



HAL
open science

**Etude des émissions de monoxyde d'azote (NO),
observées en ultraviolet par SPICAV/Venus Express, en
mode d'occultation stellaire**

Emilie Royer

► **To cite this version:**

Emilie Royer. Etude des émissions de monoxyde d'azote (NO), observées en ultraviolet par SPICAV/Venus Express, en mode d'occultation stellaire. Astrophysique [astro-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2011. Français. NNT: . tel-00595054

HAL Id: tel-00595054

<https://theses.hal.science/tel-00595054>

Submitted on 23 May 2011

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.

**THESE DE DOCTORAT DE
L'UNIVERSITE PARIS VI - PIERRE ET MARIE CURIE**

Spécialité : Planétologie

École doctorale d'Astronomie et d'Astrophysique d'Ile de France

Présentée par
M^{lle} ROYER Emilie

Pour obtenir le grade de
**DOCTEUR de l'UNIVERSITE PARIS VI
PIERRE ET MARIE CURIE**

Sujet de la thèse :

**Étude des émissions de monoxyde d'azote (NO),
observées en ultraviolet par SPICAV/ *Venus Express*,
en mode d'occultation stellaire**

soutenue le : 23 mars 2011

devant le jury composé de :

M. Michel Cabane	Président de jury
M. Jean-Claude Gérard	Rapporteur
M. Christophe Sotin	Rapporteur
Mme. Athéna Coustenis	Examinatrice
Mme. Marina Galand	Examinatrice
M. Franck Montmessin	Directeur de thèse
M. Jean-Loup Bertaux	Directeur de thèse

LATMOS (Laboratoire **AT**mosphères, **M**ilieux, **O**bservations **S**patiales), Guyancourt,
France

Résumé

Les émissions de monoxyde d'azote (NO) sont observables sur toutes les planètes telluriques entourées d'une atmosphère. Sur Vénus, ces émissions ont été identifiées en 1979. Elles sont classiquement observables dans l'ultraviolet, entre 180 et 300 nm, mais il est également possible de les détecter en infrarouge entre 1,2 et 1,3 μm .

L'émission aéronomique du NO est due à un processus de recombinaison radiative se produisant du côté nuit de la planète. L'atmosphère de Vénus est composée essentiellement de CO_2 et de N_2 et côté jour, les radiations solaires cassent ces molécules et libèrent des atomes d'azote et d'oxygène. Dans la haute atmosphère, au-dessus de 100 km, les vents zonaux transportent ces atomes vers le côté nocturne où ils se recombinent pour former du NO et émettent alors un rayonnement ultraviolet. L'émission aéronomique du NO est ainsi un bon traceur de cette circulation sub-solaire/anti-solaire.

La mission *Venus Express*, actuellement en orbite autour de Vénus, possède à son bord l'instrument SPICAV, un spectromètre capable d'observer les émissions de NO dans l'ultraviolet. Les travaux de cette thèse se basent sur les observations SPICAV réalisées en mode d'occultation stellaire. Ce jeu de données, sur lequel les émissions de NO apparaissent, permet d'agrandir la base de données sur cette émission aéronomique et permet une approche complémentaire des observations au limbe. Le travail a consisté à établir deux méthodes d'inversion de ces émissions de NO. La première méthode, appelée modèle direct, est une simulation de ce que nous devons observer avec SPICAV en occultation stellaire. La seconde méthode, nommée algorithme d'inversion, est une inversion matricielle des données. Chaque méthode aboutit aux caractéristiques de la couche de NO présente dans l'atmosphère de Vénus. Nos résultats permettent de mieux contraindre le contexte dynamique de l'atmosphère vénusienne, aux altitudes supérieures à 100 km.

Abstract

NO airglow is observable on each terrestrial planets surrounded by an atmosphere. On Venus, this emission have been identified in 1979. It is classically observed in ultraviolet, between 180 and 300 nm, but it is possible to detect it in infrared, between 1.2 and 1.3 μm too.

NO nightglow is du to radiative recombinaison process occuring on the night side of the planet. Venus' atmosphere is essentially composed of CO_2 and N_2 and on the day side, solar radiations break this molecules and make the N and O atoms free. In the upper atmosphere, above 100 km, zonal winds transport these atoms to the night side where they recombine to form NO and emit an ultraviolet radiation. NO nightglow is thus a good tracer of this sub-solar/anti-solar circulation.

The *Venus Express* mission, currently in orbit around Venus, possess the SPICAV instrument onboard. It is a spectrometer which is able to observe NO nightglow in ultraviolet. This thesis work is based on SPICAV observations realised in the stellar occultation mode. This data set, on which NO nightglow appears, allows to expand the data base on airglow and allows a complementary approach to limb observations. This work consist in the establishment of two NO nightglow data's inversion methods. The first method, called forward model, is a simulation of what it should be seen with SPICAV during stellar occultation. The second method, called algorithm of inversion, is a matricial inversion of the data. Both methods reach to the characteristics of the NO layer present in the atmosphere of Venus. Our results allow to better constrain the dynamical context of the Venusian atmosphere, at altitudes above 100 km.

Remerciements

Ces trois années et demie de thèse ont été une aventure humaine et scientifique très riche en émotions et en expériences ; L'occasion de faire de belles rencontres. Le thème central de mon sujet étant le « NO », j'aurais pu développer mon fort esprit de contraction puisque ces dernières années, je n'ai cessé de répéter et d'écrire « NO » (prononcé no/non) en lettres majuscules. Mais ici, plutôt que de dire non à tout, je voudrais exprimer un grand merci à toutes celles et ceux qui m'ont accompagné.

Je tiens tout d'abord à remercier Franck Montmessin. Malgré les débuts parfois difficiles, je le remercie sincèrement pour sa présence et sa disponibilité durant la rédaction. Ses encouragements et sa reconnaissance m'ont beaucoup touché. J'espère qu'il gardera un bon souvenir de sa première expérience d'encadrement.

Je remercie également Jean-Loup Bertaux pour les discussions franches que nous avons pu avoir.

Un grand merci également à Emmanuel Marcq pour avoir relu et corrigé la thèse et avoir accepté d'endosser le rôle de directeurs par intermittence. Son aide m'a été très précieuse.

Je remercie l'équipe SPICAV et notamment l'équipe belges (Ann-Carine, Arnaud, Rachel, Eddy, Bojan) pour les bons moments partagés aux divers meeting/conférences. Merci également à Jean-Claude Gérard pour avoir accepté de rapporter ma thèse. Merci aussi à Anna Fedorova pour sa gentillesse et sa disponibilité. Merci à Cyrine pour son accueil.

Je remercie Marie-Eve, pour ses nombreuses visites en Europe que j'attends toujours avec enthousiasme. Je suis impatiente d'aller chasser un jour les tornades !

Je tiens également à remercier quelques professeurs et chercheurs qui m'ont suivi tout au long de la thèse (Athéna Coustenis, Emmanuel Lellouch, Thierry Fouchet, Eric Chassefière, Sébastien Lebonnois, Sandrie Vinatier). Je remercie particulièrement Christophe Sotin qui m'a soutenu pour entrer en Master 2 à Paris VI et m'a ainsi permis d'acquérir une double compétence Géologie/Atmosphère et de me créer mon parcours atypique.

Je remercie Anni Maättannen, pour les deux ans passés ensemble dans le bureau à Verrières. Ca été un honneur de partager le bureau avec toi. Qui aurait cru que je garderai une certaine nostalgie de Verrières ? Merci pour tous les chocolats et tes bons conseils et encouragements.

Je remercie également Jennyfer Claudel, ma co-bureau de Guyancourt, pour l'ambiance bon enfant et divertissante qui règne dans le bureau. Bon courage pour me trouver un co-bureau remplaçant digne de mon nom !

Je remercie l'équipe du département Géosciences du Palais de la Découverte : Emmanuelle Lambert, Monica Rotaru, Olivier Coulon et Arnaud Le Maistre, pour leur bonne humeur et leur dynamisme. Les moments que j'ai passés (et que je passe encore au Palais) ont toujours été très amusants et instructifs. Je remercie également Claudie Haigneré pour ses conseils et pour avoir été à mon écoute.

Merci à Elodie ;-)

Je remercie évidemment toute la clique des thésards, stagiaires et post-docs du LAT-MOS, avec qui j'ai partagé pause midi, pause clopes, pause babyfoot, pause ping-pong, pauses diverses et fous rires. Cette thèse aurait été bien différente sans vous tous. Merci à Maud, Kristell, Christophe, Constantino, Jennyfer (encore une fois), Grégoire, Nadège, Jean-Paul, Séverine, Lyzia, Luca, Denis, Eric, Laurent, Méa. Merci également à Olivier.

Je remercie aussi les amis : Roshan, Pascale, Adeline, Chloë, Yara, Nolwenn, Lucie, Franziska, Marion et Téo, d'avoir été là jusqu'au bout et de m'avoir permis de formidablement décompresser de temps en temps. Merci aussi à Spleen, Lutin et Paulo !

Merci à Mylène d'être présente au quotidien.

Enfin merci ma famille : ma mère, qui a toujours cru en moi, ma soeur et mon frère, ainsi que Bruno et Manue et mes neveux et nièces, pour m'avoir soutenu et reboosté quand j'en avais besoin. Une dernière pensée pour ma Mamie qui aurait été fière de sa petite-fille.

À mon père...

Table des matières

1	Introduction	19
1.1	Paramètres orbitaux de Vénus	20
1.2	Géomorphologie	21
1.2.1	Température et pression	21
1.2.2	Surface vénusienne	22
1.2.3	Structures volcaniques et tectoniques	23
1.2.4	Cratères d'impact	24
1.2.5	Structure interne	25
1.3	Atmosphère	25
1.3.1	Composition	25
1.3.2	L'eau	26
1.3.3	Profil thermique	27
1.3.4	Nuages et aérosols	29
1.3.5	Dynamique	31
1.4	<i>Venus Express</i>	34
1.4.1	La mission <i>Venus Express</i>	34
1.4.2	Les instruments à bord de <i>Venus Express</i>	36
1.4.3	L'instrument SPICAV	36
1.4.4	Description du canal UV de SPICAV	38
1.5	Objectifs de la thèse	42
2	Spectroscopie du monoxyde d'azote (NO) et processus d'émission sur Vénus	43
2.1	Rappel de mécanique quantique	44
2.1.1	Définition des nombres quantiques	44
2.1.2	Configuration électronique	45
2.2	Spectroscopie électronique dans les atomes	45
2.2.1	Notation des moments orbitaux et cinétiques d'un atome	45
2.2.2	Termes spectraux	46
2.2.3	Couplage Russell-Saunders dans les atomes ou Couplage L-S	46
2.3	Spectroscopie électronique dans les molécules	48
2.3.1	Classification des états électroniques	48
2.3.2	Règles de sélection	49
2.3.3	Obtention des états à partir des configurations	50
2.3.4	Courbes d'énergie potentielle d'états électroniques excités	50
2.3.5	Progressions et séquences	51
2.3.6	Spectre du NO	52

2.4	Les émissions de NO sur Vénus	53
2.4.1	Historique	53
2.4.2	Processus d'émission	54
2.4.3	Caractéristiques et morphologie des émissions de NO	54
3	Traitement des occultations stellaires	59
3.1	Rappel de transfert radiatif	60
3.2	La technique d'occultation stellaire	63
3.3	Traitement des données	65
3.3.1	Retrait de l'offset	66
3.3.2	Retrait du courant d'obscurité	66
3.3.3	Calibration en longueur d'onde	69
3.3.4	Inversions spectrale et verticale	69
3.4	Émissions aéronomiques	70
3.4.1	Extraction des émissions aéronomiques	70
3.4.2	Identification de l'émission aéronomique	73
4	Modèle direct des émissions de NO sur Vénus	79
4.1	Description du modèle direct	80
4.1.1	Spectre de NO standard	81
4.1.2	Paramètres géométriques	83
4.1.3	Paramètres de la couche de NO	86
4.1.4	Paramètres instrumentaux	90
4.1.5	Sommation des spectres	92
4.1.6	Passage à un spectre en ADU	95
4.2	Étude de sensibilité	95
4.2.1	Influence de l'altitude du pic d'émission	95
4.2.2	Influence de l'échelle de hauteur	97
4.2.3	Influence de la brillance	97
4.2.4	Influence des aérosols et du CO ₂	98
4.3	Estimation de la qualité de l'ajustement entre données et modèle	101
4.4	Présentation des résultats	102
5	Algorithme d'inversion des émissions de NO sur Vénus	103
5.1	Description de la méthode d'inversion	104
5.1.1	Inversion et méthode de régularisation : théorie	104
5.1.2	Régularisation de l'inversion des spectres NO observés par SPICAV	106
5.1.3	Autres méthodes de régularisation	108
5.2	Étude de sensibilité du Tikhonov	109
5.2.1	Résultats sans régularisation	109
5.2.2	Effets de la régularisation de Tikhonov	109
5.3	Présentation des résultats de l'algorithme d'inversion	112
5.3.1	Distribution verticale de NO	112
5.3.2	Imagerie du champ de vue de SPICAV	112
5.4	Avantages et inconvénients de l'algorithme d'inversion	115
5.4.1	Résolution verticale	115
5.4.2	Prise en compte de l'effet du binning	115

6	Morphologie des émissions de NO	121
6.1	Théorie sur la géométrie des émissions de NO	122
6.2	Morphologie des émissions de NO	124
6.2.1	Émission homogène à l'échelle de la ligne de visée	124
6.2.2	Non-symétrie sphérique : émissions en paquets	127
6.2.3	Seconde zone d'émission dans le champ de vue	131
6.2.4	Émission avec atténuation et/ou en avant plan du disque vénusien	134
6.3	Discussion	137
7	Statistiques des paramètres physiques de la couche de NO	141
7.1	Répartition spatiale des observations	142
7.2	Distributions statistiques des caractéristiques physiques	143
7.2.1	Altitude du pic d'émission	143
7.2.2	Échelle de hauteur	145
7.2.3	Brillance du pic d'émission	146
7.3	Corrélations	147
7.3.1	Altitude du pic d'émission en fonction de la brillance	147
7.3.2	Corrélations en fonction de la latitude	149
7.3.3	Corrélation en fonction de l'heure solaire locale	151
7.3.4	Corrélation en fonction de l'heure solaire locale et de la latitude	152
7.4	Interprétation/Discussion	153
7.4.1	Densités volumiques des atomes d'azote et d'oxygène	155
7.4.2	Corrélations avec le flux solaire	157
7.4.3	Observations en Infrarouge	157
7.4.4	Dynamique de la thermosphère	157
7.4.5	Émissions aéronomiques de O ₂	159
7.4.6	Les émissions aéronomiques sur Mars	161
8	Conclusion générale et perspectives	163
8.1	Bilan	164
8.2	Perspectives	164
8.2.1	Automatisation des méthodes d'inversion	165
8.2.2	Extinction en fonction de la longueur d'onde	165
8.2.3	Améliorations de l'algorithme d'inversion	165
8.2.4	Modèle de transport 1D	165
8.2.5	Modélisation des émissions de NO sur Mars	165
	Appendices	167
A	Tables de résultats des méthodes d'inversion	168
B	Reproduction de l'article Royer et al., 2010	171

Partie 1

Introduction, contexte général

Cette partie introduit le travail de thèse. Nous commencerons par une présentation générale de la planète Vénus et plus spécifiquement de son atmosphère. Nous décrirons ensuite la mission *Venus Express* et son instrument SPICAV en particulier. Cette thèse porte sur les émissions aéronomiques de monoxyde d'azote (NO), observées dans la haute atmosphère vénusienne par SPICAV en ultraviolet et en mode d'occultation stellaire. Nous nous intéresserons à la molécule de NO et à ces processus d'émission. Le troisième chapitre présentera le jeu de données obtenu durant les occultations stellaires et l'utilisation que nous en faisons.

Sommaire

<i>Chapitre 1</i> :	Introduction	19
<i>Chapitre 2</i> :	Spectroscopie du NO et processus d'émission sur Vénus	43
<i>Chapitre 3</i> :	Traitement des occultations stellaires	59

Chapitre 1

Introduction

Ce premier chapitre a pour objectif de familiariser le lecteur avec la planète Vénus ainsi qu'avec l'instrument SPICAV (*SPectroscopy for the Investigation of the Characteristics of the Atmosphere of Venus*) à bord de la sonde *Venus Express*. Une vue d'ensemble des connaissances acquises sur cette planète est proposée depuis 1962, avec la sonde *Mariner 2*, premier succès spatial à destination de Vénus, jusqu'à nos jours avec les nouvelles découvertes de la mission *Venus Express* actuellement en orbite.

Nous débuterons par une brève revue des paramètres orbitaux et de la géomorphologie de Vénus. Ensuite nous nous intéresserons plus en détail à l'atmosphère, objet d'étude de cette thèse.

La seconde partie de cette introduction sera dédiée à l'instrumentation avec une présentation de la mission *Venus Express*, puis la description détaillée de l'instrument SPICAV.

Sommaire

1.1	Paramètres orbitaux de Vénus	20
1.2	Géomorphologie	21
1.3	Atmosphère	25
1.4	<i>Venus Express</i>	34
1.5	Objectifs de la thèse	42

Planète mystérieuse, qui ne laisse rien percevoir sous son épaisse couche nuageuse, Vénus a depuis toujours intrigué ses observateurs. Apparaissant tantôt au lever du Soleil, tantôt à son coucher, les anciennes civilisations croyant avoir affaire à deux astres différents lui ont donné deux noms : elle fut baptisée *Lucifer*, signifiant « porteur de lumière » pour l'astre du matin et *Vesper* pour l'astre du soir. Les civilisations ultérieures lui ont associé plusieurs autres surnoms, encore utilisés aujourd'hui. Vénus est, bien sûr, la fameuse « étoile du berger », du fait de son apparition dans le ciel à l'heure à laquelle les bergers devaient rentrer ou sortir leurs troupeaux. Les Romains, quant à eux, lui attribuèrent le nom de leur déesse de la beauté et de l'amour, Vénus, probablement parce qu'elle est l'astre le plus brillant du ciel après le Soleil et la Lune. Enfin, de par ses caractéristiques géophysiques (masse, diamètre et densité) extrêmement proches de celles de la Terre, elle est aussi surnommée « la sœur jumelle de la Terre ».

1.1 Paramètres orbitaux de Vénus

Vénus transite assez rarement devant le Soleil, suivant un cycle de 243 ans. Les transits se font par paires espacées de 8 ans, séparés par 121,5 ans puis par 105,5 ans. Le premier de la paire de transits du début du XXI^e siècle a eu lieu le 8 juin 2004 et le suivant, moins visible depuis l'Europe, aura lieu le 6 juin 2012. L'observation d'un transit de Vénus devant le Soleil permet de calculer la distance Terre-Soleil en employant la méthode des parallaxes¹.

Vénus est une planète intérieure rocheuse. Elle est la deuxième planète du système solaire, selon sa distance au Soleil (0,72 UA²). Le tableau 1.1 regroupe ses paramètres orbitaux ainsi que ses caractéristiques géophysiques.

Depuis la Terre, Vénus présente des phases du fait qu'elle orbite entre la Terre et le Soleil, comme la Lune et Mercure. Une autre de ses particularités, qu'elle partage aussi avec Mercure, est qu'elle ne possède pas de satellite naturel.

L'inclinaison de son axe de rotation, égale à 177,36 ° indique que la planète tourne sur elle-même dans le sens rétrograde, à l'inverse de ce que font la plupart des autres planètes, Uranus mise à part. L'origine de ce mouvement n'est pas clairement établie. L'hypothèse privilégiée est celle d'une collision avec un corps massif au début de l'histoire de la planète (Davies, 2008). La valeur de cette obliquité indique aussi une absence de saison sur Vénus.

Sur Vénus, le Soleil se lève donc à l'ouest et non à l'est. Au regard de la période de rotation sidérale rétrograde et de la période de révolution sidérale, indiquées dans le tableau 1.1, nous en déduisons la valeur du jour solaire : 116,75 jours terrestres. Le jour solaire vénusien est ainsi très différent du jour sidéral, en conséquence de la lente rotation par rapport à la révolution. Ainsi, un observateur vénusien verrait le jour se lever à l'ouest ; s'en suivrait une journée d'une durée de 58,37 jours terrestres, puis une nuit de 58,37 jours terrestre et le coucher du Soleil à l'est.

Enfin, sa très faible vitesse de rotation sur elle-même implique que Vénus a un très faible aplatissement : elle est considérée comme une sphère quasi-parfaite.

1. La parallaxe est le déplacement apparent d'un astre sur la sphère céleste, dû aux mouvements de la Terre i) de rotation sur elle-même (parallaxe diurne) et ii) de révolution autour du Soleil (parallaxe annuelle). Elle est mesurée par l'angle sous lequel nous voyons le rayon moyen de l'orbite terrestre à la distance de l'astre.

2. 1 UA = 149 597 870,691 km

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
Paramètres géophysiques	
Masse (kg)	4,87×10 ²⁴
Rayon équatorial (km)	6051,8
Volume (km ³)	92,84×10 ¹⁰
Ellipticité	0
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 (max)
Constante solaire (W.m ⁻²)	2613,90
Variations topographiques (km)	15,00

TABLE 1.1 – **Paramètres orbitaux et géophysiques de Vénus**, d'après Colin (1983), modifié.

1.2 Géomorphologie

L'étude de Vénus par la seule lumière solaire diffusée dans le visible ne donne guère d'informations. Seuls les nuages, qui recouvrent entièrement la planète, sont visibles. Pour percer son épaisse atmosphère, il faut utiliser le radar, quelques fenêtres infrarouges spécifiques (1,02, 1,10 et 1,18 μm d'après Drossart et al. (2007)) ou faire atterrir des sondes. Ce n'est donc qu'à partir du XX^e siècle que nous avons pu étudier Vénus en détails et ce dans différents domaines spectraux : radio, ultraviolet, visible et infrarouge. De 1962 à 1994, les sondes *Mariner 2*, *5* et *10*, les *Venera 4* à *16*, les *Pioneer Venus 1* et *2* et enfin les sondes *Vega 1* et *2* puis *Magellan* nous ont permis d'acquérir l'essentiel de nos connaissances sur cette planète.

1.2.1 Température et pression

La sonde russe *Venera 7* (1970), la première à atterrir à la surface de Vénus, a confirmé les valeurs étonnantes déjà soupçonnées par les précédents sondages de la planète pour la pression et la température de surface. La pression au sol vaut 92 bars, équivalent à 93,2 fois la pression de surface terrestre et la température de surface augmente jusqu'à 760 K. Ces conditions extrêmes sont associées à un effet de serre phénoménal, le plus important

du système solaire. La température effective³ de Vénus est en effet seulement de 230 K.

1.2.2 Surface vénusienne

Parmi les sondes envoyées à destination de Vénus, les sondes *Venera 9* et *10* attirent notre attention. Elles ont fourni à l'humanité les premières photographies de la surface vénusienne, en noir et blanc, montrant pour *Venera 9*, un sol jonché de roches plates aux bords tranchants, révélant le jeune âge de la surface et/ou la faiblesse des processus d'érosion. *Venera 10* atterrit dans un désert au sol sombre et plat. L'analyse des roches permit de déterminer une densité de 2,7 à 2,9 g.cm⁻³, ce qui est comparable à la densité des roches basaltiques sur Terre. La figure 1.1 montre ces premières photographies (Florenskiy et al., 1983).



FIGURE 1.1 – Photographies de la surface de Vénus obtenues par les sondes *Venera 9* et *10*. *Venera 9* a atterri dans *Beta Regio*. *Venera 10* a atterri à quelques 2,2 km du site de *Venera 9*.

Une autre mission fut d'une grande importance de par les nouvelles données apportées sur la surface. La mission *Magellan*, de 1990 à 1994, a cartographié 95% de la surface avec une résolution de 100 mètres, avec un radar altimètre. La carte topographique ainsi obtenue est en figure 1.2. Elle nous a appris que la majorité de la surface (70%) est constituée d'un ensemble de plaines (« *Planitia* »), à l'altitude proche de celle du niveau de référence. Ces plaines sont faiblement vallonnées et recouvertes de laves très fluides, d'où se détachent quelques reliefs élevés (« *Regios* ») et déformés par une activité tectonique, correspondant à environ 10% de la surface. Les 20% restants sont d'altitude négative par rapport au niveau de référence : le point le plus bas est à -2 km d'altitude. Le sommet de Vénus situé près du pôle Nord dans la région d'*Ishtar Terra*, avec une altitude de 11,5 km, se nomme *Maxwell Montes*.

3. La température effective d'une planète est directement reliée à la puissance totale qu'elle rayonne. C'est par définition la température d'un corps noir dont la surface émettrait la même puissance par unité de surface que la planète. Il s'agit ici de la puissance bolométrique, c'est-à-dire incluant l'ensemble du rayonnement électromagnétique, des rayons X aux ondes radio. Connaissant la température effective T_{eff} et le rayon R d'une planète, on évalue la puissance totale émise (luminosité) à $L = 4 \pi R^2 \sigma T_{eff}^4$, où σ est la constante de Stefan-Boltzmann égale à $5,6705 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$.

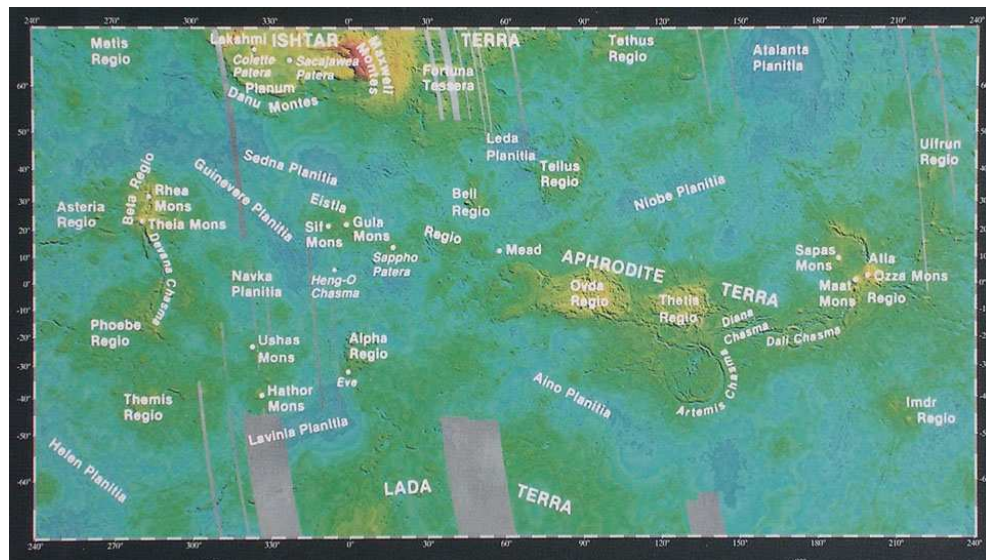


FIGURE 1.2 – Carte topographique de Vénus. Image en fausses couleurs obtenue à partir de données de la sonde *Magellan*.

1.2.3 Structures volcaniques et tectoniques

La surface de Vénus est essentiellement formée de structures à la fois volcaniques et tectoniques, qui présentent des caractéristiques très différentes de celles de la Terre. Jusque très récemment, aucune trace d'activité volcanique actuelle ou très récente (millions d'années) n'avait été détectée à la surface. Ce n'est qu'en 2010 que Smrekar et al. (2010) ont observé de possibles récentes coulées de lave, en infrarouge avec l'instrument VIRTIS de la mission *Venus Express* démontrant ainsi que Vénus est encore géologiquement active. De plus, une autre étude (Mueller et al., 2008) indique que des roches observées en infrarouge, toujours par VIRTIS, font penser à une composition granitique. Si tel est le cas, l'eau aurait pu être abondante sur Vénus, entraînant la formation de magmas très différenciés et de croûtes de densités plus faibles que celles des croûtes basaltiques, et donc proches de la densité de la croûte continentale terrestre.

Il est certain que sur Vénus les magmas ont des viscosités différentes. Les multiples variétés d'édifices volcaniques présents en sont la preuve. Certaines sont même totalement atypiques, n'existant pas sur Terre. Les édifices les plus semblables à ceux trouvés sur Terre sont des volcans boucliers⁴, tel le Mauna Loa à Hawaii ou le Piton de la Fournaise, à la Réunion. Néanmoins, sur Vénus, les calderas⁵ ont parfois des tailles impressionnantes, de plus de 100 km de diamètre, alors que sur Terre, elles n'excèdent pas quelques kilomètres.

D'autres formations volcano-tectoniques sont spécifiques à Vénus. Les « *pancakes* », structures entièrement volcaniques, doivent leur nom à leur forme vue du ciel. Ce sont des dômes magmatiques à la surface craquelée, faisant plusieurs dizaines de kilomètres de diamètres et environ 750 m de dénivelé. Ils se regroupent en essaim dans les plaines.

Les *coronae* sont des structures volcano-tectoniques quasi circulaires, ayant des dia-

4. Un volcan bouclier est un type de volcan effusif, vaste et conique. Son diamètre est très supérieur à sa hauteur en raison de la fluidité des laves.

5. Une caldera désigne une vaste dépression, circulaire ou elliptique, à fond plat et située au sommet de certains grands édifices volcaniques.

mètres allant de 60 à plus de 1000 km. Elles sont presque toutes associées à des structures volcaniques et tectoniques, incluant un large nombre de petits volcans, de vastes dépôts volcaniques, des systèmes de rides et de fractures radiales et concentriques. Elles sont typiquement entourées d'un anneau formé de fractures concentriques et/ou de rides superposées sur une bordure topographiquement élevée. Il en existe environ deux cents, réparties uniformément à la surface. La figure 1.3 illustre ces différentes structures volcano-tectoniques.

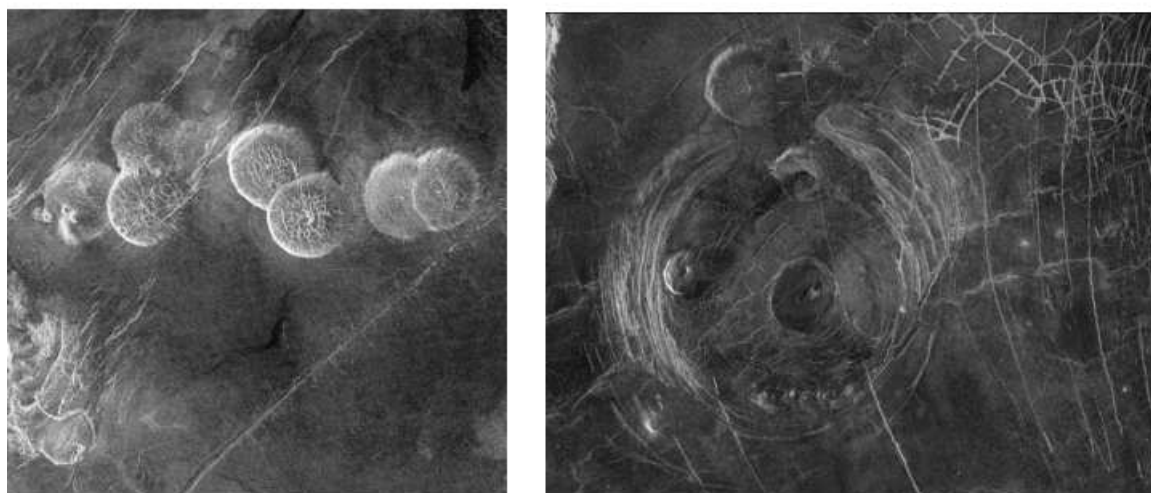


FIGURE 1.3 – *Pancakes et Corona*. À gauche, l'image représente des *pancakes*, au nombre de sept, dans *Alpha Regio*. À droite, nous pouvons voir une *corona*, du nom de *Aine corona*, située au sud de *Aphrodite Terra*. Un *pancake* est aussi présent au nord de *Aine corona*. Les deux images ont été obtenues avec la sonde *Magellan*, en novembre 1990 et en janvier 1991, respectivement.

Enfin les *novae* sont des structures circulaires, un peu semblables aux *coronae*, mais qui ne présentent pas ou peu d'anneaux de fractures concentriques sur leur pourtour. Par contre, leur dôme central est fracturé radialement.

1.2.4 Cratères d'impact

La faible densité de cratères sur Vénus (environ mille de 2 à 280 km de diamètre sur l'ensemble de la planète) atteste d'une surface jeune. L'atmosphère très épaisse ne permet pas d'avoir des cratères plus petits que 2 km : les bolides pouvant former des cratères de cette taille sont entièrement détruits par frottement dans les hautes couches atmosphériques avant d'atteindre le sol. La faible densité de cratères nous amène donc à supposer une surface âgée de moins de 600 millions d'années. Le renouvellement de la surface a dû être très rapide d'un point de vue géologique (environ 10 millions d'années), car les cratères restants ne sont ni déformés, ni altérés par les coulées de lave (Sotin et al., 2009).

1.2.5 Structure interne

Vénus ne possède pas de champ magnétique intrinsèque. Sa densité et sa taille, similaire à celle de la Terre, suggèrent que Vénus et la Terre ont des structures internes semblables : noyau de fer partiellement ou totalement liquide, manteau silicaté et croûte basaltique. Vénus possède certainement aussi une source de chauffage interne par la désintégration des éléments radioactifs à longue demie-vie comme l'Uranium, le Thorium et le Potassium. L'absence de tectonique des plaques pourrait être la conséquence d'un manteau de température supérieure au noyau, ce qui bloquerait la convection dans ce dernier et interdirait la présence d'un champ magnétique (Schubert et al., 2001). Vénus n'a maintenu aucun champ magnétique rémanent dans sa croûte, à l'instar de Mercure ou Mars, puisque ses températures de surface sont supérieures au point de Curie. La sécheresse de Vénus (l'eau est en très faible quantité dans l'atmosphère) peut également expliquer l'absence de tectonique des plaques.

1.3 Atmosphère

Vénus a de loin la plus dense atmosphère de toutes les planètes telluriques. En dessous de 80 km d'altitude, plus de 99,9% de son atmosphère est composée de dioxyde de carbone (96,5%) et de diazote ($\simeq 3,5\%$) (Von Zahn et al., 1983). Cette enveloppe est en fait une atmosphère secondaire : l'atmosphère primaire, formée en même temps que la planète, a disparu et l'enveloppe gazeuse qui existe actuellement est le fruit du dégazage depuis l'intérieur de la planète au cours de son histoire. Cette atmosphère massive, riche en CO_2 , entraîne un effet de serre démesuré élevant la température de surface jusqu'à 487°C . La pression au sol vaut 92 bars, soit 93,2 fois la valeur terrestre. Ces conditions extrêmes interdisent la présence d'eau liquide à la surface, car l'eau ne peut être liquide au-dessus de $373,995^\circ\text{C}$ quelque soit la pression ; c'est sa température critique.

1.3.1 Composition

Nos informations concernant la composition de l'atmosphère de Vénus proviennent de deux sources : les observations à distance et les mesures *in situ*. La présence du CO_2 est établie depuis 1932 (Adams and Dunham, 1932) avec la découverte de 3 bandes du CO_2 à 782, 788 et 869 nm, dans le proche infrarouge. De 1967 à 1977, des études menées depuis le sol permirent d'identifier les nuages visibles de Vénus comme composés d'acide sulfurique concentré. Depuis 1967 et les nombreuses sondes envoyées dans l'atmosphère de Vénus, les études spectroscopiques dans les domaines visible et infrarouge proche, dans un premier temps, ont clairement identifié 4 gaz : CO_2 , CO, HCl et HF (Connes et al., 1967, 1968). Le N_2 , deuxième composant majoritaire, à hauteur de 3,5%, ne fut identifié qu'en 1978 avec les sondes *Pioneer Venus*. À cette occasion, Ne, Ar, Kr et SO_2 furent aussi détectés. L'analyse par chromatographie en phase gazeuse, sur *Venera 11*, en 1978, a révélé de nouveaux constituants moléculaires mineurs tels que He, O_2 , H_2O et H_2S . La présence de dioxyde de soufre (SO_2) fut clairement établie en 1979 par des observations à moyenne résolution spectrale dans le proche ultraviolet depuis la Terre (Barker, 1979). Bien qu'en faibles quantités, ce gaz très réactif est un élément essentiel de la chimie de l'atmosphère de Vénus. H_2O réagit indirectement avec SO_2 au niveau des nuages, pour former H_2SO_4 . Le tableau 1.2 résume la composition atmosphérique de Vénus.

Les molécules de O_2 et NO sont connues et identifiées en tant que telles dans la haute atmosphère de Vénus depuis 1979 (Connes et al., 1979; Stewart et al., 1979; Feldman et al., 1979). Ces deux molécules sont détectables grâce aux émissions aéronomiques qu'elles produisent sur l'hémisphère nocturne de la planète. Le O_2 émet principalement dans l'infrarouge et le NO , dans l'ultraviolet. Nous aurons l'occasion de revenir sur les processus d'émission et la dynamique qui régissent ces émissions, tout au long de cette thèse.

Le dioxyde de carbone est un gaz lourd et donc facilement retenu par la planète. En absence d'eau liquide, ce constituant est relativement stable. Si de l'eau est présente, le CO_2 tend à se dissoudre en formant du carbonate de calcium ($CaCO_3$), comme c'est le cas sur Terre. Cependant, sur Vénus la pression de CO_2 est tellement grande qu'il peut exister quand même des carbonates à la surface, formés en phase sèche (Surkov et al., 1984).

Espèce chimique	Rapport de mélange	Altitude de mesure
CO_2	96%	< 100 km
N_2	~ 3,5 %	< 100 km
He	12 ppmv	< 100 km
CO	29 ± 7 ppmv	40 km
Ar	70 ppmv	< 100 km
H_2O	1 à 40 ppmv	< 65 km
Ne	7 ppmv	< 100 km
H_2S	1 ppmv	70 km
Kr	0,7 ppmv	< 100 km
HCL	0,5± ppmv	15 - 30 km
SO_2	100 ppmv	50 km
HF	0.005±0,002 ppmv	15 - 30 km
SO	0,012±0,005 ppmv	69 km
OCS	0,35±0,1 ppmv	38 km

TABLE 1.2 – **Composition de l'atmosphère de Vénus**, d'après Von Zahn et al. (1983) et De Bergh et al. (2006).

1.3.2 L'eau

Une différence majeure entre la Terre et Vénus est la teneur en eau. Vénus est la planète la plus sèche du système solaire. Si toute son eau était condensée à sa surface, elle formerait une couche actuelle de 3 à 4 cm d'épaisseur, comparée au 2,8 km que l'on trouve sur Terre sous forme d'océans. La faible quantité d'eau sur Vénus, quelques ppm, a été observée dans la basse troposphère et dans la mésosphère, sous forme vapeur. Sa concentration décroît d'environ 30 ppmv dans la basse troposphère, à quelques ppmv au-dessus des nuages (De Bergh et al., 2006; Bertaux et al., 2007). L'eau est aussi présente sous forme liquide dans les gouttelettes nuageuses.

La sécheresse de Vénus pourrait s'expliquer par sa proximité avec le Soleil. Les hautes températures et le flux ultraviolet intense, combinés à l'absence de champ magnétique, facilitent les transferts de vapeur d'eau, un taux élevé de dissociation dans la haute at-

mosphère ainsi qu'un taux élevé d'échappement des atomes d'hydrogène produits à cette occasion.

Le rapport HDO/H₂O est anormalement élevé : environ 150 fois celui de la Terre (Donahue and Russell, 1997). Il y a donc un enrichissement en deutérium qui se comprend par la dissociation des molécules d'eau dans la haute atmosphère et l'échappement préférentiel des atomes d'hydrogène, plus légers que ceux de deutérium. Un réservoir d'eau primordiale d'environ 4 à 5 m d'épaisseur est alors nécessaire pour expliquer l'enrichissement en deutérium, en faisant l'hypothèse que le taux d'échappement est resté constant et que le Soleil était deux fois moins brillant au début de la formation de système solaire. Cependant, en réalité, une partie du deutérium s'échappe aussi, donc ces 4 à 5 m ne sont qu'une limite inférieure (Bertaux et al., 2007). Il est toutefois peu probable que Vénus ait possédé un réservoir d'eau aussi important que celui de la Terre.

La vapeur d'eau est aussi connue pour son important effet de serre. Sur Terre, elle contribue à plus de 50% au réchauffement de l'atmosphère. Un effet de serre divergent a pu être entraîné par la présence de vapeur d'eau en quantité plus élevée dans l'atmosphère primitive de Vénus. Ce phénomène peut provoquer une vaporisation totale de toute l'eau initialement présente. Par conséquent, même s'il est possible que Vénus ait connu les conditions propices au maintien d'eau liquide à sa surface dans les millions d'années qui suivirent sa formation, l'effet de serre entraîné par la vapeur d'eau, combinée au CO₂, a pu conduire à une vaporisation totale de ces réservoirs liquides, ou plus probablement à empêcher leur condensation à la surface. Une perte irréversible d'eau a ensuite pu se produire de par la photodissociation de la vapeur d'eau dans la haute atmosphère et l'échappement de l'hydrogène. La surface s'est alors totalement asséchée (Sotin et al., 2009).

1.3.3 Profil thermique

L'atmosphère vénusienne se divise classiquement en trois parties : la troposphère, qui s'étend de la surface au sommet des nuages à 60 km ; l'atmosphère moyenne, ou mésosphère, qui s'étend du sommet des nuages à 100 km ; et la haute atmosphère (thermosphère et exosphère) qui se situe au-dessus de 100 km. La figure 1.4 représente cette structure de l'atmosphère.

Dans la troposphère, le gradient de température moyen, de la surface à 55 km d'altitude est d'environ $-7,8 \text{ K.km}^{-1}$, d'après les sondes *Venera 10*, *11* et *12* (Seiff, 1983), ce qui est inférieur, en valeur absolue, au gradient adiabatique. L'atmosphère est donc stable dans cette couche et la température décroît de façon monotone de la surface au sommet des nuages. Il existe un faible contraste jour/nuit et un très faible gradient de température (1 K) de l'équateur vers les pôles, néanmoins plus significatif que les variations diurnes. Ce gradient méridional s'accroît avec l'altitude pour atteindre des températures de 25 K à 30 K au sein de la couche nuageuse. Les variations les plus significatives de température se produisent suivant l'altitude.

Contrairement à la Terre, Vénus ne possède pas de stratosphère car elle n'a pas d'absorbant UV/visible suffisant pour compenser l'émission infrarouge du CO₂. La température diminue constamment jusqu'à 60 km d'altitude et la troposphère soutient directement la mésosphère.

La mésosphère est stable, équilibrée de façon radiative (quasi-isotherme) vers 60 km d'altitude. Au-dessus de 85 km, l'atmosphère est isotherme jusqu'à 100 km. Le gradient

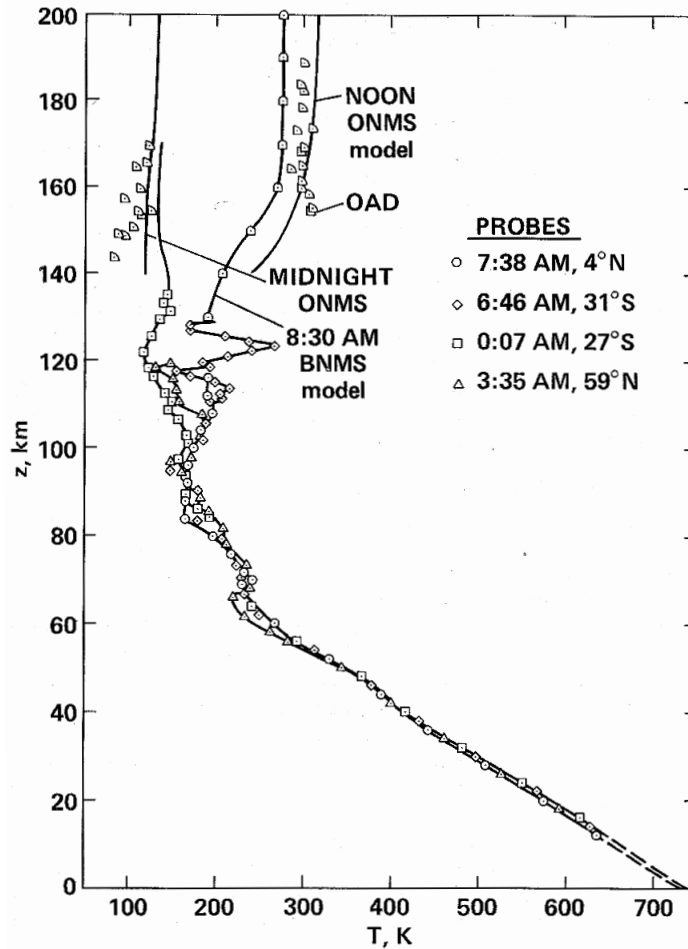


FIGURE 1.4 – **Profil thermique de Vénus**, d'après Seiff (1983). Ce profil a été mesuré par les sondes *Pioneer Venus*, lors de quatre expériences. Les différents caractères de la variation de la température dans les trois régimes d'altitudes sont évidents : (1) sous le sommet des nuages ; (2) de 60 à 100 km ; (3) au-dessus de 100 km.

adiabatique à ces altitudes est supérieur à 11 K.km^{-1} . Le gradient thermique entre -3 et -4 K.km^{-1} autour de 85 km d'altitude suggère une atmosphère très stable. Le gradient de température méridional est de sens opposé à celui de la troposphère : les régions polaires sont plus chaudes d'environ 20 K entre 65 et 90 km, qu'à l'équateur. Ce comportement peut s'expliquer par des effets dynamiques : la compression adiabatique d'une branche descendante de la cellule de Hadley aux hautes latitudes (Taylor, 1990; Taylor et al., 1997).

L'altitude 100 km est une frontière naturelle dans l'atmosphère de Vénus. Sous ce niveau, les variations diurnes sont généralement faibles. Au-dessus de celui-ci, elles commencent à augmenter jusqu'aux très larges contrastes de température, densité et pression observés à 150 km d'altitude. La thermosphère commence donc à partir de 100 km. Elle répond davantage au nom de cryosphère du côté nuit. De très basses températures (300 K au maximum) y ont été observées par rapport à la Terre (environ 1500 K). Sur Vénus, du côté jour la température augmente jusqu'à 300 K. Du côté nuit, elle descend vers 100

K. Il existe un profil similaire avec l'altitude sur Mars, mais de moindre amplitude. Le chauffage de la thermosphère est dû à l'absorption du rayonnement ultraviolet solaire par le CO_2 qui rayonne très efficacement vers l'espace, expliquant en partie les faibles températures. De plus, la grande durée du jour vénusien donne de forts contrastes jour/nuit expliquant que les températures soient aussi inférieures à celles observées sur Mars. La thermosphère, entre 100 et 200 km, marque un intervalle de transition d'une région à une autre de l'atmosphère. Le gradient vertical de température du côté jour est de 1,1 à 1,8 K.km^{-1} et vaut $-1,2 \text{ K.km}^{-1}$ du côté nuit (Muller-Wodarg et al., 2006).

L'exosphère se situe entre 200 et 500 km d'altitude. De très faibles températures y règnent aussi. L'absorption du rayonnement solaire dans l'extrême ultraviolet est la source principale d'ionisation.

Une couche chaude étendue a été détectée entre 90 et 120 km d'altitude, du côté nuit, par Bertaux et al. (2007). Elle a été mesurée avec l'instrument SPICAV de la mission *Venus Express*, en occultation stellaire dans l'ultraviolet. Le profil thermique correspondant est illustré en figure 1.5. Cette couche chaude est interprétée comme étant le résultat d'un chauffage adiabatique durant une subsidence d'air, proche du point anti-solaire. Le gradient thermique négatif dans la région 100 - 120 km, égal à -5 K.km^{-1} , montre une couche dynamiquement instable et turbulente. Une telle inversion de température n'était pas bien prédite par les modèles de circulation actuels, bien qu'il y ait des indices de transport du côté du jour vers le côté nuit et d'un transport vertical descendant du côté nuit. C'est la première fois qu'une inversion de température est si bien identifiée à ces altitudes du côté nuit de l'atmosphère de Vénus. La nature sporadique et irrégulière ou permanente et de grande échelle de cette couche chaude devra être clarifiée par les futures mesures de *Venus Express*.

En dernier point, rappelons que l'axe de rotation de Vénus est peu incliné par rapport au plan orbital ($\sim 3^\circ$). Les variations saisonnières de température sont donc peu importantes, même là où le temps radiatif est suffisamment court pour qu'elles puissent exister.

1.3.4 Nuages et aérosols

L'atmosphère de Vénus se caractérise aussi par la présence de couches nuageuses très épaisses et opaques dans le visible. Ces couches réfléchissent une grande partie des rayons solaires incidents, expliquant ainsi la brillance de Vénus et empêchant l'observation de la surface depuis la Terre. Il est néanmoins possible de voir la surface dans certaines fenêtres infrarouge proche, entre 1 et $2,5 \mu\text{m}$ (Drossart et al., 2007).

