K. Turekian, and D. M. Hunten. An estimate of the present-day deep-mantle degassing rate from data on the atmosphere of Venus. *Journal of Geophysics Research*, 75 :3558, 1970. doi : 10.1029/JC075i018p03558.
- L. Wasserman and J. Veverka. On the Reduction of Occultation Light Curves : Applications to the Outer Planets. In *Bulletin of the American Astronomical Society*, volume 5 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, page 289, March 1973.

- T. Widemann, P. Tanga, K. P. Reardon, S. Limaye, C. Wilson, A. Vandaele, V. Wilquet, A. Mahieux, S. Robert, J. M. Pasachoff, and G. Schneider. Assymetry in the Polar Mesosphere Revealed by the 2012 Venus Transit Aureole. In *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts*, volume 44 of *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts*, page 508.08, October 2012a.
- T. Widemann, P. Tanga, B. Sicardy, P. Machado, F. Braga-Ribas, C. Veillet, J. Pasachoff, F. Colas, F. Vachier, S. Bouley, L. Maquet, J. Berthier, T. Fukuhara, and D. Luz. Venus Twilight Experiment : Observation and analysis of the aureole during the 2012 transit. In *European Planetary Science Congress 2012*, pages EPSC2012–412, September 2012b.
- V. Wilquet, A. Fedorova, F. Montmessin, R. Drummond, A. Mahieux, A. C. Vandaele, E. Villard, O. Korablev, and J.-L. Bertaux. Preliminary characterization of the upper haze by spicav/soir solar occultation in uv to mid-ir onboard venus express. *Journal of Geophysical Research : Planets*, 114(E9) :n/a–n/a, 2009. ISSN 2156-2202. doi : 10.1029/2008JE003186. URL <http://dx.doi.org/10.1029/2008JE003186>. E00B42.
- Valérie Wilquet, Rachel Drummond, Arnaud Mahieux, Séverine Robert, Ann Carine Vandaele, and Jean-Loup Bertaux. Optical extinction due to aerosols in the upper haze of venus : Four years of soir/vex observations from 2006 to 2010. *Icarus*, 217(2) :875 – 881, 2012. ISSN 0019-1035. doi : <http://dx.doi.org/10.1016/j.icarus.2011.11.002>. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0019103511004210>. Advances in Venus Science.
- C. F. Wilson, M. Perez-Ayucar, W. J. Markiewicz, A. C. Vandaele, A. Mahieux, and J.-L. Bertaux. Venus Express observations during the 2012 Venus transit. In *European Planetary Science Congress 2012*, pages EPSC2012–913, September 2012.
- T. N. Woods, F. G. Eparvier, R. Hock, A. R. Jones, D. Woodraska, D. Judge, L. Didkovsky, J. Lean, J. Mariska, H. Warren, D. McMullin, P. Chamberlin, G. Berthiaume, S. Bailey, T. Fuller-Rowell, J. Sojka, W. K. Tobiska, and R. Viereck. Extreme Ultraviolet Variability Experiment (EVE) on the Solar Dynamics Observatory (SDO) : Overview of Science Objectives, Instrument Design, Data Products, and Model Developments. *Solar Physics*, 275 :115–143, January 2012. doi : 10.1007/s11207-009-9487-6.
- C. F. Yoder. Venus’ free obliquity. *Icarus*, 117 :250–286, October 1995. doi : 10.1006/icar.1995.1156.
- C. F. Yoder. Venusian Spin Dynamics. In S. W. Bougher, D. M. Hunten, and R. J. Phillips, editors, *Venus II : Geology, Geophysics, Atmosphere, and Solar Wind Environment*, page 1087, 1997.
- A. T. Young. Are the Clouds of Venus Sulfuric Acid? *Icarus*, 18 :564–582, April 1973. doi : 10.1016/0019-1035(73)90059-6.
- Y. L. Yung and W. B. Demore. Photochemistry of the stratosphere of Venus - Implications for atmospheric evolution. *Icarus*, 51 :199–247, August 1982. doi : 10.1016/0019-1035(82)90080-X.

L. V. Zasova, N. Ignatiev, I. Khatuntsev, and V. Linkin. Structure of the Venus atmosphere. *Planetary Space Science*, 55 :1712–1728, October 2007. doi : 10.1016/j.pss.2007.01.011.