Les couches nuageuses de Vénus se situent entre 30 et 90 km d'altitude. Trois couches principales entourées de deux régions brumeuses existent, de telle sorte que des aérosols sont présents au total entre 30 et 90 km d'altitude. En-dessous de 30 km, l'atmosphère est toujours claire. De 30 à 47 km, nous avons parfois de la brume fine. Au-dessus, commence la couche nuageuse à proprement parler. Cette dernière est subdivisée en trois parties : la couche inférieure de 47 à 51 km ; la couche moyenne de 51 à 57 km et enfin la couche supérieure de 57 km au sommet des nuages (entre 65 et 70 km d'altitude). Au-dessus de cette couche supérieure, nous retrouvons des brumes qui s'étendent jusqu'à 90 km d'altitude (Esposito et al., 1983). La figure 1.6 est un schéma de la subdivision de ces couches nuageuses dans l'atmosphère de Vénus. Les propriétés microphysiques des gouttelettes nuageuses caractérisent cette subdivision. La stratification verticale semble extrêmement

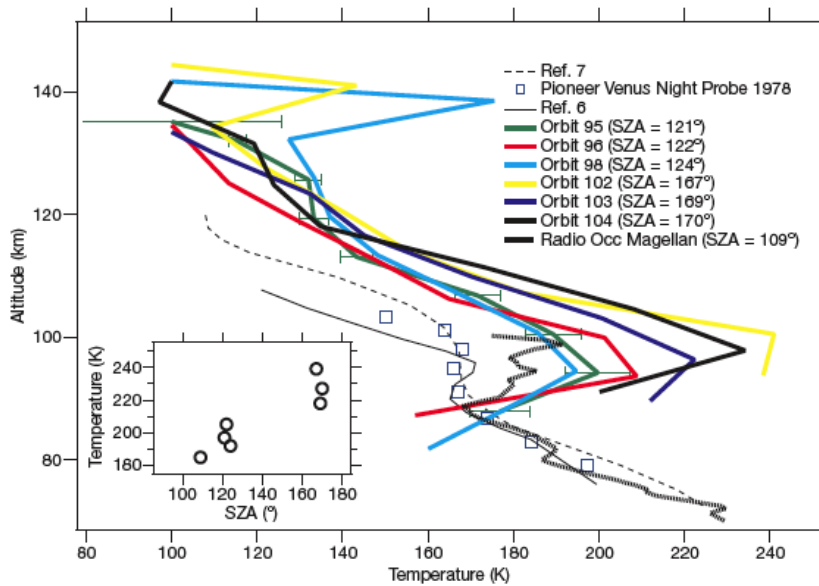


FIGURE 1.5 – **Température de l’atmosphère de Vénus, du côté nuit** (Bertaux et al., 2007). Les courbes pleines en gras, obtenues par occultations stellaires du côté nuit depuis *Venus Express*, sont comparées aux mesures des précédentes missions. La courbe pleine fine, ainsi que celle en pointillés, montrent des observations sub-millimétriques depuis un radio-télescope au sol.

stable. La visibilité est de quelques kilomètres dans la partie la plus dense des nuages et l’épaisseur optique verticale est de 20 à 35 dans le visible. Le flux ultraviolet de longueur d’onde inférieur à 200 nm pénètre jusqu’à 60 km d’altitude. La zone photochimique active de Vénus se situe donc au-dessus de 60 km.

Le constituant prédominant des gouttelettes nuageuses est l’acide sulfurique (H_2SO_4), et plus précisément une solution de H_2SO_4 concentrée, avec environ 75% H_2SO_4 et 25% H_2O , formée à partir de SO_2 , SO_3 et H_2O : $\text{H}_2\text{SO}_4 \rightleftharpoons \text{H}_2\text{O} + \text{SO}_3$. Entre 45 et 90 km d’altitude, le SO_2 donne du SO_3 par photochimie (Young and Demore, 1982). La distribution en taille des particules est multimodale (2 ou 3 modes) dans la couche nuageuse et unimodale dans les brumes. Le mode 1 (= particules de petite taille, de diamètre moyen $\sim 0.6 \mu\text{m}$), fait de composés soufrés, est présent partout comme une population de fond. Le mode 2, de diamètre moyen ~ 2 à $3 \mu\text{m}$, se retrouve dans toute la couche nuageuse proprement dite, c’est-à-dire ailleurs que dans les brumes. Le mode 3 se situe dans les couches moyennes et inférieures et est peut-être fait de particules asymétriques, certainement solides. Le diamètre moyen des particules de mode 3 est $7 \mu\text{m}$, mais certaines particules peuvent atteindre $35 \mu\text{m}$ (Carlson et al., 1993). Le mode le plus visible depuis la Terre sont les gouttelettes d’acide sulfurique (H_2SO_4) avec des diamètres de 2 à 3 microns (mode 2). Des pluies acides peuvent se déclencher en altitude aux environs de 50 km, mais les gouttelettes s’évaporent avant d’atteindre le sol. Les deux couches nuageuses supérieures recouvrent de façon assez uniforme l’ensemble de la planète, tandis

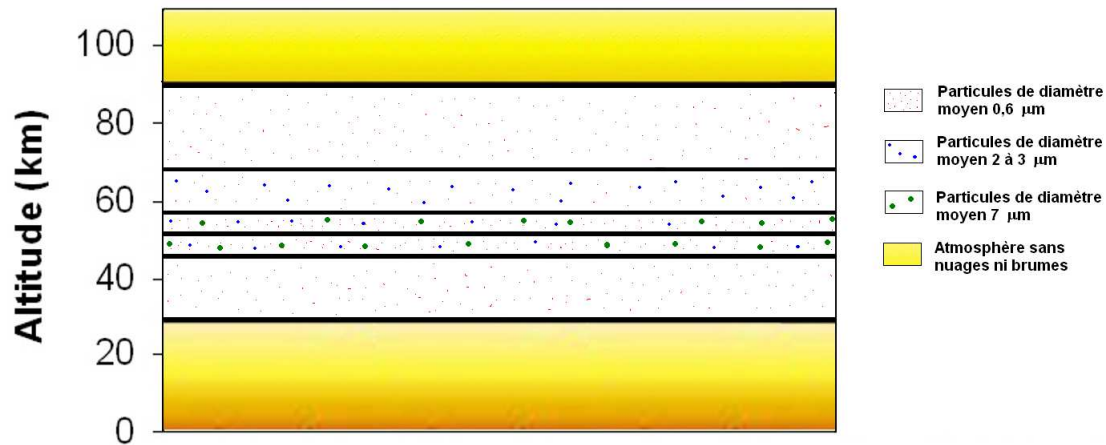


FIGURE 1.6 – **Structure de la couche nuageuse de Vénus.** La couche nuageuse vénusienne est divisée en trois parties et encadrée par une couche de brume inférieure et une couche de brume supérieure. La distribution en taille des particules est figurée en pointillés. Le mode 1, représentatif des plus petites particules, est une population de fond présente dans les brumes et les nuages.

que la couche inférieure présente des variations spatiales d'opacité importantes dues à la variation de densité de particules de mode 3 (Grinspoon et al., 1993).

Les contrastes de la couche nuageuse supérieure, visibles depuis la Terre en ultraviolet, varient à l'échelle de l'heure ou du mois. Les brumes supérieures varient à l'échelle de l'année. Un absorbant UV, encore inconnu actuellement, montre des variations dans l'ultraviolet proche (350 - 400 nm), comme illustré en figure 1.7. Il est caractérisé par des structures sombres qui apparaissent et disparaissent sur le disque vénusien. Les particules de soufre de mode 1 sont un choix possible pour la nature de l'absorbant UV, aussi bien que des molécules à base de soufre/chlore (SO_2 , Cl_2 , FeCl_3) (Zasova et al., 1981).

La présence permanente de nuages de H_2SO_4 nécessite l'existence d'une source actuelle de soufre puisque sa durée de vie dans l'atmosphère est de l'ordre de 10 millions d'années. Cette source est probablement d'origine volcanique (Smrekar et al., 2010).

1.3.5 Dynamique

La circulation générale de l'atmosphère est marquée par un trait fort peu répandu dans tout le système solaire, à savoir la super-rotation : alors que la planète solide tourne sur elle-même en environ 243 jours, les motifs nuageux supérieurs, à 60 km et visibles notamment en ultraviolet, indiquent une rotation en quatre jours seulement (soit environ 100 m.s^{-1}). Cette super-rotation a aussi été observée sur Titan, le plus gros satellite de Saturne. Sur Vénus, les sondes de descente ont montré que la circulation zonale ralentit jusqu'à se synchroniser avec la surface en dessous de 10 km d'altitude : le vent au sol est quasi-nul. La vitesse de rotation augmente avec l'altitude depuis la surface jusqu'aux nuages. Cette circulation est connue par mesure de vents, par effet Doppler ainsi que par la surveillance de l'évolution des structures nuageuses à différentes longueurs d'onde. Des ondes planétaires d'origine thermique pourraient être à l'origine de la super-rotation, en transférant le moment angulaire vers la haute atmosphère.

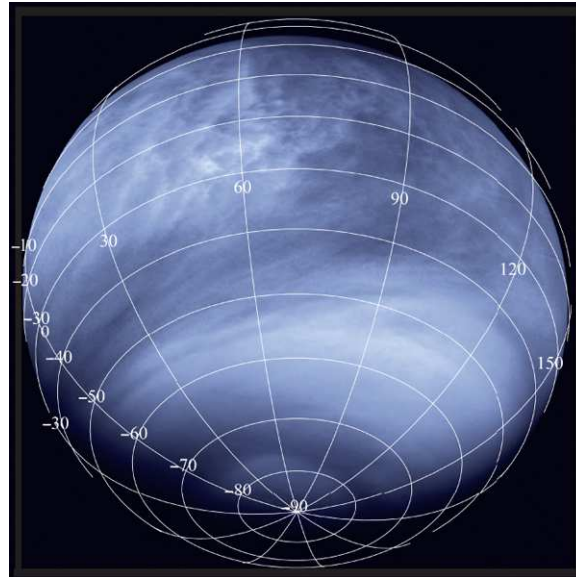


FIGURE 1.7 – **Absorbant UV sur Vénus.** Image en fausses couleurs de Vénus prise par l'instrument VMC à bord de *Venus Express* à environ 30 000 km de la planète, dans un filtre ultraviolet (Titov et al., 2008). Les marques sombres sont des endroits où l'absorbant UV est davantage présent.

L'explication du maintien de la super-rotation de l'atmosphère de Vénus réside dans la compréhension des mécanismes de transport du moment cinétique verticalement (de la surface jusqu'aux zones de super-rotation) et horizontalement (des hautes aux basses latitudes). En effet, en l'absence d'un tel transport, l'atmosphère devrait se synchroniser avec la planète solide sous l'effet conjugué de la friction visqueuse et turbulente. D'autre part, il existe aussi des preuves indirectes d'une super-rotation de la thermosphère-cryosphère à 150 km (Schubert et al., 1980).

A la circulation zonale (d'est en ouest), s'ajoute une circulation méridionale (équateur/pôles) plus lente (5 m.s^{-1}) au niveau des nuages. Il existe une ou plusieurs cellules de Hadley les unes sur les autres, dans chaque hémisphère avec mouvement ascendant à proximité de l'équateur, un transport méridional vers les hautes latitudes et un mouvement descendant à proximité des pôles (voir figure 1.8). Chaque cellule s'étend jusqu'à 60° de latitude (Schubert, 1983). La combinaison de cette circulation de Hadley et des forts vents zonaux amène à transporter une grande quantité de moment angulaire vers les pôles dans la branche supérieure de la cellule de Hadley. Il en résulte un gigantesque vortex au-dessus de chaque pôle. Ces vortex ont souvent une structure double, comme montré à la figure 1.9. De ce fait, nous les nommons des dipôles polaires.

D'après des mesures directes de vents dans la mésosphère de Vénus (Lellouch et al., 1997; Gierasch et al., 1997), la dynamique à échelle planétaire de la mésosphère (70-100 km) se caractérise par deux régimes de circulation : (i) la partie supérieure de la super-rotation rétrograde zonale qui gouverne toute l'atmosphère profonde, (ii) une cellule stable, axisymétrique, depuis le point sub-solaire vers le point anti-solaire, conséquence du chauffage direct par le rayonnement dans l'extrême ultraviolet ; entre 70 et 110 km, la mésosphère constitue une région de transition dans laquelle les vents zonaux présentent d'importantes variations et décroissent avec l'altitude, alors qu'apparaissent

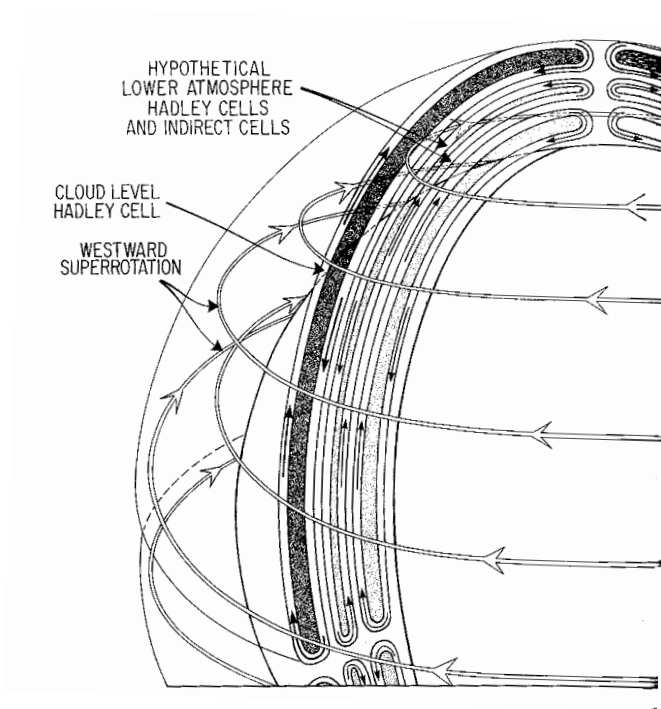


FIGURE 1.8 – **Dynamique de la basse atmosphère de Vénus.** La cellule de Hadley au niveau des nuages transporte l'excès d'énergie radiative déposée à haute altitude dans la région équatoriale jusqu'aux latitudes polaires. Sous les nuages, il existe probablement d'autres cellules de Hadley les unes empiées sur les autres (Schubert, 1983).

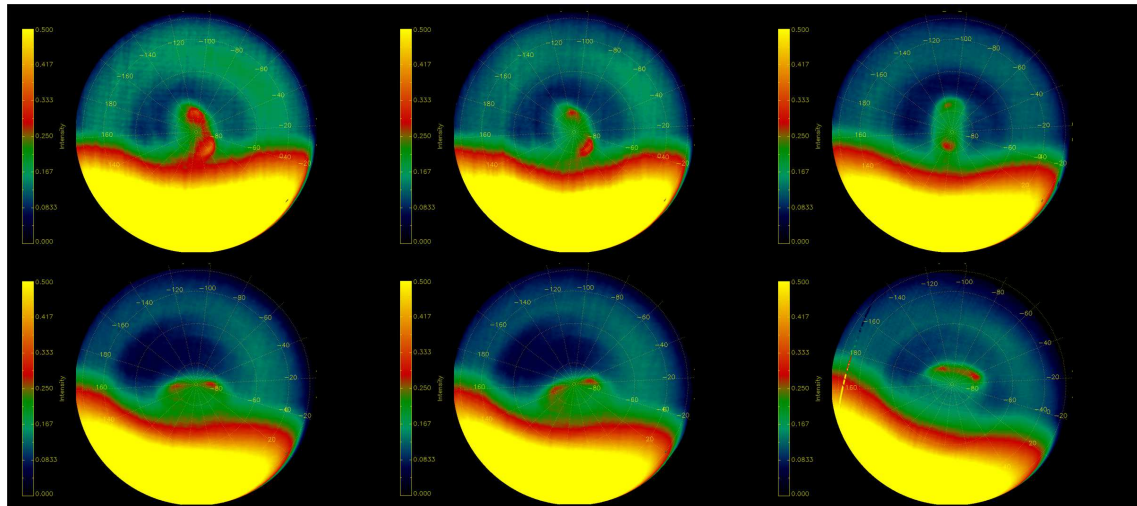


FIGURE 1.9 – **Double vortex au pôle Sud de Vénus.** Images infrarouges en fausses couleurs prises par VIRTIS à bord de la sonde *Venus Express*, entre le 12 et le 19 avril 2006, lors de l'orbite de capture, autour de la planète. Les images sont prises à $5 \mu\text{m}$.

les vents plus stables du régime thermosphérique sub-solaire/anti-solaire. Au-dessus de 100 km, altitude marquant une frontière dynamique dans l'atmosphère vénusienne, nous observons donc la circulation sub-solaire/anti-solaire, conséquence du fort contraste de

température jour/nuit existant à ces altitudes. Cette dernière circulation est schématisée en figure 1.10.

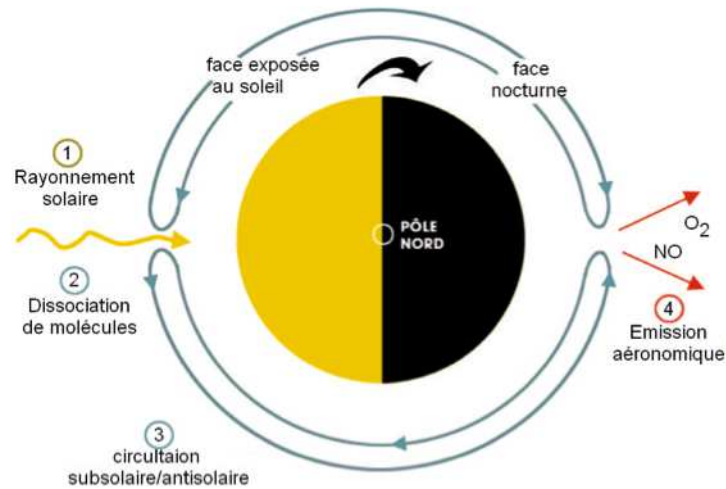


FIGURE 1.10 – **Dynamique de la haute atmosphère de Vénus.** Ce schéma représente la circulation sub-solaire / anti-solaire.

1.4 *Venus Express*

1.4.1 *La mission Venus Express*

Venus Express (VEX) est la première mission de l'ESA (*European Space Agency*) à destination de la soeur jumelle de la Terre. Sa réalisation en un temps record fut possible grâce à la réutilisation de divers instruments originaires d'autres missions. Son histoire commence avec la mission *Mars Express* (MEX), mission de l'ESA toujours en orbite autour de Mars, qui a pour but d'étudier la surface et l'atmosphère martiennes. L'idée d'envoyer un satellite européen en orbite autour de Vénus est ancienne à l'ESA (proposition *Venus Orbiter* en 1972), mais elle n'a pu se concrétiser qu'en 2001. Suite au développement réussi du satellite *Mars Express*, l'Agence Spatiale Européenne commença à étudier plus en détail la possibilité de préparer une seconde mission spatiale de même envergure. En effet, les équipes industrielles (EADS-Astrium et Aliena) et scientifiques ayant travaillé sur MEX étaient encore disponibles et il existait des modèles de rechange de plusieurs instruments embarqués sur d'autres missions, notamment MEX et *Rosetta*.

Ces conditions permirent d'assurer le succès de VEX et de réaliser la mission en un temps très court et à un coût réduit. En janvier 2003, les équipes commencèrent officiellement à travailler sur le projet, pour un lancement prévu en octobre/novembre 2005.

Le satellite VEX, représenté à la figure 1.11, fut lancé le 9 novembre 2005 depuis la base de lancement de Baïkonur, au Kazakhstan, par le lanceur russe *Soyuz-Fregat*. Il arriva le 11 avril 2006 autour de Vénus, après 5 mois de voyage. L'orbite de la sonde est polaire, mais très elliptique avec une période de 24 heures. La latitude du péricentre a été choisie à 78°N et dérive lentement vers le pôle nord. Son altitude est maintenue entre 250 et 400 km. L'altitude de l'apocentre est à 66 000 km (Svedhem et al., 2006). L'arrivée de

VEX marque un nouveau départ dans l'exploration de la planète, après 30 ans de pause. La sonde est contrôlée depuis le centre de contrôle des opérations de l'ESA à Darmstadt (l'ESOC, *European Space Operations Control*).

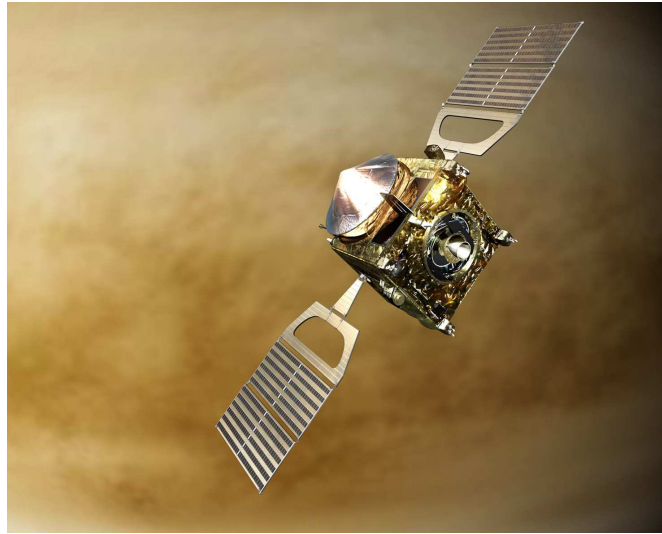


FIGURE 1.11 – **Vue d'artiste de VEX autour de Vénus.**

Plusieurs questions clés, encore non élucidées depuis les précédentes missions, font partie des objectifs de *Venus Express* :

- Quels sont les mécanismes à l'origine de la super-rotation de l'atmosphère ?
- Quels sont les processus fondamentaux dans la circulation générale de l'atmosphère ?
- Quelle est la composition et la chimie de la basse atmosphère et des nuages ?
- Quel est le bilan de l'eau, dans le passé et l'époque actuelle de la planète ?
- Quel est le rôle des échanges radiatifs et de l'effet de serre dans l'évolution passée, présente et future de la planète ?
- Existe-il une activité volcanique ou tectonique présente sur Vénus ?

Les éléments de réponse à ces questions amélioreront nos connaissances et nous donneront peut-être la réponse à une question fondamentale : pourquoi Vénus a évolué de façon si différente de celle de la Terre, en dépit de leurs similarités en termes de taille, composition de base et distance au Soleil ?

Les objectifs scientifiques de la mission *Venus Express* ont été classés en sept thèmes scientifiques. Le but est de comprendre l'atmosphère de Vénus ainsi que son plasma environnant et son interaction avec le vent solaire. Des études de la surface sont aussi prévues. Les sept thèmes scientifiques sont :

1. Dynamique atmosphérique
2. Profil vertical de température
3. Composition et chimie de l'atmosphère
4. Couche nuageuse et brumes
5. Bilan radiatif
6. Propriétés de surface et géologie
7. Environnement de plasma et processus d'échappement

Les trois premiers thèmes sont divisés en sous-thèmes qui font référence à la haute, moyenne et basse atmosphère. Les limites approximatives correspondantes de ces régions sont, au-dessus de 110 km, entre 110 et 60 km, et en-dessous de 60 km. Les requêtes scientifiques dans ces sous-thèmes sont classées en unités qui peuvent être directement étudiées par un instrument particulier de VEX.

1.4.2 *Les instruments à bord de Venus Express*

Sept instruments se trouvent à bord de VEX. Leur emplacement sur le satellite est montré en figure 1.12. Cinq sont dérivés des projets *Mars Express* et *Rosetta* et deux ont été créés spécialement pour la mission :

- ASPERA-4 (*Analyser of Space Plasmas and Energetic Atoms*) est un analyseur de plasmas spatiaux et d'atomes neutres énergétiques (ENA), hérité de l'instrument ASPERA-3 sur MEX. Son objectif est d'étudier les différents phénomènes liés à l'interaction entre le vent solaire et la haute atmosphère.
- MAG est un magnétomètre hérité de l'instrument ROMAP sur *Rosetta*. Son but est de mesurer avec précision le champ magnétique le long de l'orbite de la sonde, afin de délimiter les différentes régions magnétiques.
- PFS (*Planetary Fourier Spectrometer*) est hérité de l'instrument du même nom sur MEX. Sa fonction aurait été d'étudier l'atmosphère sous 100 km, par spectroscopie infrarouge à transformée de Fourier, mais malheureusement il est en panne depuis le début de la mission VEX, le miroir qui se trouve en façade de l'instrument restant figé sur la lampe de calibration.
- VeRa (*Venus Radio science experiment*) est en grande partie hérité de l'instrument RSI sur *Rosetta* et de l'instrument MaRS sur MEX. Il permet d'étudier l'atmosphère neutre (de 40 à 90 km) et l'ionosphère, afin d'obtenir des profils verticaux de densité et température, en analysant la variation de fréquence du signal radio entre la sonde et la terre (radio-occultation).
- VIRTIS (*Visible and InfraRed Thermal Imaging Spectrometer*) est un spectromètre-imageur hérité de l'instrument du même nom sur *Rosetta*. Ses objectifs, assez vastes, sont d'étudier l'atmosphère, sa structure et sa composition, ses nuages et sa dynamique, ainsi que la surface, en infrarouge et dans le visible (0,35 à 5 μm).
- VMC (*Venus Monitoring Camera*) est une caméra grand-angle multi-spectrale développée spécialement pour la mission VEX. Son but est de fournir une vue globale en complément des observations à haute résolution.
- SPICAV (*SPectroscopy for the Investigation of the Characteristics of the Atmosphere of Venus*) est un spectromètre polyvalent, directement hérité de SPICAM sur MEX. Un canal infrarouge supplémentaire, baptisé SOIR (Solar Occultation in the InfraRed) a été ajouté pour VEX pour observer le Soleil à travers l'atmosphère vénusienne (2,2 à 4,3 μm). L'objectif de SPICAV est d'étudier les caractéristiques de l'atmosphère de Vénus dans son ensemble.

1.4.3 *L'instrument SPICAV*

L'histoire de SPICAV remonte à 1996, avec la mission russe *Mars 96*. Lors de cette dernière, SPICAM, l'ancêtre de SPICAV, était embarqué sur la sonde. Malheureusement *Mars 96* fut un échec : le quatrième étage de la fusée Proton fut défaillant et retomba dans

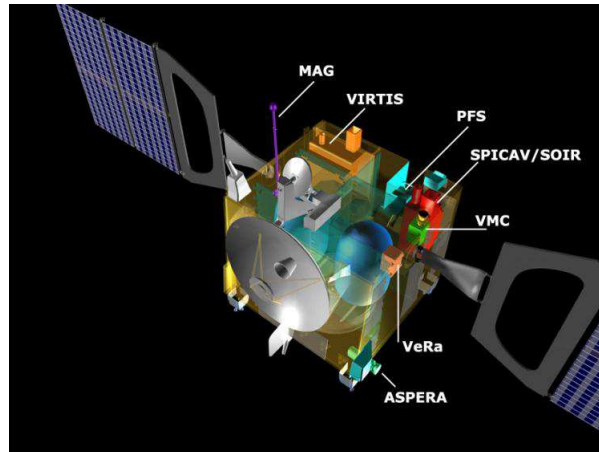


FIGURE 1.12 – **VEX** et ses instruments. L'emplacement de chaque instrument est indiqué.

une zone comprise entre l'océan Pacifique, le Chili et la Bolivie. Suite à cela, l'instrument SPICAM fut repris pour être installé sur la mission *Mars Express*, lancée en juin 2003. SPICAM devint alors SPICAM Light sur MEX. Entre les deux missions, l'instrument a subi une réduction drastique de sa masse, passant de 46 kg à seulement 4,7 kg. Lors de la mission *Venus Express*, l'instrument SPICAM fut réutilisé pour devenir SPICAV. Cependant, il subit encore quelques modifications : SPICAV est doté d'un troisième canal, dans l'infrarouge : SOIR (*Solar Occultation in the InfraRed*), spécialement dédié aux occultations solaires. L'acronyme SPICAM (ou SPICAV) est un hommage à un usage pionnier de l'occultation stellaire : au XVIII^e siècle, l'occultation de l'étoile Spica par la Lune démontra que cette dernière ne possédait pas d'atmosphère, car elle disparut brusquement aux yeux des observateurs. La réfraction par une éventuelle atmosphère aurait provoqué une diminution progressive de l'intensité.

La conception, la fabrication et la préparation de SPICAV sont le fruit d'une collaboration entre le LATMOS⁶, l'institut de recherche spatiale (IKI) à Moscou et l'institut d'Aéronomie Spatiale de Belgique (IASB), à Bruxelles.

SPICAV est composé de deux blocs : le bloc DPU (Data Processing Unit) et le bloc SU (Sensor Unit). Le rôle du DPU est de faire l'interface entre le satellite et le bloc SU. L'intérieur du bloc SU est photographié en figure 1.13.

Le bloc SU contient les spectromètres, au nombre de trois. Il est partagé en trois canaux différents : deux dans l'infrarouge et un dans l'ultraviolet. Les trois canaux sont optiquement indépendants.

Le canal IR proche, à technique AOTF (*Acousto-Optical Tunable Filter* ou filtre acousto-optique) couvre les longueurs d'onde de 0,65 à 1,7 μm . Le canal IR moyen, baptisé SOIR, couvre les longueurs d'onde de 2,2 à 4,3 μm .

SPICAV a été conçu pour observer aussi bien des étoiles que la surface de Vénus et le Soleil. Ce dernier étant une source très intense, une entrée optique à 90° des entrées « classiques » a été ajoutée. Le canal SOIR n'est conçu que pour observer le Soleil. Le canal UV est le canal principal de l'instrument et est toujours mis en route. Chaque canal a son propre champ de vue, car les entrées optiques sont séparées.

6. anciennement Service d'Aéronomie.

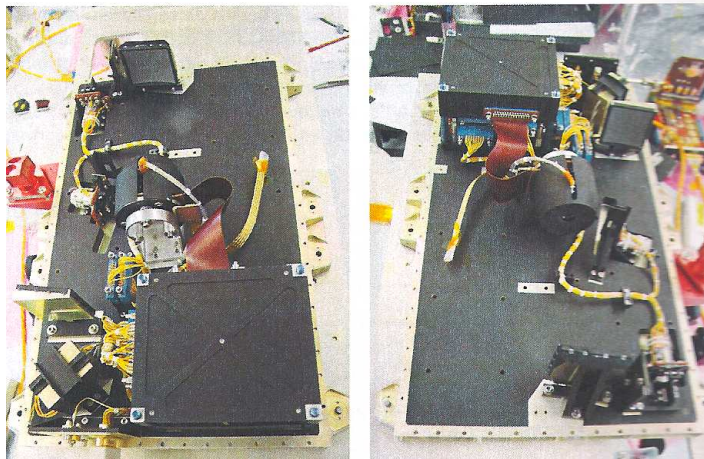


FIGURE 1.13 – Photographies de SPICAV. La canal UV se situe à gauche sur la photo de gauche et à droite sur la photo de droite. L'instrument est ouvert pour permettre de voir l'intérieur. Nous pouvons voir le miroir, le réseau de diffraction et le détecteur.

1.4.4 Description du canal UV de SPICAV

D'un point de vue optique, le schéma du canal UV, dessiné en figure 1.14, se résume à un miroir parabolique et un réseau de diffraction. Dans l'UV, une fraction importante de la lumière (environ 30%) est perdue à chaque réflexion et il y a donc tout intérêt à minimiser le nombre de surfaces réfléchissantes. Le canal UV couvre les longueurs d'onde de 118 à 320 nm. Le flux de lumière est collecté par un miroir parabolique hors-axe, qui réfléchit la lumière vers l'entrée du spectromètre. Dans son plan focal, un système de fente mécanique fournit deux configurations : sans fente, pour les occultations stellaires, et avec fente pour les observations de sources étendues. La fente est divisée en deux parties de différentes largeurs, permettant d'avoir deux résolutions spectrales distinctes lorsque l'on observe une source étendue. La première partie, large de $50 \mu\text{m}$, donne la meilleure résolution avec un flux faible ; la seconde partie, large de $500 \mu\text{m}$, donne plus de sensibilité aux dépens d'une résolution spectrale plus grossière. La fente peut aussi être complètement rétractée, créant ainsi un champ de vue total utile de $2^\circ \times 3,16^\circ$, sachant qu'un pixel a un champ de vue de $0,01^\circ \times 0,01^\circ$. Cette configuration est utilisée pour le mode occultation stellaire, côté nuit, lorsque le spectre d'une étoile est enregistré sur quelques lignes de la CCD. Un résumé des caractéristiques de SPICAV est donné dans le tableau 1.3.

Un réseau holographique concave et toroïdal, fabriqué par Jobon-Yvon, est utilisé. De par sa conception, une image monochromatique de l'entrée du spectromètre est formée dans le plan du détecteur, à un endroit qui glisse en fonction de la longueur d'onde. Le détecteur, en figure 1.15, est un assemblage d'un intensificateur d'image et d'une CCD. La CCD est une Thomson TH7863 avec 288×384 pixels utiles et une zone masquée de taille équivalente. Un pixel a une taille de $23 \mu\text{m} \times 23 \mu\text{m}$. La photocatode en CsTe n'a aucune efficacité quantique après 320 nm. La fenêtre d'entrée de l'intensificateur est faite en MgF_2 afin de rendre possible l'observation de Lyman α . Le grandissement du réseau est 1.

La focale du télescope UV est telle qu'un pixel de la CCD couvre un champ de vue de $0,01^\circ$ par $0,01^\circ$. La partie étroite de la fente ($0,02^\circ$ de largeur sur $1,9^\circ$ de long) du

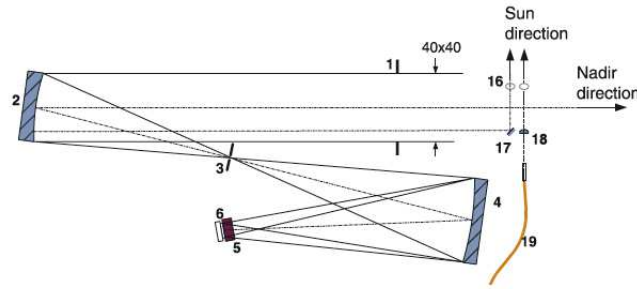


FIGURE 1.14 – **Schéma optique du canal UV de SPICAV.** 1. entrée du canal UV ; 2. miroir parabolique hors-axe ; 3. fente ; 4. réseau UV concave ; 5. intensificateur ; 6. CCD ; 16. ouverture solaire ; 17. miroir plat ; 18. entrée solaire IR ; 19. fibre optique pour l'alimentation du canal AOTF en occultation solaire (Bertaux et al., 2006a).

spectromètre donne une résolution spectrale de 1,5 nm (environ 3 pixels), tandis que sa partie large ($0,2^\circ$ sur $1,9^\circ$) a une plus grande sensibilité photométrique pour les sources étendues (facteur ~ 8) et permet une résolution spectrale de 6 nm. En principe, SPICAV peut enregistrer 288 spectres résolus spatialement. Cependant, en pratique seulement 5 spectres sont transmis par mesure, pour alléger la transmission du volume des données.

Il existe plusieurs modes de lecture de la CCD. Le mode le plus utilisé est tel que chacun des 5 spectres consiste en une somme de N lignes individuelles de pixels (sommées à bord), avec $N = 2, 4, 8, 16$ ou 32 , formant 5 bandes spatialement adjacentes d'extension variable (de $0,02^\circ$ à $0,32^\circ$). Il existe d'autres modes, que nous n'avons pas utilisés dans cette thèse, telle la lecture de la CCD en entier, où nous lisons progressivement toutes les lignes, cinq par cinq, et un « binning progressif », qui offre une grande dynamique puisque successivement 2, 4, 8, 16 ou 32 lignes sont sommées pour chacun des cinq spectres transmis, mais avec le risque de saturer le détecteur. La figure 1.16 illustre ces différents modes de sommation des lignes de la CCD.

Le gain de la galette à micro-canaux (MCP pour *Micro Channel Plate*) de l'intensificateur d'image Hamamatsu peut être ajusté par télécommande, avec un niveau de haute tension commandé par un niveau de HT (Haute Tension) numérisé de 0 à 255. Lorsqu'un photo-électron est créé dans la photocathode (un photo-événement), il en résulte une gerbe de lumière provenant du phosphore et distribuée sur quelques pixels de la CCD. Cela est quantifié en ADUs (*Analog to Digital Units*) lors de la lecture de la CCD. A $HT = 20$ (un niveau habituel nécessaire pour éviter la saturation des observations nadir, côté jour), il y a environ 1,5 ADU créés par photo-événement, tandis qu'à $HT = 200$, il y a environ 40 ADU par photo-événement. La calibration absolue de l'instrument est bien caractérisée par de nombreuses observations d'étoiles UV chaudes et la comparaison de leur flux avec les précédentes mesures de l'IUE (*International Ultraviolet Explorer*), en orbite terrestre.

SPICAV peut réaliser des observations dans quatre modes différents :

- Le mode nadir, où l'instrument est directement pointé vers le centre de Vénus en permanence.
- Le mode limbe, en pointage inertiel, durant lequel l'instrument balaye les bords du

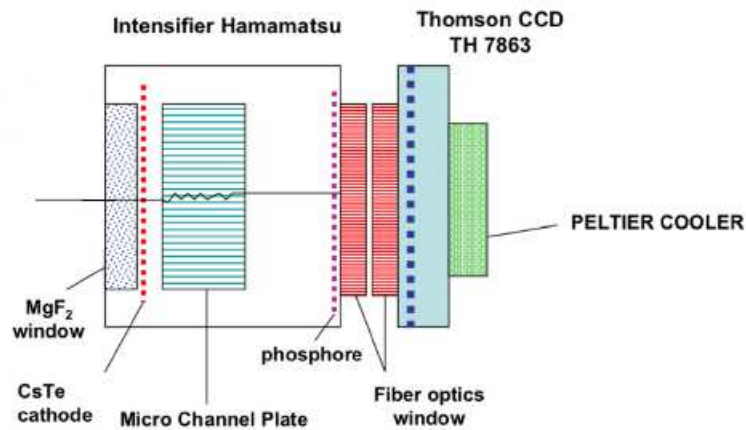


FIGURE 1.15 – **Schéma du détecteur de SPICAV UV.** Le détecteur combine un intensificateur d'image UV de Hamamatsu, transformant chaque photon UV entrant en un pulse de lumière verte généré par le phosphore. Puis, l'image est convoyée à travers deux blocs de fibres optiques en simple contact, l'un incluant le détecteur Hamamatsu et l'autre étant attaché à la CCD Thomson (Bertaux et al., 2006a).

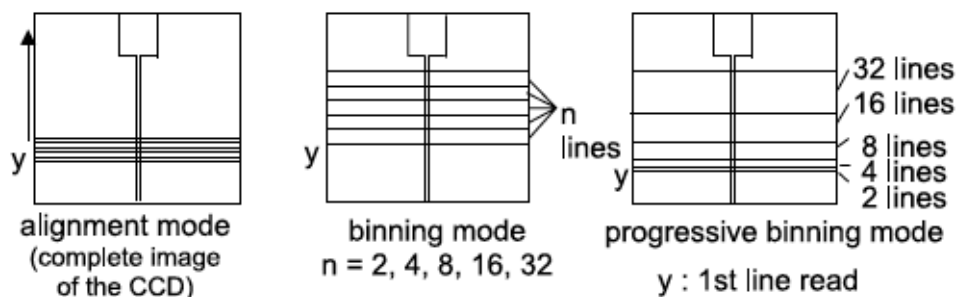


FIGURE 1.16 – **Différents modes de lecture de la CCD SPICAV UV.** À gauche : image complète de la CCD (mode utilisé pour les exercices d'alignement). Au centre : mode de binning utilisé dans la grande majorité des observations, lorsque les cinq bandes contiennent le même nombre de lignes. À droite : le mode binning progressif, utilisé pour une plus grande dynamique : 32 lignes pour les faibles signaux, 2 lignes pour les signaux forts. Ce dernier mode a surtout été utilisé dans la phase exploratoire de la mission. (Bertaux et al., 2006a).

disque vénusien.

- Le mode occultation solaire, où l'instrument pointe directement une partie du Soleil.

Couverture spectrale	118 - 320nm
Échantillonnage spectral	0,54 nm/pixel
Type de miroir primaire	parabolique hors-axe
Longueur focale du miroir	120 mm
Champ de vue	2° x 3,16° sans fente
Type de réseau	holographique toroïdal concave
Type de détecteur	CCD Thomson TH7863 TE refroidie à 270K
	288 x 384 pixels utiles
Taille d'un pixel	23 x 23 μm
Type d'intensificateur	Hamamatsu 200M

TABLE 1.3 – **Caractéristiques de l'instrument SPICAV** (Bertaux et al., 2006a).

- Le mode occultation stellaire, où l'instrument pointe une étoile et la suit lorsqu'elle disparaît derrière le disque vénusien

Ces quatre modes sont schématisés sur la figure 1.17.

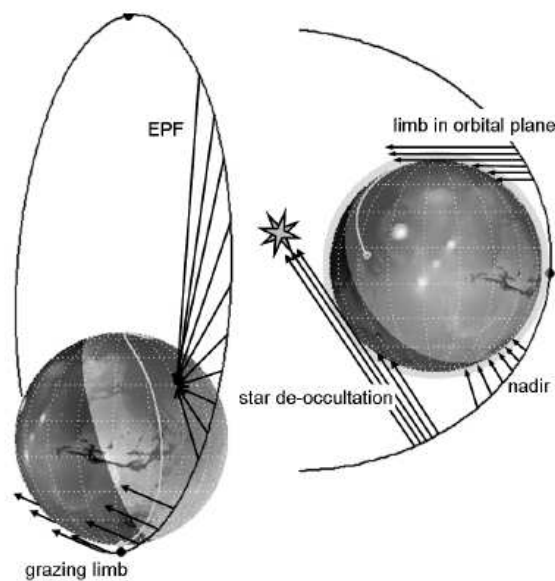


FIGURE 1.17 – **Les différents modes d'observation de SPICAV.** Les flèches noires indiquent la ligne de visée de SPICAV vers la cible. Pour les observations nadir et les EPF (*Emission Phase Function*), la ligne de visée change constamment de direction (pour se maintenir à la verticale locale dans le cas d'une observation nadir). Pour les autres observations, la direction de la ligne de visée est fixe dans le repère inertiel vénusien (ou fixe par rapport aux étoiles) (Bertaux et al., 2006a).

1.5 Objectifs de la thèse

À l'issue de ce chapitre destiné à familiariser le lecteur avec la planète Vénus et la mission *Venus Express* qui lui est associée, il convient de préciser comment s'inscrivent les travaux décrits ci-après dans ce contexte. Nous nous intéresserons exclusivement à la haute atmosphère vénusienne, laquelle est régie par la circulation sub-solaire/anti-solaire. L'objet d'étude de cette thèse est le monoxyde d'azote (NO), en tant que producteur d'une émission aéronomique, qui est un traceur de la dynamique atmosphérique. Nous l'étudierons à travers les données de SPICAV. Nous utiliserons les occultations stellaires réalisées dans l'ultraviolet. Ce travail a pour objectifs d'étendre les connaissances sur les émissions aéronomiques, d'agrandir la base de données et de mieux comprendre la dynamique de la haute atmosphère vénusienne. En effet, un bon nombre d'observations de l'émission de NO ont été programmées pour SPICAV avec la fente, et analysé par le professeur Jean-Claude Gérard et son équipe. Dans le présent travail, nous analyserons les mesures du NO obtenues sans la fente, en tant que signal « parasite » lors des occultations d'étoiles. La sensibilité photométrique du mode sans fente est beaucoup plus grande. Le plan de thèse s'articule ainsi :

- *Partie 1* : En complément de ce chapitre d'introduction générale, cette partie donne un bref rappel de spectroscopie pour comprendre le processus d'émission du NO sur Vénus. Par la suite, nous présenterons le jeu de données en occultations stellaires et nous démontrerons que les émissions de NO y apparaissent. Nous créerons notre base de données du NO à partir d'un jeu de données atypique, puisque les occultations stellaires ne sont pas faites pour réaliser ce type d'observation en principe.
- *Partie 2* : Cette partie modélisation représente le coeur de la thèse. Divisée en deux chapitres, elle décrit deux méthodes d'inversion des émissions de NO : un modèle direct et un algorithme d'inversion.
- *Partie 3* : Ici seront exposés les résultats des modélisations ainsi que leurs interprétations en terme de dynamique de l'atmosphère. Une discussion générale sur ce travail de thèse suivra.

Chapitre 2

Spectroscopie du monoxyde d'azote (NO) et processus d'émission sur Vénus

À travers un rappel de mécanique quantique, nous décryptons ici le processus d'émission du NO dans l'atmosphère de Vénus. La première partie théorique donne les bases nécessaires à la compréhension des états électroniques de la molécule de NO et détaille le processus de recombinaison radiative entre deux atomes. La seconde partie est une revue des caractéristiques des émissions de NO précédemment observées sur Vénus.

Sommaire

2.1	Rappel de mécanique quantique	44
2.2	Spectroscopie électronique dans les atomes	45
2.3	Spectroscopie électronique dans les molécules	48
2.4	Les émissions de NO sur Vénus	53

Les émissions de NO sont observées sur les hémisphères nocturnes de toutes les planètes telluriques ayant une atmosphère. Cohen-Sabban et Vuillemin (1973), ainsi que Eastes et Huffman (1992) les ont notamment étudiées sur Terre. Sur Mars, elles ont été récemment découvertes par Bertaux et al. (2005) et analysées par Cox et al. (2008). Ces émissions aéronomiques sont connues sur Vénus depuis 1967 (Barth et al., 1967). Classiquement observées en ultraviolet, elles ont pu être récemment détectées en infrarouge sur Vénus (Garcia Muñoz et al., 2009).

Les émissions de NO se produisent dans la haute atmosphère, dominée du point de vue dynamique par la circulation sub-solaire/anti-solaire (SSAS). Le NO, émis par recombinaison radiative des atomes d'azote et d'oxygène produits côté jour, est un bon traceur de cette circulation. Comprendre le processus d'émission de cette molécule ainsi que son mode de transport permet d'améliorer nos connaissances sur la dynamique et la chimie de la haute atmosphère vénusienne.

2.1 Rappel de mécanique quantique

2.1.1 Définition des nombres quantiques

Se concentrant sur le spectre de l'atome d'hydrogène, Niels Bohr propose en 1913 une interprétation qui s'appuie sur les travaux de Planck et postule que l'énergie de l'électron est quantifiée, c'est-à-dire qu'elle ne peut prendre que certaines valeurs, appelées aussi niveaux d'énergie. A chacune des valeurs possibles pour l'énergie d'un électron correspond une trajectoire circulaire stable, qui est telle que le moment angulaire de l'électron est égal à $n\hbar$, où n est un nombre entier et \hbar est égal à $h/2\pi$ avec h , la constante de Planck. À la valeur $n = 1$ correspond l'état le plus stable et à $n = 2, 3, 4, \dots$ correspondent les états excités. Le paramètre n est appelé **nombre quantique principal**.

Sommerfeld, en 1916, apporte une amélioration au modèle de Bohr en proposant des orbites elliptiques, le cercle n'étant qu'un cas particulier d'ellipse. Le deuxième paramètre nécessaire à la définition des seules orbites est alors un nouveau nombre entier l tel que pour une valeur de n , l soit inférieur ou égal à n . Enfin, pour expliquer l'effet du champ magnétique sur le mouvement électronique (effet Zeeman), il postule que le plan de l'orbite ne peut avoir que certaines orientations par rapport à la direction du champ. Ces orientations sont quantifiées par le nombre entier m_l , compris entre $-l$ et $+l$.

Ce mouvement orbital peut être considéré comme l'analogue de celui de la Terre autour du Soleil incluant les fluctuations des différentes saisons. Mais nous sommes aussi sous l'influence de la rotation de la Terre sur elle-même créant le jour et la nuit. Pour les particules élémentaires, il y a un analogue à cette rotation propre, on l'appelle le **spin**. Ce mouvement de précession est caractérisé par le **nombre quantique de spin** s , l'analogue du **nombre quantique** l pour le mouvement orbital, et par le **nombre quantique magnétique de spin**, m_s . Il a été montré que $s = \frac{1}{2}$ pour l'électron, ce qui entraîne les deux valeurs possibles de $m_s = \pm\frac{1}{2}$. Le nombre s étant le même pour tous les électrons, il n'est généralement pas mentionné et on ne retient que les deux valeurs possibles de m_s caractérisant les deux état de spin possibles de l'électron (Hollas, 2003).

2.1.2 Configuration électronique

L'ensemble des électrons d'un atome à plusieurs électrons s'organise donc globalement en niveaux d'énergie, ces niveaux dépendant des nombres quantiques n et l . Chaque valeur de n définit une couche électronique, de sorte que tous les électrons possédant le même nombre n appartiennent à la même couche. Les couches sont désignées par un symbole : $n = 1 \rightarrow$ couche K , $n = 2 \rightarrow$ couche L , $n = 3 \rightarrow$ couche M , etc.

Chaque valeur de l définit une sous-couche électronique. Des électrons possédant à la fois la même valeur de n et la même valeur de l appartiennent à la même sous-couche. Les sous-couches, ou orbitales, sont également désignées par un symbole : $l = 0 \rightarrow$ orbitale s , $l = 1 \rightarrow$ orbitale p , $l = 2 \rightarrow$ orbitale d , etc.

Le principe d'exclusion de Pauli stipule que le nombre maximal d'électrons pouvant appartenir à une couche caractérisée par le nombre quantique n est $2n^2$. Selon ce principe, seuls deux électrons peuvent appartenir à la couche K .

Une configuration électronique décrit ainsi la façon dont les électrons sont distribués sur les différentes orbitales. Elles permettent de définir les états électroniques d'un atome. Une même configuration électronique peut conduire à plus d'un état.

La configuration électronique des atomes d'azote (N) et d'oxygène (O) s'écrit :

$$\begin{aligned} \text{Pour l'azote (7 électrons)} &: 1s^2, 2s^2, 2p^3 \\ \text{Pour l'oxygène (8 électrons)} &: 1s^2, 2s^2, 2p^4 \end{aligned}$$

2.2 Spectroscopie électronique dans les atomes

La spectroscopie électronique est l'étude des transitions, en absorption ou émission, entre les états électroniques d'un atome ou d'une molécule. De ce point de vue, les atomes sont particuliers dans la mesure où ils n'ont que des degrés de liberté électroniques, alors que les molécules ont, en plus, des degrés de liberté vibrationnels et rotationnels. En conséquence, les spectres électroniques des atomes sont beaucoup plus simples que ceux des molécules.

2.2.1 Notation des moments orbitaux et cinétiques d'un atome

De même que les niveaux d'énergie d'un électron sont spécifiés par les nombres quantiques l et s , les niveaux énergétiques de l'atome vont être caractérisés par des nombres quantiques associés aux Z électrons de l'atome :

- L , moment orbital total de l'atome
- S , moment cinétique de spin total de l'atome

On notera m_L et m_S , les nombres quantiques associés à la projection des moments respectifs L et S sur un axe (Oz) quelconque. Notons $m_{l,i}$ et $m_{s,i}$ les nombres quantiques magnétiques et de spin associés à l'électron (i) dans un atome. Nous avons :

$$m_L = \sum_i m_{l,i} \text{ et } m_S = \sum_i m_{s,i}$$

Les deux nombres quantiques m_L et m_S varient par valeurs entières entre deux limites :

$$\begin{aligned} -L &\leq m_L \leq L \\ -S &\leq m_S \leq S \end{aligned}$$

On obtient $(2L + 1)$ valeurs possibles pour m_L et $(2S + 1)$ valeurs pour m_S .

2.2.2 Termes spectraux

L'ensemble des électrons d'une couche complète (couche accueillant le nombre maximal d'électrons suivant le principe d'exclusion de Pauli) possède un moment cinétique total nul. En effet, sommant sur l'ensemble de ces électrons, nous avons m_l qui varie de $-l$ à l et la somme $\sum m_l$ est nulle; il en est de même pour $\sum m_s$ puisque la couche comporte autant d'électrons de spin $-1/2$ que de spin $1/2$.

Le moment cinétique total d'un atome ne dépend donc que des couches incomplètes puisque l'ensemble des électrons d'une couche complète possède une symétrie sphérique et n'apporte aucune contribution au moment total. Les électrons des couches incomplètes déterminent les valeurs L et S et participent ainsi aux émissions spectrales, d'où le nom de **termes spectraux** pour ces nombres quantiques. La détermination de ces termes spectraux permet de définir l'état électronique d'un atome (Hladik et al., 2002).

2.2.3 Couplage Russell-Saunders dans les atomes ou Couplage L-S

Le spin d'un électron peut interagir avec (i) les spins des autres électrons, (ii) son propre mouvement orbital, et (iii) les mouvements orbitaux des autres électrons. Ce dernier cas est généralement trop faible pour être pris en compte. Une approximation, connue sous le nom de couplage Russell-Saunders, néglige le couplage entre le spin d'un électron et son moment orbital, mais suppose que le couplage entre moments orbitaux est fort et que celui entre moments de spins est relativement faible, mais appréciable. Cette approximation constitue une base utile pour la description de la plupart des états de presque tous les atomes.

Le couplage Russell-Saunders s'effectue différemment suivant que les électrons sont équivalents ou non. Les électrons non équivalents sont ceux qui ont différentes valeurs soit de n soit de l . Les électrons d'une configuration $2p^3$ ou $2p^4$ (même n et même l), comme dans le cas de l'azote et l'oxygène, sont équivalents. Le couplage de moments angulaires d'électrons non équivalents est relativement plus simple que celui des électrons équivalents.

Les termes spectraux sont notés conventionnellement par des symboles désignant les valeurs de L , de façon analogue à la notation utilisée pour le moment cinétique orbital l d'une particule. On utilise des lettres majuscules latines pour désigner les valeurs de L suivant la convention :

$$\begin{array}{cccccccc} L = & 0 & 1 & 2 & 3 & 4 & 5 & \dots \\ & S & P & D & F & G & H & \dots \end{array}$$

Un exposant placé à gauche de la lettre indique la valeur du nombre $(2S + 1)$ appelé la **multiplicité** du terme. Notons que la multiplicité $(2S + 1)$ désigne le nombre de sous-niveaux en lequel un niveau, avec L et S donnés, se désintègre si $L \geq S$, ce qui correspond aux cas les plus nombreux. On dit qu'on a un singulet pour $S = 0$, un doublet pour $S = 1/2$, un triplet pour $S = 1$ et un quadruplet pour $S = 3/2$.

Cas des électrons non-équivalents

Pour commencer, considérons simplement deux électrons non équivalents dans un atome, par exemple l'atome de carbone dans la configuration excitée $1s^2 2s^2 2p^1 3d^1$. Les électrons $1s$ et $2s$ ne sont pas concernés par le couplage, car ils appartiennent à une couche complète. Nous noterons les électrons $2p$ et $3d$ par les indices 1 et 2, de sorte que $l_1 = 1$ et $l_2 = 2$. Les vecteurs l_1 et l_2 représentent les moments angulaires orbitaux de chaque électron. L est un nombre quantique associé au moment angulaire orbital total des deux électrons, dans le cas d'un couplage entre deux électrons. Autrement dit, les orientations de l_1 et l_2 sont gouvernées par les valeurs que le nombre quantique L peut prendre. Le nombre quantique L est limité aux valeurs :

$$L = l_1 + l_2, l_1 + l_2 - 1, \dots, |l_1 - l_2|$$

Il en résulte que la configuration $2p^1 3d^1$ conduit aux termes P, D et F, puisque $L = 1, 2$ ou 3 .

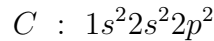
Le couplage entre les moments de spin est appelé couplage ss . Le résultat du couplage des vecteurs s peut être obtenu de façon similaire au couplage ll que nous venons de décrire. S , le **nombre quantique de spin total** est limité aux valeurs :

$$S = s_1 + s_2, s_1 + s_2 - 1, \dots, |s_1 - s_2|$$

Dans le cas de deux électrons, cela signifie que nous avons les deux seules valeurs $S = 0$ ou 1 . La multiplicité vaut donc 1 ou 3. Il en résulte que la configuration excitée du carbone donne les termes spectraux : 1P , 3P , 1D , 3D , 1F et 3F .

Cas des électrons équivalents

Prenons l'exemple simple de deux électrons p équivalents, comme dans la configuration fondamentale du carbone :



Pour les orbitales pleines, $L = 0$ et $S = 0$, nous n'avons donc à considérer que les électrons $2p$. Puisque $n = 2$ et $l = 1$ pour les deux électrons, le principe d'exclusion de Pauli risque d'être violé, sauf s'ils diffèrent par des valeurs différentes de m_l ou m_s .

Pour l'un des électrons $2p$, noté 1, nous avons $l_1 = 1$ et $(m_l)_1 = +1, 0$ ou -1 et, de plus, $s_1 = 1/2$ et $(m_s)_1 = +1/2$ ou $-1/2$. De même pour l'électron 2. Le principe d'exclusion de Pauli impose que la paire des nombres quantiques $(m_l)_1$ et $(m_s)_1$ ne peut avoir simultanément les mêmes valeurs que $(m_l)_2$ et $(m_s)_2$. Il en résulte les quinze combinaisons possibles données dans la figure 2.1.

La valeur la plus élevée de m_L est 2, ce qui indique que c'est aussi la valeur la plus élevée de L et qu'il y a un terme D . Comme $m_L = 2$ est associé seulement à $m_S = 0$, ce doit être un terme 1D . Le terme rend compte de cinq combinaisons : puisque $L = 2$, on a $m_L = 2, 1, 0, -1$ et -2 et puisque $S = 0$ on a $m_S = 0$. Donc les cinq combinaisons de m_L et m_S sont $(2,0)$, $(1,0)$, $(0,0)$, $(-1,0)$ et $(-2,0)$.

Ensuite, dans les combinaisons restantes, la valeur la plus élevée de L est 1 et, comme la valeur la plus élevée de m_S qui lui est associée est 1, il y a un terme 3P . Celui-ci représente neuf combinaisons de plus. Pour le terme 3P , nous avons $L = 1$ donc $m_L = 1, 0, -1$ et $m_S = 1, 0, -1$, donc les neuf combinaisons sont $(1,1)$, $(1,0)$, $(1,-1)$, $(0,1)$, $(0,0)$, $(0,-1)$, $(-1,1)$, $(-1,0)$ et $(-1,-1)$. Ceci ne laisse que $m_L = 0, m_S = 0$, entraînant un terme 1S .

Nombre quantique	Valeurs														
(m_{l_1})	1	1	1	1	1	1	1	1	1	0	0	0	0	-1	
(m_{l_2})	1	0	0	0	0	-1	-1	-1	-1	0	-1	-1	-1	-1	
(m_{s_1})	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	
(m_{s_2})	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	
$M_L = \sum_i (m_{l_i})$	2	1	1	1	1	0	0	0	0	0	-1	-1	-1	-1	-2
$M_S = \sum_i (m_{s_i})$	0	1	0	0	-1	1	0	0	-1	0	1	0	0	-1	0
Les paires de valeurs de M_L et de M_S peuvent être organisées de la façon suivante :															
M_L	2	1	0	-1	-2	1	0	-1	1	0	-1	1	0	-1	0
M_S	0	0	0	0	0	1	1	1	0	0	0	-1	-1	-1	0
	⏟					⏟							⏟		
	1D					3P							1S		

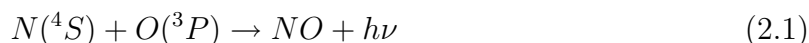
FIGURE 2.1 – Dérivation de termes issus de deux électrons p équivalents (Hollas, 2003).

Il existe une règle très utile pour obtenir les termes provenant d'électrons non équivalents ou équivalents : une lacune dans une sous-couche se comporte comme un électron. Par exemple, on obtient les mêmes termes pour les configurations fondamentales de C et de O : 1S , 3P et 1D car la sous-couche p de C comporte 2 électrons et la sous-couche p de O comporte 2 lacunes.

Pour l'atome d'azote, avec les électrons équivalents appartenant à l'orbitale $2p^3$, la figure 2.2 nous indiquent que nous avons les termes 4S , 2P et 2D :

Le terme fondamental est le terme d'énergie minimale. Le terme qui possède la plus petite énergie est celui qui, pour une configuration électronique donnée, a la plus grande valeur de S et, pour cette valeur de S , la plus grande valeur de L . Donc pour l'azote l'état fondamental est 4S et pour l'oxygène, l'état fondamental est 3P .

Cette première partie sur la spectroscopie électronique nous renseigne sur l'équation de recombinaison des atomes N et O :



Ainsi, l'émission de NO est le résultat de la recombinaison radiative des atomes d'azote et d'oxygène à l'état fondamental.

2.3 Spectroscopie électronique dans les molécules

2.3.1 Classification des états électroniques

Pour toutes les molécules diatomiques, comme le NO par exemple, l'approximation du couplage qui décrit le mieux les états électroniques est l'analogue de l'approximation de Russell-Saunders dans les atomes. Les moments angulaires de tous les électrons de la molécule sont couplés pour donner une résultante \mathbf{L} , et tous les moments angulaires de spin électroniques sont couplés pour donner une résultante \mathbf{S} .

m_{l1}	m_{l2}	m_{l3}	m_{s1}	m_{s2}	m_{s3}	M_L	M_S
1	1	0	+	-	+	2	1/2
1	1	-1	+	-	+	1	1/2
1	0	-1	+	-	+	0	1/2
1	-1	-1	+	+	-	-1	1/2
0	-1	-1	+	+	-	-2	1/2
1	1	0	+	-	-	2	-1/2
1	1	-1	+	-	-	1	-1/2
1	0	-1	+	-	-	0	-1/2
1	-1	-1	-	+	-	-1	-1/2
0	-1	-1	-	-	+	-2	-1/2
1	0	0	+	+	-	1	1/2
1	0	-1	+	+	-	0	1/2
0	0	-1	+	-	+	-1	1/2
1	0	0	-	+	-	1	-1/2
1	0	-1	-	-	+	0	-1/2
0	0	-1	+	-	-	-1	-1/2
1	0	-1	+	+	+	0	3/2
1	0	-1	-	+	+	0	1/2
1	0	-1	-	+	-	0	-1/2
1	0	-1	-	-	-	0	-3/2

FIGURE 2.2 – Combinaisons possibles des nombres quantiques $m_{l,i}$ et $m_{s,i}$ dans le cas de la configuration p^3 (Biémont, 2006).

Cependant le vecteur \mathbf{L} est si fortement couplé au champ électrostatique, et la fréquence de précession, autour de l'axe internucléaire, qui en découle est si grande que le module de \mathbf{L} n'est pas défini : en d'autres termes, L n'est pas un bon nombre quantique. Seule est défini la composante $\Lambda\hbar$ du moment angulaire orbital le long de l'axe internucléaire, le nombre quantique Λ pouvant prendre les valeurs

$$\Lambda = 0, 1, 2, 3, \dots$$

La valeur de Λ , comme celle de L dans un atome, est indiquée par la partie principale du symbole de l'état électronique, désignée par $\Sigma, \Pi, \Delta, \Phi, \Gamma, \dots$, correspondant à $\Lambda = 0, 1, 2, 3, 4, \dots$. Les lettres $\Sigma, \Pi, \Delta, \Phi, \Gamma, \dots$ correspondent en alphabet grec aux lettres latines S, P, D, F, G, ..., utilisées pour les atomes.

Le nombre quantique Σ est analogue à m_S dans un atome et peut prendre les valeurs :

$$\Sigma = S, S - 1, \dots, -S$$

S reste un bon nombre quantique et, pour les états avec $\Lambda > 0$, il y a $2S + 1$ composantes correspondant au nombre de valeurs que Σ peut prendre. La multiplicité de l'état est la valeur de $2S + 1$ et est indiqué, comme pour les atomes, par un exposant comme, par exemple, dans $^3\Pi$.

2.3.2 Règles de sélection

Comme dans le cas des transitions vibrationnelles, les transitions électroniques sont principalement du type dipolaire électrique, pour lequel les règles de sélection sont :

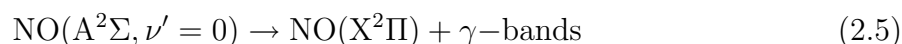
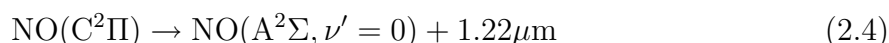
$$\begin{aligned}\Delta\Lambda &= 0, \pm 1 \\ \Delta S &= 0\end{aligned}$$

Il existe une convention courante, mais pas toujours utilisée, pour la notation des états électroniques. L'état fondamental est noté X, et les états supérieurs de même multiplicité sont notés A, B, C, ... dans l'ordre d'énergie croissante. Les états avec une multiplicité différente de celle de l'état fondamental sont notés a, b, c, ... dans l'ordre d'énergie croissante.

2.3.3 Obtention des états à partir des configurations

Dans le cas des atomes, l'obtention des états à partir des configurations, dans l'approximation de Russel-Saunders, nécessite simplement de jongler avec les nombres quantiques dont on dispose. Dans les molécules diatomiques, il faut inclure certaines propriétés de symétrie, en plus des nombres quantiques, pour définir les règles de sélections. Pour obtenir les états à partir des configurations, les arguments de symétrie sont encore plus essentiels.

Mais déjà, ce que nous venons d'apprendre nous permet de décrypter les équations de l'émission du NO. En développant, nous obtenons :



Ce qui implique donc que $NO(C^2\Pi)$ signifie que $\Lambda = 1$ et $S = 1/2$. La lettre C indique que ce n'est pas un état fondamental. Puisque c'est un C majuscule, c'est un état supérieur (donc excité) à l'état fondamental, mais de même multiplicité que ce dernier.

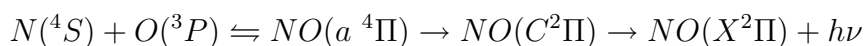
$NO(X^2\Pi)$ signifie que nous sommes en présence de l'état fondamental du NO et que $\Lambda = 1$. La multiplicité vaut 2, d'où $S = 1/2$.

Enfin, $NO(A^2\Sigma)$ signifie que $\Lambda = 0$ et $S = 1/2$. La lettre A indique que ce n'est pas un état fondamental, mais un état légèrement supérieur excité, de même multiplicité que l'état fondamental.

Les transitions du NO respectent bien les règles de sélections précédemment citées.

2.3.4 Courbes d'énergie potentielle d'états électroniques excités

Pour chaque niveau électronique excité d'une molécule diatomique, il y a une courbe d'énergie potentielle, et dans la plupart des cas, cette courbe ressemble qualitativement à celle de la courbe d'énergie potentielle de l'état électronique fondamental d'une molécule diatomique. La figure 2.3 représente les courbes d'énergie potentielle pour la molécule de NO (Banks and Kockarts, 1973). Ces courbes sont tracées à partir de données expérimentales. Le processus correspond à une pré-association (qui est l'inverse de la pré-dissociation) avec l'émission de la bande δ depuis l'état $C^2\Pi$ du NO :



La figure 2.4 donne approximativement les mêmes renseignements qu'à la figure précédente, mais sous forme de diagramme. C'est une autre façon de représenter les transitions

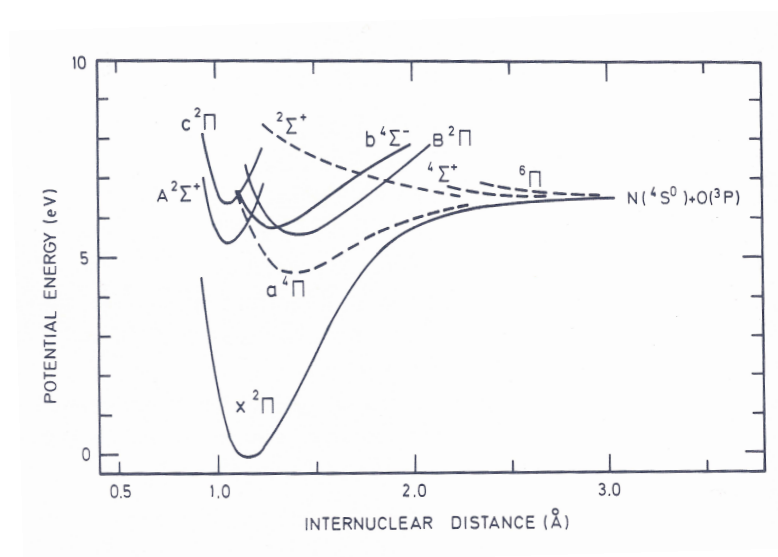


FIGURE 2.3 – Courbes d'énergies potentielles de la molécule NO (Banks and Kockarts, 1973)

électroniques, non-fonction de la distance internucléaire. Remarquons ici la notation de l'émission de la bande δ . Cette figure 2.4, tirée du livre de Herzberg (Herzberg, 1950), indique que l'émission de la bande δ se produit en passant d'un état $C^2\Sigma$ à un état $X^2\Pi$. Il y a là, je suppose, une erreur, toutes les autres sources consultées indiquant l'émission de la bande δ par le passage d'un état $C^2\Pi$ à un état $X^2\Pi$. Cette différence dans les notations peut s'expliquer par le fait qu'au cours des ans certaines conventions dans les notations ont changé.

2.3.5 Progressions et séquences

Les transitions vibrationnelles qui accompagnent une transition électronique s'appellent des transitions vibroniques. Les transitions vibroniques, avec leurs transitions rotationnelles, ou plus précisément rovibroniques, conduisent à des bandes spectrales. L'ensemble des bandes associées à une transition électronique unique est appelé système de bandes électroniques.

Il est commode de diviser les transitions vibroniques en progressions et en séquences. Une progression fait intervenir une série de transitions vibroniques, avec un niveau inférieur ou supérieur commun. Par exemple, les membres de la progression $\nu'' = 0$ ont tous en commun le niveau inférieur $\nu'' = 0$, comme illustré en figure 2.5.

On appelle séquence un groupe de transitions avec la même valeur de $\Delta\nu$. Chaque membre d'une séquence est également membre de deux progressions.

Les équations (2.2) à (2.5) montrent que les transitions vibroniques sont toutes membres de la progression $\nu' = 0$. Les séquences ne sont pas précisées.

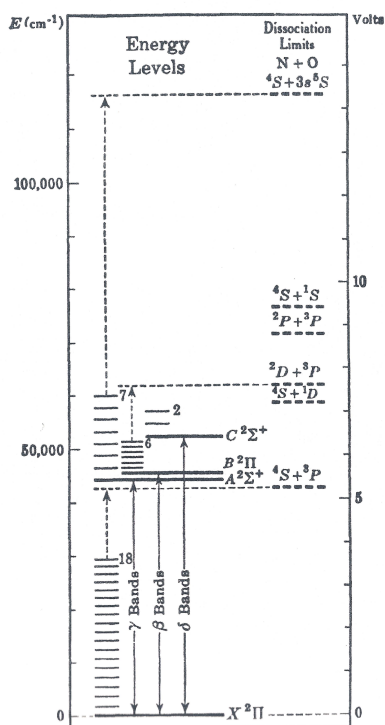


FIGURE 2.4 – Diagramme de niveau d'énergie du NO (Herzberg, 1950).

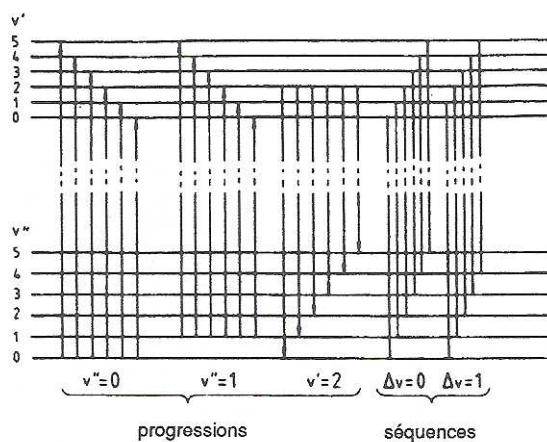


FIGURE 2.5 – Progressions et séquences vibrationnelles dans le spectre électronique d'une molécule diatomique.

2.3.6 Spectre du NO

Le spectre de NO, en figure 2.6, observé dans l'ultraviolet montre un système de deux bandes : les bandes δ et γ , conséquence de la recombinaison radiative (ou inverse de la pré-dissociation). C'est le plus simple processus de chimiluminescence. La bande δ est représentée sur le spectre par un ensemble de raies spectrales, de niveau vibrationnel inférieur commun $v' = 0$, de même que la bande γ . Ces deux bandes diffèrent par la

transition électronique qu'elle représente, chacune montrant le passage d'un état plus ou moins excité de la molécule à l'état fondamental.

Les progressions autres que la $\nu' = 0$ n'apparaissent pas dans la bande δ parce que les niveaux vibrationnels supérieurs sont thermiquement inaccessibles, car rapidement dépeuplés par la pré-dissociation. Ces progressions supérieures sont aussi absentes dans la bande γ car seulement le niveau $\nu' = 0$ de l'état $A^2\Sigma$ est peuplé par cascade infrarouge¹ (Stewart et al., 1980).

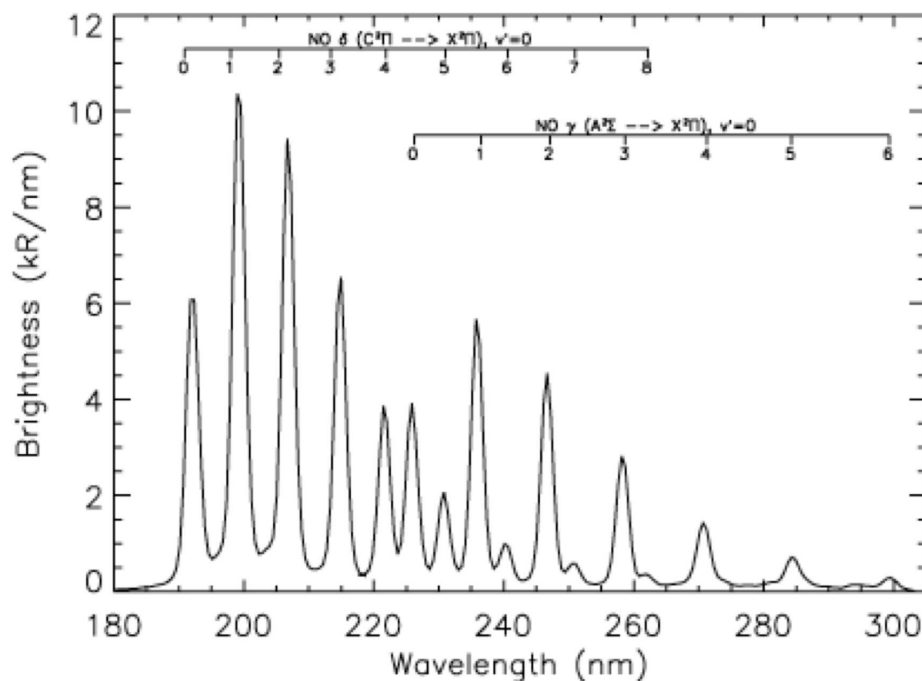


FIGURE 2.6 – Spectre ultraviolet du NO (Gérard et al., 2008), obtenu à partir d'observations au limbe réalisées par SPICAV. C'est la somme de 771 spectres individuels collectés entre 90 et 120 km d'altitude.

2.4 Les émissions de NO sur Vénus

2.4.1 Historique

Sur Vénus, la première observation fut réalisée par Barth et al. (1967). Ils détectèrent une émission ultraviolette du côté nuit depuis la sonde *Mariner 5*, mais ils ne purent en

1. Dans une cascade infrarouge, au départ les électrons sont pris au piège jusqu'à ce qu'un photon les frappe, leur procurant l'énergie suffisante pour passer la barrière de potentiel et s'échapper du puits quantique. Les électrons, en s'échappant de leur puits quantique, tombent dans un nouveau puits. L'électron doit attendre un nouveau photon pour s'en échapper et ainsi de suite. C'est l'effet cascade.

donner l'origine faute de résolution spectrale. Feldman et al. (1979) ont aussi détecté une émission sur Vénus, depuis l'IUE (*International Ultraviolet Explorer*) en orbite terrestre et l'ont identifié comme étant une émission de NO ultraviolette, dans les bandes spectrales δ et γ . Stewart et al. (1979) détectèrent et identifièrent également cette émission de NO en utilisant le spectromètre à bord de l'orbiteur *Pioneer Venus* (PV-OUVS). Actuellement, les émissions de NO sont observées par deux instruments de VEX : dans l'UV, entre 180 et 305 nm, avec SPICAV (Gérard et al., 2008; Royer et al., 2010) et dans l'IR, à 1,224 μm , avec VIRTIS (Garcia Muñoz et al., 2009).

2.4.2 Processus d'émission

Les émissions de NO du côté nocturne des planètes sont le résultat de la circulation sub-solaire/anti-solaire (SSAS). Du côté jour, dans la haute atmosphère de Vénus, les molécules de N_2 , CO et CO_2 sont photodissociées par les radiations UV, amenant à la production nette d'atomes d'azote (N) et d'oxygène (O). Ces atomes sont ensuite transportés du côté nuit, par la circulation SSAS, où ils se recombinent lorsque l'air descend. Il y a convergence des masses d'air au point anti-solaire. La figure 2.7 résume les différents régimes de circulation dans l'atmosphère de Vénus et la partie inférieure de cette figure montre comment les atomes sont transportés vers le côté nuit de la planète. Le NO est donc un traceur de la branche descendante de la circulation SSAS. Le processus d'émission est une recombinaison radiative de deux corps entre les atomes $\text{O}(^3P)$ et $\text{N}(^4S)$, amenant à des molécules de NO^* excitées qui se relaxent en émettant les bandes UV δ et γ observables sur les spectres ultraviolets.

Le taux d'émission total des bandes de NO est donc proportionnel au taux de recombinaison des atomes O et N et dépend ainsi des densités d'azote et d'oxygène. Il s'écrit :

$$\frac{d[\text{NO}]}{dt} = k[\text{N}] [\text{O}]$$

où les crochets désignent la concentration volumique (cm^{-3}) et k est la constante de la réaction, qui dépend de la température.

Une étude détaillée de la réaction $\text{N} + \text{O} \rightarrow \text{NO}(C^2\Pi)$ (Dalgarno et al., 1992) suggère que la constante de la réaction pour la recombinaison $\text{N} + \text{O}$ est égal à $1.92 \times 10^{-17} \times (300/T)^{1/2} \times (1 - 0.57/T)^{1/2} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$. La figure 2.8 donne la distribution verticale des atomes d'oxygène et d'azote dans l'atmosphère supérieure nocturne de Vénus. Le pic d'émission de l'azote atomique (122 km) est situé à des altitudes supérieures à celles du pic d'émission de l'oxygène atomique (111 km). La figure 2.9 recense les différents processus d'émissions aéronomiques.

2.4.3 Caractéristiques et morphologie des émissions de NO

Lors de la première étude de cette émission sur Vénus, Stewart and Barth (1979) montrèrent que les émissions de NO se produisent principalement entre 110 et 120 km d'altitude dans l'atmosphère et que les régions équatoriales tendent à être plus brillantes que les autres latitudes. Ils suggérèrent aussi que la brillance de l'émission se trouve à 30° de longitude, derrière le méridien anti-solaire, vers le terminateur du matin, résultant probablement de la super-rotation. Cependant, ils identifièrent aussi des tâches brillantes

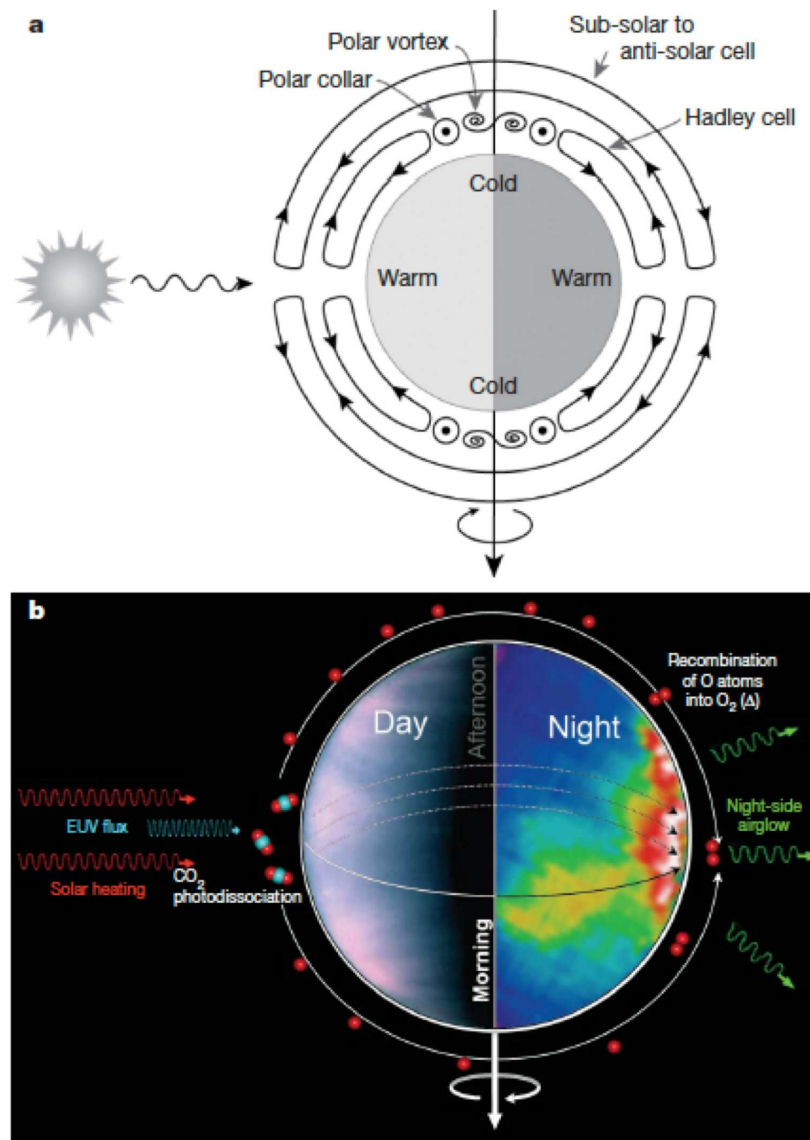


FIGURE 2.7 – **Vue schématique de la circulation générale de l’atmosphère de Vénus.** a) La caractéristique principale est une cellule convective de Hadley qui s’étend des régions équatoriales jusqu’à environ 60° de latitude dans chaque hémisphère. Un « collier polaire » froid se trouve autour de chaque pôle à environ 70° de latitude. Dans ce collier, un amincissement de la couche nuageuse supérieure forme une structure complexe et très variable, appelée le « dipôle polaire ». Le vortex peut représenter une seconde cellule de circulation de haute latitude, comparable à ce que nous observons sur Terre dans l’hémisphère d’hiver. b) Au-dessus de 100 km d’altitude, le régime de circulation change pour devenir une circulation sub-solaire/anti-solaire. La figure représente une émission de O₂ dont le processus est analogue à celui du NO (Svedhem et al., 2007).

isolées, dans les deux hémisphères, fournissant la preuve que la circulation thermosphérique toute entière est temporellement irrégulière.

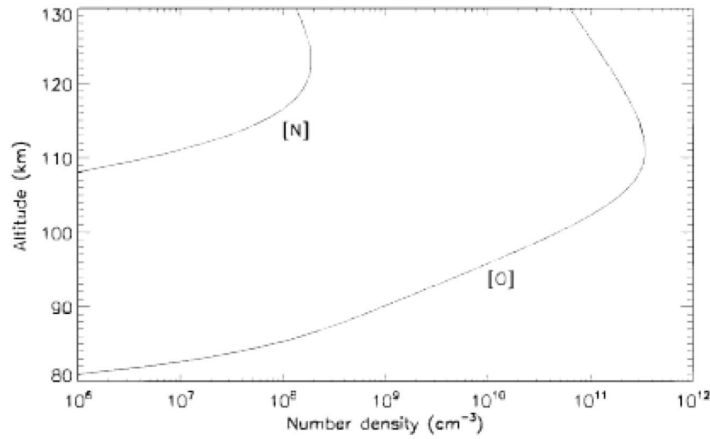


FIGURE 2.8 – **Distribution verticale de la concentration de l’oxygène et de l’azote atomique** obtenu par un modèle ajustant un profil au limbe de l’orbite 320 de VEX (Gérard et al., 2008).

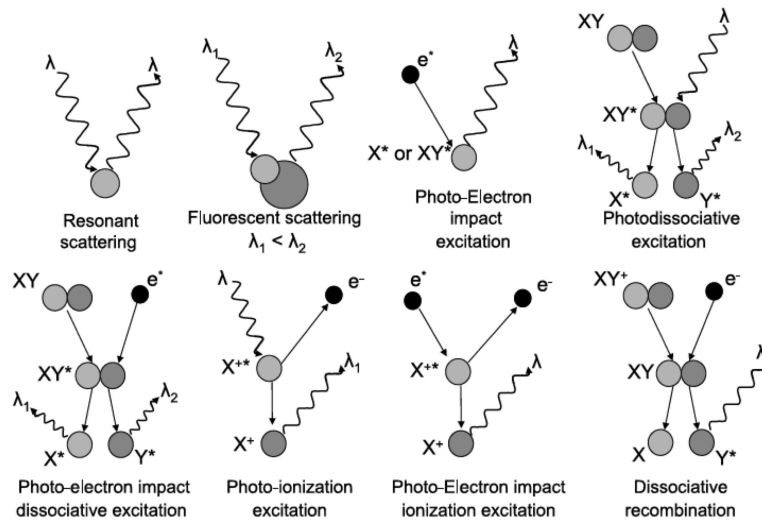


FIGURE 2.9 – **Schéma des différents mécanismes amenant à des émissions aéronomiques.** λ , λ_1 et λ_2 sont les longueurs d’onde des photons incidents ou émis. X et Y sont les atomes et e^- est un électron. X^+ ou Y^+ représente pour un ion positif et X^* , Y^* , XY^* ou X^{+*} représente un atome/molécule/ion dans un état excité (Leblanc et al., 2006).

Stewart et al. (1980) utilisant les données de *Pioneer Venus*, obtinrent une courte statistique montrant un spot brillant situé à 02h00 du matin, heure solaire locale, juste

au sud de l'équateur. Cette tâche était cinq fois plus brillante que la brillance moyenne de l'hémisphère. Ils soutiennent ainsi l'idée, précédemment exposée, que l'équateur est en général plus brillant que les autres latitudes. Ils déterminèrent ainsi que la couche émissive est située à $111 \text{ km} \pm 7 \text{ km}$ d'altitude. Stewart et al. (1980) virent des taches aléatoires brillantes à toutes les latitudes et à des heures locales diverses dans la nuit, excepté aux moyennes latitudes près du terminateur du soir. Ils confirmèrent, grâce à leur modèle 1D de transport vertical des atomes N et O, la crédibilité de l'origine, côté jour, des atomes N et O et indiquèrent que le mélange turbulent vertical du côté nuit doit être très vigoureux. Ces auteurs observèrent de larges variations dans l'émission, au jour le jour, autant en intensité qu'en morphologie. Afin de modéliser la distribution verticale du NO, ils utilisèrent une courbe de Chapman², d'échelle de hauteur au sommet de la couche égale à 5 km, avec un pic d'émission de la couche à 110 km d'altitude. Ils étudièrent aussi la brillance du NO en fonction du flux solaire mais ne trouvèrent aucune corrélation. Finalement, en comparant l'émission de O₂ avec celle de NO, ils soulignèrent le surprenant décalage en heure locale du maximum d'émission avec O₂ piquant vers 23h00 et NO vers 02h00 du matin. Ce problème fut réétudié récemment (Gérard et al., 2009). En effet, l'émission de O₂ suit le même principe que celle de l'émission de NO. Ces deux émissions sont contrôlées par la circulation SSAS et par conséquent, on s'attend à ce que les émissions de O₂ et de NO aient toutes deux une brillance maximum aux alentours du point anti-solaire.

Gérard et al. (1981) firent paraître une étude à partir des données au limbe de PV-OUVS (*Pioneer Venus Orbiter UltraViolet Spectrometer*). Grâce à une meilleure résolution spatiale, ils corrigèrent l'altitude du maximum de la couche et la situèrent à $115 \pm 2 \text{ km}$, au lieu des 111 km trouvés précédemment. Ils réévaluèrent aussi l'échelle de hauteur à environ 3,2 km. Ils s'attendaient également à ce que la brillance de la couche de NO soit corrélée avec l'altitude du pic de la couche : le pic devrait monter en altitude lorsque la brillance augmente.

Bougher et al. (1990) confirmèrent que le mécanisme de transport de la circulation SSAS des atomes proposé est correct. L'émission est donc un traceur très pertinent de la circulation thermosphérique. Ils observèrent aussi de larges variations, temporelles et spatiales, pour la brillance, sur des échelles d'une journée terrestre ou moins. La circulation thermosphérique changerait d'un jour sur l'autre. Ainsi, ils mirent en avant l'hypothèse qu'un cisaillement local de vent au terminateur ou que des ondes de gravité variant dans le temps pourraient causer les variations en intensité observées des émissions.

L'étude la plus récente a été conduite par Gérard et al. (2008), qui ont utilisé les données au limbe de SPICAV. Ils localisèrent l'altitude moyenne du pic d'émission à 113 km, mais montrèrent que cette dernière varie entre 95 et 132 km. La brillance moyenne de l'émission de NO au limbe, fut trouvée à 32 kR ³, mais cependant avec une grande variabilité, avec des intensités de 440 kR parfois observées à basse latitude ou de 5 kR observées aux latitudes moyennes nord. Aucune corrélation entre la latitude et la brillance ne fut trouvée, mais l'altitude moyenne de la couche de NO augmente avec la latitude entre 6 et 72°N.

Toutes ces précédentes études montrent donc que l'émission de NO est très variable, en intensité et morphologie. Sa brillance est maximale vers 115 km d'altitude et son

2. La courbe de Chapman sera décrite en détail ultérieurement, en chapitre 4, section 4.1.3, car nous l'utilisons aussi nous-mêmes pour modéliser les émissions de NO.

3. $1\text{Rayleigh} = 10^6/4\pi \text{ photons.cm.}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{sr}^{-1}$

échelle de hauteur est d'environ 3,5 km. L'utilisation possible du NO comme traceur de la branche descendante de la circulation SSAS est à présent fermement établie. Les chapitres suivants de cette thèse sont exclusivement consacrés à la modélisation de cette émission de NO, à partir des occultations stellaires de SPICAV UV. Notre approche permet d'établir la distribution verticale de l'émission de NO, ainsi que de décrire la variabilité, en morphologie et intensité, de cette émission.

Chapitre 3

Traitement des occultations stellaires

Ce chapitre est consacré au traitement des occultations stellaires. Ce mode d'observation, vu sous l'angle des émissions aéronomiques de NO, est à considérer comme une sorte d'observation au limbe polluée par une étoile. Le lecteur devra retenir que cette thèse n'a pas pour sujet principal les occultations stellaires, mais plutôt les émissions de NO, qui se trouvent être visibles sur ce type d'observation. Suite à une description de la technique d'occultation stellaire dans son cadre classique, nous aborderons pas à pas les étapes nécessaires à l'exploitation des données. Nous démontrerons que les émissions aéronomiques de NO sont aisément observables sur les données de SPICAV UV en occultation stellaire et nous verrons comment extraire cette information.

Sommaire

3.1	Rappel de transfert radiatif	60
3.2	La technique d'occultation stellaire	63
3.3	Traitement des données	65
3.4	Émissions aéronomiques	70

Les émissions de NO n'ont pas été immédiatement identifiées en tant que telles sur les observations réalisées en mode d'occultations stellaires. Sur ces données, il apparaît fréquemment une émission de forte intensité intrinsèque à l'atmosphère. La première hypothèse émise par Jean-Loup Bertaux était que cette émission, nommée dans un premier temps « auréole », était due à de la diffusion vers l'avant, ou diffraction¹, par des particules de brume. Ce phénomène optique apparaît parfois sur Terre : ce sont les couronnes observables autour du Soleil ou de la Lune. Cette hypothèse n'a pas été vérifiée, car si tel était le cas, alors (i) les particules doivent mesurer au minimum plusieurs dizaines de μm . Donc leur temps de présence dans l'atmosphère, vers 90-100 km d'altitude, est très court (quelques secondes). Quel flux de production est alors nécessaire pour compenser un tel flux de perte par sédimentation et ainsi maintenir la quantité de particules observées ? (ii) cette auréole a sa brillance maximale dans une gamme comprise entre 0 et 200 km d'altitude. Nous ne pouvons pas relier cette altitude à celle de l'épaisseur optique $\tau = 1$ vers 80-90 km d'altitude ; (iii) dans les cas où la fente est perpendiculaire au limbe et si l'auréole est créée par diffraction alors, sur le tempospectre² elle doit apparaître parallèle à l'axe des longueurs d'onde. Or ce n'est pas le cas ; enfin (iiii) les auréoles s'étalent bien en-dessous du point d'altitude tangente zéro : il est impossible de voir de la diffraction par des particules qui ne voient pas l'étoile. Nous avons alors abouti à la conclusion que ce phénomène, appelé initialement « auréole », était une émission aéronomique. Nous verrons par la suite (section 3.4.2) comment nous avons identifié la nature de cette émission.

Ces observations sur Vénus révèlent donc un phénomène intrinsèque à l'atmosphère gênant l'extraction de données dans le cas des occultations stellaires : sur bon nombre d'observations, cette source d'émission planétaire rend impossible l'établissement correct de la transmission atmosphérique à partir de la loi de Beer-Lambert.

3.1 Rappel de transfert radiatif

Nous posons ici les bases du transfert radiatif dans une atmosphère, en introduisant les principales équations nécessaires à ce travail de thèse.

Intensité spécifique ou radiance spectrale

L'intensité spécifique I_ν (encore appelée radiance spectrale ou luminance spectrale ou plus simplement intensité) est telle que la puissance traversant une surface dS , dans l'angle solide $d\Omega$, dans l'intervalle de fréquence $d\nu$ soit égale à :

$$dP_\nu = I_\nu \cos(\theta) dS d\Omega d\nu \quad (3.1)$$

θ représente l'angle entre la normale à la surface dS considérée et la direction de l'angle solide $d\Omega$, comme illustré à la figure 3.1. La présence du facteur $\cos(\theta)$ est motivée par le fait que la portion de rayonnement qui traverse effectivement la surface considérée est déterminée par la projection de cette surface perpendiculairement à la direction du rayonnement, projection qui vaut $dS \cos(\theta)$. Avec cette définition, I_ν ne dépend de l'orientation de la surface que par le facteur $\cos(\theta)$. En particulier, un rayonnement isotrope se caractérise par un I_ν constant. Cette radiance spectrale I_ν s'exprime en $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1}$.

1. La théorie de Mie prévoit que la diffusion vers l'avant (à des angles proches de 0°) est un phénomène

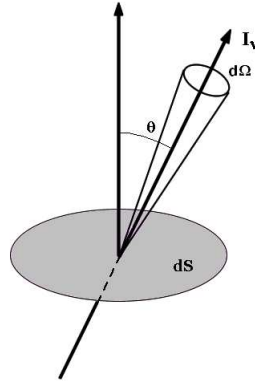


FIGURE 3.1 – Définition de l'intensité spécifique.

Radiance

La radiance I est la puissance par unité de surface, par unité d'angle solide. En d'autres termes, c'est l'intégrale de I_ν sur la fréquence :

$$I = \int_0^\infty I_\nu d\nu \quad (3.2)$$

Son unité est le $\text{W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}$. Le rayonnement se propage dans toutes les directions.

Intensité moyenne

L'intensité moyenne du rayonnement J_ν est le moment d'ordre 0 de I_ν , dans un angle solide de 4π . Son unité est le $\text{W.m}^{-2}.\text{Hz}^{-1}$:

$$J_\nu = \frac{1}{4\pi} \int_{(\theta,\phi)} I_\nu d\Omega \quad (3.3)$$

Irradiance spectrale (Flux)

L'irradiance spectrale (ou flux net) F_ν est le moment d'ordre 1 de I_ν . L'irradiance indique que le rayonnement se propage dans une direction privilégiée, contrairement à J_ν . F_ν est donc la puissance par unité de surface, par unité d'intervalle de fréquence dans le voisinage de la fréquence ν . Son unité est le $\text{W.m}^{-2}.\text{Hz}^{-1}$. Elle est obtenue depuis la radiance spectrale par intégration sur l'angle solide. C'est la puissance spectrale traversant la surface unité :

$$F_\nu = \int I_\nu \cos(\Theta) d\Omega \quad (3.4)$$

Irradiance

L'irradiance F (ou densité de flux) est la puissance par unité de surface, c'est à dire, l'intégrale de F_ν sur la fréquence et se mesure en W.m^{-2} :

$$F = \int_0^\infty F_\nu d\nu \quad (3.5)$$

qui peut être décrit par la théorie de la diffraction par une sphère.

2. Un tempospectre est une représentation de la séquence d'occultation sur une figure ayant pour abscisse la longueur d'onde, pour ordonnée le temps et un code de couleur indique l'intensité mesurée.

Absorption et épaisseur optique

Un faisceau d'intensité I_ν , traversant un absorbant de masse volumique ρ_a sur une distance ds va avoir une fraction de sa puissance absorbée ou diffusée selon l'équation :

$$dI_\nu = -k_\nu \rho_a I_\nu ds \quad (3.6)$$

où k_ν est le coefficient d'extinction, en $\text{m}^2 \cdot \text{kg}^{-1}$.

Suivant la longueur d'onde, le coefficient d'absorption κ_λ , exprimé en m^{-1} décrit lui aussi l'absorption. κ_λ est égale à $n_a \sigma_\lambda$, où n_a est la densité de molécules absorbantes, exprimée en m^{-3} et σ_λ est la section efficace de photoabsorption de chaque molécule, exprimée en m^2 .

$$\kappa_\lambda = n_a \sigma_\lambda \quad (3.7)$$

Le chemin optique τ_ν (ou épaisseur optique), entre s_0 et s_1 et sans dimension, est défini par :

$$\tau_\nu = \int_{s_0}^{s_1} \kappa_\nu \rho_a ds = \int_{s_0}^{s_1} n_a \sigma_\lambda ds = \int_{s_0}^{s_1} \kappa_\lambda ds \quad (3.8)$$

L'intensité spécifique du rayonnement décroît donc exponentiellement avec l'épaisseur optique :

$$dI_\nu = -I_\nu d\tau_\nu \quad (3.9)$$

Ce qui donne après intégration entre s_0 et s_1 :

$$I_\nu(s_1) = I_\nu(s_0) e^{-\tau_\nu(s_0, s_1)} \quad (3.10)$$

L'équation 3.10 représente la loi de **Beer-Lambert**. Cette loi est applicable dans le cas d'occultation stellaire, avec SPICAV UV. En effet, dans cette gamme de longueurs d'onde, sur Vénus, les constituants atmosphériques absorbent le flux lumineux en provenance de l'étoile. Nous avons uniquement de l'absorption de la lumière de l'étoile et les phénomènes d'émission sont considérés comme négligeables. La diffusion hors faisceau est également négligeable.

Emission

L'émissivité spectrale ϵ_ν est la puissance émise par unité d'angle solide, de fréquence et de masse :

$$dI_\nu = \epsilon_\nu \rho_a ds \quad (3.11)$$

Equation du transfert radiatif

La quantité k_ν est appelé coefficient d'extinction. C'est la somme du coefficient d'absorption κ_ν et du coefficient de diffusion σ_ν :

$$k_\nu = \kappa_\nu + \sigma_\nu \quad (3.12)$$

La fonction source, de même dimension que I_ν , est définie par la relation :

$$S_\nu = \frac{\epsilon_\nu}{\kappa_\nu} \quad (3.13)$$

Si l'on combine absorption et émission, nous obtenons l'équation de transfert radiatif suivante :

$$dI_\nu = (-k_\nu \rho_a I_\nu + \rho_a \epsilon_\nu) ds = (-I_\nu + S_\nu) d\tau_\nu \quad (3.14)$$

3.2 La technique d'occultation stellaire

La technique d'occultation a pour but principal de déterminer la transmission atmosphérique à différentes altitudes. À partir de cette transmission d'autres caractéristiques physiques de l'atmosphère peuvent être retrouvées : il s'agit de la colonne de CO₂ intégrée le long de la ligne de visée (inversion spectrale) et la distribution verticale de la densité locale de CO₂ dans l'atmosphère de Vénus (inversion verticale). En supposant l'équilibre hydrostatique, il est par la suite possible de dériver la température.

SPICAV n'est pas équipé d'un système de pointage. Une séquence d'occultation requiert donc un changement dans l'orientation de la sonde, afin de permettre à l'instrument de cibler une étoile spécifique et de la placer dans le champ de vue (FOV pour *Field Of View*). Le centre du FOV est défini dans le plan focal du télescope par intersection de la fente et d'un axe perpendiculaire à la fente. Cet axe perpendiculaire est imagé à travers le réseau du spectromètre sur la ligne 144 de la CCD. Lorsque l'étoile est haute, au-dessus de l'horizon, SPICAV enregistre le spectre de l'étoile $S_0(\lambda)$ non atténué par l'absorption atmosphérique. Quelques secondes après, le spectre de cette même étoile est encore enregistré, cette fois-ci à travers l'atmosphère. Ce spectre $S(\lambda, z)$ est modifié par l'absorption de tous les constituants atmosphériques, intégrés le long de la ligne de visée (LOS pour *Line Of Sight*) entre la sonde VEX et l'étoile. Cette configuration géométrique permet l'utilisation d'une loi simple de transfert radiatif, la loi de Beer-Lambert, déjà présentée en équation (3.10) (Quémerais et al., 2006) :

$$S(\lambda, z) = S_0(\lambda) \exp(-\sum_i \sigma_i N_i(z)) \quad (3.15)$$

où, λ est la longueur d'onde, z l'altitude minimum de la ligne de visée au-dessus de l'horizon (altitude tangente), σ_i la section efficace de photo-absorption du constituant i et $N_i(z)$, en mol.cm⁻², est la quantité de constituant i intégrée le long de la ligne de visée.

La transmission est définie par la relation :

$$T(\lambda, z) = \frac{S(\lambda, z)}{S_0(\lambda)} = \exp(-\sum_i \sigma_i N_i(z)) \quad (3.16)$$

Elle est égale à 1 lorsqu'il n'y a aucune absorption et presque égale à 0 lorsque l'absorption par les constituants atmosphériques est totale. Dans le cas de Vénus, nous avons trois constituants atmosphériques qui absorbent dans l'ultraviolet : le CO₂, l'ozone et les aérosols, ce qui donne l'équation suivante pour la transmission :

$$T(\lambda, z) = \frac{S(\lambda, z)}{S_0(\lambda)} = \exp(-\sigma_{CO_2} N_{CO_2} - \sigma_{O_3} N_{O_3} - \tau_{aer}(\lambda)) \quad (3.17)$$

où $\tau_{aer}(\lambda)$ est l'épaisseur optique des aérosols, dont la dépendance en longueur d'onde est décrite par la **loi d'Angström** suivante :

$$\tau(\lambda) = \tau_1 \lambda^{-a} \quad (3.18)$$

où τ_1 est l'extinction à 1 μ m, si la longueur d'onde est en micromètre. a représente le **coefficient d'Angström** qui décroît lorsque la taille des particules augmente. Appliqué aux aérosols vénusiens, l'équation (3.18) devient (O'Neill and Royer, 1993; Dubovik et al., 2000) :

$$\tau_{aer}(\lambda_{(nm)}) = \tau_{250} (250/\lambda_{(nm)})^a \quad (3.19)$$

où τ_{250} est l'épaisseur optique à 250 nm, et a est le coefficient d'Angström.

La figure 3.2 illustre le principe d'une occultation stellaire. Les spectres en haut à gauche représentent deux spectres obtenus lors de la séquence d'occultation. Le spectre noir est le spectre référence de l'étoile, $S_0(\lambda)$. Le spectre rouge, $S(\lambda, z)$, est le spectre de cette même étoile, atténué par l'absorption des différents constituants atmosphériques. En haut à droite, nous avons représenté le rapport de ces deux spectres, c'est-à-dire la transmission atmosphérique. Sur cette transmission nous reconnaissons la bande d'absorption du CO_2 , dans les longueurs d'onde inférieures à 200 nm.

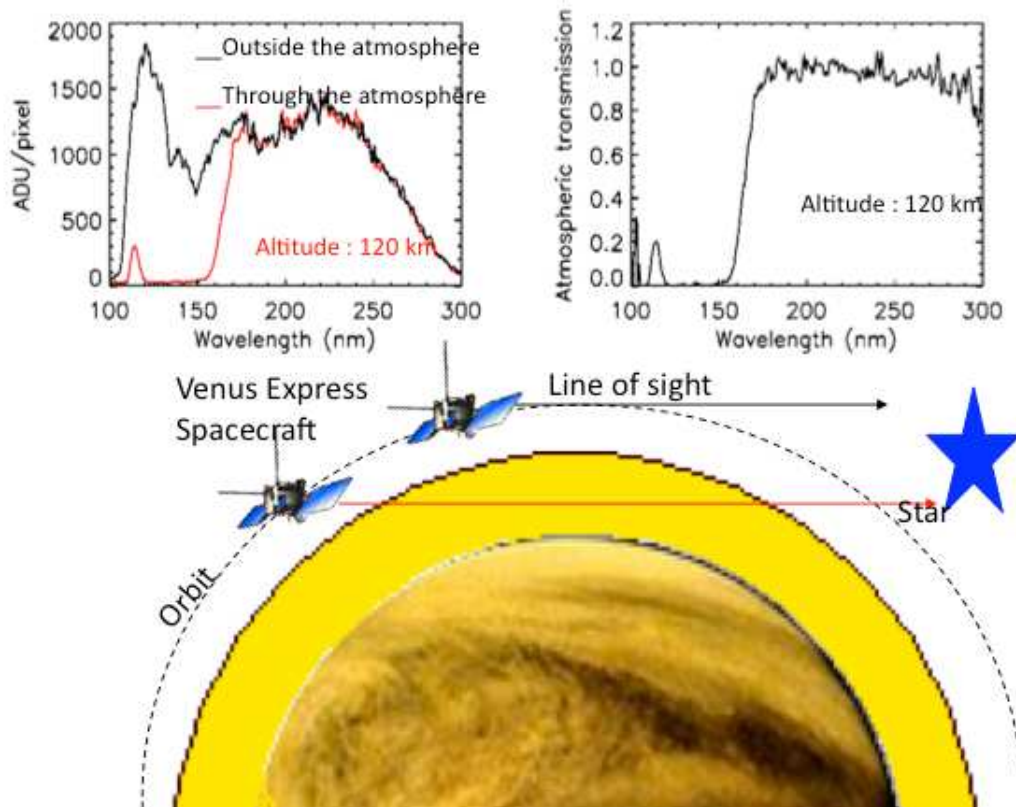


FIGURE 3.2 – Principe d'une occultation stellaire.

La méthode d'occultation stellaire a deux avantages. Premièrement, l'altitude de la mesure est parfaitement déterminée par la connaissance de la direction de l'étoile (source ponctuelle aux coordonnées parfaitement connues) et la position du satellite sur son orbite. La connaissance précise de l'orientation de l'axe optique n'est pas nécessaire, contrairement aux mesures d'émission au limbe. La résolution verticale est déterminée par le temps d'intégration, le taux d'échantillonnage et la vitesse verticale du point tangent. Pour SPI-CAV, ces valeurs sont respectivement de 0,64 s, 1 Hz et quelques km/s (dépendant de la géométrie), ce qui donne une résolution verticale typique de quelques km au plus. Deuxièmement, en procédant par un rapport de spectres mesurés, c'est-à-dire une quantité relative, on dérive une quantité absolue sans avoir à connaître l'étalonnage radiométrique de l'instrument. C'est une méthode auto-calibrée. Cette auto-calibration permet de ne pas se préoccuper des dérives de l'instrument sur le long terme. Ceci est donc idéal pour étudier des variations saisonnières ou inter-annuelles.

L'occultation stellaire a aussi quelques inconvénients. Les étoiles sont des sources de faible intensité, donc nous obtenons un rapport signal sur bruit relativement bas. Les étoiles ont aussi différentes brillances et différents spectres et donc différentes incertitudes. Les avantages sont néanmoins prépondérants et relaient ces inconvénients au second plan (Quémerais et al., 2006).

La section suivante décrit la méthode pour déterminer la transmission atmosphérique. Les occultations stellaires permettent aussi de dériver d'autres paramètres à partir de la transmission, tels que les profils verticaux des différents constituants atmosphériques, grâce à un traitement plus poussé.

3.3 Traitement des données

L'obtention de la transmission atmosphérique passe d'abord par un traitement de base des données. L'utilisation d'un moyen d'acquisition d'images (ou de spectres) tel qu'une CCD nécessite un nettoyage de l'image brute des différents signaux parasites propres à l'électronique de la CCD, afin de ne retenir que le signal provenant de l'objet observé. Les différents signaux parasites associés à la CCD sont principalement l'offset et le courant d'obscurité. Il faut donc absolument les soustraire de l'image brute avant toute utilisation des données acquises.

Comme expliqué au chapitre 1 (section 1.4.4), la CCD de SPICAV est un rectangle de 288×384 pixels utiles. Une ligne de CCD, sur laquelle se disperse le spectre, est formée en fait de 408 pixels dont 384 pixels utiles sont sensibles à la lumière. Chacun des pixels utiles de la ligne a une fonction particulière et tous ne sont pas capables de capter la lumière émise par une source, qu'elle soit ponctuelle ou étendue. Ces derniers pixels sont dit « masqués » et sont placés en bordure de la CCD. Ils servent à enregistrer l'offset et le courant d'obscurité produits par la caméra elle-même. Les autres pixels, centraux, sont dit « utiles » : ce sont eux qui enregistrent le signal émis par la source. Le tableau 3.1, ci-dessous indique le rôle donné à chacune des colonnes de pixels, sur la CCD de SPICAV UV :

Numéro de pixel	
1	pixel inactif
2 - 7	pixels d'offset
8	pixel d'isolation
9 - 392	pixels utiles
393 - 396	pixels d'isolation
397 - 406	pixels masqués
407	pixel d'isolation
408	pixel inactif

TABLE 3.1 – Rôle des différents pixels sur les lignes de la CCD de SPICAV UV.

Rappelons que sur la CCD de SPICAV, bien que 288 spectres soient spatialement résolus, seulement cinq d'entre eux peuvent être transmis vers la Terre afin d'alléger la transmission du volume des données. Dans le cas des occultations stellaires, ces cinq spectres sont créés avec le mode binning décrit dans le premier chapitre de la thèse. Une

bande de CCD correspond ainsi à la sommation de N lignes adjacentes de la CCD, N étant fixe pour chaque observation et égal soit à 16, soit à 32. À chaque mesure, nous lisons cinq bandes de la CCD, donc cinq spectres.

3.3.1 Retrait de l'offset

Un offset électronique est imposé au détecteur, afin d'éviter les valeurs négatives à l'entrée du convertisseur A/D (A/D pour Analog-to-Digital). Son but est d'éviter les biais dans la statistique des faibles signaux, car les valeurs négatives sont mises à zéro. Cet offset électronique est appliqué aux données avant la numérisation. Il est défini sur les pixels 2 à 7, en moyennant leur valeur. Nous avons un offset particulier pour chacune des 5 bandes de la CCD. Cet offset électronique peut être, soit retranché directement par la méthode décrite ici (nous soustrayons simplement l'offset moyen au signal brut), soit retranché du signal brut en même temps que le courant d'obscurité, à l'aide d'une méthode légèrement différente que nous allons décrire ci-après.

3.3.2 Retrait du courant d'obscurité

Le courant d'obscurité (DC pour Dark Current) correspond au signal enregistré alors qu'aucune source n'éclaire le détecteur. Sur une CCD, l'accumulation des électrons au niveau des pixels n'est pas seulement causée par la transformation des photons en électrons. Un courant génère aussi des électrons parasites qui s'accumulent dans les pixels. On appelle courant d'obscurité les électrons parasites générés par les pixels eux-mêmes. Ce phénomène croît fortement avec la température. Plus la température augmente et plus le DC augmente, et plus les pixels se remplissent vite de « mauvais » électrons, diminuant par le fait même la place pour les « bons » électrons. La charge de DC dépend ainsi du temps d'exposition et de la température de la CCD, quelle que soit la température externe. Il faut équiper la CCD d'un système de refroidissement, afin de le diminuer. Sur le spectromètre UV de SPICAV, la CCD peut être refroidie par un refroidisseur Peltier, qui n'est pas systématiquement activé. Lorsque le refroidisseur Peltier est activé, le détecteur est refroidi et le DC diminue tout d'abord, mais après quelques minutes, la température augmente à nouveau et le DC augmente alors. Cela est peut-être dû à une mauvaise évacuation de la chaleur à l'arrière du refroidisseur (Bertaux et al., 2006a). De manière générale, le refroidisseur Peltier n'est pas activé en occultation stellaire. Une importante limitation de SPICAV UV en découle : des températures potentiellement dangereuses pour l'électronique de commande de la CCD peuvent être atteintes si l'instrument est actif plus de 40 minutes d'affilée.

Comme indiqué dans le tableau 3.1, quelques pixels de la CCD sont masqués et sont censés être uniquement sensibles au DC et à l'offset électronique. L'offset est supposé constant, alors que le DC varie avec la température du détecteur, ainsi que de pixel à pixel. Cette variation du DC de pixel à pixel donne lieu à ce que nous appelons DCNU (pour *Dark Current Non Uniformity*). Ce DCNU peut être déterminé à l'aide d'observations spéciales, nommées « observations technologiques ».

Ces observations technologiques ont été réalisées avec l'intensificateur éteint afin de caractériser la sortie de la CCD. Nous avons pu ainsi vérifier que le signal des pixels utiles, qui ne contient que la somme offset + DC, est une fonction linéaire du signal des pixels

masqués (aussi offset + DC), comme montré en figure 3.3. Mais la pente est différente pour chaque pixel, définissant ainsi le DCNU.

Sur une observation technologique, nous n'observons aucune source lumineuse. Nous imageons la CCD elle-même. Les spectres sont donc constitués uniquement du DC et de l'offset électronique. Nous voyons un fond de CCD complètement sombre. Lorsque nous observons ce fond en continu, le courant d'obscurité (ou plutôt la charge accumulée pendant le temps d'exposition) peut être mesuré pour tous les pixels et est noté DC_p , où p est le numéro de pixel. Le courant d'obscurité moyen dans les pixels masqués est noté M . Ce courant d'obscurité M est calculé de la même manière que l'offset moyen, mais ici sur les pixels 397 à 406 de chaque bande. La surveillance de DC_p et M avec le temps permet d'établir une variation linéaire de DC_p avec M : $DC_p(t) = A_p M(t) + B_p$. Le DCNU+offset de chaque pixel utile est une fonction affine de DCNU+offset des pixels masqués. Une fois que les coefficients A_p et B_p sont calculés pour chaque pixel, le courant d'obscurité peut être retrouvé et retranché de toutes les observations fournies, connaissant le courant d'obscurité M , sous les pixels masqués (Marcq et al., 2010).

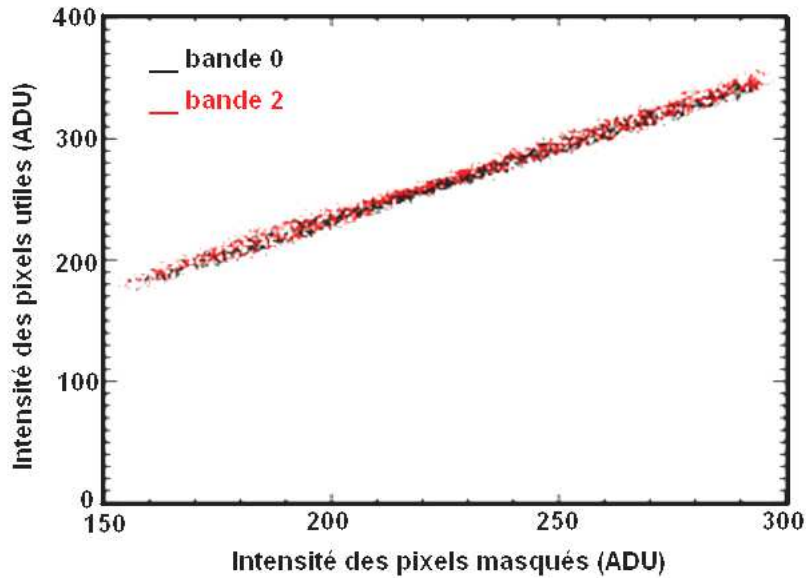


FIGURE 3.3 – Pixels utiles en fonction des pixels masqués, sur deux bandes différentes.

La figure 3.4 montre la valeur du coefficient A_p . Nous voyons bien que le DCNU varie de pixel à pixel autour d'une valeur moyenne égale à 1,2 indiquant que le courant d'obscurité est en moyenne de 20% supérieur à celui des pixels masqués.

Nous retranchons le DC, ainsi que l'offset électronique, par la combinaison linéaire suivante :

$$S_i^{\text{cor}}(\lambda, j) = S_i^{\text{raw}}(\lambda, j) - M_i(j) A(p, \lambda) - B(p, \lambda) \quad (3.20)$$

où S_i^{cor} correspond au signal corrigé sur la bande i , S_i^{raw} au signal brut sur la bande i . j est l'indice du numéro de spectre.

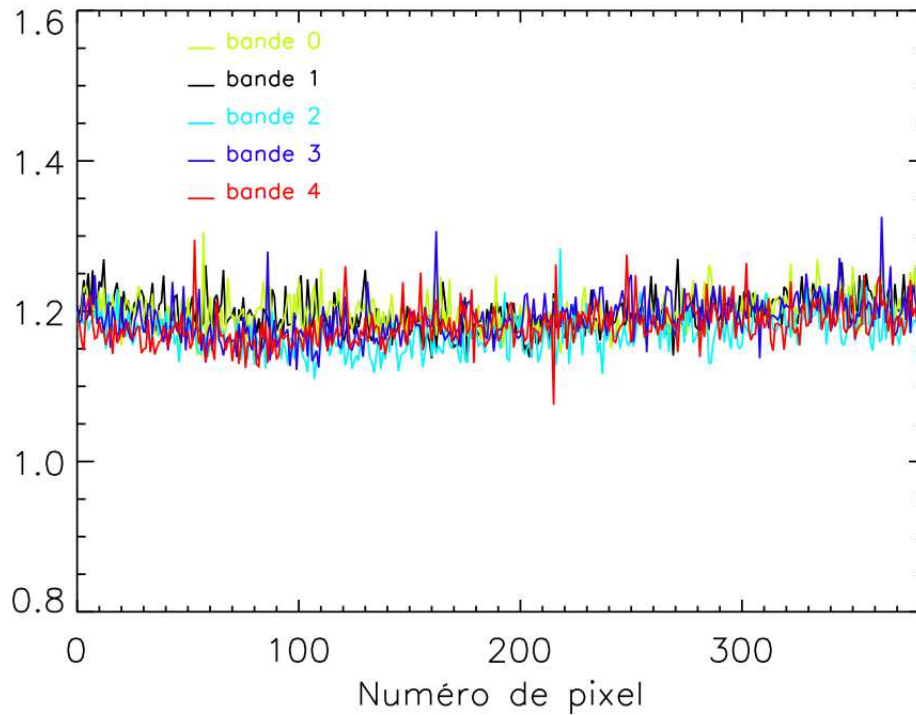


FIGURE 3.4 – **Modèle de DCNU, sur chaque bande.** Valeurs du coefficient A_p pour chacune des bandes CCD de SPICAV. La valeur moyenne oscille autour de 1,2.

La figure 3.5 est un exemple de retrait du DC et de l'offset électronique. La courbe rouge représente les données brutes. Au début de l'observation, au premier spectre, nous notons une valeur proche de 400 ADU, enregistrée par la CCD. À cet instant, la courbe de lumière nous indique que l'occultation, ou plutôt la dé-occultation, n'a pas encore débuté. Nous observons le disque vénusien, d'où aucune émission UV n'émane. En conséquence, le signal devrait être proche de 0 ADU. Nous observons que ce signal augmente en intensité avec la durée de l'observation, car le DC augmente avec la température. La courbe de lumière noire représente les données corrigées du DC et de l'offset. La pente relative à l'augmentation du DC avec la température a disparu. Nous revenons bien à un niveau de 0 ADU lorsque le DC est retranché. Parfois, il peut arriver que l'on ne retranche pas l'intégralité des ADU, ce qui est très légèrement le cas ici. Ceci peut être dû à de la lumière parasite.

Nous avons noté que ce modèle de DCNU peut varier avec le temps. Nous avons donc établi plusieurs modèles de DCNU, tirés de différentes observations technologiques réalisées au cours de la mission VEX. Lors du traitement d'une occultation stellaire, nous utilisons le modèle de DCNU qui a été produit à la période la plus proche de la date de l'observation traitée.

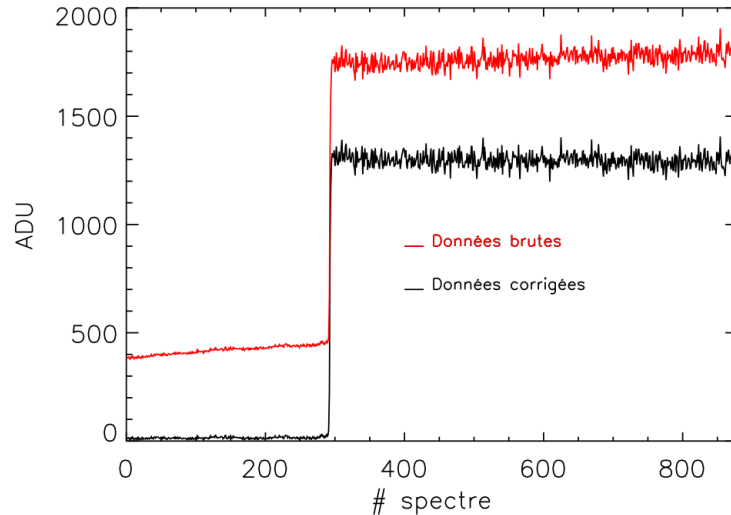


FIGURE 3.5 – **Courbes de lumière**, obtenue à l’orbite 286A15 sur la bande centrale, à 250 nm.

3.3.3 Calibration en longueur d’onde

La calibration en longueur d’onde de SPICAV UV a été établie par Eric Villard (Villard, 2008). Les mesures d’étalonnage effectuées au sol l’ont été au moyen de quatre lampes spectrales : une lampe à cathode creuse (aussi appelée lampe HCL pour *Hollow Cathode Lamp*) et trois lampes à décharge remplies respectivement de vapeur de mercure, de zinc et d’hydrogène. Plusieurs mesures ont été effectuées avec ces lampes, certaines avant l’intégration de SOIR, d’autres après, permettant d’en évaluer l’impact. Les mesures ont aussi été étalées sur plusieurs mois, rendant possible l’observation d’une éventuelle variation significative avec le temps. L’approximation parabolique suivante, mesurée sur la ligne 103 du détecteur à une température de 0°C, est ainsi utilisé pour l’étalonnage spectral :

$$\lambda(\text{nm}) = -1,18250 \cdot 10^{-5} \times p^2 - 0,545437 \times p + 322,177 \quad (3.21)$$

où p est le numéro de pixel, compté de 0 à 407. 0,545437 indique l’intervalle de longueur d’onde entre deux pixels. N’oublions pas que la fente est mobile. Lorsque nous l’escomotons, elle s’éloigne de plusieurs centimètres de sa position d’utilisation. Rien ne dit qu’elle va revenir rigoureusement à la même position. L’écart en longueur d’onde sur le positionnement de la fente est au maximum de $10\mu\text{m}$.

Les traitements cités ci-dessus, une fois réalisés sur notre spectre brut, permettent de ne garder que le signal de l’objet observé (l’étoile dans notre cas) . Ce n’est qu’après toutes ces étapes qu’il est possible de calculer la transmission atmosphérique via le calcul référencé à l’équation (3.16) de ce chapitre. La figure 3.6 représente un exemple de transmission atmosphérique pour différentes altitudes sondées dans l’atmosphère vénusienne.

3.3.4 Inversions spectrale et verticale

Toujours dans le cadre de l’utilisation classique des données d’occultations stellaires, il est possible de poursuivre le traitement une fois la transmission atmosphérique obtenue.

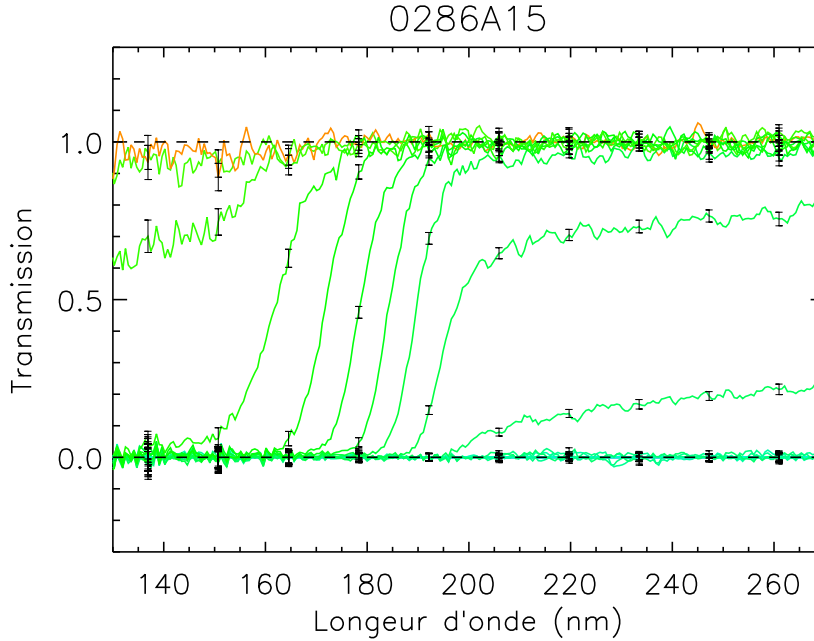


FIGURE 3.6 – **Exemple de transmissions atmosphériques** obtenues à partir de l’orbite 0286A15. Les transmissions sont tracées pour différentes altitudes tangentes. La transmission avant atténuation du spectre stellaire est en orange. Plus la ligne de visée pénètre dans l’atmosphère et plus l’absorption est prononcée. Les barres d’erreurs estimées sont indiquées.

Nous sommes alors capables de retrouver les colonnes de densités des différents constituants atmosphériques, puis les densités locales. Pour ce faire, il faut faire une inversion spectrale, puis une inversion verticale. L’inversion spectrale, aussi appelée séparation des constituants, permet de retrouver les valeurs $N_i(z)$ pour chaque altitude sondée. Dans le cas où il n’y a qu’un absorbant de section efficace σ_λ :

$$N(z) = -\frac{1}{\sigma_\lambda} \log \frac{S(\lambda, z)}{S_0(\lambda)} \quad (3.22)$$

L’inversion verticale permet de retrouver la distribution verticale locale d’un constituant. Mais nous ne développerons pas ici ces inversions, car elles sont hors-sujet de cette thèse.

3.4 Émissions aéronomiques

3.4.1 Extraction des émissions aéronomiques

Comme indiqué en début de chapitre, sur la plupart des occultations stellaires nous voyons aussi une émission aéronomique. Cette émission provenant de l’atmosphère elle-même, il est impossible de retrouver une transmission atmosphérique correcte en sa présence, sans correction préalable. C’est pourquoi il est important de chercher à la quantifier et la soustraire des données.

Cette émission aéronomique est aisément reconnaissable lorsque nous regardons les tempospectres des données brutes. Un tempospectre, illustré en figure 3.7, est une représentation d'une séquence d'occultation. En abscisse, nous avons porté la longueur d'onde et en ordonnée, le temps. Sur la figure 3.7, nous pouvons donc reconnaître les trois étapes d'une occultation en regardant la bande centrale. En haut de l'image, sur la bande centrale, nous observons l'étoile hors atmosphère. Cette étoile est ensuite occultée par Vénus. Et pour finir, l'intensité observée est égale à zéro, car à ce stade, nous observons la planète, d'où aucune émission ne nous parvient. L'occultation est marquée par une limite franche, entre la vue de la planète et l'émission de l'étoile, permettant d'identifier la bande d'absorption du CO_2 , lors de l'observation de l'étoile à travers l'atmosphère de Vénus.

Sur un tempospectre comme celui-ci, l'émission aéronomique est immédiatement identifiable. Il s'agit de la forme ovale centrée sur le moment de l'occultation. Cette forme ovale est vue sur chacune des bandes de SPICAV, car il s'agit d'une émission provenant d'une source étendue, intrinsèque à l'atmosphère de Vénus. Le signal de l'étoile, lui, est visible principalement sur la bande centrale, car une étoile est une source ponctuelle, mais il s'étale néanmoins légèrement sur les bandes adjacentes à la bande centrale, en raison des aberrations produites par le système optique. La forme ovoïde caractéristique de cette émission aéronomique est essentiellement causée par la non-utilisation de la fente du spectromètre. Sans la fente, la sommation de spectres le long d'une ligne de CCD empêche de résoudre spectralement l'émission provenant d'une source étendue. L'étoile étant une source ponctuelle, sa structure spectrale est préservée.

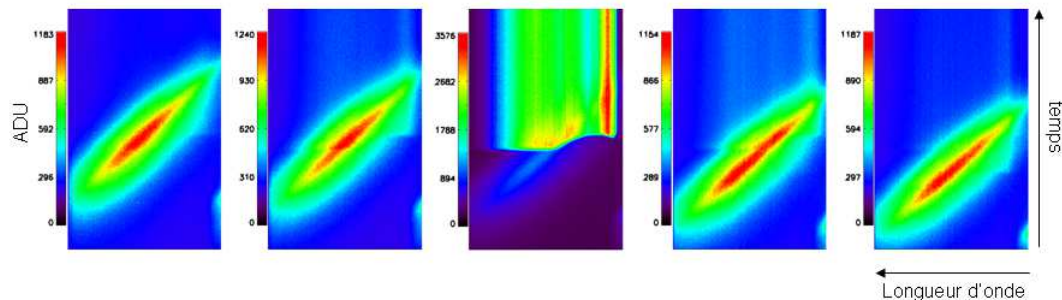


FIGURE 3.7 – **Séquence d'occultation avec présence d'une émission aéronomique.** Ce tempospectre a été obtenu à l'orbite 177A01, sans positionner la fente en avant du spectromètre. La longueur d'onde, comprise entre 118 et 320 nm (de la droite vers la gauche) est en abscisse et le temps est en ordonnée.

La figure 3.8 illustre l'apparition d'une telle émission aéronomique, que nous nommons ici « émission parasite », sur une courbe de lumière, lors d'une occultation stellaire. Aux alentours du spectre 200, lors du passage de l'étoile à travers l'atmosphère vénusienne, SPICAV enregistre un surcroît inattendu d'intensité lumineuse. Nous avons là la preuve qu'une émission intense, ajoutant au signal de l'étoile environ 600 ADU, s'est produite dans l'atmosphère.

La méthode d'extraction du signal de l'émission aéronomique consiste à s'aider des bandes adjacentes sur lesquelles la présence de l'étoile n'est due qu'à un étalement optique, et pour lesquelles la composante parasite est dominante. De ces bandes adjacentes, nous

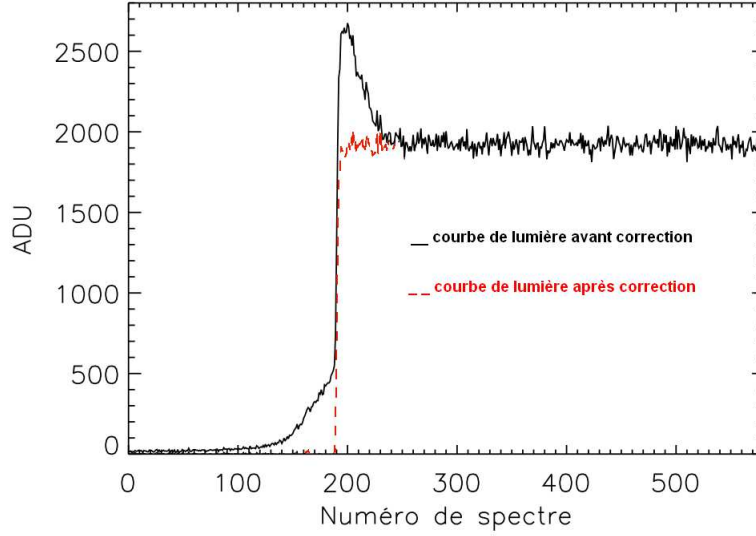


FIGURE 3.8 – **Courbe de lumière avec émission aéronomique**, pour l’orbite 177A01, sur la bande 2 et à 250 nm. Autour du spectre 200, nous observons une forte augmentation de luminosité sur la courbe non-corrigée, due à la présence d’une émission parasite dans l’atmosphère de Vénus.

tirons un modèle de lumière parasite pour la bande centrale (de laquelle on extrait *in fine* le signal de l’étoile) que nous soustrayons. Ce modèle est une simple combinaison linéaire (Montmessin, 2009) :

$$S_{airglow}^2 = w_0 S_{airglow}^0 + w_1 S_{airglow}^1 + w_3 S_{airglow}^3 + w_4 S_{airglow}^4 + w_5 \quad (3.23)$$

avec $w_0 = 0,25$; $w_1 = 0,25$; $w_3 = 0,25$; $w_4 = 0,25$ et $w_5 = 0$, en paramètres d’entrée. w_i est un coefficient de répartition du signal parasite sur les différentes bandes, où i est le numéro de bande, sachant que la bande centrale ($i = 2$) est exclue de la somme. Ces coefficients sont ajustés par la suite.

$S_{airglow}^i$ est le signal moyen de l’émission parasite sur la bande i et se calcule ainsi, afin d’obtenir la courbe de lumière de l’émission parasite :

$$S_{airglow}^i = \frac{\Sigma(S^i(\lambda, z) - S_0^i(\lambda) T(\lambda, z))}{\text{nombre de pixels sur une ligne}} \quad (3.24)$$

Dans cette équation (3.24), $T(\lambda, z)$ a été obtenu à partir d’une observation sans émission parasite. C’est notre transmission atmosphérique d’entrée au modèle d’extraction de la lumière parasite.

De manière plus simple, un spectre SPICAV brut est fait des composantes suivantes :

$$S_{obs} = S(\lambda, z) + S_{airglow} + S_{DC} + S_{offset} \quad (3.25)$$

où S_{obs} est le signal observé. $S(\lambda, z)$ est le signal de l’étoile modifié par l’absorption atmosphérique, comme dit précédemment. $S_{airglow}$ est le signal de l’émission parasite que nous devons extraire. S_{DC} représente le courant d’obscurité et S_{offset} , celui de l’offset.

Lors de la première étape de traitement, que nous avons vu plus haut, la première chose à faire est le retrait de l'offset et du courant d'obscurité. Appliquons donc ce traitement et notre signal devient alors :

$$S_{obs} = S(\lambda, z) + S_{airglow} \quad (3.26)$$

$S(\lambda, z)$ peut être remplacé par $\alpha_i S_0(\lambda) T(\lambda, z)$, expression donnée partiellement précédemment, en équation (3.17). Nous avons ajouté α_i , qui est un coefficient d'étalement indiquant la portion du signal de l'étoile contenu sur la bande i . Pour un binning de 16 lignes, α_i est d'environ 3 à 5 % pour les bandes adjacentes à la bande centrale, qui elle, contient la majorité du signal de l'étoile (autour de 80%). Ceci nous amène donc à l'expression suivante :

$$S_{obs} = \alpha_i S_0(\lambda) T(\lambda, z) + S_{airglow} \quad (3.27)$$

Écrit ainsi, le problème est mal posé car deux quantités, $T(\lambda, z)$ et $S_{airglow}$, doivent être déduites d'une observation unique. Pour faire face à cette difficulté, nous utilisons un processus itératif qui commence avec une transmission déduite d'une autre observation, sans émission parasite. S_0 et α_i sont calculés depuis la compilation de tous les spectres obtenus hors atmosphère, qui sont connus pour ne pas subir d'absorption atmosphérique ou de signature d'émission parasite. Ceci nous permet d'estimer la contribution stellaire sur chaque bande et d'isoler proprement l'émission aéronomique, en particulier sur les bandes adjacentes à la bande centrale, c'est-à-dire là où le signal de l'émission aéronomique domine. Nous obtenons ainsi :

$$S_{airglow} = S_{obs} - \alpha_i S_0(\lambda) T(\lambda, z) \quad (3.28)$$

Dans un second temps, la contribution de l'émission sur la bande centrale est déduite par interpolation entre celles des bandes adjacentes, qui au final fournissent une estimation nouvelle de la contribution stellaire et ainsi une nouvelle valeur de $T(\lambda, z)$. Les itérations sont faites jusqu'à ce que deux valeurs consécutives de $T(\lambda, z)$ ne diffèrent pas de plus de 0,1%.

La figure 3.9 montre le tempospectre de la figure 3.7, après correction de cette lumière parasite. La forme ovale a disparu.

3.4.2 Identification de l'émission aéronomique

L'émission aéronomique qui apparaît sur les occultations stellaires vénusiennes est en réalité une émission de NO. Afin de prouver la véracité de cette affirmation, nous avons réalisé quelques occultations stellaires avec la présence de la fente en avant du spectromètre. Une telle observation, avec fente, permet d'obtenir la meilleure résolution spectrale. Il est alors possible de résoudre spectralement le signal de l'émission intrinsèque à l'atmosphère. Le tempospectre, en figure 3.10, montre donc une telle observation. Nous remarquons, dans ce cas présenté ici, que l'étoile a été mal centrée. En effet, il est difficile de pointer l'étoile, source ponctuelle, au centre de la fente. La bande d'absorption du CO₂ est clairement visible sur la bande zéro. Cette bande nous permet ainsi de situer le moment auquel apparaît cette émission : elle survient lorsque l'étoile est visible à travers l'atmosphère vénusienne. Cette position identique en altitude tangente à celle observée sur les observations où la fente est utilisée nous permet de conclure que ces deux émissions sont

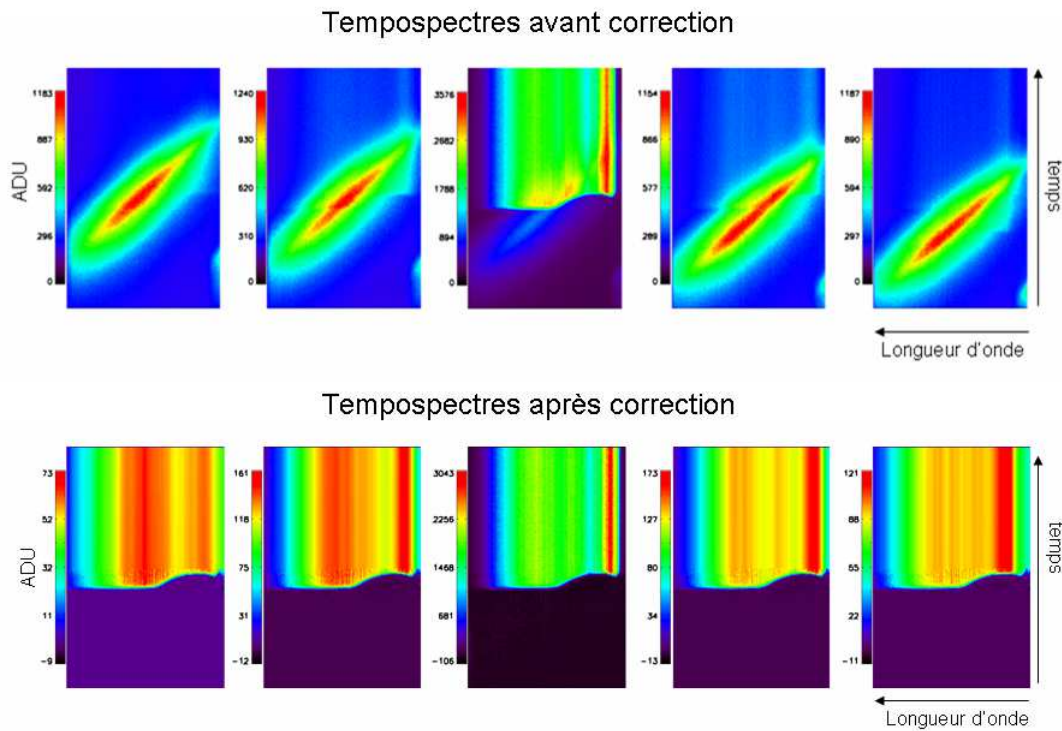


FIGURE 3.9 – **Tempospectre, avant et après correction de l'émission aéronomique**, pour l'orbite 177A01. le tempospectre avant correction est en haut et celui après correction, en bas.

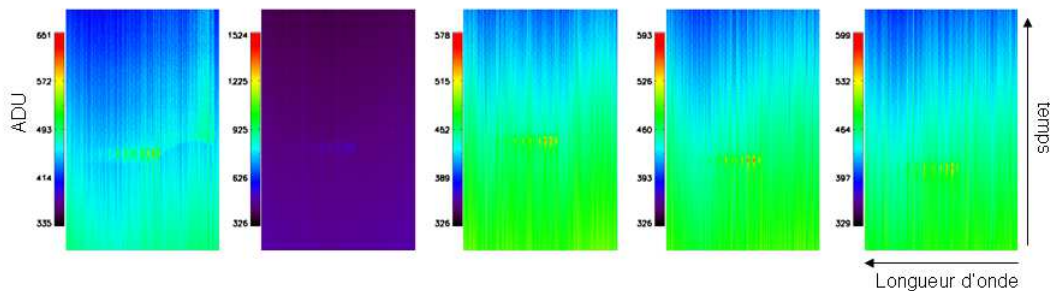


FIGURE 3.10 – **Tempospectre d'une occultation stellaire avec fente**. Orbite 0844A03. L'émission de NO est identifiable de par son spectre. Elle se produit lors du passage de la lumière de l'étoile à travers l'atmosphère de Vénus. Cette constatation nous permet de la rattacher aux formes ovoïdes également observées à ces mêmes altitudes tangentes sur les observations sans fente.

probablement du même type, puisqu'elles apparaissent au même moment de l'observation et au même endroit dans l'atmosphère.

La figure 3.11 représente le spectre de l'émission parasite, visible en figure 3.10. Sur ce

spectre, nous reconnaissons deux bandes d'émission, caractéristiques du NO. Une comparaison de ce spectre avec un spectre de NO obtenu en laboratoire (Groth et al., 1971) ou le spectre de NO observé au limbe par Gérard et al. (2008) permet d'affirmer que l'émission parasite vue par SPICAV, en occultation stellaire est une émission de NO.

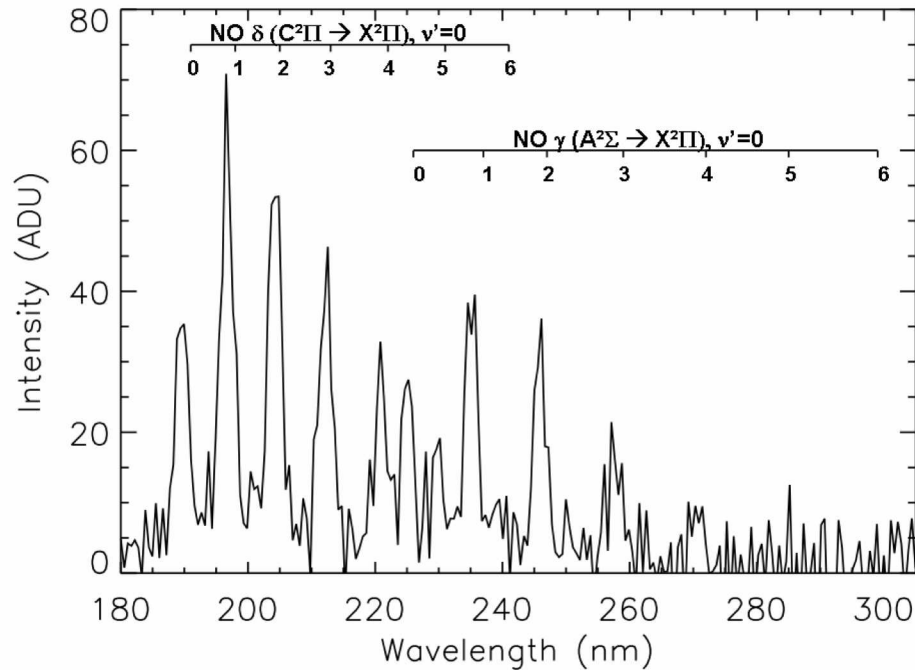


FIGURE 3.11 – **Spectre de NO observé en occultation stellaire.** Ce spectre est une moyenne de 228 spectres d'émission aéronomique, obtenus à l'orbite 0844A03. Les spectres de chaque émission aéronomique sur les cinq bandes de la CCD sont sommés. Du bruit est présent, surtout entre 260 et 300 nm.

Avec cette dernière figure nous avons clairement démontré l'observation d'émission aéronomique de NO par SPICAV, en ultraviolet, dans l'atmosphère de Vénus, dans le mode sans fente de l'occultation stellaire. La méthode expliquée dans ce chapitre permet de comprendre comment est créé notre jeu de données de spectres d'émission de NO. Nous pouvons alors démarrer la modélisation de ces émissions de NO.

Partie 2

Modélisation

Cette partie est consacrée à la modélisation des émissions de NO. Nous décrivons un modèle direct puis un algorithme d'inversion. Le modèle direct nous permet d'avoir une meilleure maîtrise du résultat que l'algorithme d'inversion. Cependant, la conception, la structure du modèle direct est plus difficile à appréhender, l'algorithme d'inversion étant une simple inversion matricielle. Les deux méthodes d'inversion apportent des informations complémentaires sur les caractéristiques générales des émissions de NO.

Sommaire

<i>Chapitre 4 :</i>	Modèle direct des émissions de NO	79
<i>Chapitre 5 :</i>	Algorithme d'inversion des émissions de NO	103

Chapitre 4

Modèle direct des émissions de NO sur Vénus

Ce quatrième chapitre est entièrement dédié à la modélisation des émissions de NO dans la haute atmosphère de Vénus via un modèle direct comprenant une simulation de l'observation et de l'instrument. Une description du modèle est donnée dans la première partie. Par la suite, nous détaillons un aspect essentiel du modèle (la sommation des spectres sur une ligne de CCD) lié au mode particulier des observations faites sans la fente du spectromètre. Puis, à travers une étude de sensibilité des différents paramètres d'entrée du modèle, nous évaluons l'importance de chacun d'entre eux. Enfin, nous abordons l'estimation de la qualité de l'ajustement entre les données et le modèle et nous concluons avec la présentation de quelques résultats.

Sommaire

4.1	Description du modèle direct	80
4.2	Étude de sensibilité	95
4.3	Estimation de la qualité de l'ajustement entre données et modèle	101
4.4	Présentation des résultats	102

D'une certaine manière, les occultations stellaires ne sont qu'une forme d'observation au limbe, sur laquelle se superpose un signal d'étoile. Ce dernier est utilisé par ailleurs pour dériver la composition atmosphérique vénusienne.

Partant du constat que les émissions de NO sont présentes sur la plupart des données d'occultations stellaires et qu'elles sont un élément non-négligeable de ces dernières à cause de leur forte intensité, nous avons dû les modéliser. L'extraction des émissions de NO depuis les données d'occultations stellaires sert donc deux objectifs en parallèle ; d'une part, isoler le signal de l'étoile de toutes composantes étrangères, et d'autre part fournir un mode alternatif d'étude du NO se révélant très complémentaire des observations au limbe avec la fente et sans étoile.

L'objectif est de pouvoir quantifier les caractéristiques physiques de l'émission nocturne à partir de son spectre UV. Parce que les occultations sont effectuées sans fente, l'analyse des données du NO est fortement compliquée par l'ambiguïté qui s'instaure entre dimensions spatiale et spectrale. En effet, chaque point du plan focal est appelé à voir son spectre se former dans une direction perpendiculaire à celle de la fente (si cette dernière était en place). Tous les points situés sur une même ligne du plan focal vont donc voir leur spectre respectif se superposer les uns aux autres, générant un spectre de NO final convolué sur une largeur spectrale reflétant la largeur spatiale à travers laquelle la couche d'émission est observée. Dans un problème de ce type, nous pouvons soit effectuer une inversion des données en établissant la matrice de transfert correspondante, soit passer par modèle direct où nous simulons explicitement chaque transformation se produisant dans le système optique. Cette deuxième approche a le mérite de faire entrer les considérations physiques et techniques intrinsèques à l'émission et à l'instrument dans le processus d'inversion et donc de rendre le procédé le plus réaliste possible. Nous pouvons ainsi comparer les observations à une simulation de ce que nous devrions observer.

En élaborant un tel modèle direct, nous avons pu dégrossir le travail d'inversion et faire ressortir les principales caractéristiques de l'émission aéronomique. L'algorithme d'inversion réalisé par la suite nous a permis d'affiner les résultats.

4.1 Description du modèle direct

Le modèle présenté ici a été conçu spécifiquement pour l'instrument SPICAV. Il permet de simuler la lumière collectée par la CCD afin de déterminer quelques caractéristiques physiques de la couche de NO telles que sa brillance, son échelle de hauteur ou encore l'altitude de son pic d'émission.

Le schéma représenté en figure 4.1 illustre le fonctionnement du modèle direct. En entrée, nous utilisons un spectre de NO dit « de référence » car obtenu à partir d'observations au limbe où la résolution spectrale est optimale puisque réalisée avec la fente. Le mode fente permet donc de mettre en évidence la forme caractéristique du spectre de NO vu par SPICAV et de distinguer sans ambiguïté les raies d'émission des bandes δ et γ . Nous insérons aussi en entrée les paramètres d'une couche atmosphérique de NO que nous tentons par la suite d'ajuster afin d'obtenir un spectre proche de celui observé. Spectre de référence et couche de NO sont donc nécessaires au simulateur d'instrument qui détermine les transformations subies par le spectre de référence compte tenu des paramètres spécifiques de l'observation. En sortie du modèle, nous reproduisons un spectre de NO tel que vu par SPICAV durant une occultation stellaire réalisée sans la fente. Si ce dernier

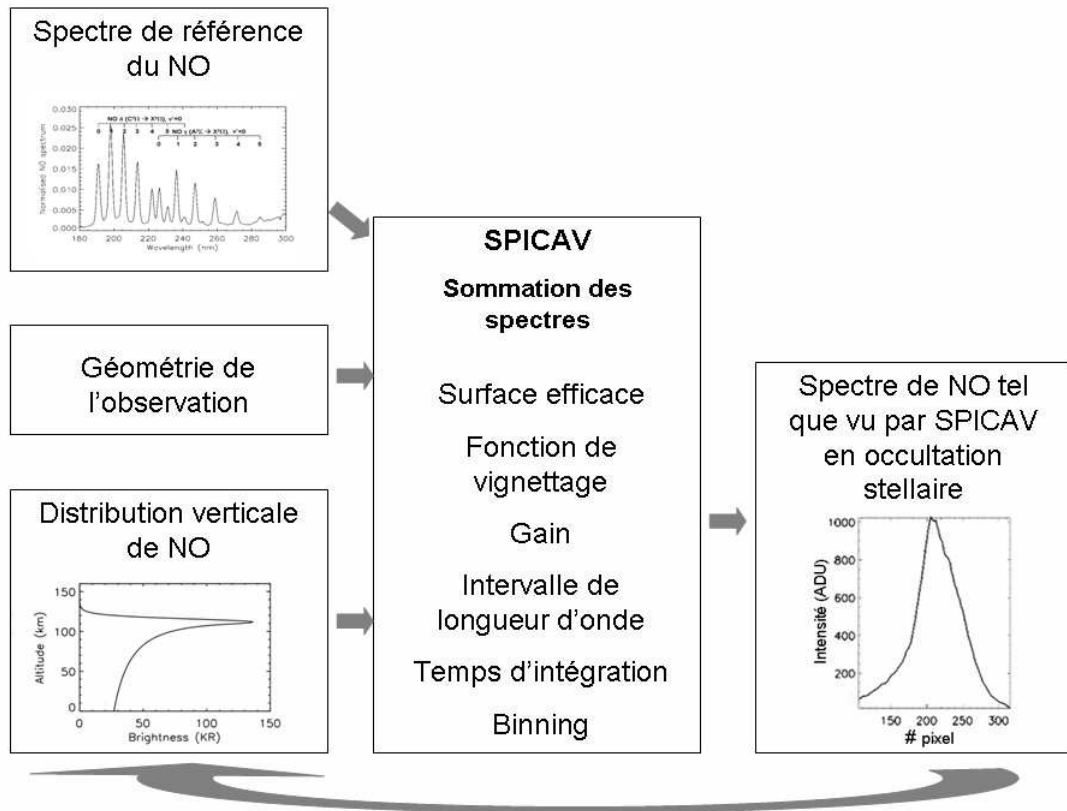


FIGURE 4.1 – **Schéma du fonctionnement du modèle direct.** Un spectre de référence de NO ainsi qu’une couche de NO placée dans l’atmosphère de Vénus sont mis en entrée. Le cœur du modèle, représenté par le carré SPICAV, recrée l’environnement optique de l’instrument. En sortie, nous obtenons un spectre de NO tel que le verrait SPICAV sans fente en avant du spectromètre, conformément aux contraintes physiques de la couche et des paramètres géométriques utilisés en entrée.

spectre ne correspond pas au spectre observé, nous modifions les caractéristiques de la couche de NO jusqu’à l’obtention d’un résultat convenable.

Comme indiqué précédemment, la difficulté principale de ce modèle direct tient au fait que le spectromètre est utilisé sans la fente. La résolution spectrale est alors fortement dégradée puisqu’une série de spectres se superposent le long d’une même ligne de CCD. Cette sommation aboutit à une convolution du spectre de NO de référence, de telle sorte que toutes les raies d’émission se fondent en une seule.

Plusieurs types de paramètres (paramètres d’entrée ainsi que paramètres de l’instrument SPICAV) doivent ainsi être pris en compte dans le modèle. Ils sont détaillés ci-après.

4.1.1 Spectre de NO standard

Le spectre de référence du NO, présenté en figure 4.2, nous a été fourni par Eric Villard, ancien doctorant au LATMOS en charge de la caractérisation instrumentale et des observations en vol de SPICAV. Ce spectre est issu d’une moyenne de 771 spectres au

limbe obtenus par SPICAV, la nuit durant l'orbite 516, à une altitude tangente comprise entre 90 et 120 km.

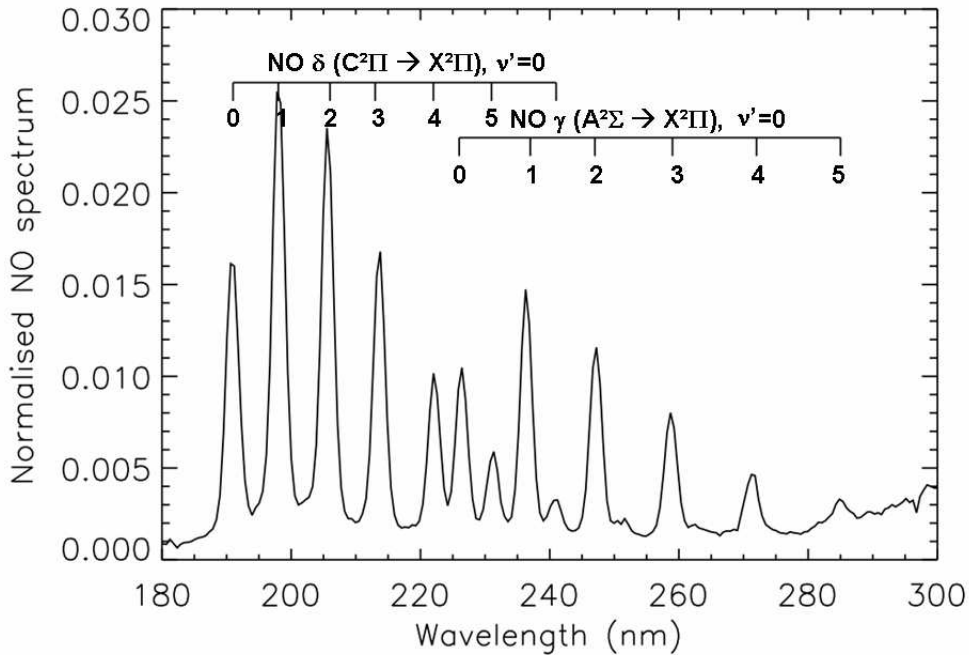


FIGURE 4.2 – **Spectre normalisé de NO.** Moyenne de 771 spectres obtenus par SPICAV, la nuit, durant l'orbite 516, lorsque l'altitude tangente était comprise entre 90 et 120 km.

Le spectre fourni par Eric Villard était exprimé en ADU, donc avec une intensité absolue pour chaque raie d'émission. Pour l'utiliser dans notre modèle, il nous est d'abord nécessaire de le normaliser. La normalisation permet de conserver la structure spectrale ; *i.e.* les intensités relatives entre chaque raie d'émission. Ce spectre normalisé est universel à toutes nos observations puisqu'il ne dépend pas des conditions d'obtention (temps de pose, gain du détecteur, brillance). La forme spectrale de ce que nous observons étant à priori connue, comme le sont les conditions géométriques et instrumentales pour une observation donnée, notre recherche peut se limiter aux seules caractéristiques physiques de la couche d'émission.

Décrivons un spectre par la fonction $B(\lambda)$, en photons/cm².s.sr.nm, alors que B_{tot} est en photons/cm².s.sr. Écrivons que :

$$B(\lambda) = \alpha(\lambda) B_{tot} \quad (4.1)$$

où $\sum \alpha(\lambda) d\lambda = 1$, $\alpha(\lambda)$ étant la structure spectrale obtenue par normalisation.

Une émission du spectre $B(\lambda)$ remplissant un champ d'angle solide $d\omega$ s'écrit :

$$N_{adu}(\lambda) = d\omega B(\lambda) d\lambda S_{eff}(\lambda) dt G(HT) \quad (4.2)$$

où $d\lambda$ est l'intervalle de longueur d'onde entre deux pixels de la CCD, dt le temps d'intégration, $G(HT)$ le gain en fonction de la haute tension et S_{eff} la surface efficace du détecteur de SPICAV.

Dans cette formule, remplaçons $B(\lambda)$ par son expression dans l'équation (4.1) :

$$N_{adu}(\lambda) = d\omega \alpha(\lambda) B_{tot} d\lambda S_{eff}(\lambda) dt G(HT) \quad (4.3)$$

Appliquons cette dernière formule au spectre de référence du NO, N_{adu}^0 .

$d\omega$, dt , $G(HT)$ et B_{tot} , sont regroupés sous le facteur inconnu C , qui ne dépend pas de λ . $d\lambda$ est supposé constant.

$$N_{adu}^0(\lambda) = C \alpha(\lambda) S_{eff}(\lambda) \quad (4.4)$$

D'où nous extrayons :

$$\alpha(\lambda) = 1/C N_{adu}^0(\lambda)/S_{eff}(\lambda) \quad (4.5)$$

Déterminons le facteur C par normalisation. B_{tot} est l'intégrale de $B(\lambda)$ sur les longueurs d'onde, ce qui s'écrit, en discrétisant :

$$B_{tot} = \sum B(\lambda) d\lambda = \sum \alpha(\lambda) B_{tot} d\lambda \quad (4.6)$$

ou :

$$\sum \alpha(\lambda) d\lambda = 1 \quad (4.7)$$

Nous obtenons ainsi notre équation (4.7) de normalisation. Remplaçons à présent, dans l'équation (4.7), $\alpha(\lambda)$ par son expression dans l'équation (4.5) :

$$1 = \sum \frac{1}{C} \times \frac{N_{adu}^0(\lambda)}{S_{eff}(\lambda)} d\lambda = \frac{d\lambda}{C} \sum \frac{N_{adu}^0(\lambda)}{S_{eff}(\lambda)} \quad (4.8)$$

$$C = d\lambda \sum \frac{N_{adu}^0(\lambda)}{S_{eff}(\lambda)} \quad (4.9)$$

Incorporons alors le facteur C dans l'équation 4.5 :

$$\alpha(\lambda) = \frac{1}{d\lambda \sum \frac{N_{adu}^0(\lambda)}{S_{eff}(\lambda)}} \times \frac{N_{adu}^0(\lambda)}{S_{eff}(\lambda)} \quad (4.10)$$

Au final, nous normalisons le spectre de la façon suivante :

$$S_i = \frac{(I_i/S_{eff}^i)}{d\lambda \sum (I_i/S_{eff}^i)} \quad (4.11)$$

où i est le numéro de bande, I_i l'intensité de NO et S_i le spectre normalisé. Nous avons déduit la structure spectrale du NO et nous pouvons alors injecter ce spectre normalisé tel quel dans notre modèle.

4.1.2 Paramètres géométriques

La forme du spectre de NO restituée par SPICAV dépend de la manière dont est observée la couche émissive. Pour illustrer le problème, nous pouvons supposer deux cas limites : (i) l'observation est faite très loin du limbe de sorte que la zone d'émission devient ponctuelle, telle une étoile. Les spectres ne se superposent pas et la structure en longueur d'onde est préservée, (ii) l'observation est faite très près du limbe de sorte que le champ

de vue est occupé dans son intégralité par la zone d'émission, les spectres se superposent les uns aux autres et la résolution spectrale est totalement perdue. Pour représenter ce problème, il faut être capable au préalable de déterminer quelle fraction du plan focal est inondée par une émission de NO. Pour cela, nous devons calculer l'altitude en chaque élément du plan focal (dont l'angle solide correspondant est égal à celui sous-tendu par un pixel) et lui assigner une brillance fonction des caractéristiques de la couche introduites en entrée. La figure 4.3 est une illustration de ces deux cas limites.

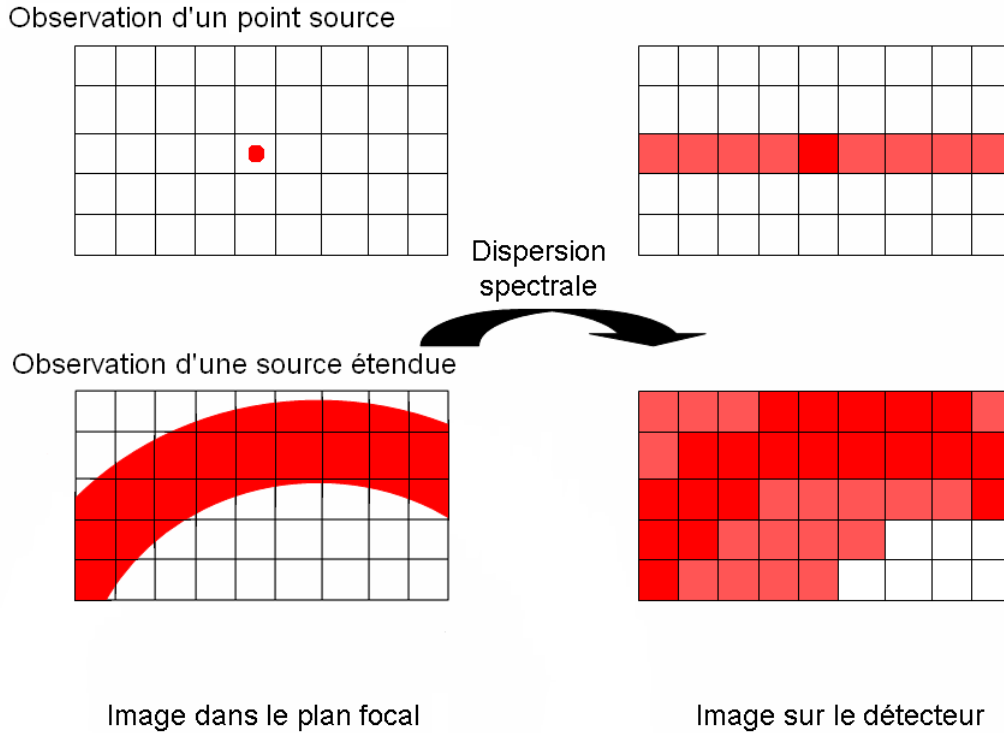


FIGURE 4.3 – Schéma de la correspondance entre pixels et altitudes dans le plan focal.

Les paramètres géométriques nécessaires pour reproduire les observations sont :

- la distance VEX/VNP (VNP pour *Venus Nearest Point*). Cette distance est aussi appelée distance au limbe et nous la nommerons dl par la suite,
- l'altitude du centre du champ de vue dans le plan focal, appelée Z_c ,
- et l'angle θ d'inclinaison de la fente par rapport au limbe.

Tous ces paramètres sont des produits standards pré-calculés au sein de l'équipe SPI-CAV sur la base d'informations fournies par les équipes de l'ESA en charge du satellite. Ils constituent une entrée du modèle et changent bien entendu d'une observation à l'autre. Z_c correspond à l'altitude du point intersection entre la fente en position devant le spectromètre et la droite imagée sur la ligne 144 de la CCD à travers le spectromètre.

Dans la plupart des cas, les axes du plan focal ne sont pas confondus avec ceux du repère local au limbe. Dans le plan focal, l'axe de la fente est souvent incliné par rapport à la verticale locale de Vénus. Comme le rapport de magnification du réseau par rapport au plan focal est de 1, il convient d'exprimer la position de chaque point du plan focal

en termes de « pixels virtuels ». i est la position le long d'une ligne de CCD, avec $i = 0$ au centre de la fente si celle-ci était en place. e est le numéro de ligne de la CCD sur laquelle le spectre de ce point se forme et $e_0 = 144$, la ligne correspondant à l'origine des coordonnées dans le plan focal. La figure 4.4 résume la position des indices sur le détecteur.

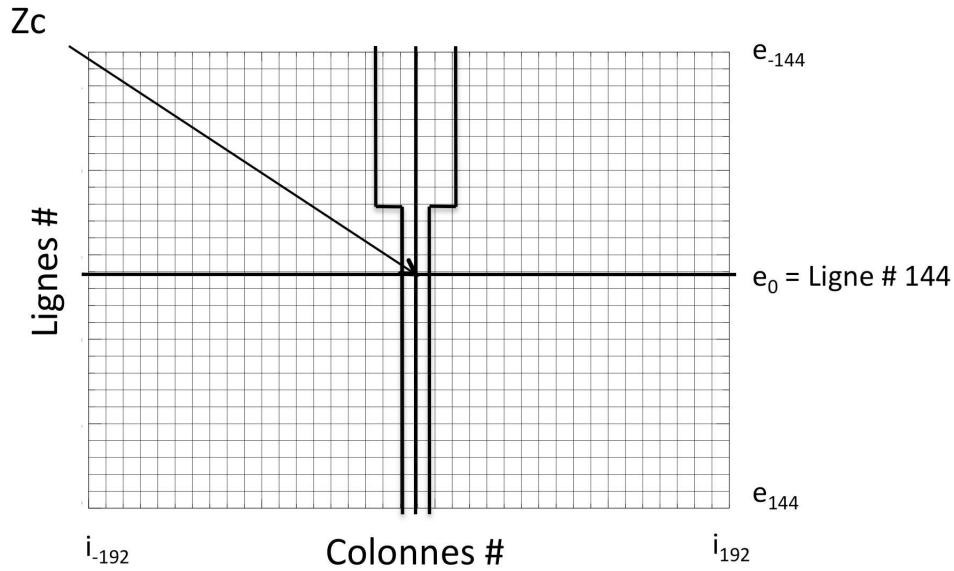


FIGURE 4.4 – **Schéma de la CCD SPICAV.** Ce schéma représente une vue simplifiée de la CCD. Le nombre de pixels a été divisé par 10 par souci de clarté. Les indices i et e représentent respectivement les numéros de colonnes et de lignes. L'image de la fente du spectromètre est projetée sur la CCD. Le paramètre Z_c est situé au centre du détecteur.

Définissons à présent les coordonnées X et Y dans le plan projeté à la distance au limbe dl . Nous avons les correspondances :

$$X = dl \text{FOV}_{pix} i \quad (4.12)$$

$$Y = dl \text{FOV}_{pix} (e - e_0) \quad (4.13)$$

où FOV_{pix} est la taille angulaire d'un pixel en radians. Sur la figure 4.5, les axes X et Y représentent le repère lié au champ de vue dans le plan focal. Les axes X' et Y' sont liés à Vénus. L'axe Y' représente donc la verticale locale. Nous pouvons donc exprimer les coordonnées du plan du ciel X' et Y' en fonction des coordonnées X et Y dans le but de trouver l'altitude de chaque point dans le plan focal. Si l'on considère une rotation d'angle $-\theta$, il vient :

$$X' = X \cos(\theta) - Y \sin(\theta) \quad (4.14)$$

$$Y' = X \sin(\theta) + Y \cos(\theta) \quad (4.15)$$

Une fois que nous avons X' et Y' pour tous les points (i, e) du plan focal, nous sommes capable de calculer l'altitude correspondante Z_{cal} , où R_V est le rayon de Vénus (égal à

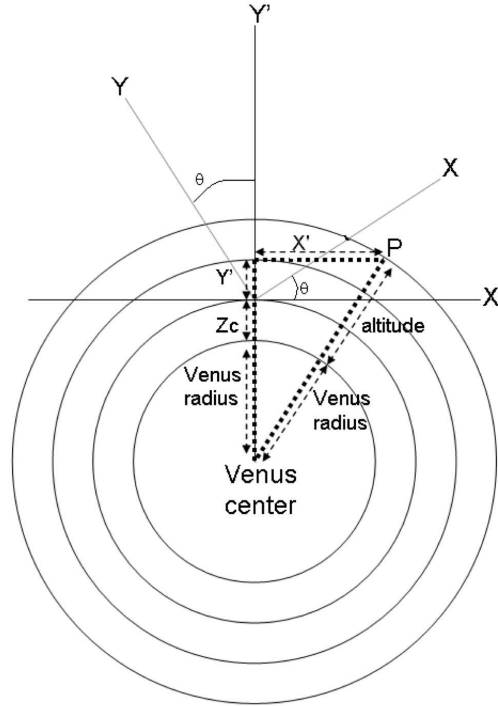


FIGURE 4.5 – **Géométrie.** Représentation du repère lié à la CCD et du repère lié à Vénus. Les éléments nécessaires au calcul de l'altitude de chaque pixel dans le plan focal sont définis. Une rotation de repère d'angle $-\theta$ permet de passer des coordonnées X et Y aux coordonnées X' et Y' .

6051,8 km). L'effet de rotondité de la planète est pris en compte :

$$Z_{cat}(i, e) = \sqrt{(X'(i, e)^2 + (Y'(i, e) + Z_c + R_V)^2 - R_V} \quad (4.16)$$

La figure 4.6 montre le champ de vue pour une des observations étudiées et montre aussi la position des bandes de la CCD projetées sur l'atmosphère vénusienne dans le plan du limbe. Les lignes d'iso-altitude sont légèrement courbées dans le cas que nous montrons ici, car nous sommes assez loin du limbe. Plus nous nous éloignons de la planète et plus l'effet de rotondité est apparent.

4.1.3 Paramètres de la couche de NO

Afin de modéliser la couche de NO, nous spécifions son émissivité locale (en photons. $\text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$), *i.e.* un taux d'émission volumique (VER pour *Volume Emission Rate*). Le profil vertical d'émissivité est représenté par une courbe de Chapman.

Sydney Chapman fut le premier à dériver la forme mathématique de ce que l'on nomme « courbe de Chapman », pour représenter l'ionosphère terrestre. Les hypothèses de base utilisées pour développer les équations sont que la radiation solaire est essentiellement monochromatique, que le constituant ionisé est distribué exponentiellement (*i.e.* avec une échelle de hauteur constante) et que l'atmosphère est isotherme et réduite à un seul constituant en équilibre hydrostatique, que l'accélération de la pesanteur est constante dans la

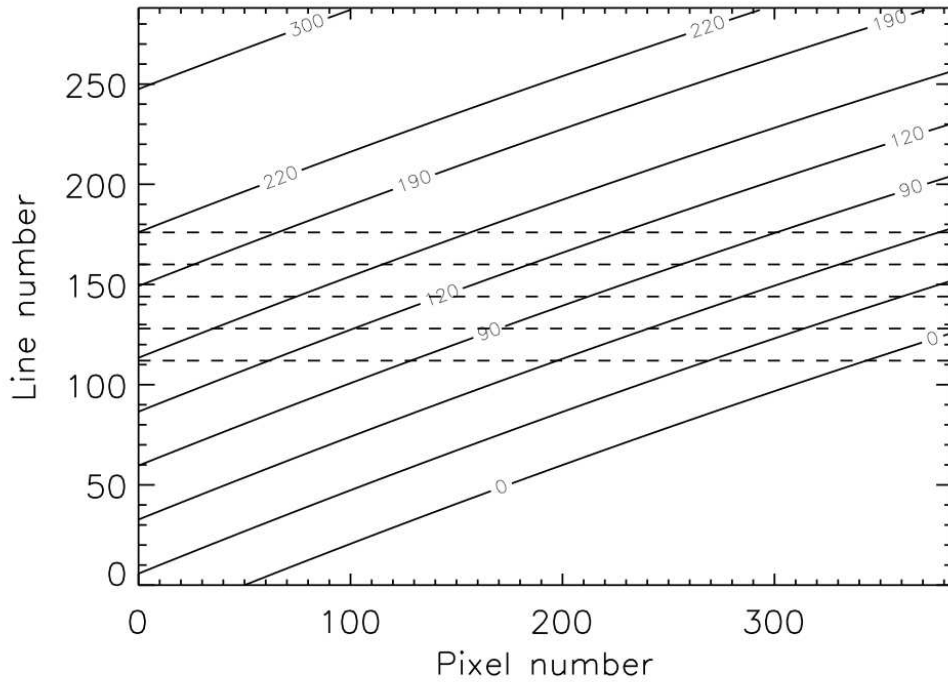


FIGURE 4.6 – **Paramètres géométriques.** Cette figure montre le champ de vue de SPICAV pour un cas particulier où $\theta = 200,53^\circ$, $dl = 6314,3$ km et $Z_c = 97,9$ km. Les lignes horizontales en tiretés représentent le centre de chaque bande de la CCD. Les lignes d'iso-altitude sont en trait plein. Nous voyons qu'une couche émissive entre 90 et 120 km par exemple, traverse en biais le champ de vue avec un décalage spectral de bande à bande.

région étudiée et que la perte de l'ion produit par photo-ionisation est via recombinaison avec un électron. La forme de la courbe de Chapman s'explique ainsi : lorsque les radiations solaires traversent l'atmosphère, elles sont absorbées. Ceci cause un échauffement du gaz, la dissociation des molécules et la libération d'électrons libres (ionisation). Le taux auquel ces électrons sont produits est proportionnel à la densité de gaz et à l'intensité de la radiation ionisante. La concentration volumique en gaz diminue avec l'augmentation de l'altitude et ainsi aux hautes altitudes le taux de production est faible. Lorsque la radiation passe dans une atmosphère plus dense, le taux augmente. Parce que plus de radiation est absorbée dans une atmosphère plus dense, l'intensité de la radiation chute aussi. Dans l'atmosphère, il existe donc une altitude à laquelle l'intensité de la radiation chute plus rapidement que l'augmentation de densité et un pic dans le taux de production est alors formé. Le cas simple d'un gaz unique avec un coefficient d'absorption identique pour toutes les longueurs d'onde fut dérivé en 1931 par Sydney Chapman (Chapman, 1931) et le profil de production résultant est appelé **courbe de Chapman**. Dans ce cas, le taux de production peut être exprimé par :

$$q = q_m \exp(1 - z - \exp(-z)) \quad (4.17)$$

où q_m est le taux de production maximal au pic d'émission et z est la hauteur réduite

(*reduced height*), de même unité que l'échelle de hauteur. Nous remarquons que le cas imaginé par S. Chapman n'est pas nécessairement représentatif du cas qui nous concerne, où le NO produit est issu d'une recombinaison côté nuit entre atomes issus d'une photodissociation se produisant côté jour. De plus, nous considérons ici les atomes d'azote et d'oxygène et non une atmosphère à un constituant. La densité des atomes d'azote est maximale à environ 110 km d'altitude ou plus et il n'y a donc pas de distribution exponentielle proche du pic.

Appliqué à l'émission aéronomique de NO, nous exprimons la courbe de Chapman ainsi :

$$P(z) = P_m \exp\left(1 - \frac{z - z_m}{H} - \exp\left(\frac{z - z_m}{H}\right)\right) \quad (4.18)$$

où les paramètres à modéliser sont z_m l'altitude du pic d'émission, P_m le taux d'émission au pic et H l'échelle de hauteur au niveau du pic d'émission.

Pour reproduire la couche de NO telle que vue par SPICAV, nous intégrons l'émissivité le long de la ligne de visée (LOS pour *Line Of Sight*) et nous exprimons P_m en Rayleigh :

$$1 \text{ Rayleigh} = 10^6/4\pi \text{ photons.cm.}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{sr}^{-1} \quad (4.19)$$

À ce stade, nous faisons l'hypothèse que l'atmosphère possède une symétrie sphérique, permettant ainsi l'utilisation d'une intégration d'Abel standard (méthode de la pelure d'oignon) pour déterminer la quantité d'émission intégrée le long de la ligne de visée. La relation entre la brillance B et l'émissivité locale $P(z)$ est donnée par :

$$B = \int_{-\infty}^{+\infty} P(s) ds \quad (4.20)$$

$$B = 2 \int_{R_{vnp}}^{+\infty} P(z) \frac{z}{\sqrt{z^2 - R_{vnp}^2}} dz \quad (4.21)$$

où s est l'abscisse le long de la ligne de visée, z la distance correspondante au point du centre de Vénus, et R_{vnp} la distance entre le VNP et le centre de Vénus. Courbe d'émissivité et courbe d'émission intégrée le long de la ligne de visée sont très semblables dans la partie supérieure au pic d'émission. Seule la partie située sous le pic d'émission diffère, car durant l'intégration nous tenons compte de la contribution des couches atmosphériques situées au-dessus de l'altitude tangente observée. De l'émission est ainsi observée aux altitudes tangentes où l'émissivité locale est très faible ou nulle. C'est pourquoi le passage de l'émissivité locale à l'émission intégrée le long de la ligne de visée affecte principalement la forme du profil dans sa partie inférieure, comme montré en figure 4.7.

La figure 4.8 compare un profil de Chapman, intégré le long de la ligne de visée et créé par notre modèle direct, avec une observation au limbe de Gérard et al. (2008). Cette comparaison atteste que l'emploi d'une courbe de Chapman est une bonne approximation pour représenter l'émission de NO, malgré les réserves que nous avons émises auparavant. Une autre possibilité est de modéliser la couche de NO par une gaussienne. Cependant, nous obtenons de meilleurs résultats, dans l'ensemble, avec une couche de Chapman.

Par ailleurs, la couche de NO est connue pour être spatialement hétérogène, agencée en paquets isolés, et ne respecte donc par conséquent pas nécessairement la symétrie sphérique que nous supposons dans notre modèle. Ces raisons font que dans certains cas, il est nécessaire de restreindre l'émission de NO lors de l'intégration le long de la ligne de visée. L'utilisation de ce cas « cut-off » n'est cependant pas systématique. Nous développerons son utilisation dans la partie Résultats.

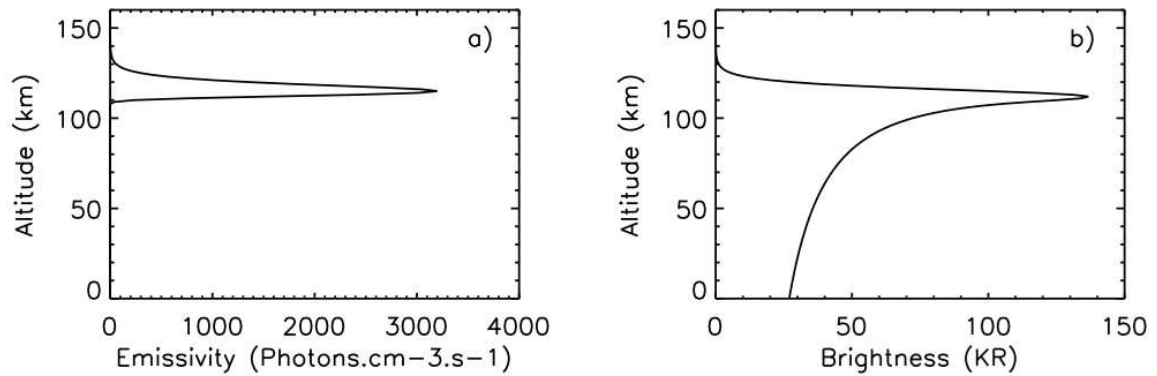


FIGURE 4.7 – **Intégration d’Abel.** Afin de créer ces courbes, nous avons utilisé les valeurs suivantes pour la courbe de Chapman : $P_m = 3,20 \times 10^4$ photons.cm⁻³.s⁻¹, $z_m = 115$ km et $H = 3,0$ km. Le graphique a) montre la courbe d’émissivité locale. Le graphique b) illustre la courbe a) intégrée le long de la ligne de visée selon une intégrale d’Abel et en faisant l’hypothèse de la symétrie sphérique de l’atmosphère vénusienne.

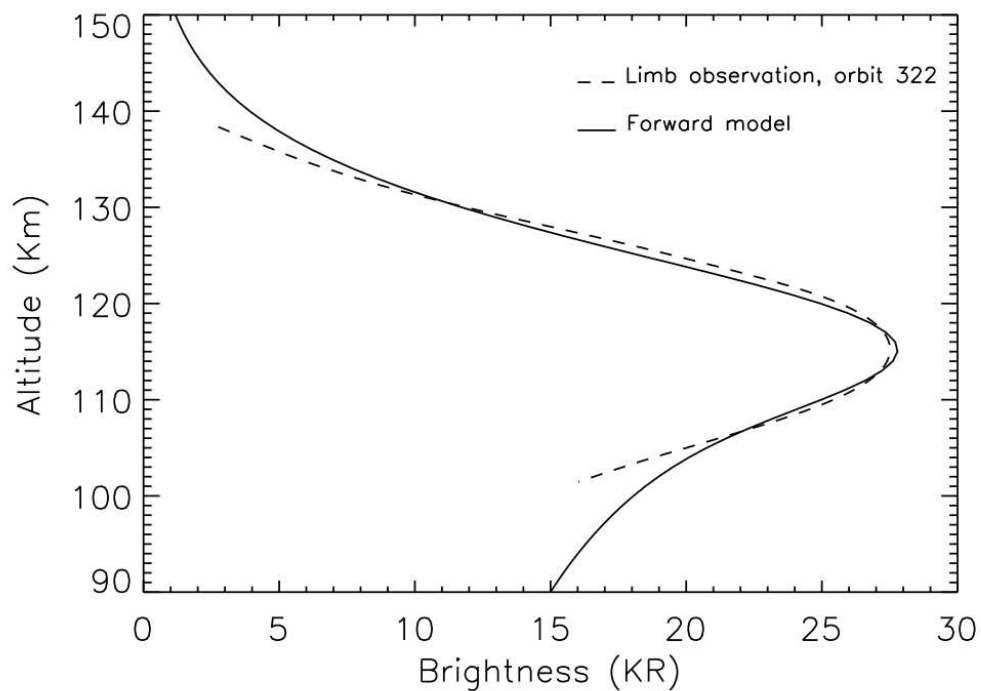


FIGURE 4.8 – **Pertinence de l’utilisation d’une courbe de Chapman.** Une courbe de Chapman produite par le modèle direct est comparée à un profil de NO obtenu par Gérard et al. (2008), avec une observation SPICAV au limbe. Les deux profils relativement semblables autour du pic d’émission attestent que la courbe de Chapman est une représentation adéquate pour modéliser ces émissions aéronomiques.

4.1.4 Paramètres instrumentaux

Les paramètres instrumentaux de SPICAV sont fixes pour une observation donnée. Ces paramètres sont nécessaires à la détermination de la brillance absolue de la couche, car ils entrent directement dans la formule de calibration des données. Ils sont :

- l'angle solide $d\omega$ sous-tendu par un pixel,
- la fonction de vignettage V ,
- l'intervalle de longueur d'onde d'un pixel $d\lambda$ (typiquement 0,54 nm),
- le gain de la haute tension de la CCD, $G(\text{HT})$,
- la surface efficace de la CCD (*i.e.* la courbe de calibration, S_{eff} en cm^2),
- et le temps d'intégration dt .

Fonction de vignettage V

La fonction de vignettage V représente l'atténuation hors axe optique du flux incident sur le détecteur. Cette atténuation résulte du masquage d'une partie du flux d'un faisceau parallèle entrant lorsque la source n'est pas suivant l'axe optique. Un diaphragme situé entre la fente d'entrée du spectromètre et le réseau de diffraction limite le champ de vue du détecteur. Son rôle est de limiter la lumière parasite hors champ, c'est-à-dire au-delà de $\pm 0,5^\circ$ de l'axe optique. Une fonction de vignettage précise, donnant le pourcentage du flux atteignant réellement le détecteur en fonction de la distance angulaire depuis le centre du plan focal, a été déterminée par Eric Villard (Villard, 2008) à partir de quelques scans d'étoiles dans le champ de vue de SPICAV. Cette fonction de vignettage est illustrée en figure 4.9. La connaissance de la fonction de vignettage est importante à prendre en compte pour des observations de sources étendues comme les émissions de NO observées sans fente. Il faut tenir compte de ce vignettage pour pouvoir accéder à la forme spectrale réelle de l'émission dans le champ et ainsi passer des ADU (pour *Analog to Digital Units*) à une unité physique de la brillance (Rayleigh).

Surface efficace

La surface efficace, exprimée en cm^2 , exprime la sensibilité de SPICAV en fonction de la longueur d'onde. Elle est définie comme le rapport des photons détectés par seconde (photo-événements) par un flux stellaire de photons entrant. Cette surface efficace intègre différents facteurs : l'efficacité de collection des photons par le canal UV (directement proportionnelle à la surface de la pupille d'entrée de 16 cm^2), l'efficacité de transmission de ces photons jusqu'à la photocathode du détecteur (directement proportionnel au coefficient de réflexion du miroir et du réseau de diffraction et au taux de transmission de la fenêtre MgF_2 devant la photocathode) et, pour finir, l'efficacité de conversion de ces photons en électrons (directement proportionnelle à l'efficacité quantique de la photocathode). Cette courbe est montrée en figure 4.10. La décroissance aux grandes longueurs d'onde est due à la réponse de la cathode en CsTe (cathode dite « solar blind », aveugle au soleil), tandis que la décroissance aux courtes longueurs d'onde est due à l'opacité de la fenêtre de MgF_2 du détecteur.

Gain

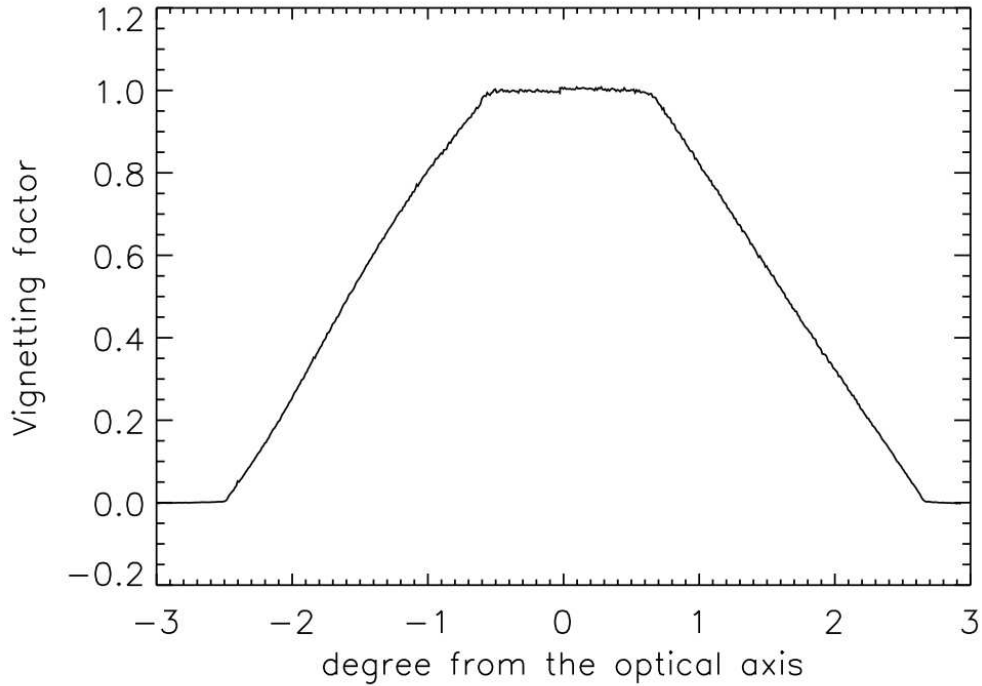


FIGURE 4.9 – **Fonction de vignettage de SPICAV UV.** Évolution du signal en fonction de l'écart angulaire par rapport à l'axe optique. Le champ de vue non vigneté total est de l'ordre de $1,1^\circ$.

Le gain du détecteur peut être ajusté grâce à un niveau de haute tension commandé par un octet compris entre 0 et 255. Lorsqu'un photo-électron est créé à l'entrée de la photocathode, il en résulte un jet de lumière distribué sur quelques pixels de la CCD (un photo-événement). Ce dernier est détecté par un pixel (ou quelques pixels adjacents) qui le stocke en tant qu'électron, le lit par l'électronique et ensuite le convertit en échelle digitale (ADU). À $HT = 20$ (un niveau standard bas de gain utilisé en observation nadir du côté jour) environ 1,5 ADU sont créés par photo-événement. Tandis qu'à $HT = 200$, se créent environ 40 ADU par photo-événement.

$$N(ADU) = G(HT) \times N_{photoev} \quad (4.22)$$

PSF (pour *Point Spread Function*)

La PSF de l'instrument est indirectement prise en compte dans le modèle, au moins dans la direction de dispersion. Le spectre normalisé que nous utilisons en entrée pour représenter le spectre de NO formé dans la CCD est une moyenne de quelques centaines de spectres obtenus par SPICAV au limbe avec la fente en place, et qui contiennent intrinsèquement la convolution spectrale par la PSF de l'instrument.

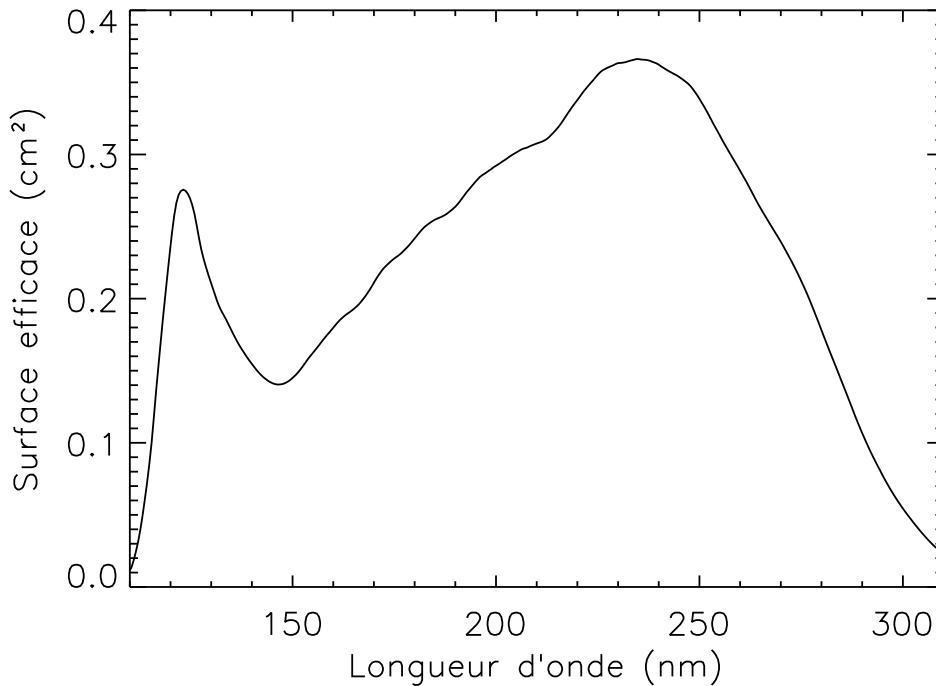


FIGURE 4.10 – **Surface efficace de SPICAV UV.** Cette courbe a été obtenue par Aurélie Réberac (Ingénieure au sein de l'équipe SPICAM-SPICAV) à partir de mesures d'étoiles bien connues effectuées en vol.

4.1.5 Sommaton des spectres

L'étape finale de la modélisation concerne le comptage des photons à l'intérieur de tous les pixels de la portion de CCD couverte par les cinq bandes. L'absence de la fente devant le spectromètre implique que tous les éléments du plan focal suivant une même ligne perpendiculaire à la fente verront leur spectre se superposer sur la ligne de CCD correspondante. Ainsi chaque pixel donné de la ligne recevra les contributions spectrales de tous les éléments illuminés dans la ligne correspondante du plan focal. La contribution exacte de chaque élément du plan focal à un pixel donné de la CCD dépendra de la distance angulaire entre l'élément et l'axe optique. La figure 4.11 montre l'effet de sommation des spectres suivant la largeur de la fente.

En l'absence de fente, un spectre de NO donné peut aussi être décalé sur la ligne CCD, au regard du spectre de NO normalisé et étalonné en longueur d'onde, comme montré en figure 4.12.

Il faut insister sur un aspect fondamental du mode sans fente : non seulement, il engendre une superposition des spectres dans la direction de dispersion qui dégrade l'information spectrale, mais il implique aussi d'observer avec un champ de vue très important qui dégrade de fait la résolution spatiale ou verticale. Ce dernier point est d'autant plus critique que l'observation est faite loin du limbe et que la projection du champ de vue correspondante s'étale sur une zone de l'atmosphère plus grande où l'émission de NO est susceptible de varier spatialement. Ainsi, une même ligne de CCD peut observer tout ou

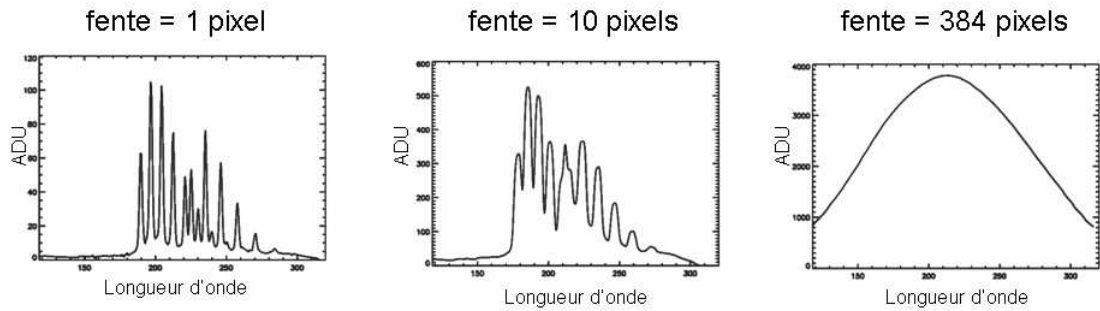


FIGURE 4.11 – **Sommation des spectres.** La vignette de gauche représente un spectre formé à l'aide d'une fente qui a la largeur d'un pixel : le spectre a une résolution de 0,54 nm. La vignette centrale montre le même spectre de NO vu à travers une fente large de 10 pixels : la résolution spectrale est dégradée. La vignette de droite affiche un spectre vu à travers une fente de la largeur de la CCD, ce qui équivaut à ne pas mettre de fente du tout : le spectre a une forme en cloche et toute information spectrale est de fait perdue.

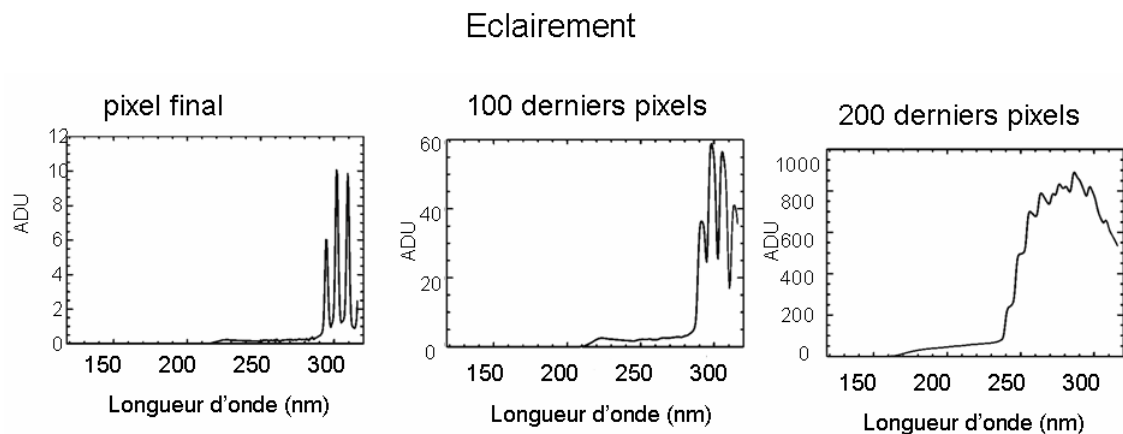


FIGURE 4.12 – **Sommation de spectres décalés par rapport à la position nominale de la fente.** Sur les trois vignettes, la fente est absente. La vignette de gauche montre le spectre obtenu si uniquement le dernier pixel de la ligne est éclairé. La vignette centrale représente l'éclairement des cent derniers pixels ; Et la vignette de droite, l'éclairement des 200 derniers pixels.

partie d'un profil d'émission, chaque élément du plan focal observant une altitude différente. Ceci implique que les formes spatiale et spectrale de l'émission se mélangent pour ne former *in fine* qu'un seul spectre où toutes les informations sont convoluées.

Sur les tempospectres, nous observons que, d'une bande à une autre, la forme ovoïde caractéristique des émissions de NO est décalée dans le temps. Chaque bande est projetée instantanément à différentes altitudes (figure 4.6) avec un décalage entre bandes adjacentes qui est fonction de la largeur angulaire de la bande et de l'inclinaison de la fente sur l'horizon.

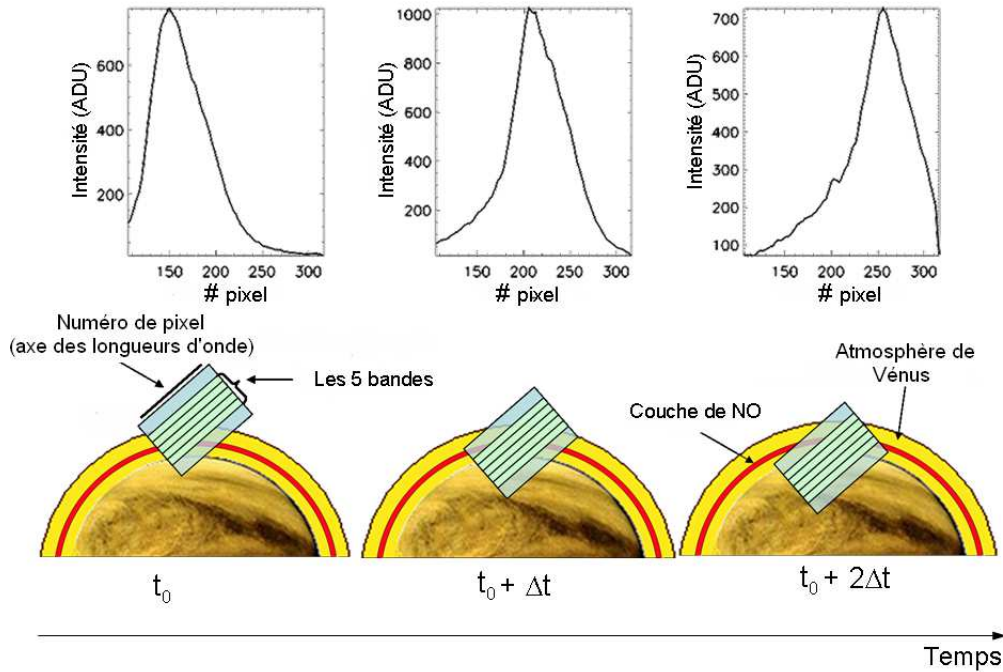


FIGURE 4.13 – Déplacement du spectre de NO sur l'axe des longueurs d'onde. Simulation d'une séquence d'occultation durant laquelle la CCD est inclinée par rapport au limbe. Une bande de CCD sondant différentes gammes d'altitudes lors d'une occultation stellaire, et la fente n'étant pas utilisée, le spectre observé n'est plus corrélé en longueur d'onde.

La figure 4.13 montre différents instants d'une occultation. La projection de l'image de la CCD au limbe est figurée par un rectangle transparent tandis que l'atmosphère de Vénus est représentée en jaune autour de la planète et la zone d'émission de NO est l'anneau rouge situé à l'intérieur. Au début (schéma de gauche), le champ de vue de SPICAV regarde haut en altitude et l'étoile placée au centre du champ de vue est observée hors de l'atmosphère vénusienne. Le spectre au-dessus de chaque schéma montre le spectre de NO correspondant enregistré par SPICAV à chaque étape de l'occultation. Il est représentatif d'un spectre typique de NO tel que vu par SPICAV durant une occultation stellaire. L'intensité est en ADU. Au début (toujours à gauche), le spectre est centré sur les numéros de pixels inférieurs, ce qui reflète le fait que l'émission (l'anneau rouge) est située dans la partie inférieure de la CCD. Cette dernière est inclinée par rapport au limbe et le mouvement apparent du spectre vers les numéros de pixels supérieurs (longueurs d'onde plus courtes, l'axe de longueur d'onde du détecteur étant inversé par rapport à celui de la numérotation des pixels) se fait, car la CCD pénètre plus profondément dans l'atmosphère. Sur les spectre et schéma de droite, le spectre de NO est maintenant centré sur les numéros de pixels supérieurs et dans le champ de vue, l'émission de NO est vue cette fois dans la partie supérieure de la CCD.

Le modèle somme donc, sur une même ligne de CCD, toutes les contributions pour chaque pixel puis additionne 16 ou 32 lignes afin de reproduire le « binning » réalisé à bord par l'électronique de lecture. La structure résultante du spectre nominal est lissée de par l'absence de fente. Nous noterons déjà ici que chaque ligne de la CCD a un spectre qui

peut être différent des autres lignes, suivant la géométrie. Après sommation, les résultats peuvent être directement comparés aux observations.

En pratique dans le modèle, nous calculons d'abord un signal référence S_{ref}^i , que nous sommions par la suite :

$$S_{ref}^i = \alpha(i) d\lambda S_{eff}^i \quad (4.23)$$

Pour prendre en compte le vignettage V de la CCD, ainsi que la brillance de la couche, nous appliquons le calcul suivant sur chaque pixel j qui voit la couche de NO :

$$S_{cal}^i = S_{ref}^i B_{tot}(Z_{cal}) V(j) \quad (4.24)$$

B_{tot} est fonction de l'altitude Z_{cal} et cette altitude est elle-même définie par le pixel j auquel nous nous intéressons.

Nous regardons à une altitude particulière dans l'atmosphère. Nous cherchons à savoir quelle est la brillance du NO associée à cette altitude et, sur la ligne de CCD que nous regardons, quelle est la valeur du vignettage correspondante. La variable N^i représente les spectres de NO sommés.

$$N^i = \sum_j S_{ref}^i B_{tot}(Z_{cal}) V(j) = \sum_j S_{cal}^i \quad (4.25)$$

4.1.6 Passage à un spectre en ADU

En dernier lieu nous transformons le spectre N^i obtenu en Rayleigh en un spectre en ADU tel que restitué par SPICAV :

$$N_{adu} = N^i d\omega dt G(HT) \times (10^6/4/\pi) \quad (4.26)$$

4.2 Étude de sensibilité

À travers l'étude qui suit, nous allons nous concentrer sur la sensibilité de la sortie du modèle aux paramètres d'entrée qui caractérisent la couche de NO, afin de quantifier leur rôle sur la forme du spectre de NO vu par SPICAV en occultation stellaire.

4.2.1 Influence de l'altitude du pic d'émission

L'altitude du pic d'émission, z_m , contrôle la position du spectre sur l'axe des longueurs d'onde. Son influence est dépendante de l'angle d'inclinaison de la CCD par rapport à Vénus. Pour l'orbite 176A01 en figure 4.14, qui a un angle d'inclinaison égal à $211,14^\circ$, diminuer l'altitude du pic d'émission décale le spectre vers les longueurs d'onde plus courtes tandis qu'une augmentation décale le spectre vers les plus grandes longueurs d'onde. Un angle d'inclinaison inférieur à 180° amène à l'effet opposé, comme montré en figure 4.15 pour l'orbite 311A19, qui a un angle d'inclinaison de $146,19^\circ$.

Comme nous venons de le voir à la section précédente, l'axe des longueurs d'onde peut être « convertit » en un axe d'altitude. Des exemples de correspondances entre ces axes sont montrés dans les figures suivantes. L'axe des abscisses situé en bas représente l'axe des longueurs d'onde, calibré avec la fente en position en avant du spectromètre. Cet axe est valable uniquement pour le spectre nominal de NO. L'axe des abscisses situé en haut

représente la correspondance en altitude dans le plan focal, pour chaque pixel. À l'image du détecteur, l'image dans le plan focal peut aussi être subdivisée en une grille de 288 x 384 carrés. À chacun de ces carrés correspond une altitude dans l'atmosphère de Vénus et un pixel sur le détecteur.

La forme du spectre est aussi modifiée par la variation de l'altitude du pic d'émission. À brillance constante, un pic d'émission situé à une altitude relativement haute donnera un spectre d'émission plus intense qu'avec une couche de NO qui pique à plus basse altitude. La symétrie sphérique étant supposée le long de la ligne de visée, lorsque nous intégrons sur cette même ligne la contribution des couches supérieures de l'atmosphère est prise en compte à chaque altitude tangente. Si la couche de NO est haute en altitude, elle contribuera à une plus grande partie de la distribution verticale. Le changement de l'altitude du pic d'émission provoque aussi une modification du spectre plus prononcée d'un côté du spectre que de l'autre. Sur la figure 4.15, le spectre est légèrement modifié vers les grandes longueurs d'onde, alors que sa forme et son intensité évoluent beaucoup plus rapidement vers les basses longueurs d'onde. L'axe des longueurs d'onde pouvant être converti en axe d'altitude, le spectre est surtout modifié du côté où les altitudes sont les plus élevées. Nous ne tenons compte que de la contribution des couches situées au-dessus du point tangent.

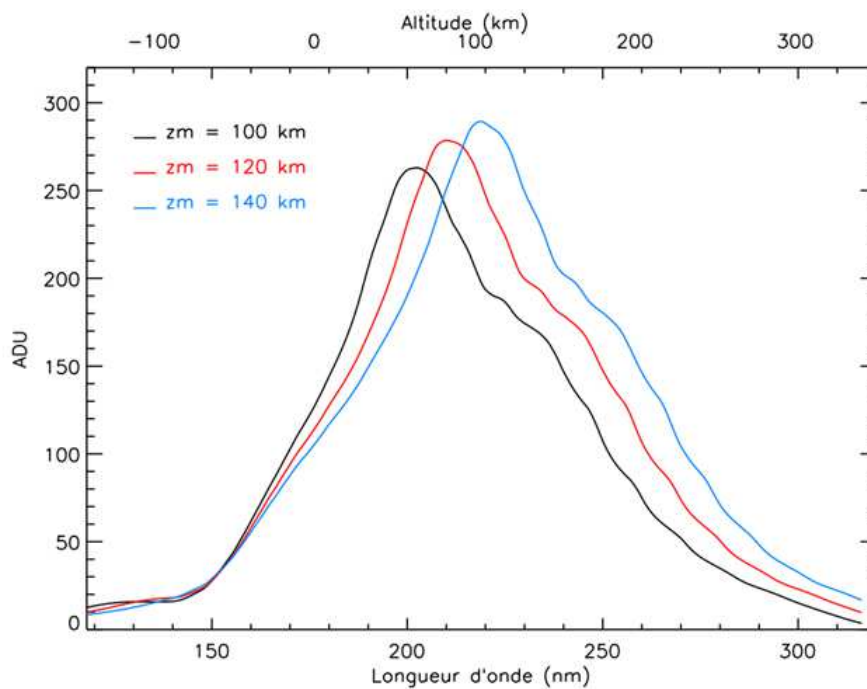


FIGURE 4.14 – Variation du spectre de NO en fonction de l'altitude du pic d'émission pour un angle θ égal à $211,14^\circ$ (orbite 176A01).

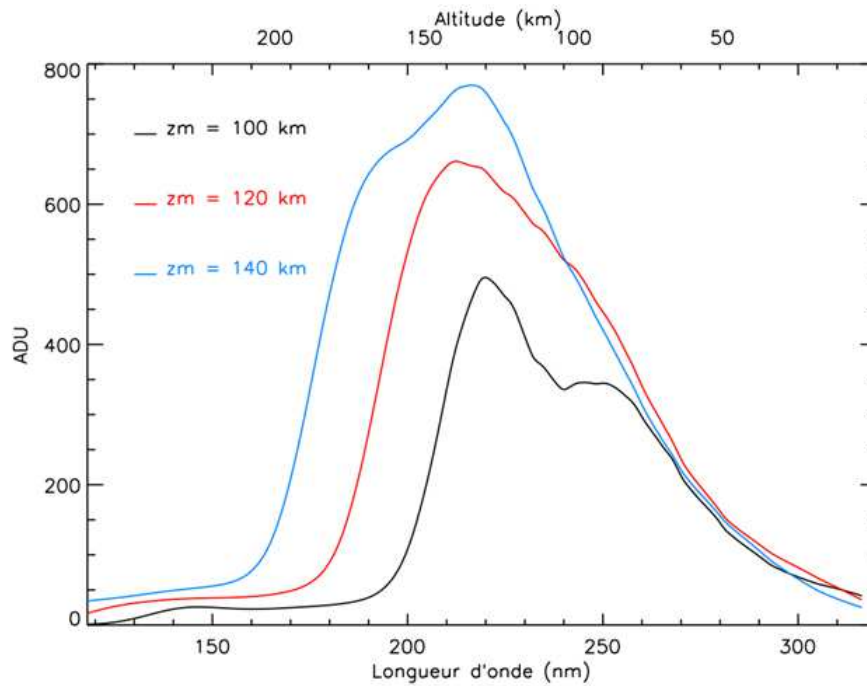


FIGURE 4.15 – Variation du spectre de NO en fonction de l'altitude du pic d'émission pour un angle θ égal à $146,19^\circ$ (orbite 311A19).

4.2.2 Influence de l'échelle de hauteur

Le second paramètre à ajuster est l'échelle de hauteur de la couche de NO. Cette dernière joue à la fois sur l'épaisseur et sur l'intensité du pic de brillance. Une échelle de hauteur réduite génère un spectre de plus faible intensité, mais aussi plus détaillé spectralement. À l'inverse, une grande échelle de hauteur donne un spectre plus intense, mais moins détaillé spectralement.

Avec une petite échelle de hauteur, en concentrant spatialement le NO en altitude, nous réduisons la portion du champ de vue inondée par l'émission, tendant ainsi à se rapprocher du cas limite où la source est ponctuelle et où la résolution spectrale optimale est préservée. Nous comprenons donc qu'une modulation de l'échelle de hauteur aura pour effet de modifier l'aspect du spectre, le rendant plus lisse ou au contraire plus détaillé selon que le NO est dispersé ou non en altitude.

L'échelle de hauteur reste le paramètre le plus difficile à ajuster, car il ne joue pas sur l'enveloppe globale du spectre résultant, mais sur ses détails structurels. Cet effet sur le changement de la forme du spectre est par ailleurs difficile à détecter sur la figure 4.16.

4.2.3 Influence de la brillance

Le troisième paramètre est P_m , le coefficient permettant d'ajuster l'intensité de l'émissivité et donc la brillance de la couche de NO. Ce paramètre est un facteur multiplicatif qui impacte l'enveloppe globale du spectre et modifie le niveau d'ADU associé. Les différents tests de sensibilité pour P_m sont illustrés en figure 4.17. La structure spectrale n'est pas impactée par la variation de ce paramètre.

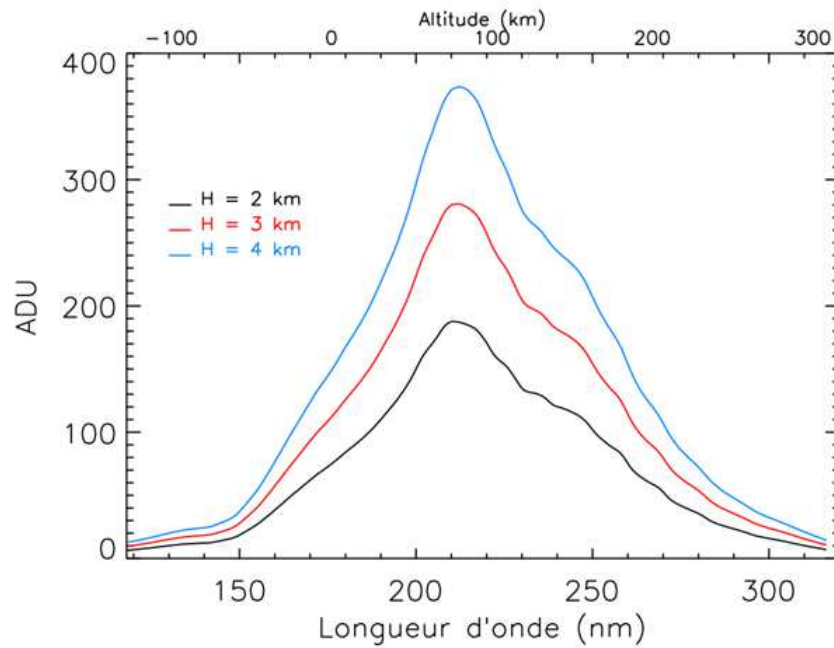


FIGURE 4.16 – Variation du spectre de NO en fonction de l'échelle de hauteur H . Orbite 176A01.

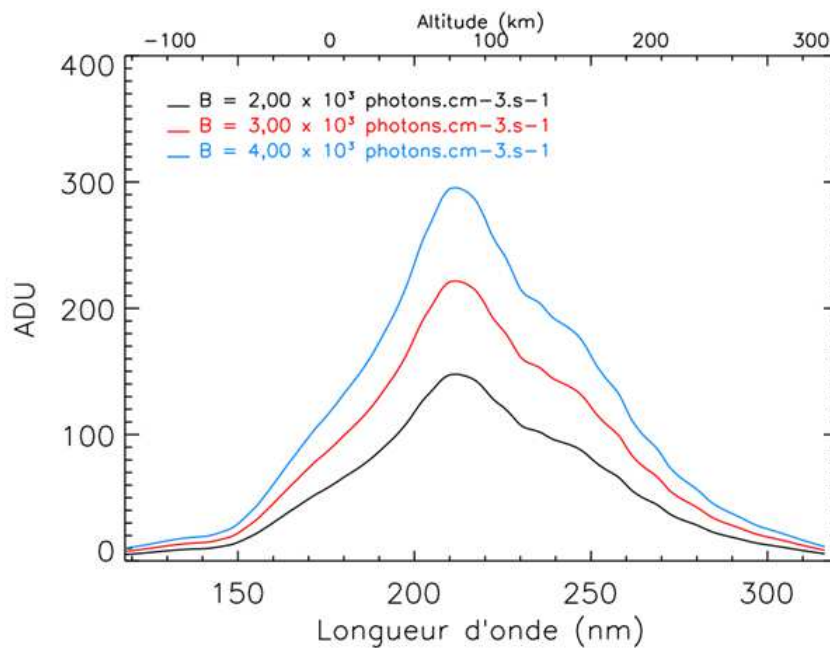


FIGURE 4.17 – Variation du spectre de NO en fonction de P_m . Orbite 176A01.

4.2.4 Influence des aérosols et du CO_2

Parce que l'émission du NO se situe à une gamme d'altitudes où les aérosols vénusiens sont présents et sont donc susceptibles d'atténuer la brillance de la couche par extinction,

nous avons estimé l'effet de ces derniers en incluant dans l'équation du transfert radiatif le terme d'extinction qui leur est associé. Ce terme d'extinction peut être directement calculé à partir de l'observation en occultation, puisque l'épaisseur optique est un produit standard de l'inversion des profils de transmission après inversion spectrale. Une inversion verticale est ensuite nécessaire pour obtenir le profil d'extinction locale, telle que décrite dans le chapitre 3 (section 3.3.4). La sensibilité de la mesure en occultation permet difficilement d'évaluer l'opacité des aérosols sur la gamme d'altitudes où le NO est détecté. L'opacité des aérosols peut être inversée entre 75 et 90 km d'altitude et nous extrapolons l'épaisseur optique aux altitudes inférieures. Sous 60 km d'altitude, l'épaisseur optique est considérée constante et égale à 25. L'atmosphère est totalement opaque. Le profil d'aérosols utilisé est en figure 4.18. Il est le même pour toutes les longueurs d'onde, sur une gamme de 118 à 320 nm.

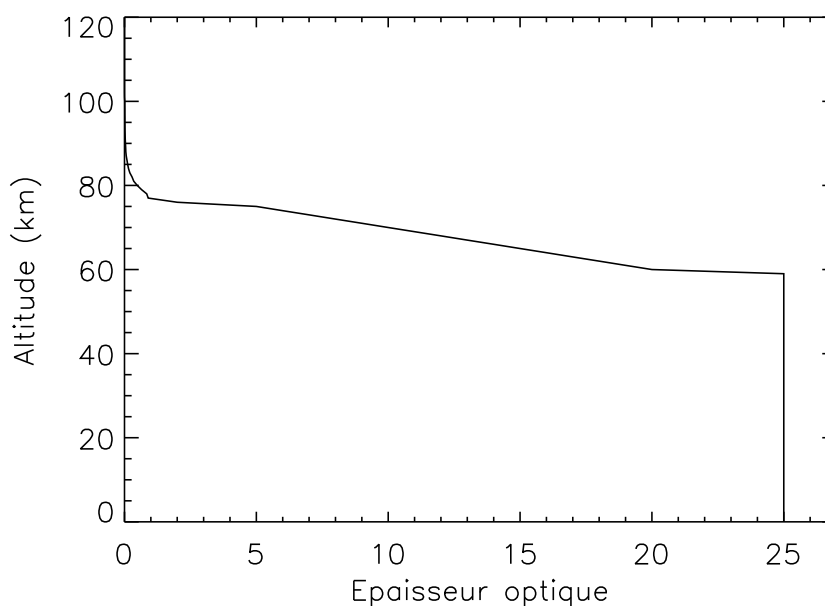


FIGURE 4.18 – **Épaisseur optique** intégrée le long de la ligne de visée, obtenue à partir de l'observation 0125A11 avec SPICAV UV en mode d'occultation stellaire.

À partir de ce profil d'épaisseur optique, nous dérivons un profil d'extinction pour l'atmosphère vénusien. Dans notre modèle, il est supposé être identique en tout point de l'atmosphère de Vénus. Ce profil d'extinction tient compte, en réalité, de deux choses : (i) l'extinction par les aérosols présents dans l'atmosphère entre 30 et 90 km d'altitude et (ii) l'absorption par le CO_2 principalement sous 60 km d'altitude.

La figure 4.19 montre l'effet que peut avoir la prise en compte de l'extinction par le CO_2 et les aérosols sur la distribution verticale de NO. Aux altitudes inférieures de la distribution, la quantité de NO est divisée par deux, si nous considérons l'extinction. Nous ne percevons que l'émission des couches atmosphériques présentes en avant-plan de la ligne de visée.

L'intégration le long de la ligne de visée, dans le cas de la prise en compte du coefficient d'extinction, ne se fera pas par une intégrale d'Abel. Il faut utiliser les lois du transfert

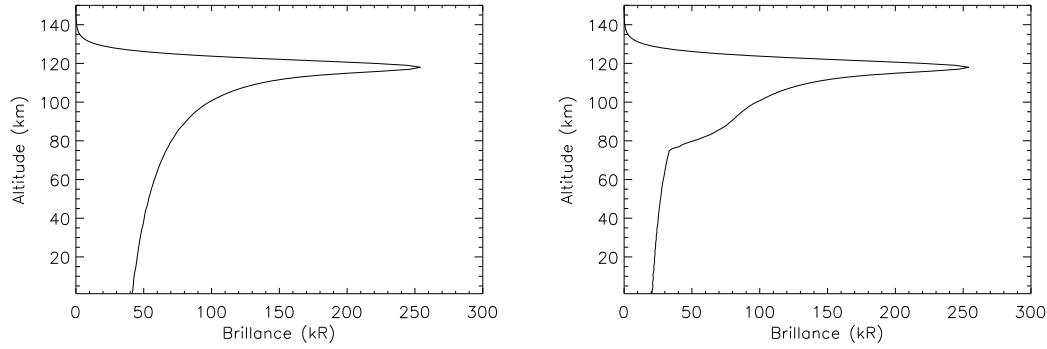


FIGURE 4.19 – **Effet de l’extinction sur la distribution verticale.** La figure de gauche montre la couche de Chapman intégrée le long de la ligne de visée, sans prendre en compte l’extinction. La figure de droite montre une couche de Chapman intégrée le long de la ligne de visée, puis atténuée. En-dessous d’environ 78 km, nous ne voyons plus que la moitié de la couche d’émission qui se trouve en avant-plan ; l’autre moitié est cachée par les nuages.

radiatif pour calculer la proportion de NO émise et celle absorbée/diffusée. Nous utilisons l’équation de transfert radiatif suivante, déjà donnée au chapitre 3 (section 3.1, équation (3.14)) :

$$dI_\nu = (-k_{ext} \rho_a I_\nu + \rho_a f_\nu) ds = (-I_\nu + S_\nu) d\tau_\nu \quad (4.27)$$

où k_{ext} est le coefficient d’extinction et f_ν l’émissivité spectrale, c’est-à-dire la courbe de Chapman.

La solution générale de l’équation de transfert radiatif devient alors :

$$I_\nu(\tau_\nu) = I_0 \exp(-\tau_\nu) + \int_0^{\tau_\nu} S_\nu(\tau') \exp(-(\tau_\nu - \tau')) d\tau' \quad (4.28)$$

L’absorption et l’émission étant produits par des processus différents et parce que l’émission de NO n’est pas d’origine thermique, la fonction source S_ν se résume ici à la courbe de Chapman. Et la solution devient alors :

$$I_\nu = I_0(\theta) \exp(-\tau_\nu) + f(\theta, z) E(\theta, z) \quad (4.29)$$

où $E(\theta, z)$ représente l’épaisseur des couches atmosphériques. Le premier terme représente ce qui est absorbé et le deuxième, ce qui est émis.

Les paramètres qui régissent la couche de NO (brillance, altitude du pic d’émission et échelle de hauteur) sont ajustés manuellement et séquentiellement. Nous commençons par ajuster la position globale du spectre en jouant sur l’altitude du pic d’émission. Puis, l’échelle de hauteur est corrigée. Finalement, nous ajustons la brillance de la couche de NO. Un profil d’extinction peut être ajouté si nécessaire. Le modèle est très sensible à l’altitude de la couche de NO.

4.3 Estimation de la qualité de l'ajustement entre données et modèle

Afin d'estimer le caractère robuste de nos résultats, nous faisons un calcul de χ^2 . Pour ce faire, nous devons choisir premièrement un spectre où le pic d'émission est centré par rapport à l'axe des longueurs d'onde. Nous choisissons d'appliquer notre calcul sur la bande 2 (bande centrale). Parce que l'ajustement entre modèle et données n'est souvent pas entièrement bon sur l'ensemble de la gamme spectrale observée par SPICAV, nous appliquons notre calcul de χ^2 sur une gamme spectrale réduite entre 205 et 275 nm, où le pic d'émission est situé et bien reproduit. Le χ^2 calculé de cette façon est le χ^2 de référence pour l'observation concernée. Les valeurs de χ^2 sont en général inférieures à 1, ce qui signifie que nous sommes capables de reproduire le pic du spectre, dans tous les cas. Exceptionnellement, la valeur du χ^2 peut atteindre une valeur maximale de 2,5, comme c'est le cas pour l'orbite 501A09.

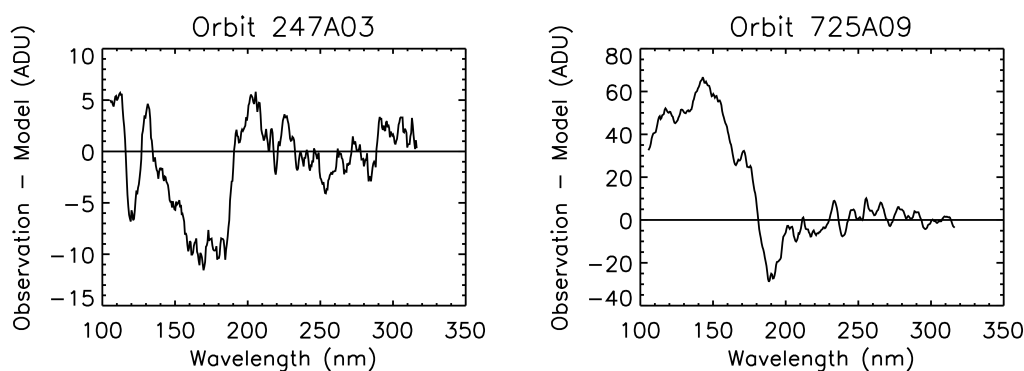


FIGURE 4.20 – **Résidus**. Ces figures représentent l'écart, estimé en ADU, entre le modèle et les observations pour deux orbites. Les intensités des spectres observés pouvant dépasser 1500 ADU, un écart de 60 ADU entre le modèle et les observations est relativement minime dans ce cas.

Notre modèle a quelques limites, liées aux différentes sources d'erreurs venant de la méthode d'extraction du NO. Nous arrêtons les itérations lorsque la nouvelle valeur de la transmission ne dévie pas de plus de 0,1% de la précédente valeur. Ceci induit un biais vers les émissions de NO les plus brillantes, car nous ne sommes pas capables d'extraire les émissions de NO les plus faibles. En effet, toutes les émissions de NO qui contribuent pour moins de 0,1 % au signal de l'étoile ne sont pas prises en compte dans le modèle. Il serait alors peut-être judicieux de faire des observations sans fente et sans étoile, pour pousser la sensibilité à son maximum et détecter les émissions les plus faibles.

La figure 4.20 montre les résidus calculés entre le modèle et l'observation. Plus le résidu est proche de zéro et plus l'ajustement est bon. Ces résidus permettent entre autres de classer les émissions de NO, car ils font ressortir les régions spectrales où nous modélisons un surcroît ou une diminution d'intensité dans l'émission de NO.

4.4 Présentation des résultats

Dans cette section, nous présentons quelques résultats. Nous entrerons dans les détails avec le chapitre 6 consacré à une comparaison entre les résultats du modèle direct et ceux de l'algorithme d'inversion.

La figure 4.21 montre un résultat du modèle direct. Typiquement, en sortie, la comparaison permet de déterminer les paramètres du modèle par l'ajustement du spectre calculé avec le spectre observé, pour les cinq bandes de SPICAV. Nous obtenons aussi la distribution verticale de NO. Si l'ajustement modèle/données n'est pas satisfaisant, la distribution verticale est modifiée.

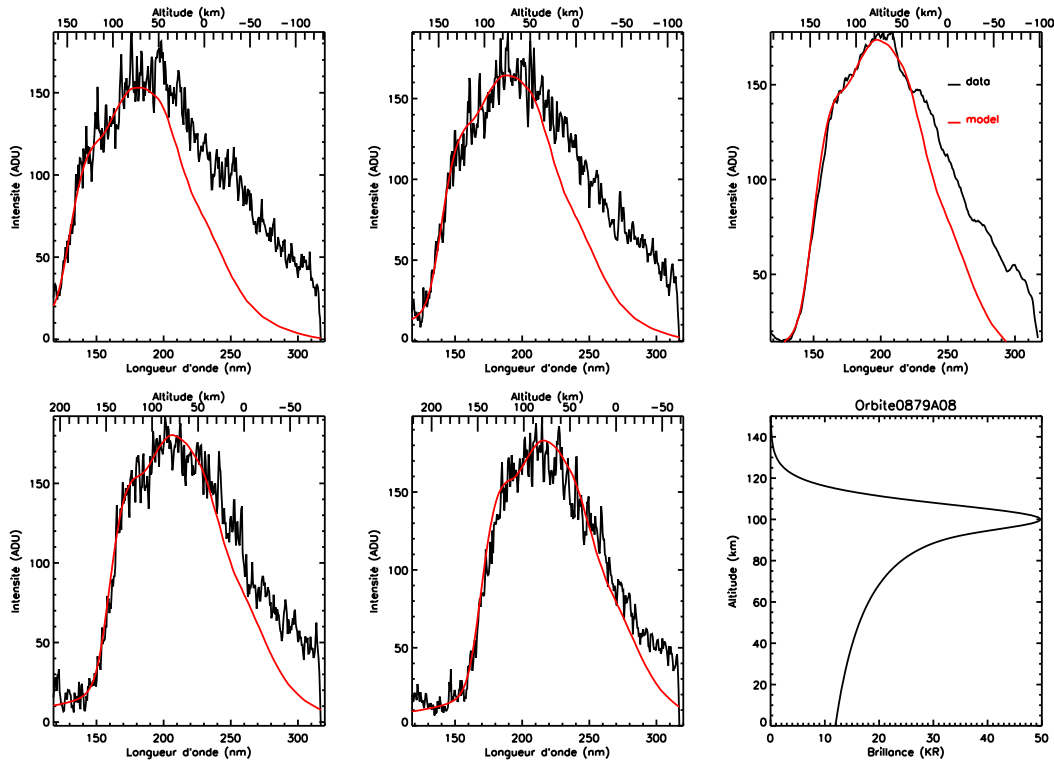


FIGURE 4.21 – Exemple de résultats du modèle direct, après ajustement « manuel ». Nous présentons ici les résultats de l'ajustement entre les données et le modèle, sur les cinq bandes de SPICAV, pour l'orbite 0879A08. Ici, il s'agit de l'ajustement d'une seule mesure de 1 seconde, obtenue au cours de l'occultation.

En conclusion, précisons que le modèle direct n'est pas automatisé. Nous avons essayé de rendre le processus automatique à l'aide d'un optimisateur de type Levenberg-Marquardt. Malheureusement, les paramètres de la couche de NO sont trop corrélés entre eux. Nous avons tracés les vallées de χ^2 et ces dernières révèlent de multiples minimum locaux. Il est alors difficile de converger vers une solution, même en contraignant fortement la valeur d'entrée des paramètres.

Chapitre 5

Algorithme d'inversion des émissions de NO sur Vénus

Ce chapitre décrit l'algorithme d'inversion des émissions de NO. La méthode de régularisation employée est celle de Tikhonov. Nous détaillerons son principe et comment elle s'insère dans l'inversion. À travers une présentation des premiers résultats, nous montrerons les avantages de cet algorithme d'inversion par rapport au modèle direct et expliquerons notre manière d'imager le champ de vue à travers les données du spectromètre SPICAV utilisé en mode d'occultation stellaire, sans mettre la fente en position.

Sommaire

5.1	Description de la méthode d'inversion	104
5.2	Étude de sensibilité du Tikhonov	109
5.3	Présentation des résultats de l'algorithme d'inversion	112
5.4	Avantages et inconvénients de l'algorithme d'inversion	115

L'élaboration de cet algorithme d'inversion des émissions de NO a été motivée par les difficultés rencontrées lors de la comparaison des résultats du modèle direct avec les observations. Parfois, le modèle direct ne permet pas de reproduire le spectre de NO observé sur toute la gamme spectrale ultraviolette de SPICAV. L'axe des longueurs d'onde représente aussi un axe d'altitude, de par l'absence de fente devant le spectromètre, et le modèle direct a régulièrement des difficultés dans les régions basses de l'atmosphère. Ce constat nous permet d'avancer des hypothèses sur le non-respect de la symétrie sphérique pour un certain nombre d'observations. L'algorithme d'inversion présenté ici pallie aux difficultés du modèle direct, confirme les hypothèses émises à partir de ce dernier et permet une analyse plus fine de cette émission aéronomique de NO, en autorisant n'importe quelle forme de couche émissive et non plus un profil de Chapman. Dans cette nouvelle approche, nous nous fondons aussi sur le fait que le passage de la distribution verticale de brillance du NO au limbe, au signal recueilli en ADU sur la CCD est une opération linéaire : elle est donc justifiable d'une description matricielle que nous pouvons inverser directement, moyennant certaines précautions.

5.1 Description de la méthode d'inversion

Le schéma représenté en figure 5.1 illustre le fonctionnement de l'algorithme d'inversion. Les paramètres d'entrée sont au nombre de quatre :

- le spectre de référence de NO, également utilisé dans le modèle direct,
- le spectre de NO observé par SPICAV en mode d'occultations stellaire,
- les caractéristiques instrumentales de SPICAV,
- la géométrie de l'observation

Le coeur de l'algorithme est une **inversion matricielle**, au sens mathématique, ajusté à l'aide d'une méthode de **régularisation de Tikhonov**. En sortie, nous obtenons une distribution verticale de NO, comme dans l'entrée du modèle direct.

5.1.1 Inversion et méthode de régularisation : théorie

La régularisation est une procédure *ad-hoc* qui consiste à modifier une grandeur physique qui présente une singularité afin de la rendre régulière. La **régularisation de Tikhonov** est la méthode de régularisation la plus utilisée pour la résolution de problèmes qui ne sont pas bien posés ainsi que pour les problèmes inverses. Elle a été imaginée par le mathématicien russe Andreï Nikolaïevitch Tikhonov. En statistique, la méthode est également connue sous le nom de **régression d'arête** ou **Regression Ridge**. Elle est connexe à l'algorithme de Levenberg-Marquardt pour la résolution de problèmes non-linéaires de moindres carrés.

La Régression Ridge est une variante de la Régression Linéaire Multiple dont l'objectif est de contourner l'obstacle du couplage entre deux variables. Elle atteint ce résultat en renonçant à la méthode des moindres carrés pour estimer les paramètres du modèle. Un paramètre supplémentaire doit ainsi être introduit (le paramètre « ridge »). Il contrôle le degré dont la Régression Ridge s'éloigne de la Régression des moindres carrés. La valeur qui lui est affectée est définie subjectivement. Si cette valeur est trop petite, la Régression Ridge est trop semblable à la Régression moindres carrés, et ne peut donc lutter efficacement contre le couplage entre les variables. Mais si elle est trop grande, le

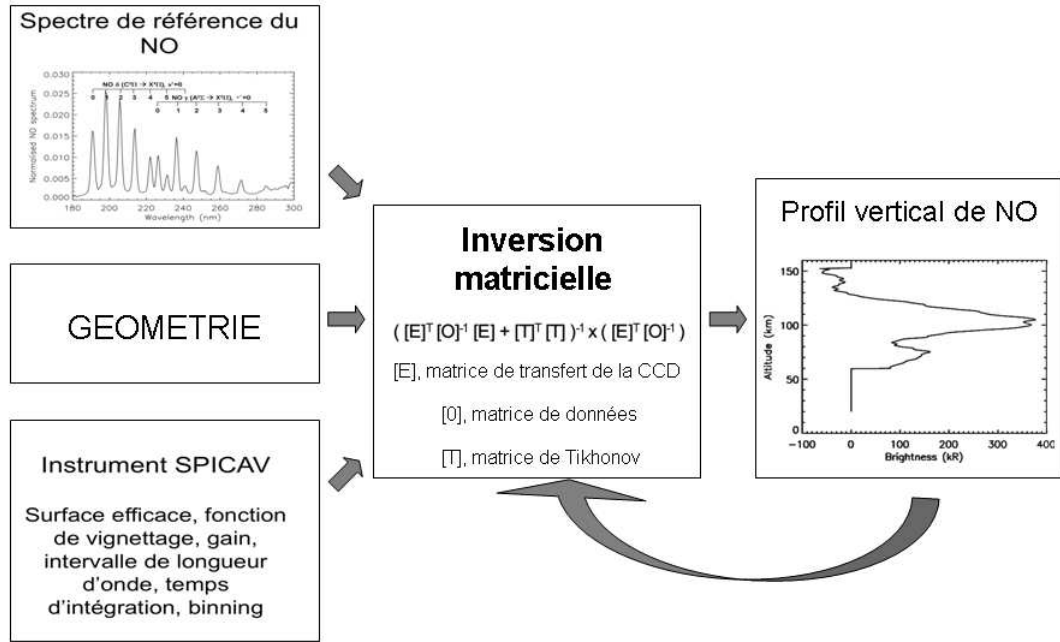


FIGURE 5.1 – **Schéma du fonctionnement de l'algorithme d'inversion.** Spectre de référence du NO, spectre de NO observé, géométrie de l'observation et caractéristiques instrumentales sont les paramètres nécessaires à connaître avant de faire une inversion matricielle. Les caractéristiques du spectromètre permettront de passer d'une distribution verticale en ADU à une distribution verticale exprimée en unité physique (Rayleigh). Le spectre de NO observé sera inversé afin d'obtenir la répartition de la brillance du NO intégrée le long de la ligne de visée, en fonction de l'altitude.

biais introduit sur les paramètres du modèle est trop important, et les erreurs quadratiques moyennes des paramètres et des prédictions augmentent. Il y a donc une valeur optimale du paramètre ridge, que la théorie seule ne peut déterminer efficacement. Cette valeur sera le plus souvent estimée par une suite d'essais.

Plus théoriquement, l'approche classique pour résoudre un système d'équations linéaires exprimées par $A\mathbf{x} = \mathbf{b}$ est connue comme la méthode des moindres carrés et consiste à minimiser le résidu $\|A\mathbf{x} - \mathbf{b}\|^2$. Cependant, la matrice $[A]$ peut-être mal conditionnée ou non inversible, conduisant à un grand nombre de solutions.

Dans le but de privilégier une solution particulière dotée de propriétés qui semblent pertinentes, un terme de régularisation est introduit dans la minimisation :

$$\|A\mathbf{x} - \mathbf{b}\|^2 + \|\Gamma\mathbf{x}\|^2 \quad (5.1)$$

Γ , la « matrice de Tikhonov » doit être judicieusement choisie pour le problème considéré. \mathbf{x} est le vecteur que l'on cherche à déterminer. Dans de nombreux cas, la matrice $[\Gamma]$ est la matrice identité, favorisant les solutions dont les normes sont petites. Cette régularisation améliore le conditionnement du problème, permettant ainsi de trouver une solution numérique.

Une solution numérique que l'on va appeler $\hat{\mathbf{x}}$ est donnée par :

$$\hat{\mathbf{x}} = (A^T A + \Gamma^T \Gamma)^{-1} A^T \mathbf{b} \quad (5.2)$$

L'effet de la régularisation dépend du choix de la matrice $[\Gamma]$. Lorsque $[\Gamma] = 0$, on en revient au cas de la solution, non régularisée, des moindres carrés, pourvu que $(A^T A)^{-1}$ existe.

5.1.2 Régularisation de l'inversion des spectres NO observés par SPICAV

La méthode que nous utilisons dans notre modèle inverse s'inspire de celle utilisée par Quémerais et al. (2006) pour l'inversion verticale des profils de densité obtenus par occultations stellaires avec SPICAM. Appliquée à notre cas, la relation entre les observations et la brillance de l'émission de NO peut s'écrire :

$$\mathbf{O} = [E] \cdot \mathbf{B}_{\text{tot}} \quad (5.3)$$

\mathbf{O} est un vecteur contenant le spectre de NO observé sur une bande de la CCD. \mathbf{B}_{tot} est un vecteur contenant la brillance de l'émission associée au spectre observé et discrétisé en fonction de l'altitude. La matrice $[E]$ exprime la relation entre le spectre de NO observé et sa distribution verticale. C'est une matrice de transfert. \mathbf{O} et \mathbf{B}_{tot} sont définis pour les mêmes altitudes. Cela signifie que la matrice $[E]$ est une matrice carrée dans notre algorithme. La construction de la matrice de transfert $[E]$ se fait en décalant le spectre de référence du NO ligne après ligne : sur la ligne centrale de la CCD (ligne 144), le spectre de NO est calibré en longueur d'onde : chaque raie d'émission est placée à la bonne longueur d'onde. Sur la ligne suivante, (ligne 145), le spectre de NO est décalé d'un pixel sur l'axe des longueurs d'onde. Les raies d'émission subissent ainsi un décalage de 0,54 nm, ligne après ligne. Sur la ligne 143, le spectre est aussi décalé, mais dans le sens opposé à celui de la ligne 145. Cette matrice de transfert simule l'effet de la PSF et du réseau de diffraction sur l'image créée au niveau du détecteur. La figure 5.2 est une représentation graphique de la matrice de transfert.

La matrice de covariance $[C_N]$ ou la matrice d'erreurs associées avec le vecteur du spectre de NO observé \mathbf{O} est une matrice diagonale. En statistique, la covariance est un nombre permettant d'évaluer le couplage des erreurs sur deux variables et, par là, de qualifier l'indépendance de ces variables. Deux variables ayant une covariance non nulle sont dites dépendantes.

La propriété $\text{cov}(X, Y) = \text{cov}(Y, X)$ implique qu'il s'agit d'une matrice symétrique. En pratique, nous obtenons les valeurs de $[C_N]$ en calculant la variance du spectre observé et lissé du NO soustrait du spectre observé brut : $[C_N] = \text{Var}(N_{\text{obs}} - N_{\text{obs, lisse}})$.

Un estimateur de la brillance de l'émission $\hat{\mathbf{B}}_{\text{tot}}$ est obtenu par :

$$\hat{\mathbf{B}}_{\text{tot}} = [K_0] \cdot \mathbf{O} \quad (5.4)$$

où la matrice $[K_0]$ satisfait la relation suivante :

$$[K_0] = ([E]^T [C_N]^{-1} [E])^{-1} \cdot ([E]^T [C_N]^{-1}) \quad (5.5)$$

La matrice de covariance associée avec l'estimateur est donné par :

$$[C_{D_0}] = [K_0] \cdot [C_N] \cdot [K_0]^T = ([E]^T [C_N]^{-1} [E])^{-1} \quad (5.6)$$

Dans la plupart des cas, les résultats obtenus utilisant cette relation montrent une amplification du bruit dans le spectre de NO observé. Pour atténuer cet effet, utilisons

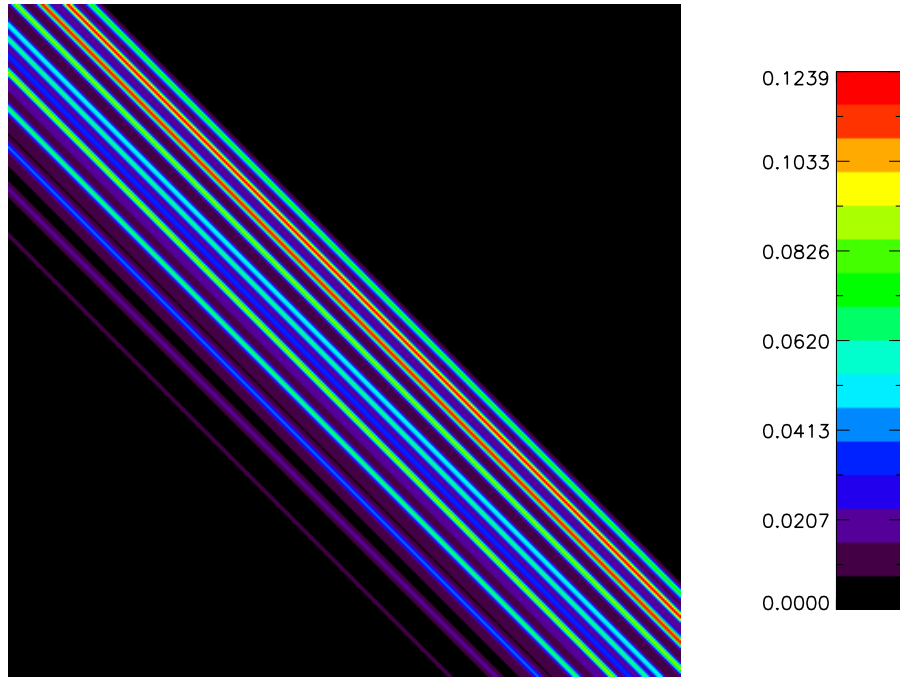


FIGURE 5.2 – **Imagerie de la matrice de transfert.** En abscisse, nous avons les numéros de pixels, et en ordonnées, les numéros de lignes de la CCD. Le spectre de NO, normalisé et calibré en Rayleigh, est décalé de ligne en ligne.

alors la *méthode de régularisation de Tikhonov* (Tikhonov and Arsenin, 1977; Twoney, 1977). L'idée est d'introduire une contrainte de lissage qui diminuera l'effet du bruit dans la brillance dérivée. Suivant cette méthode, la solution devient :

$$[K] = ([E]^T [C_N]^{-1} [E] + \alpha [L]^T [L])^{-1} \cdot ([E]^T [C_N]^{-1}) \quad (5.7)$$

La matrice $[L]$ est définie ci-dessous. Elle correspond à l'opérateur de dérivée seconde, où h est la distance entre deux couches consécutives. Chaque couche étant distante de 1 km, $1/h^2 = 1$.

$$[L] = \frac{1}{h^2} \begin{vmatrix} -1 & 1 & 0 & 0 & \dots & 0 \\ 1 & -2 & 1 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 1 & -2 & 1 & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & \dots & 0 & 1 & -2 & 1 \\ 0 & \dots & 0 & 0 & 1 & -1 \end{vmatrix}$$

La contrainte de lissage est caractérisée par le coefficient α . Une grande valeur de ce coefficient donne plus de poids à la régularisation, signifiant que plus de couches sont utilisées pour dériver la brillance, résultant ainsi en la dégradation de la résolution verticale.

Choisir une valeur correcte du paramètre de régularisation α peut être difficile. D'un côté des valeurs basses de α donnent une régularisation pauvre et un spectre de NO bruité. De l'autre côté, de grandes valeurs de α donne un profil de la brillance avec une résolution verticale dégradée. Choisir la valeur de α est un compromis entre ces deux aspects du profil inversé. Ce paramètre ne doit pas être forcément constant avec l'altitude. Le lissage requis n'est pas le même partout sur le profil. Néanmoins, nous utilisons la même valeur sur tout le profil.

5.1.3 Autres méthodes de régularisation

Parallèlement à ce qui vient d'être expliqué précédemment, nous avons testé des variantes de la régularisation de Tikhonov. Nous exposons ici brièvement leur principe. Nous n'avons pas retenu leurs résultats, la régularisation de Tikhonov étant très satisfaisante.

Nous avons construit une deuxième matrice de régularisation, appelée $[L_1]$. Cette matrice $[L_1]$ est aussi une matrice diagonale, de même dimension que $[E]$. Seuls les éléments diagonaux aux extrémités de la diagonale sont non-nuls. Cette matrice de régularisation force le modèle à reproduire plus fidèlement le spectre de NO observé, sur les bords (petites et grandes longueurs d'onde). La valeur le long de la diagonale n'a pas besoin d'être identique partout, de même que le nombre de valeurs non-nulles varie sur la diagonale d'une observation à une autre. L'idée est de reproduire toujours plus fidèlement le spectre de NO observé. Cette matrice $[L_1]$ est utilisée en association avec la matrice identité $[I]$.

Nous avons également mis au point une troisième matrice de régularisation, nommée $[L_2]$ et pouvant être aussi utilisée en association avec la matrice identité $[I]$. Cette matrice $[L_2]$, toujours diagonale, se concentre sur le milieu du spectre, afin d'être au plus près du spectre observé. La construction de cette matrice passe par une fonction. La forme du spectre de NO observé se rapproche d'une cloche, d'un dôme. La fonction choisie, variante de la gaussienne, a aussi une forme plus ou moins de dôme. Elle est tracée en figure 5.4 et décrite par l'expression :

$$f(z) = \beta \times \exp \left[\frac{-(Z_{cal} - \mu)^4}{(2 \times \sigma^4)} \right] \quad (5.8)$$

En résumé, la matrice de régularisation $[\Gamma]$ peut soit être uniquement la matrice de Tikhonov, pondéré par le coefficient α :

$$[\Gamma] = \alpha \times [L] \quad (5.9)$$

Soit être la somme de la matrice identité et d'une autre matrice de régularisation :

$$[\Gamma] = [I] + [L1] \quad (5.10)$$

$$[\Gamma] = [I] + [L2] \quad (5.11)$$

L'utilisation conjointe de la matrice $[L]$ avec les matrices $[L_1]$ ou $[L_2]$ bruite le profil vertical de NO. C'est pourquoi nous utilisons plutôt la matrice identité avec les deux derniers types de régularisation.

L'ensemble des paramètres qui régissent ces matrices globales de régularisation $[\Gamma]$ sont ajusté manuellement. Puisque nous utilisons, pour les résultats finaux, uniquement la matrice de Tikhonov, seul le paramètre α est libre.

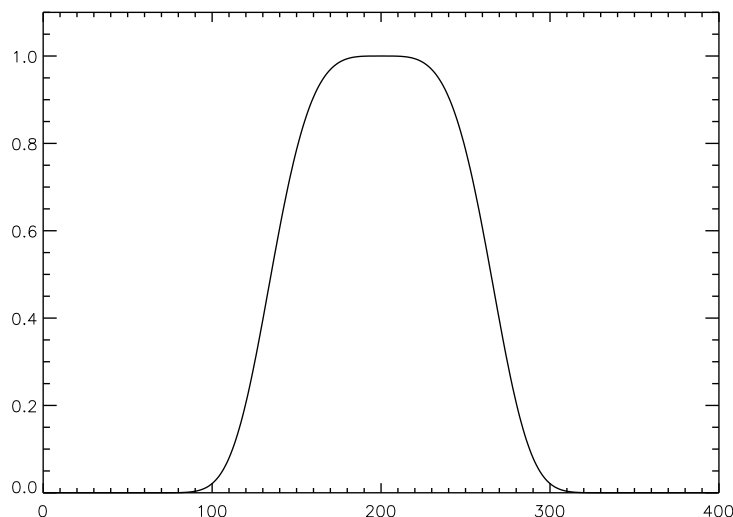


FIGURE 5.3 – **Fonction de la matrice** $[L_2]$: $f(z) = \beta \times \exp [-(Z_{cal} - \mu)^4 / (2 \times \sigma^4)]$. Nous retrouvons les trois principaux paramètres typique d'une gaussienne : la moyenne μ , l'écart-type σ et un coefficient de proportionnalité β . μ permet de positionner la fonction sur l'axe des longueurs d'onde. σ permet de fixé la largeur du dôme et β ajuste l'intensité.

5.2 Étude de sensibilité du Tikhonov

L'étude de sensibilité qui va suivre est réalisée pour l'orbite 0311A19. Nous avons utilisé le spectre enregistré sur la bande centrale de la CCD, représentant une émission de NO assez bien centrée sur l'axe des longueurs d'onde.

5.2.1 Résultats sans régularisation

La figure 5.4 montre le résultat de l'inversion sans aucune régularisation, ou autrement dit avec un coefficient α égal à zéro. Le spectre de NO modélisé reproduit parfaitement le spectre de NO observé. Malheureusement, la distribution verticale de NO associée, montrée en figure 5.5, est extrêmement bruitée et contient beaucoup de valeurs négatives, non physiques. Il est évident qu'une régularisation est nécessaire.

5.2.2 Effets de la régularisation de Tikhonov

Dans cette méthode de régularisation, le seul paramètre que nous puissions ajuster est le coefficient α . La figure 5.6 illustre l'effet de la variation de ce coefficient sur la forme du spectre de NO modélisé. Plus α est grand et plus le spectre a un aspect lisse. Une valeur trop élevée pour le coefficient α ne permet pas de reproduire les structures les plus fines du spectre observé. Dans notre exemple, dès $\alpha = 1.0$, la double bosse au niveau du pic spectral disparaît.

La figure 5.7 montre les profils verticaux de NO obtenus après régularisation avec les valeurs de α utilisées dans la figure précédente. Notons que plus le coefficient de lissage est grand, plus la résolution verticale est dégradée et plus le pic d'émission est bas en

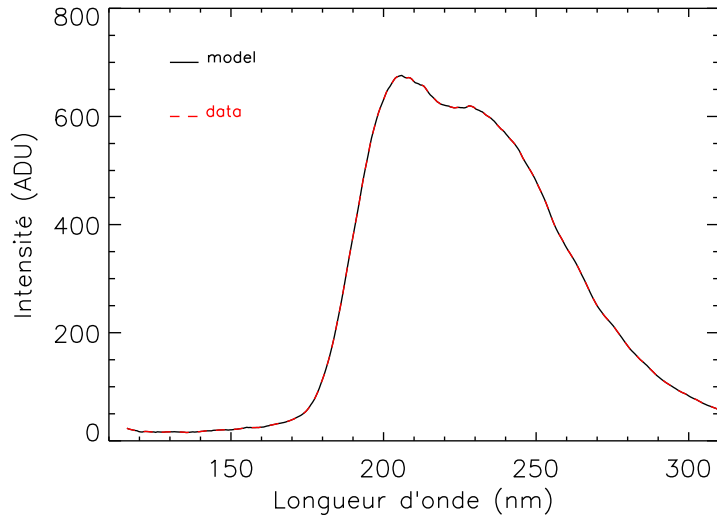


FIGURE 5.4 – **Inversion sans régularisation.** L'inversion matricielle pure donne un spectre de NO modélisé parfaitement ajusté au spectre observé.

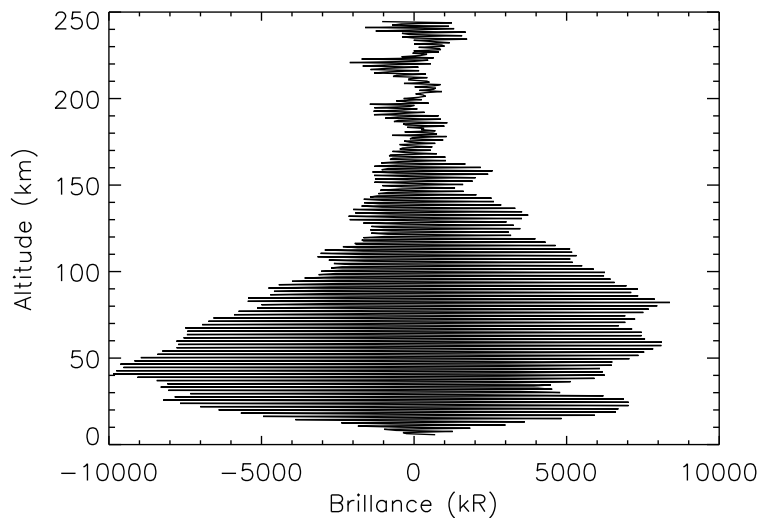


FIGURE 5.5 – **Inversion sans régularisation.** Profil vertical de NO associé à la figure précédente (5.4). Cette distribution du NO avec l'altitude est inexploitable. Le résultat de l'inversion matricielle est beaucoup trop bruité.

altitude et a une brillance moindre. Le profil vertical correspondant à $\alpha = 10^{-4}$ montre des oscillations aux altitudes inférieures à 70 km et supérieures à 150 km. Ce sont là des artefacts numériques à ne pas considérer. L'inversion devient instable si le lissage est trop faible.

La fixation du paramètre α nécessitera donc un compromis entre l'allure de la distribution verticale (ni trop bruitée, ni avec une résolution verticale trop dégradée) et l'allure

du spectre modélisé, qui doit être aussi proche que possible du spectre observé.

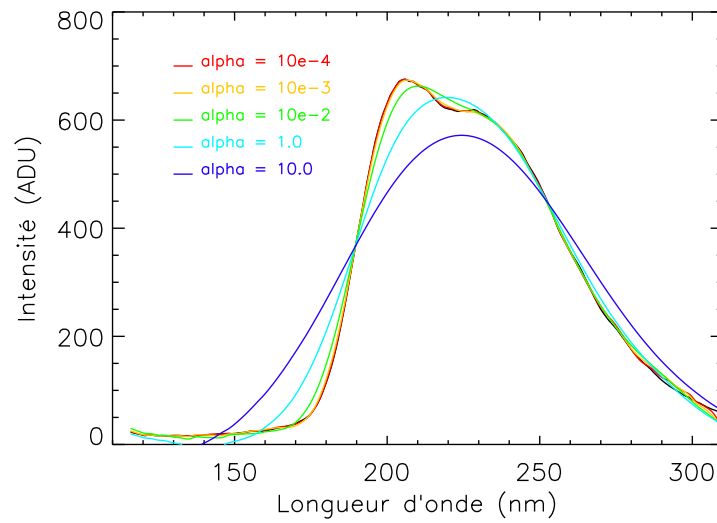


FIGURE 5.6 – **Inversion avec régularisation de Tikhonov.** Le spectre de NO est plus ou moins bien reproduit suivant la valeur du coefficient α . Plus α est grand et plus le spectre sera lisse autour du pic d'intensité.

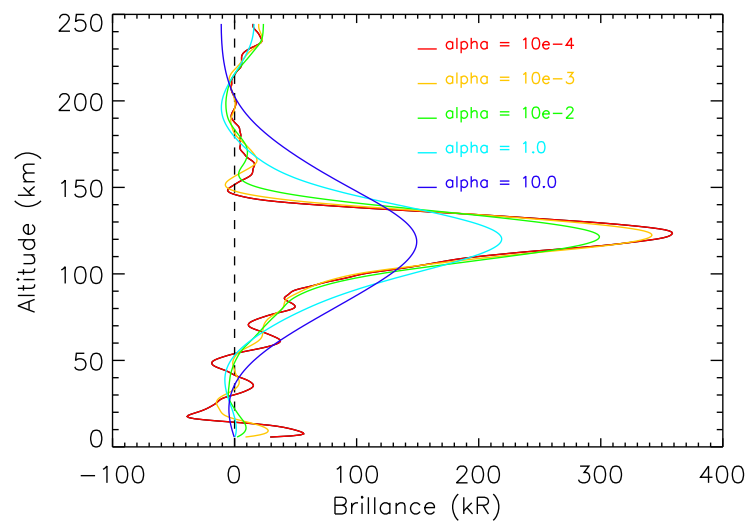


FIGURE 5.7 – **Inversion avec régularisation de Tikhonov.** Profil de NO pour différentes valeurs de α . Plus ce coefficient est grand et plus le profil vertical a une résolution verticale dégradée.

5.3 Présentation des résultats de l'algorithme d'inversion

5.3.1 Distribution verticale de NO

Les figures 5.8 et 5.9 montrent les résultats du modèle inverse pour l'orbite 0311A19. Nous sommes capables de reproduire le spectre de NO observé ainsi que d'obtenir la distribution verticale de NO sur chacune des bandes de la CCD. Ces deux sorties de l'algorithme d'inversion sont aussi obtenues avec le modèle direct. Il est donc aisé de comparer les méthodes d'inversion entre elles.

Sur la figure 5.8, nous observons que d'une bande à l'autre le spectre de NO se décale en longueur d'onde. C'est la conséquence de l'absence de fente devant le spectromètre. Les cinq bandes sondent des gammes d'altitudes différentes. Avec le même coefficient de lissage α pour chaque bande, le spectre observé est très bien reproduit. Sur la figure 5.9, la distribution verticale de NO pique, pour chaque bande, autour de 120 km d'altitude. La bande 4 sonde une région de l'atmosphère plus haute (entre environ 30 et 280 km d'altitude tangente) que la bande 0 (entre -30 et 210 km d'altitude tangente). La forme de la distribution, ainsi que son maximum de brillance, restent sensiblement les mêmes.

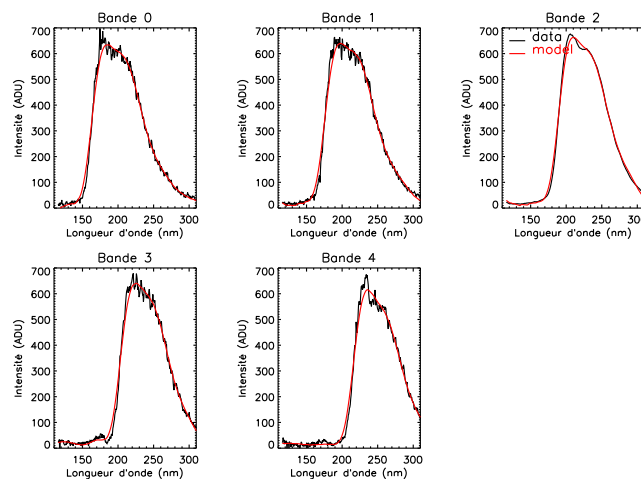


FIGURE 5.8 – Spectre de NO. Les cinq bandes de SPICAV sont représentées.

5.3.2 Imagerie du champ de vue de SPICAV

Un apport intéressant de l'algorithme d'inversion est présenté en figure 5.10. Il s'agit d'une image du champ de vue de SPICAV. Nous pouvons profiter pleinement de la capacité de spectro-imagerie de cet instrument, bien qu'il soit utilisé en tant que simple spectromètre dans la plupart des cas. L'imagerie nous permet de représenter la variation horizontale de la couche de NO dans l'atmosphère de Vénus. La représentation du champ de vue nous apprend si cette couche est homogène à l'échelle de champ de vue ou non et si nous observons plusieurs zones d'émission dans ce même champ de vue.

Il est possible de réaliser l'image du champ de vue pour chaque mesure durant une occultation stellaire. Nous sommes donc capables de représenter l'évolution temporelle de

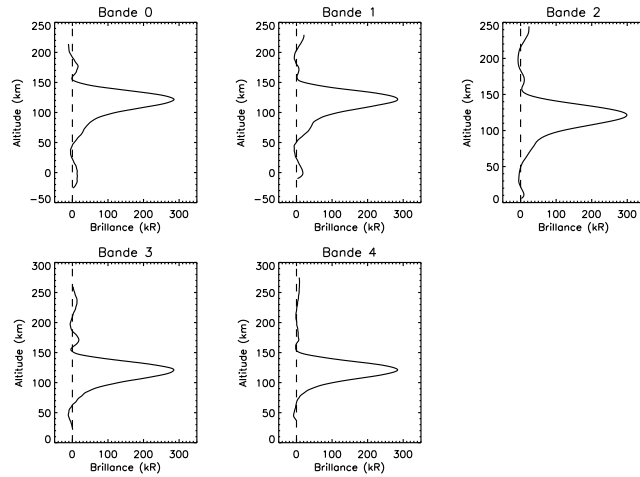


FIGURE 5.9 – **Profil vertical de NO.** Les cinq bandes de SPICAV sont représentées.

l'émission de NO au cours de la séquence d'occultation. L'image du champ de vue est graduée suivant l'altitude en ordonnée et suivant la distance horizontale en abscisse.

La distance horizontale représente la distance, en terme de ligne droite, qui sépare un point du champ de vue d'un autre. Cette distance, calculée à partir de la latitude et de la longitude du lieu d'observation, permet de tracer les contours du champ de vue et aussi de placer sur un même graphique le champ de vue pris un moment t_0 de l'observation et celui pris un moment $t_0 + \Delta t$. Au lieu de prendre la distance horizontale, nous aurions pu exprimer les distances simplement en terme de longitude. Mais parfois la longitude ne change pas et seule change la latitude avec le temps. La distance horizontale est une manière de dilater cet axe.

Nous faisons ici l'hypothèse que Vénus est parfaitement sphérique (hypothèse justifiée par son très faible aplatissement). Nous utilisons les formules suivantes pour calculer la distance entre deux points le long d'un grand cercle, qui est la plus courte distance à la surface de la Terre. Nous calculons la distance à vol d'oiseau. Ces formules restent particulièrement bien conditionnées pour les calculs de faibles distances, contrairement aux calculs basés sur la loi sphérique des cosinus. Elles ont été publiées par R.W. Sinnott dans *Sky and Telescope*, en 1984.

Nous prenons la latitude et la longitude de deux points éloignés dans le champ de vue : le point matérialisant le centre de la bande 0 et celui matérialisant le centre de la bande 2. Nous calculons leur différence de latitude et de longitude :

$$\Delta lat = lat2 - lat1 \quad (5.12)$$

$$\Delta lon = lon2 - lon1 \quad (5.13)$$

Puis, nous appliquons les formules suivantes :

$$a = \sin(\Delta lat/2.)^2 + \cos(lat1) \times \cos(lat2) \times \sin(\Delta lon/2.)^2 \quad (5.14)$$

$$c = 8 \times \arctan\left(\frac{\sqrt{a}}{\sqrt{(1-a) + a + \sqrt{1-a}}}\right) \quad (5.15)$$

$$d = R_{Venus} \times c \quad (5.16)$$

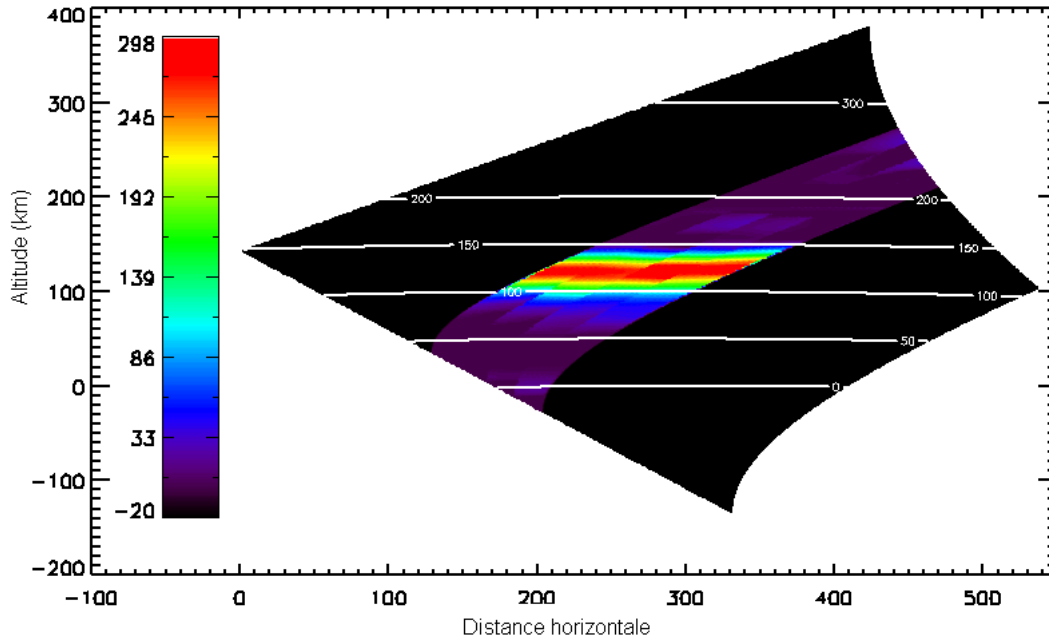


FIGURE 5.10 – **Champ de vue SPICAV**. La couleur noire codant pour une intensité de -20 ADU est artificielle : elle symbolise les endroits du champ de vue où nous ne disposons d'aucune donnée, ceci dans le but de différencier les endroits où nous n'observons pas de ceux où nous sommes capable d'observer mais où il n'y a pas d'émission de NO.

$$D_V = d/\text{binning}/\text{Nombre de bandes entre les centres} \quad (5.17)$$

D_V est la distance sur Vénus entre deux pixels le long d'une même colonne, projetée dans le plan focal.

Le point origine de notre calcul, celui à partir duquel sont dérivées les distances horizontales, se situe au coin supérieur gauche du champ de vue.

Avant de reconstituer entièrement le champ de vue, nous disposons de cinq profils verticaux de NO : un pour chaque bande. Ces profils verticaux, issus de l'inversion, sont légèrement différents puisque chacun reflète la brillance du NO dans des gammes d'altitudes différentes et que cette émission n'est pas parfaitement homogène. La CCD totale possédant 288 lignes, nous ne sommes donc capables que d'en tracer cinq. Nous allons donc procéder par interpolation pour reconstituer les données manquantes. Nous choisissons de placer le profil vertical de NO d'une bande au centre de cette bande. Rappelons qu'une bande représente la sommation de 16 ou 32 lignes de la CCD. Cette sommation, ou binning, est faite à bord de la sonde. En retour nous avons donc une information unique moyennée sur une bande, représentative de la brillance observée sur ces 16 ou 32 lignes.

Afin de reconstituer une image plus lisible de la couche de NO, nous avons choisi d'interpoler linéairement, suivant l'altitude, entre le centre de chaque bande de la CCD de SPICAV. C'est pour cette raison qu'il semble y avoir 4 bandes sur les champs de vue. Ces quatre bandes ne sont pas réelles. Elles reflètent le fait que nous interpolons entre le centre de la bande 0 et le centre de la bande 1, puis entre le centre de la bande 1 puis le centre de la bande 2 ... et pour finir entre le centre de la bande 3 et le centre de la bande 4. Les bandes 0 et 4 ne sont ainsi reconstituées qu'à moitié.

5.4 Avantages et inconvénients de l'algorithme d'inversion

Nous proposons une revue des avantages et inconvénients de chaque méthode d'inversion, avant de passer à la partie résultats.

La principale différence entre les deux méthodes est que le modèle direct part d'une émissivité, en forme de courbe de Chapman et fait l'hypothèse d'une symétrie sphérique lors de l'intégration de cette émissivité le long de la ligne de visée. L'algorithme d'inversion, lui, ne suppose pas de symétrie sphérique et ne remonte pas jusqu'à l'émissivité de la couche de NO ; nous nous contentons d'une brillance intégrée le long de la ligne de visée.

De prime abord, l'algorithme d'inversion semble supplanter le modèle direct : cet algorithme offre la possibilité d'imager le champ de vue et la méthode d'inversion semble également plus robuste et plus fiable que la méthode employée dans le modèle direct pour obtenir les distributions verticales de NO. Nous pourrions alors nous demander pourquoi continuer à utiliser les deux méthodes en parallèle.

5.4.1 Résolution verticale

La méthode de régularisation employée dans l'algorithme d'inversion fait intervenir un coefficient de lissage α . L'ajustement de ce dernier réside en un compromis entre un profil accidenté ou une résolution verticale dégradée. Nous cherchons à reproduire la forme générale des spectres de NO observés. Ces spectres ne sont pas bien résolus spectralement et il est dénué de sens de vouloir reproduire la moindre variation en longueur d'onde. C'est pourquoi nous privilégions les coefficients de lissage relativement fort qui reproduiront une forme globale du spectre de NO observé. Nous préférons dégrader la résolution verticale, plutôt que d'appliquer des coefficients de lissage faibles entraînant trop de bruit sur les distributions verticales de l'émission.

Par rapport au modèle direct, les altitudes sont donc moins résolues dans l'algorithme d'inversion. Lors de la comparaison des résultats de ces deux méthodes, il faudra privilégier les altitudes (altitude du pic d'émission de la couche de NO et échelle de hauteur de la couche) données par le modèle direct. L'algorithme d'inversion donnera quant à lui, une forme de distribution plus réaliste de l'émission de NO avec l'altitude, mais nous ne remontons pas au profil vertical d'émissivité.

5.4.2 Prise en compte de l'effet du binning

Le dernier point que nous évoquerons est celui du binning. L'algorithme d'inversion prend mal en compte cette caractéristique.

Une bande est constituée de la somme de 16 ou 32 lignes. Nous avons un spectre par ligne. Bien souvent, la CCD de SPICAV est inclinée par rapport à la verticale locale. En conséquence, chaque ligne de CCD sondera des altitudes légèrement différentes et par là même, sur chaque ligne, le spectre de NO observé sera légèrement différent. Ce phénomène est très bien pris en compte dans le modèle direct, qui reconstitue un spectre de NO ligne par ligne puis procède à une sommation de ces spectres sur un nombre de lignes donné.

L'algorithme d'inversion procède par bande et non par ligne. Pour chaque bande, il suppose que le spectre observé est une moyenne des 16 ou 32 spectres enregistrés sur

chaque ligne de la bande. Le binning n'est donc pas bien pris en compte. Ce défaut engendre un biais pour l'altitude du pic d'émission de la couche de NO. Dans la partie suivante de cette thèse, qui expose les résultats, nous observerons que l'algorithme d'inversion produit quasi systématiquement une couche de NO d'altitude inférieure à celle obtenue avec le modèle direct.

Afin de vérifier l'effet du binning sur l'altitude du maximum de brillance de la distribution verticale, livrons-nous à un petit test. Nous allons simuler plusieurs cas de binning artificiels, à partir du modèle direct. Ceci nous permettra de créer des spectres de NO artificiels, avec différentes valeurs d'inclinaison de la CCD par rapport au limbe.

Le cas le plus simple est celui où, sur une même bande, tous les spectres sont identiques. Nous allons produire un spectre typique de ce cas avec le modèle direct. Nous partons d'un spectre observé quelconque et assignons ce spectre à chacune des 16 lignes (si le binning vaut 16) de notre bande et nous sommes. En résultats, nous obtenons un spectre correspondant à une bande pour laquelle on suppose que chaque ligne contient exactement la même chose. Cette simulation, et les suivantes, sont répertoriées sur la figure 5.11.

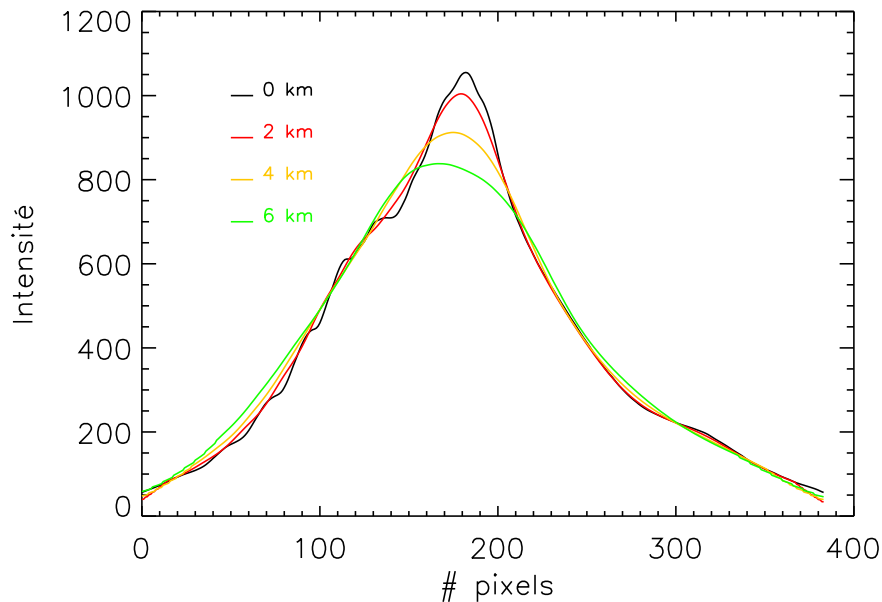


FIGURE 5.11 – **Spectres de NO simulés à partir du modèle direct.** Pour chaque spectre le binning vaut 16. D'un spectre à l'autre, l'orientation de la fente par rapport au limbe est modifiée, afin de créer une variation d'altitude observée sur une ligne de CCD. « 0 km » indique que la fente est perpendiculaire au limbe et que par conséquent, l'altitude reste constante sur une même ligne de CCD.

Le second cas est celui où chaque ligne d'une bande a un spectre légèrement différent. Nous considérons tout d'abord une inclinaison de la CCD par rapport au limbe de telle sorte que, dans le plan focal, la distance entre chaque point (pixel) est égale à 2 km. D'une ligne à l'autre, les pixels de la CCD ne sondent alors plus la même altitude. En conséquence, sur chaque ligne, nous observerons un spectre légèrement différent. Nous procédons de la même façon pour les deux cas suivants, qui auront respectivement un

décalage de 4 et 6 km entre chaque pixel d'une même colonne de la CCD. Pour chaque cas, nous sommes nos 16 spectres différents et obtenons un spectre correspondant à une bande de CCD.

À ce stade de notre test, nous possédons un jeu de quatre spectres simulés avec le même binning sur 16 lignes, mais suivant les cas, chaque ligne de CCD observe ou non le même spectre de NO. Pour rendre compte des effets de l'algorithme d'inversion, nous allons inverser ces spectres de NO avec l'algorithme d'inversion, afin d'obtenir les distributions verticales pour chaque cas. Ces distributions verticales sont en figure 5.12.

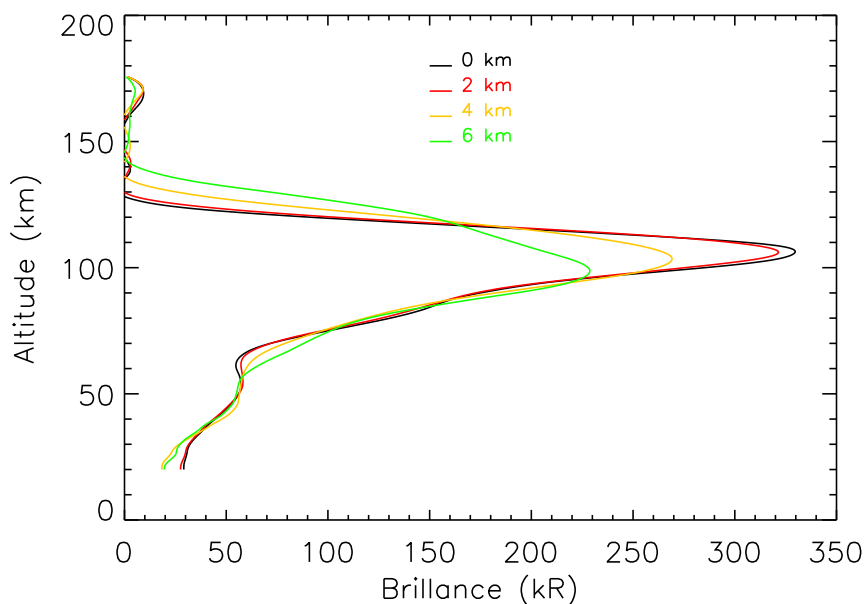


FIGURE 5.12 – **Profils verticaux de NO**, obtenus avec l'algorithme d'inversion, à partir des spectres de NO simulés par le modèle direct.

Nous observons que plus les spectres de NO sont différents d'une ligne à l'autre de la bande et plus la distribution verticale de NO pique bas en altitude. Ce constat démontre pourquoi le pic d'émission de la couche de NO est situé systématiquement à des altitudes inférieures dans l'algorithme d'inversion par rapport au modèle direct. Dans les cas où la fente n'est pas parallèle au limbe, le modèle direct tiendra toujours compte du fait que les spectres de NO varient d'une ligne à l'autre de la CCD, alors que l'algorithme d'inversion ignorera ce phénomène.

La prise en compte, dans l'algorithme d'inversion, de cet effet dû au binning n'est pas aisée. Il faut déconvoluer un spectre de NO obtenu sur une bande, afin de faire ressortir l'information contenue sur chacune des lignes composant la bande. Rappelons que le binning est réalisé à bord de la sonde et nous n'avons donc jamais accès à l'information ligne par ligne. Nous avons essayé de déconvoluer un spectre, mais l'inversion est très peu stable. Les résultats sont insatisfaisants pour l'instant et la procédure n'est pas encore mature pour être incluse dans l'algorithme d'inversion.

Partie 3

Résultats, Interprétation et Discussion

Les résultats des deux méthodes d'inversion (modèle direct et algorithme d'inversion) sont exposés dans les deux chapitres suivants. Nous décrivons d'abord la morphologie/géométrie des émissions de NO, puis nous analyserons les paramètres physiques de la couche de NO (altitude du pic d'émission, échelle de hauteur de la couche, brillance) afin de réaliser une interprétation générale en terme de dynamique de l'atmosphère. Nous confronterons nos résultats à d'autres études antérieures. Le dernier chapitre sera l'occasion de faire un bilan et de conclure sur les différentes directions à donner à ce travail de thèse.

Sommaire

<i>Chapitre 6 :</i>	Morphologie des émissions de NO	121
<i>Chapitre 7 :</i>	Statistiques des paramètres physiques de la couche de NO	141
<i>Chapitre 8 :</i>	Discussions et perspectives	163

Chapitre 6

Morphologie des émissions de NO

Ce chapitre, dédié à la géométrie et à la morphologie des émissions de NO, introduit la partie « Résultats ». Nous passerons en revue quelques observations représentatives de la variété des émissions de NO se produisant dans l'atmosphère de Vénus. La complémentarité des deux méthodes d'inversion (modèle direct et algorithme d'inversion) sera mise en valeur. Les informations ainsi collectées permettront de classer les émissions de NO et de comprendre les limites de chaque méthode.

Le portrait de famille des émissions de NO vénusiennes se compose ainsi d'émissions rarement homogènes à l'échelle des observations, souvent atténuées par les aérosols et/ou le CO₂, apparaissant ici ou là dans l'atmosphère, isolées ou groupées. Ces différentes émissions reflètent une très grande variabilité spatiale et temporelle.

Sommaire

6.1	Théorie sur la géométrie des émissions de NO	122
6.2	Morphologie des émissions de NO	124
6.3	Discussion	137

La mission *Venus Express* (VEX) fut lancée en novembre 2005 et placée en orbite autour de Vénus en avril 2006. Nous avons ainsi pu analyser un peu plus de 4 ans de données. Depuis la première occultation réalisée le 15 mai 2006, près de 400 occultations stellaires ont été effectuées par SPICAV. Un certain nombre de séquences est inexploitable à cause de la saturation de pixels ou du mauvais pointage de la sonde et d'autres ne sont pas utilisables par les méthodes d'inversion d'émission de NO car la sonde est trop loin du limbe. Sur les 400 occultations stellaires, nous avons analysé 180 observations et la quantité de données perdues pour les raisons évoquées ci-dessus, équivaut à 30,5% du jeu de données. Sur les 69,5% restants, 32 observations sont inutilisables, car l'émission de NO était trop intense et a saturé le détecteur ou parce que nous n'avons observé aucune émission de NO. Nous n'avons pas non plus été capables d'extraire l'émission de NO sur une dizaine d'observations, car elle n'était pas assez intense par rapport au signal de l'étoile ou parce qu'un spectre référence de l'étoile hors atmosphère n'a pu être constitué. En conséquence, les résultats présentés dans cette thèse sont basés sur 93 occultations stellaires ; il reste donc encore une partie du jeu de données à traiter.

Les émissions de NO sont connues pour être inhomogènes spatialement. Leur morphologie est très variable (Stewart et al., 1980). À travers ce travail de thèse, nous avons pu mettre en évidence quatre types principaux de morphologie de ces émissions de NO, chaque morphologie étant associée à une distribution verticale de NO particulière.

La mise en lumière de ces morphologies a été rendue possible grâce aux défauts du modèle direct. Dans le cas classique faisant l'hypothèse d'une émissivité de NO en forme de couche de Chapman puis intégrée le long de la ligne de visée, le modèle direct ne parvient pas toujours à reproduire les spectres observés. Il a alors fallu trouver une distribution différente de NO suivant l'altitude tangente pour obtenir le résultat observé. Ces tests ont permis de faire ressortir quatre catégories d'observations d'émissions de NO : celle à symétrie sphérique, celle où la symétrie sphérique est rompue pour cause d'émission « en paquets », celle où l'émission s'étale jusqu'en avant-plan de la planète et où le signal de l'émission est atténué, et celle où il apparaît deux zones d'émission dans le champ de vue. Une même observation peut appartenir à plusieurs types puisque, dans le cas où il apparaît deux zones d'émission sur une observation, l'une d'elles peut s'étaler en avant-plan de la planète et l'autre peut être légèrement atténuée.

6.1 Théorie sur la géométrie des émissions de NO

L'illustration en figure 6.1 est une représentation des différentes façons d'observer une couche de NO en mode d'occultation stellaire. Cinq cas d'émissions sont schématisés. Le cas a) suppose une émission de NO à symétrie sphérique sur la ligne de visée¹. Le profil vertical de NO correspondant est placé à la droite du schéma. Il s'agit d'une couche de Chapman intégrée le long de la ligne de visée.

Dans le cas b), la symétrie sphérique n'existe plus : l'émission de NO apparaît en un paquet localisé. Une gaussienne modélise très bien ce genre d'émission.

Dans le cas c) nous utilisons une courbe de Chapman tronquée dans sa partie basse. C'est une variante du cas b) : la symétrie sphérique n'est pas présente, car l'émission est

1. Ce schéma a) est un peu abusif : pour figurer la symétrie sphérique, nous avons mis un anneau rouge tout autour de Vénus, mais la symétrie sphérique est nécessaire uniquement à l'échelle de la ligne de visée. Il n'y a, à priori, pas d'émission de NO côté jour de la planète.

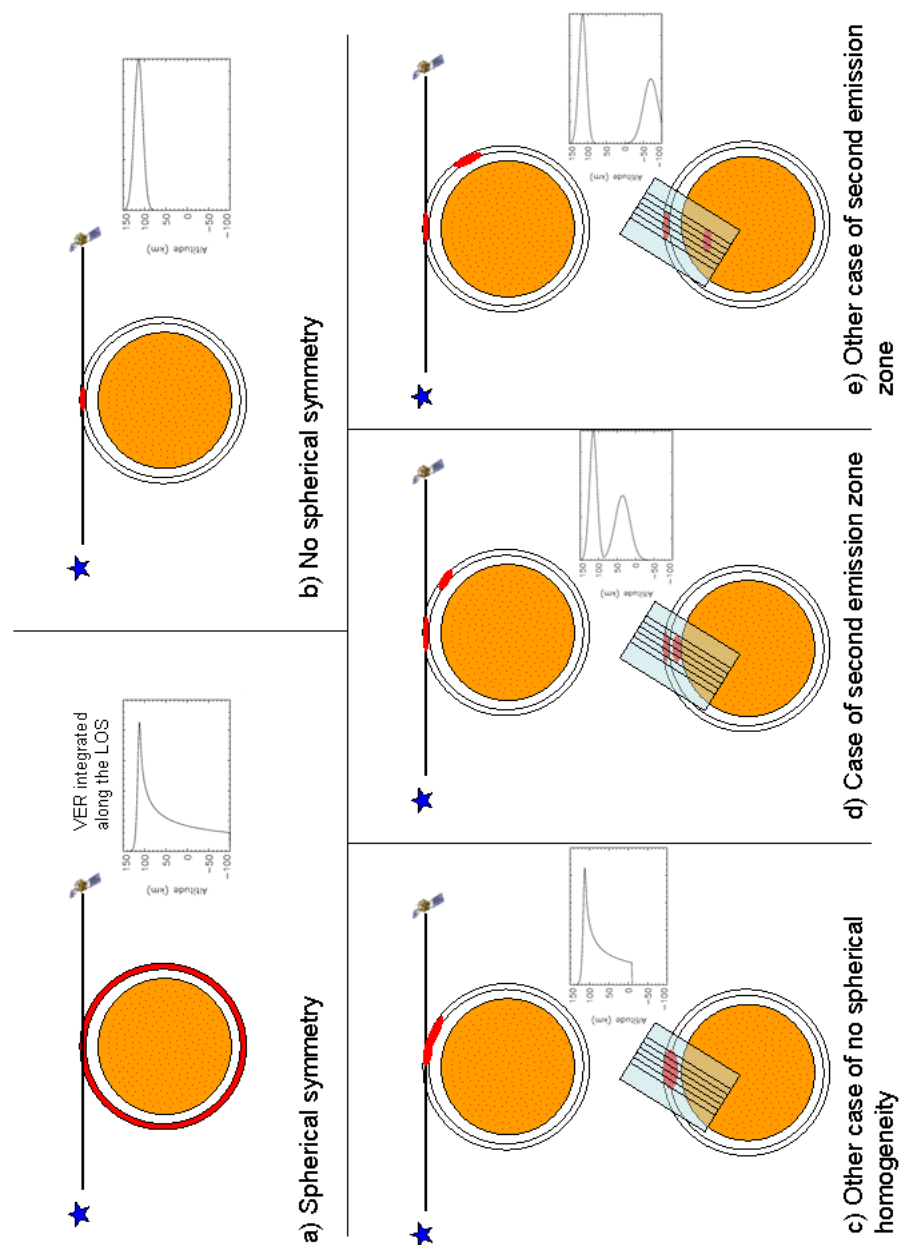


FIGURE 6.1 – Schéma interprétatif de la géométrie des émissions de NO. Pour chaque scénario, nous avons représenté la ligne de visée et un schéma correspondant à la distribution verticale de NO appropriée. Pour les scénarios c) à e), nous avons ajouté un second angle de vue de l'émission de NO, depuis le détecteur SPICAV. Le disque vénusien est en orange. La couche atmosphérique de NO est figurée par le cercle entourant Vénus et colorée totalement ou partiellement de rouge pour indiquer ou non la présence d'une émission. Le rectangle placé en transparence sur le disque planétaire, sur les scénarios c) à e) matérialise le champ de vue de SPICAV.

en paquet et ce dernier a une surface un peu plus étendue que dans le cas b).

Dans le cas d) et e) une seconde zone d'émission est présente sur le disque vénusien ainsi que dans le champ de vue de SPICAV. Pour ces exemples nous pouvons utiliser deux gaussiennes pour simuler la distribution verticale du NO. Le détecteur est capable de voir deux émissions de NO simultanément dans le même champ de vue, ce qui signifie que les signaux de chaque émission sont dispersés sur une même ligne de CCD. Nous devons ainsi prendre en compte les deux émissions afin de modéliser correctement l'observation. Le spectre de NO observé dans les cas d) et e) est une combinaison des deux émissions observées. Il est nécessaire de prendre en compte les altitudes tangentes sous 90 km et éventuellement celles négatives aussi. Au cas e) la première émission de NO est vue à travers l'atmosphère : son altitude sur le profil de NO sera son altitude réelle (autour de 110-115 km). La seconde émission de NO est, elle, vue en avant plan du disque vénusien : nous sommes donc incapables, à priori, de connaître son altitude réelle. Son altitude affichée sur la distribution de NO sera donc celle de l'altitude tangente à laquelle elle est observée. Cette altitude tangente sera obligatoirement inférieure à l'altitude de la couche principale vue à travers l'atmosphère. Une altitude tangente négative signifie que cette émission est vue uniquement en avant-plan du disque planétaire et évidemment pas à travers la surface : l'altitude tangente zéro matérialise le point où la ligne de visée intersecte la surface de Vénus. De plus, nous pouvons considérer que les nuages sont totalement opaques en-dessous de 80 km d'altitude. Toute émission dont l'altitude est inférieure à 80 km est en réalité en avant-plan et à plus haute altitude que celle donnée par le profil vertical.

Après cette introduction dédiée à la géométrie/morphologie des émissions de NO, nous allons détailler chacun de ces scénarios à travers des exemples concrets d'observations réalisées par SPICAV. Pour chacun de ces cas, nous confronterons les deux méthodes d'inversion.

6.2 Morphologie des émissions de NO

6.2.1 Émission homogène à l'échelle de la ligne de visée

Commençons notre revue des morphologies/géométries par le cas le plus simple : celui où l'on suppose une émission homogène à l'échelle de la ligne de visée. Ce cas est aussi celui le moins fréquent, représentant seulement 10% des observations traitées. La présentation des résultats se fera de manière standard : pour chaque méthode d'inversion nous présenterons sur une figure deux graphiques : à gauche, les spectres montrant l'ajustement entre les données et le modèle, et à droite la distribution verticale de NO correspondante. Pour l'algorithme d'inversion, nous ajouterons l'image reconstituée du champ de vue.

Orbite 0340A17

La figure 6.2 montre le résultat du modèle direct. L'ensemble du spectre est reproduit fidèlement. Une simple couche de Chapman intégrée le long de la ligne de visée, en supposant une symétrie sphérique, nous permet de reproduire cette observation. La distribution de NO ne nécessitant pas de modifications, nous sommes dans un cas de symétrie sphérique dans les gammes d'altitudes sondées par la ligne de visée. Ces altitudes sont situées

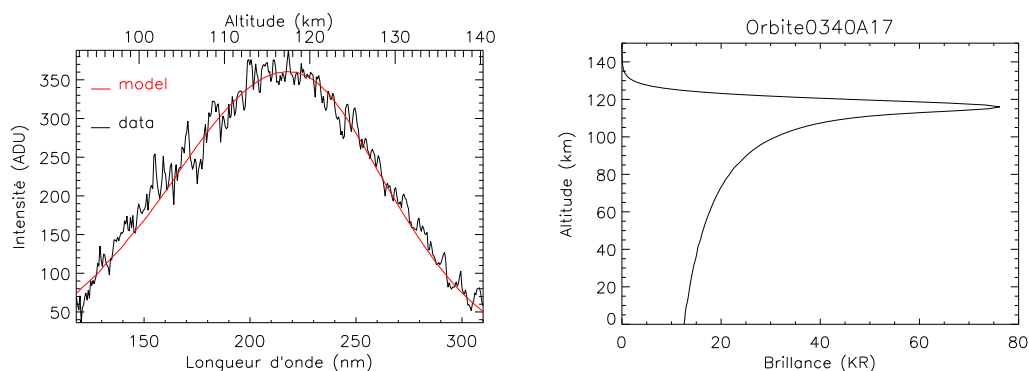


FIGURE 6.2 – **Modèle direct** pour l'orbite 0340A17. À gauche, la figure montre l'ajustement entre le modèle (en rouge) et l'observation (en noir). La figure de droite représente la distribution verticale de la brillance de NO nécessaire pour reproduire l'observation.

entre 92 et 140 km, d'un bout à l'autre du spectre. Sur Vénus, les phénomènes d'atténuation du signal causés par les aérosols interviennent au-dessous de 90 km d'altitude et ceux causés par le CO_2 se produisent encore plus bas. Notre observation se situant au-dessus de cette limite de 90 km, il n'est pas surprenant qu'une couche de Chapman intégrée le long de la ligne de visée reproduise fidèlement les données sans être modifiée. Pour cette observation, le modèle direct nous indique une couche de NO piquant à 117 km d'altitude, avec une échelle de hauteur valant 8 km et une brillance maximale égale à 76,2 kR.

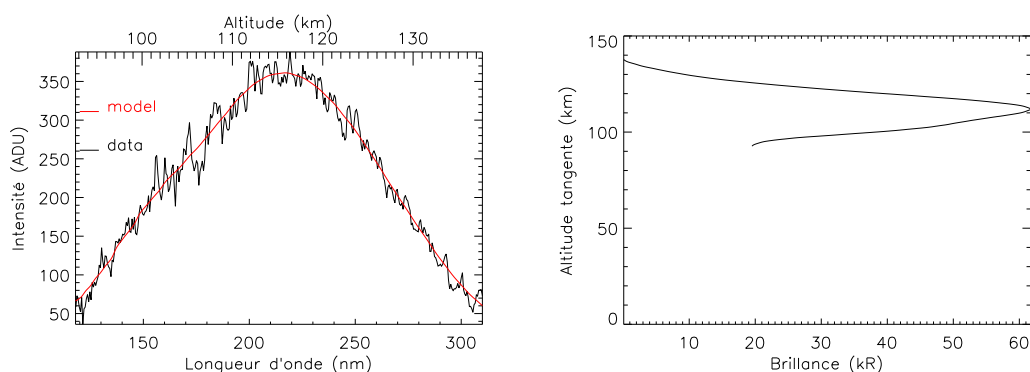


FIGURE 6.3 – **Algorithme d'inversion** pour l'orbite 0340A17.

Le résultat de l'algorithme d'inversion est exposé en figure 6.3. Ses résultats sont très similaires à ceux obtenus avec le modèle direct. Le spectre modèle est aussi parfaitement ajusté au spectre observé, compte tenu du rapport signal sur bruit, et les caractéristiques de la distribution de NO s'approchent de celles trouvées précédemment. Elle pique à 111 km, pour une échelle de hauteur de 20 km et la brillance au niveau du pic vaut 60 kR. Malgré des formes similaires entre les deux méthodes d'inversion, la distribution de NO de l'algorithme d'inversion représente une couche plus épaisse, d'échelle de hauteur plus importante. Ceci est compensé par une brillance au pic plus faible : la répartition du NO, suivant la méthode employée est légèrement différente. Mais les valeurs

obtenues pour l'intégrale des brillances sont proches pour les deux méthodes : 1450 kR pour le modèle direct et 1602 kR pour l'algorithme d'inversion.

La forme plus épaisse de la couche de NO dans l'algorithme d'inversion s'explique par la régularisation de Tikhonov et la non-prise en compte de l'effet du binning. La régularisation nécessite un coefficient de lissage. Plus ce coefficient est grand et plus la courbe sera lisse. À l'inverse, plus ce coefficient est petit et plus la courbe sera bruitée, laissant apparaître des instabilités numériques sous forme d'oscillations sur la courbe. Dans le cas présent, nous devons faire un compromis pour le coefficient de lissage afin d'ajuster au mieux le spectre modèle aux données qui sont assez bruitées. Cette valeur de coefficient, en complément de l'effet du binning, explique donc la forme plus grossière de la couche de NO par rapport au modèle direct : nous dégradons la résolution verticale pour éviter de former des oscillations non-physiques. Nous avons donc ici une observation pour laquelle le modèle direct est meilleur que l'algorithme d'inversion. Les émissions à symétrie sphérique sont mieux reproduites par le modèle direct. Il est important de le souligner. Ces observations justifient la nécessité de tester chaque observation avec les deux méthodes d'inversion.

Le dernier point concernant la distribution de NO nous focalise sur les altitudes inférieures à 90 km d'altitude. Nous pouvons voir que pour l'algorithme d'inversion, aucune émission de NO n'est présente sous cette altitude. L'algorithme d'inversion étant une inversion matricielle des données spectrales, nous n'extrapolons pas le vecteur brillance en deçà des altitudes sondées, c'est-à-dire pas sous 92 km d'altitude. En ce qui concerne le modèle direct, la partie du profil de NO située aux altitudes inférieures à 90 km pourrait donc être supprimée. Elle n'intervient pas dans le tracé du spectre modèle. Pour s'en convaincre, en figure 6.4, nous avons un exemple du modèle direct où la partie inférieure du profil a été artificiellement tronquée. Observez que l'ajustement entre observation et modèle n'en est pas modifié.

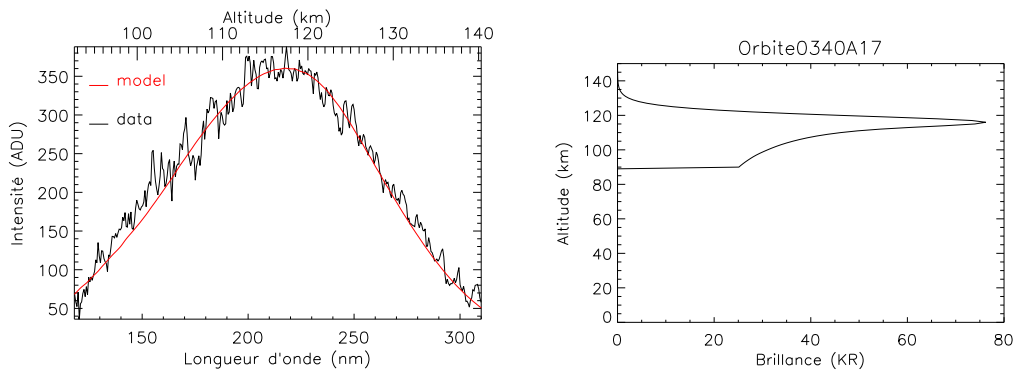


FIGURE 6.4 – **Modèle direct** pour l'orbite 0340A17. La distribution de NO a été volontairement tronquée dans sa partie basse afin de montrer que cette partie du profil n'intervient pas pour reproduire le spectre observé. Cette figure est à comparer avec la figure 6.2.

La figure 6.5 superpose les distributions de NO du modèle direct et de l'algorithme d'inversion. Cette comparaison permet de dire que pour cet exemple nous sommes dans un cas de symétrie sphérique à l'échelle de la ligne de visée. Bien que les couches de NO soient très similaires, l'aspect le plus flagrant de cette comparaison est la différence d'altitude

entre les deux couches, l'algorithme d'inversion (en rouge) piquant plus bas que le modèle direct (en noir). Nous verrons par la suite que c'est habituellement le cas. Cette différence d'altitude s'explique par la prise en compte, ou non, de l'effet du binning. Le modèle direct le prend en compte. C'est-à-dire que sur chacune des 16 ou 32 lignes constituant une bande, le modèle direct simule une émission légèrement différente, fonction de la portion de ligne effectivement éclairée par le NO. L'algorithme d'inversion ne prend pas cet aspect-là en compte : la brillance de l'émission de NO est la moyenne de l'éclairement observé sur les 16 ou 32 lignes.

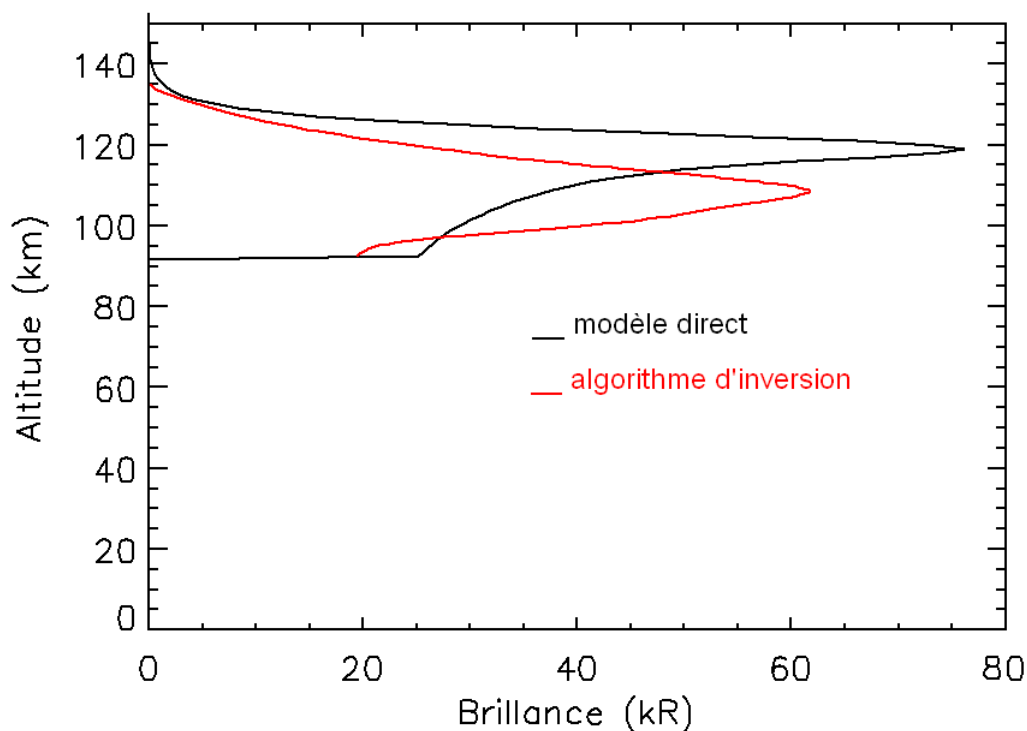


FIGURE 6.5 – Comparaison des distributions verticales de NO du modèle direct et de l'algorithme d'inversion, pour l'orbite 0340A17.

6.2.2 Non-symétrie sphérique : émissions en paquets

Ce cas englobe 22% du jeu de données traité et fait référence au cas b) de la figure 6.1.

Orbite 311A19

Pour cette observation, il a fallu procéder par ajustements successifs avec le modèle direct pour arriver à un résultat convenable. Notons que la distance au limbe vaut 6090 km (contre 6110 km pour l'exemple précédent), que l'angle d'inclinaison de la CCD vaut $146,2^\circ$ (contre $186,2^\circ$ précédemment) : l'axe des altitudes est donc basculé par rapport à l'observation précédente et la gamme d'altitudes sondées est plus étendue.

Pour commencer, avec chaque observation, nous avons d'abord testé une courbe de Chapman intégrée le long de la ligne de visée. Le résultat de cet essai est en figure 6.6.

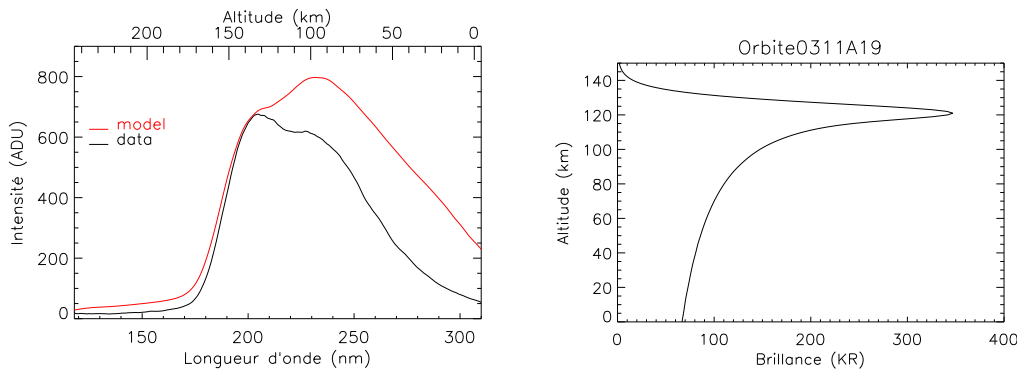


FIGURE 6.6 – **Modèle direct** pour l’orbite 0311A19. Premier essai avec une simple couche de Chapman intégrée le long de la ligne de visée.

Le modèle et les données ne coïncident alors pas dans la gamme spectrale comprise entre 200 et 310 nm. Dans cette région du spectre, le modèle surestime largement les données. Cette région du spectre correspond aux altitudes inférieures à 140 km. Il est évident que la distribution verticale de NO a une brillance simulée trop élevée dans sa partie basse. Le premier réflexe fut alors de « couper » artificiellement la distribution verticale de NO en enlevant toute l’émission dans la partie basse du profil. L’ajustement entre les données et le modèle devrait ainsi s’améliorer dans la région spectrale en question. Nous avons nommé « cut-off » le fait de couper artificiellement la distribution de NO. Un essai de ce cut-off est en figure 6.7. Par essais successifs, nous avons déterminé la meilleure altitude à laquelle l’appliquer. Comme prévu, le spectre est fortement amélioré dans la région des plus basses altitudes. Avec une valeur de cut-off égale à 85 km, l’ajustement entre les données et le modèle peut être jugé convenable, bien que le pic de l’émission soit assez mal reproduit. La forme globale du spectre est néanmoins cohérente. C’est cette idée de « cut-off » qui nous a poussés à prendre en compte l’atténuation dans la distribution verticale de NO. Le cut-off est la preuve que parfois l’émission s’estompe au niveau des altitudes tangentes inférieures à 90 km. Cet effet peut être dû à de l’atténuation par les aérosols et/ou le CO₂ dans l’atmosphère de Vénus, mais il peut aussi s’agir d’une émission en paquet où l’atténuation n’intervient pas. Il faut poursuivre les tests pour déterminer dans quelle situation se place cette observation.

La figure 6.8 représente un essai incluant de l’atténuation dans la couche de Chapman via le profil d’épaisseur optique présenté au chapitre 4 (section 4.2.4, figure 4.18). Dans ce cas, l’ajustement entre données et modèle est amélioré par rapport à l’essai de base (simple couche de Chapman intégrée le long de la ligne de visée) mais est moins satisfaisant que dans l’essai précédent avec le cut-off. La conclusion suivante peut alors être tirée : l’atténuation ne diminue pas assez la quantité de NO dans la partie basse du profil. Le cut-off rend mieux compte de la réalité, mais reste artificiel.

La dernière figure 6.9 est un essai de cut-off combiné à de l’atténuation. La solution est très proche de celle du seul cut-off. Cette distribution ne reproduit pas non plus assez la structure du pic spectral en forme de double bosse.

Après tous ces essais, nous retenons la solution avec cut-off (en figure 6.7) comme étant la meilleure pour le modèle direct pour cette observation. La couche de Chapman pique à 122 km pour une échelle de hauteur de 11 km et une brillance maximale de 347

kR.

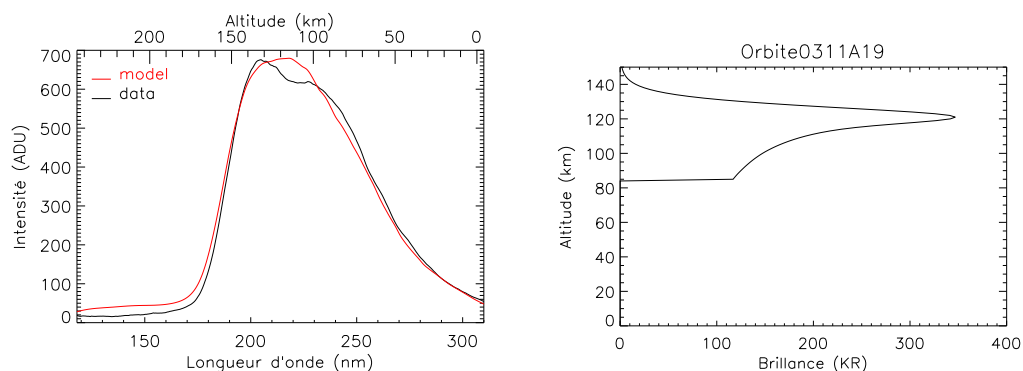


FIGURE 6.7 – **Modèle direct** pour l'orbite 0311A19. Essai du cut-off artificiel, placé à 85 km d'altitude

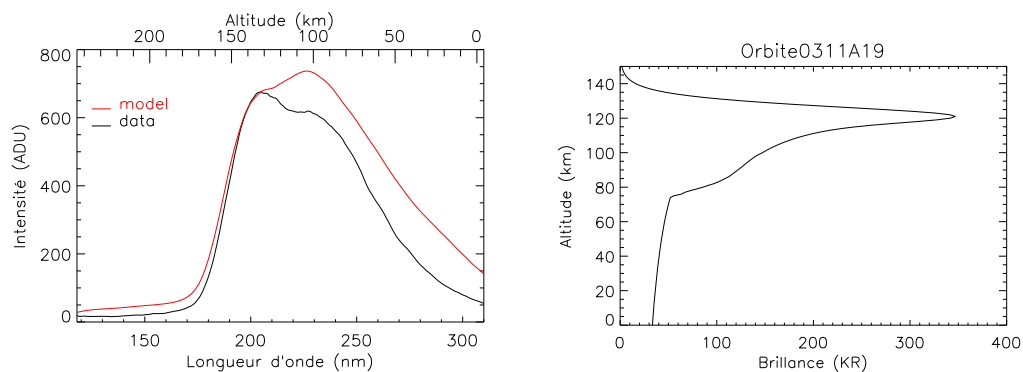


FIGURE 6.8 – **Modèle direct** pour l'orbite 0311A19. Essai d'atténuation via un modèle standard d'atténuation décrit au chapitre 4 (section 4.2.4, figure 4.18).

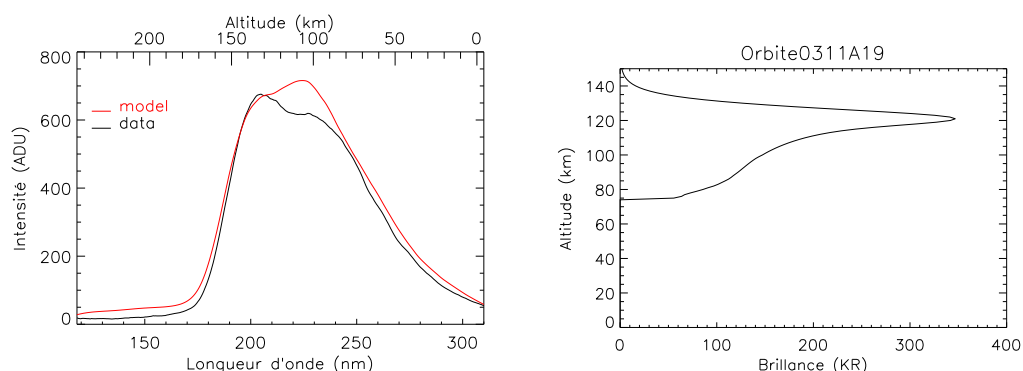


FIGURE 6.9 – **Modèle direct** pour l'orbite 0311A19. Essai d'une combinaison d'atténuation et cut-off.

Les résultats de l'algorithme d'inversion sont donnés en figure 6.10. L'ajustement entre données et modèle est optimal. La forme de la distribution verticale du NO est proche de la distribution testée dans le modèle direct avec l'application du cut-off. Pour l'algorithme d'inversion, la couche de NO pique à 121 km d'altitude pour une échelle de hauteur de 20 km et une brillance maximum de 298 kR. Comme dans le cas de la symétrie sphérique, l'algorithme d'inversion présente une couche de NO de plus grande échelle de hauteur, ce qui a pour conséquence de diminuer la brillance au pic. Mais au niveau de l'intégrale de la brillance, les deux couches sont du même ordre de grandeur : 10230 kR pour le modèle direct et 14740 kR pour l'algorithme d'inversion.

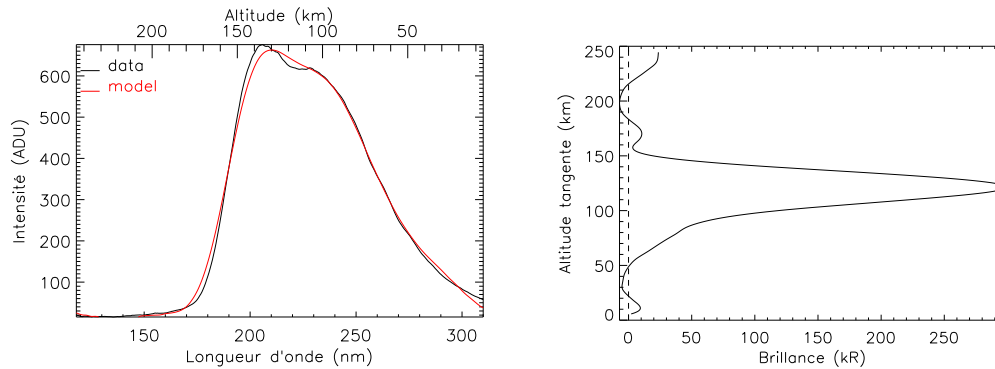


FIGURE 6.10 – **Algorithme d'inversion** pour l'orbite 0311A19.

Concernant l'ajustement entre les données et le modèle au niveau du pic spectral, notons que l'algorithme d'inversion donne une quantité de NO plus faible que le modèle direct entre 80 et 100 km d'altitude, justement là où se situe le pic spectral. La distribution verticale réelle est certainement un compromis entre les deux modèles. L'algorithme d'inversion simule seulement l'atténuation, mais la courbe de Chapman est trop étroite pour notre cas ici. Le modèle inverse représente mieux la double bosse du pic spectral et indique donc une distribution verticale plus fiable.

La figure 6.11 montre la superposition des distributions verticales de NO créées par le modèle direct et l'algorithme d'inversion. Les formes sont compatibles. Les deux méthodes s'accordent pour dire que sous une certaine altitude tangente (50 km au plus bas), il n'y a pas d'émission de NO. Ceci démontre que la symétrie sphérique est rompue. En hypothèse, nous pouvons penser qu'aux altitudes situées entre 50 km et 100 km, les aérosols et/ou le CO₂ atténue (absorbe et/ou diffuse) l'émission de NO d'arrière-plan. Puis aux altitudes tangentes inférieures à 50 km, il n'y a plus d'émission en avant-plan, car l'émission de NO apparaît en paquets discontinus horizontalement dans l'atmosphère de Vénus.

La cartographie de l'émission de NO obtenue à partir de l'algorithme d'inversion, en figure 6.12, indique une émission homogène à l'échelle du champ de vue de SPICAV. Ceci ne signifie pas que cette émission est homogène à l'échelle de l'atmosphère vénusienne entière. Ajoutons que cette image est un instantané du champ de vue. À partir de celle-ci nous ne faisons pas d'hypothèse sur la symétrie sphérique. Une émission non symétrique peut très bien apparaître totalement homogène dans le champ de vue.

En conclusion de cet exemple, la figure 6.13 montre un essai où nous avons utilisé, dans le modèle direct, la distribution verticale de NO produite par l'algorithme d'inversion. Le résultat est mitigé : la distribution créée par inversion des données produit trop de NO

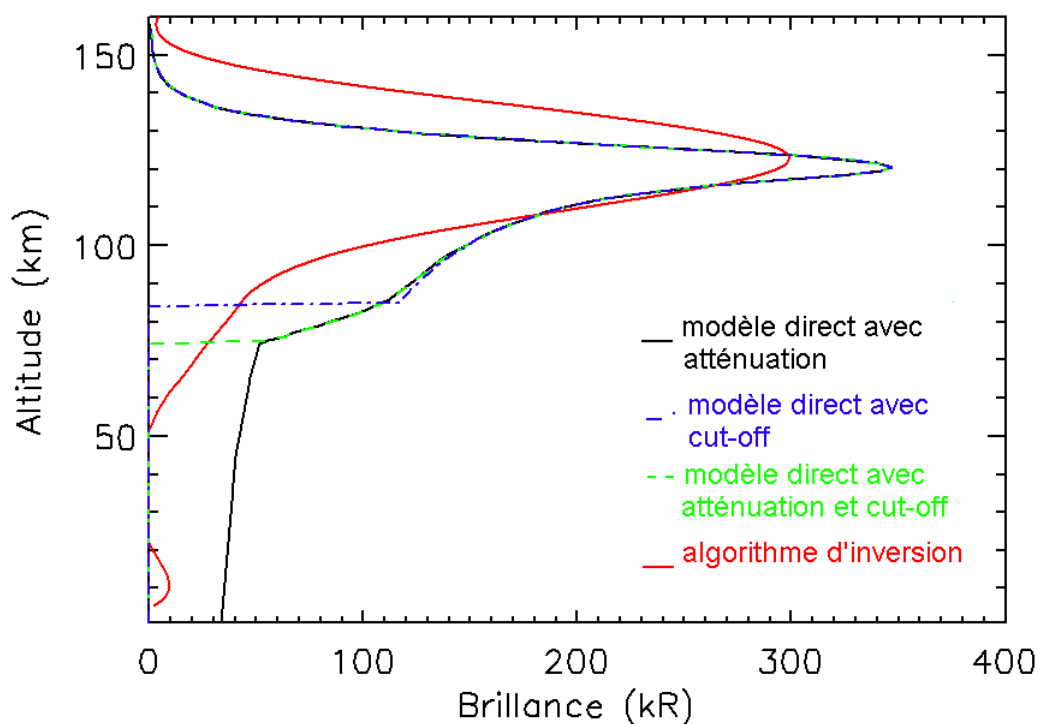


FIGURE 6.11 – Comparaison des distributions verticales de NO, pour l'orbite 0311A19.

à haute altitude. Il en résulte une surestimation de l'intensité du spectre aux plus hautes altitudes du spectre. La différence majeure entre les deux méthodes est la prise en compte, ou non, de l'effet du binning. Cet exemple montre l'importance que cela peut avoir. La véritable distribution verticale est probablement entre ce qu'indique les deux méthodes : une brillance et une échelle de hauteur intermédiaire. L'altitude du pic d'émission est ici le paramètre le plus fiable.

6.2.3 Seconde zone d'émission dans le champ de vue

Dans ce cas, il y a 37% du jeu de données traité.

Orbite 0267A10

Ici, nul besoin de tester l'atténuation ou le cut-off. En figure 6.14, dans la région spectrale inférieure à 200 nm, correspondant aux altitudes inférieures à 80 km, le modèle direct sous-estime l'intensité du NO. Par conséquent, incorporer de l'atténuation ou un cut-off dégraderait encore plus le résultat. Une émission est donc présente dans l'atmosphère vénusienne sous 80 km d'altitude tangente. L'altitude étant seulement tangente, ceci sous-entend que l'émission ajoutée sera placée sous 80 km d'altitude tangente sur la distribution verticale et que l'émission sera en fait en avant-plan du disque de la planète (altitudes tangentes négatives, c'est à dire altitudes réelles supérieures aux altitudes tangentes, apparentes). Le modèle direct indique une couche principale de NO à 109 km avec

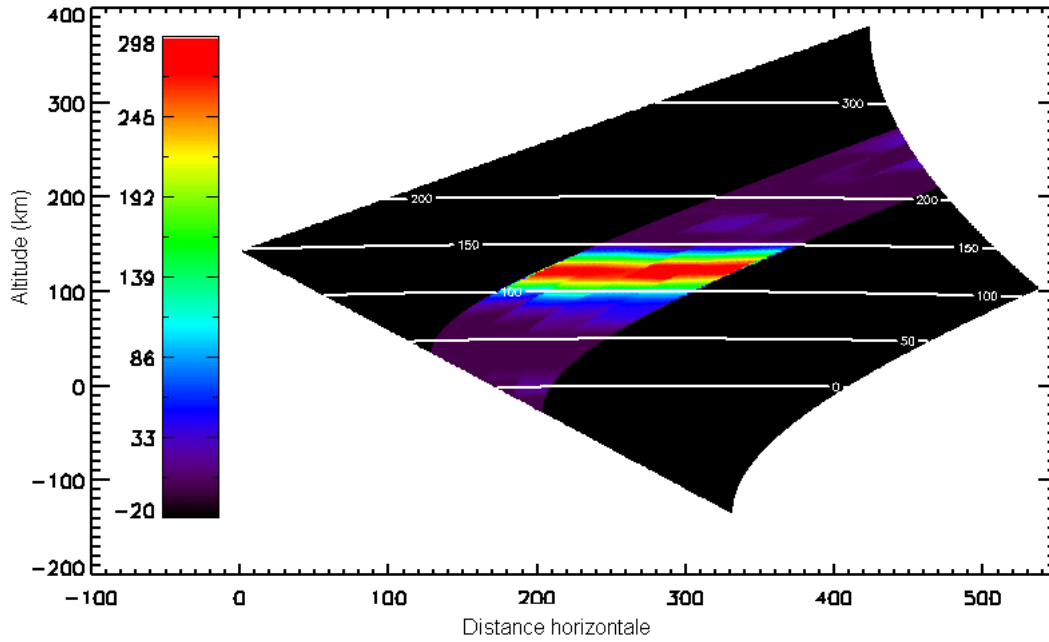


FIGURE 6.12 – **Cartographie.** Orbite 311A19. La valeur négative -20 kR sert à délimiter les zones du champ de vue où nous avons de l'information de celle où nous n'en avons pas. La valeur -20 code le manque d'information. La brillance du NO est codée de 0 kR à la brillance maximale de la couche. Cette cartographie est obtenue avec une seule mesure des cinq bandes.

une échelle de hauteur de 7 km et une brillance maximale de 195 kR.

Nous pouvons donc directement passer à la comparaison avec l'algorithme d'inversion, en figure 6.15.

Dans les cas comme celui-ci, le modèle direct échoue. Il ne parvient pas à produire une distribution verticale de NO réaliste. Son défaut est qu'il suppose à priori la symétrie sphérique et qu'il ne prend pas systématiquement en compte les surcroûts d'émission pouvant se produire en avant du disque de la planète, à des altitudes tangentes négatives. De ce fait, le modèle direct tente de compenser cette perte de NO dans les basses altitudes par une brillance surestimée au pic de la couche principale.

Ici encore, suivant les méthodes d'inversion employées, les altitudes des pics d'émission sont en désaccord. Dans ce cas, il faut préférer l'altitude indiquée par l'algorithme d'inversion, le lissage dégradant la résolution verticale de l'algorithme d'inversion et la non-prise en compte de l'effet du binning accentuant les divergences. Encore une fois le modèle inverse pique plus bas que le modèle direct. Ceci atteste que la distribution de l'émission de NO en deux paquets est plus réaliste.

Sur la figure 6.17, nous constatons une fois de plus que les intensités sont surestimées d'un côté du spectre : encore un effet de binning. Mais la forme du spectre observé est incontestablement mieux reproduite par l'algorithme d'inversion que par le modèle direct. Ceci atteste que la distribution du NO en deux paquets distincts est réaliste.

La figure 6.18 représente le champ de vue d'un instant de l'observation 0267A10. L'émission de NO apparaît distinctement en deux zones d'émission. L'émission de NO

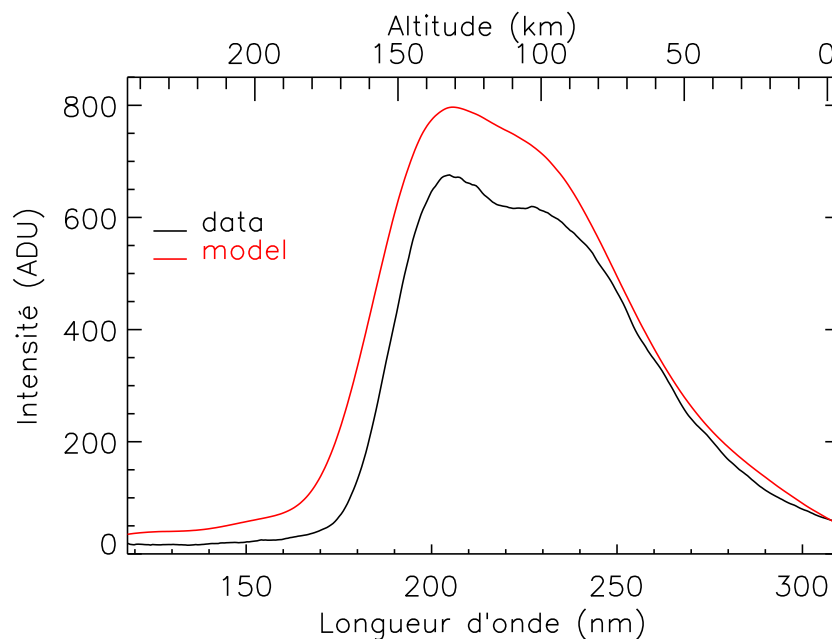


FIGURE 6.13 – **Distribution de l’algorithme d’inversion incorporée dans le modèle direct**, pour l’orbite 0311A19. Cette figure montre le résultat du modèle direct prenant en entrée la distribution verticale de l’émission de NO retrouvée par l’algorithme d’inversion.

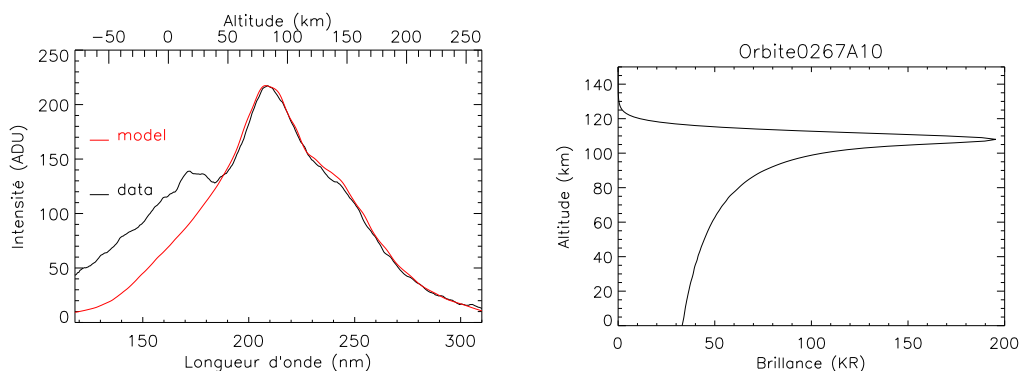


FIGURE 6.14 – **Modèle direct** pour l’orbite 0267A10.

associée à la couche principale sur la distribution verticale est celle en rouge, située autour de 100 km d’altitude. L’émission de NO présente en avant plan est en vert, aux altitudes tangentes à 50 km. Cette seconde émission est associée au pic d’émission le plus bas sur la distribution verticale de NO. Cette seconde zone d’émission n’est évidemment pas localisée autour de 50 km d’altitude dans l’atmosphère vénusienne ; c’est une altitude apparente. La vraie altitude de cette zone d’émission est située à des altitudes supérieures, car rappelons que l’altitude réelle d’un point le long de la ligne de visée est toujours supérieure à l’altitude apparente.

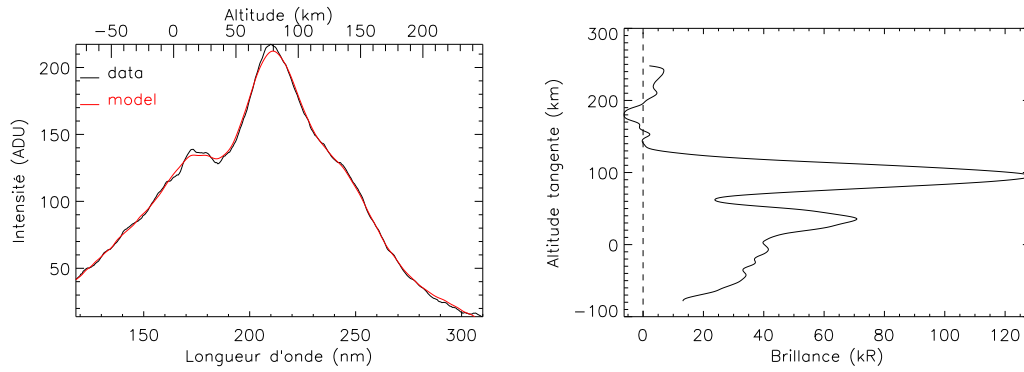


FIGURE 6.15 – Algorithme d'inversion pour l'orbite 0267A10.

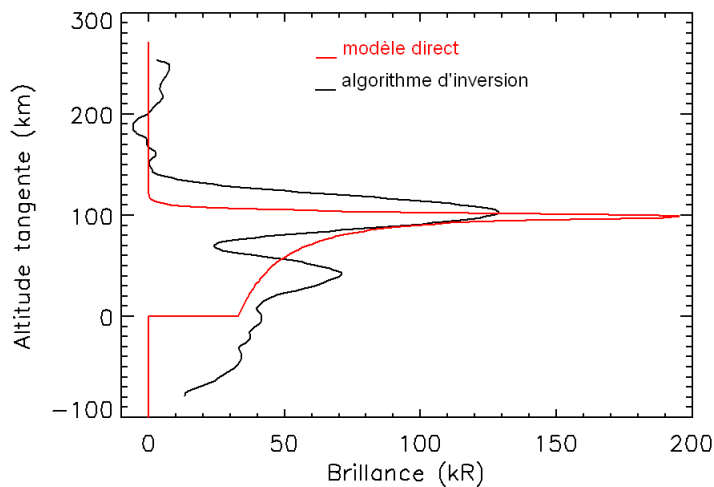


FIGURE 6.16 – Comparaison des distributions verticales de NO, pour l'orbite 0267A10.

6.2.4 Émission avec atténuation et/ou en avant plan du disque vénusien

Ce cas représente 31% des observations.

Résultats de l'orbite 0873A08

Ce cas peut être assimilé à un cas d'atténuation, mais ici l'atténuation ne provient pas de l'atmosphère (aérosols et/ou CO₂). Le disque vénusien intercepte la ligne de visée, divisant de moitié la quantité de NO observée. Nous obtenons le même résultat sur la distribution verticale lorsque l'opacité atmosphérique est telle que seule l'émission en avant-plan sur la ligne de visée parvient jusqu'au détecteur.

En figure 6.19, la région spectrale supérieure à 230 nm est sous-estimée par le modèle. Cette région correspond aux altitudes tangentes inférieures à 50 km et nous remarquons que SPICAV sonde également des altitudes tangentes négatives. Le modèle direct, dans

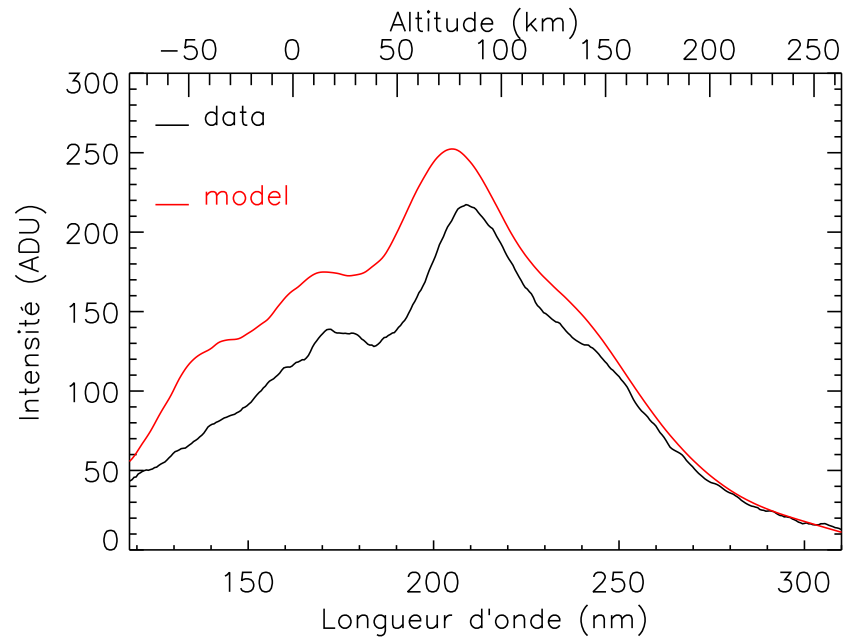


FIGURE 6.17 – Distribution de l’algorithme d’inversion dans le modèle direct, pour l’orbite 0267A10.

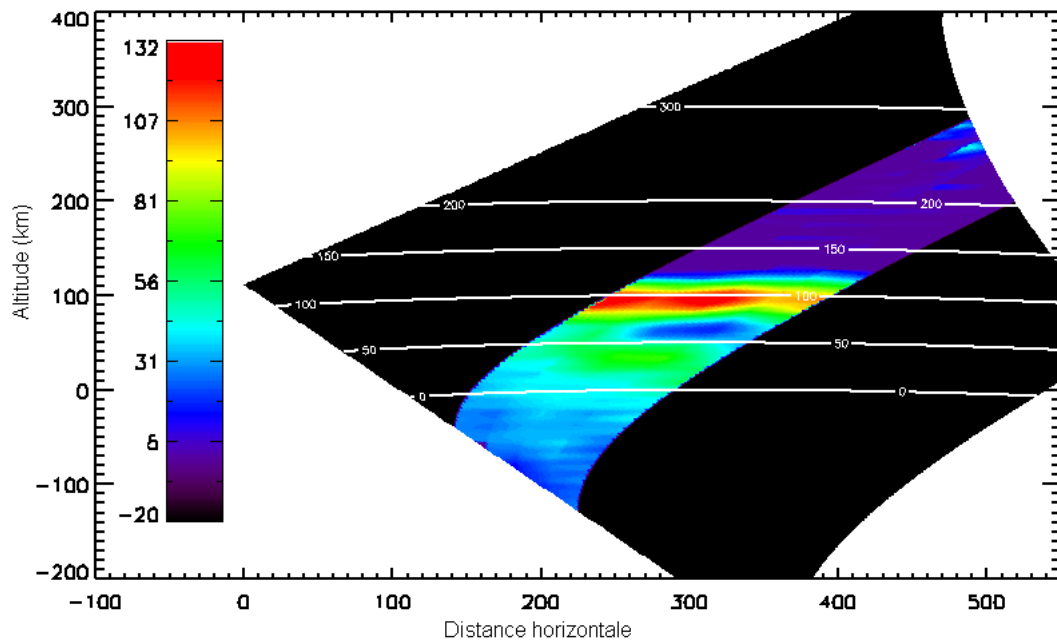


FIGURE 6.18 – Cartographie. Orbite 0267A10

sa configuration de base, ne prend pas en compte les émissions en avant-plan du disque vénusien. Dans cet exemple, le modèle, par sa sous-estimation, nous montre qu’il existe effectivement une émission en avant plan, mais il ne s’agit pas forcément d’une seconde

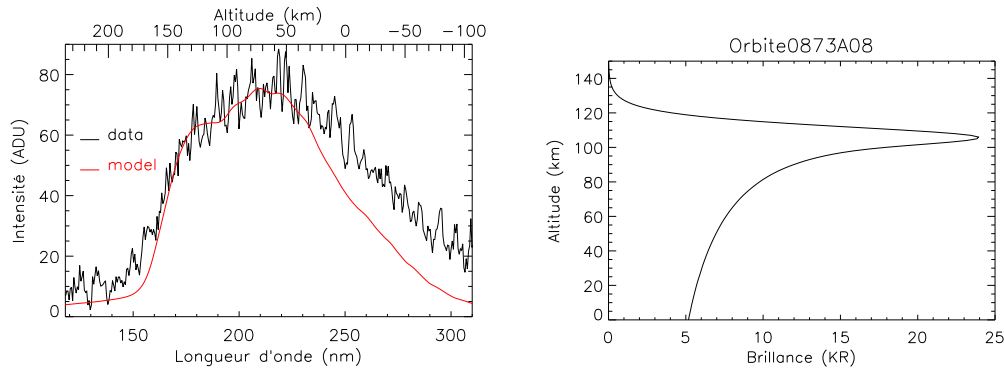


FIGURE 6.19 – **Modèle direct** pour l'orbite 0873A08.

zone d'émission. Il peut s'agir d'une seule et même zone d'émission très étendue.

L'algorithme d'inversion, en figure 6.20, tranche en faveur d'une seule zone d'émission de NO car le profil vertical de NO a une structure en une seule couche. Mais cette émission est très étendue à l'échelle du globe. Il y a un surcroît d'émission de NO en avant-plan du disque vénusien. L'émission de NO se poursuivant à des altitudes tangentes négatives, nous avons également testé cette hypothèse avec le modèle direct. En figure 6.21, nous montrons les résultats du modèle direct, lorsque l'intégration le long de la ligne de visée se poursuit jusqu'à l'altitude tangente -100 km. Nous avons une légère surestimation de l'intensité de l'émission de NO dans la région de basses altitudes.

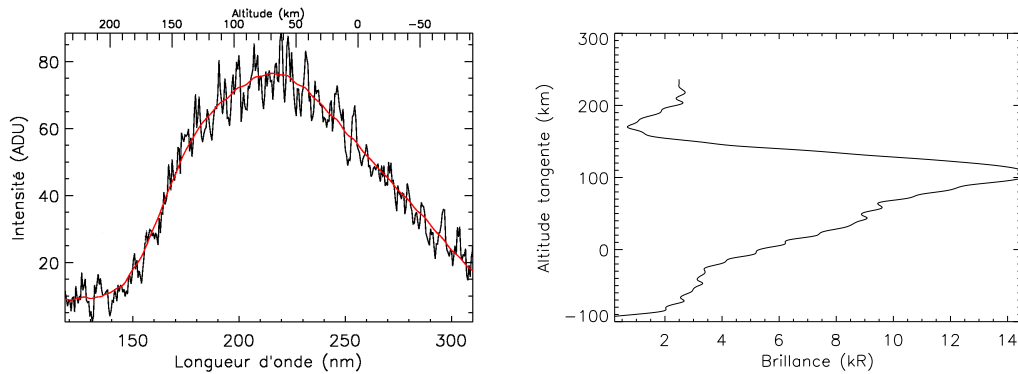


FIGURE 6.20 – **Algorithme d'inversion** pour l'orbite 0873A08.

La comparaison entre les distributions verticales de chaque méthode, en figure 6.22, confirme notre hypothèse. Il est nécessaire de simuler un surcroît d'émission en avant-plan du disque vénusien pour reproduire le spectre observé. La brillance maximale de la couche s'en trouve modifiée, passant de 24,5 kR à seulement 15 kR, à cause de la répartition différente du NO avec l'altitude. Encore une fois, la distribution la plus réaliste de NO est à mi-chemin entre les résultats des deux méthodes d'inversion.

En figure 6.23 aussi, nous surestimons l'intensité du spectre, mais la forme spectrale est beaucoup mieux respectée. Cela peut être dû à une trop grande échelle de hauteur.

Sur la cartographie, en figure 6.24, nous voyons bien que cette émission est très étendue verticalement, plus qu'à l'accoutumée.

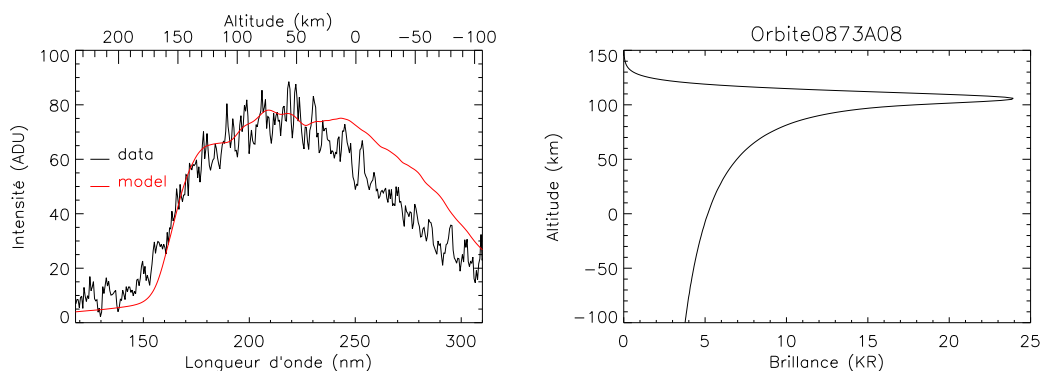


FIGURE 6.21 – **Modèle direct** pour l'orbite 0873A08. L'axe des altitudes tangentes a été prolongé jusqu'à -100 km.

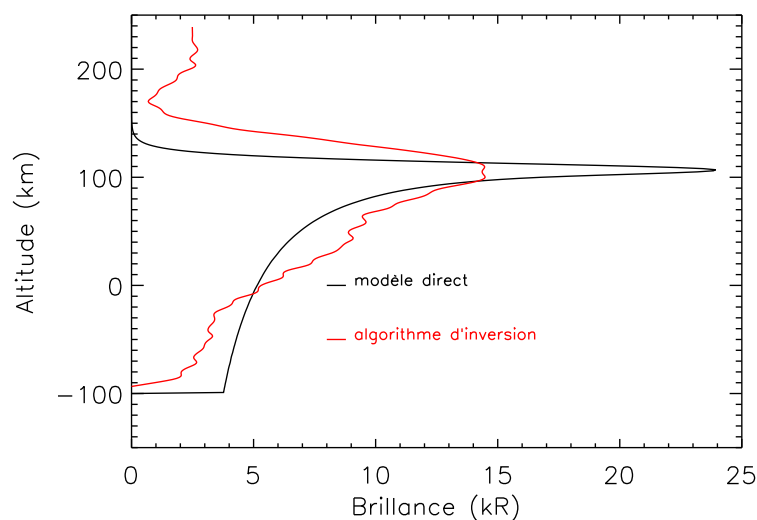


FIGURE 6.22 – **Comparaison des distributions verticales de NO**, pour l'orbite 0873A08.

6.3 Discussion

Cette étude fait ressortir quatre types de morphologies. La plus représentée est celle où nous observons deux zones d'émission dans le champ de vue. La moins représentée est celle des émissions à symétrie sphérique. La figure 6.25 montre deux représentations cartographiques de ces morphologies, en fonction de la latitude et de la longitude ou de l'heure solaire locale.

Il ne ressort pas de résultats nets des cartographies. Il est difficile de trouver des corrélations entre morphologie, latitude, longitude et heure solaire locale. La morphologie des émissions semble aléatoire et non liée à une position géographique.

Il semble néanmoins que nous ayons plus de facilité à observer deux zones d'émission dans le même champ de vue lorsque l'observation se fait après le point anti-solaire, vers le

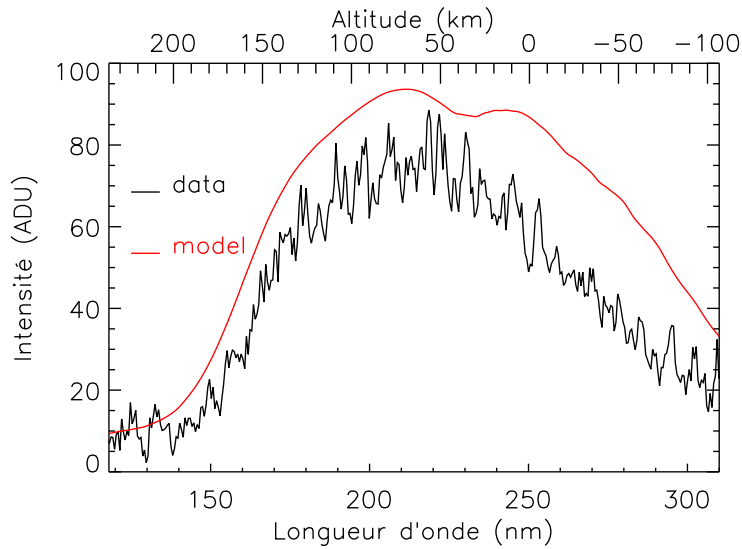


FIGURE 6.23 – Distribution de l’algorithme d’inversion dans le modèle direct, pour l’orbite 0873A08.

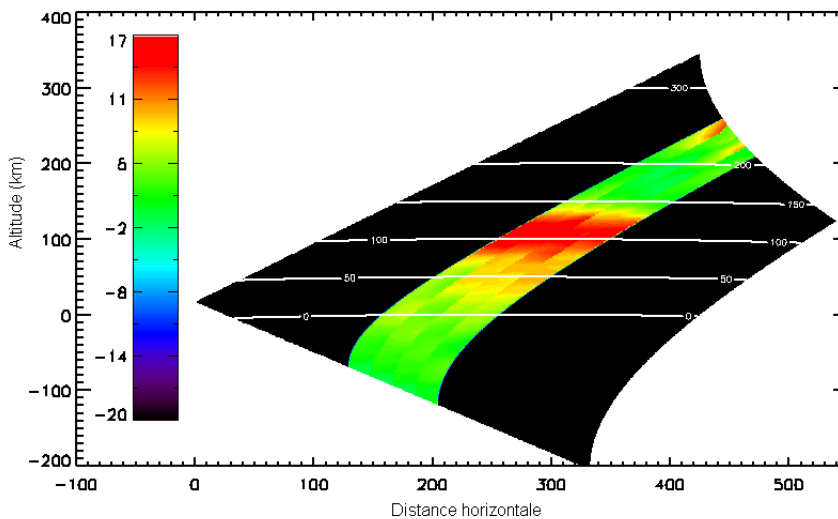


FIGURE 6.24 – **Cartographie.** Orbite 0873A08

terminateur du matin. Ces cartes montrent une légère tendance des émissions à être plus homogènes, plus étalées, entre 19h00 et 00h00, heure solaire locale, puisque c’est là que se concentre la majorité des émissions présentant de l’atténuation ou s’étalant en avant-plan du disque vénusien. Le nombre de points apparaissant sur ces cartes est néanmoins insuffisant pour tirer une conclusion définitive.

Pour conclure, cette étude montre qu’en première approche l’utilisation du modèle direct est nécessaire. Il aide à définir la morphologie de l’observation. L’algorithme d’inversion utilisé ensuite confirme et affine l’hypothèse de départ. En ce qui concerne les résultats en terme d’altitude et d’échelle de hauteur, le modèle direct est plus fiable, car

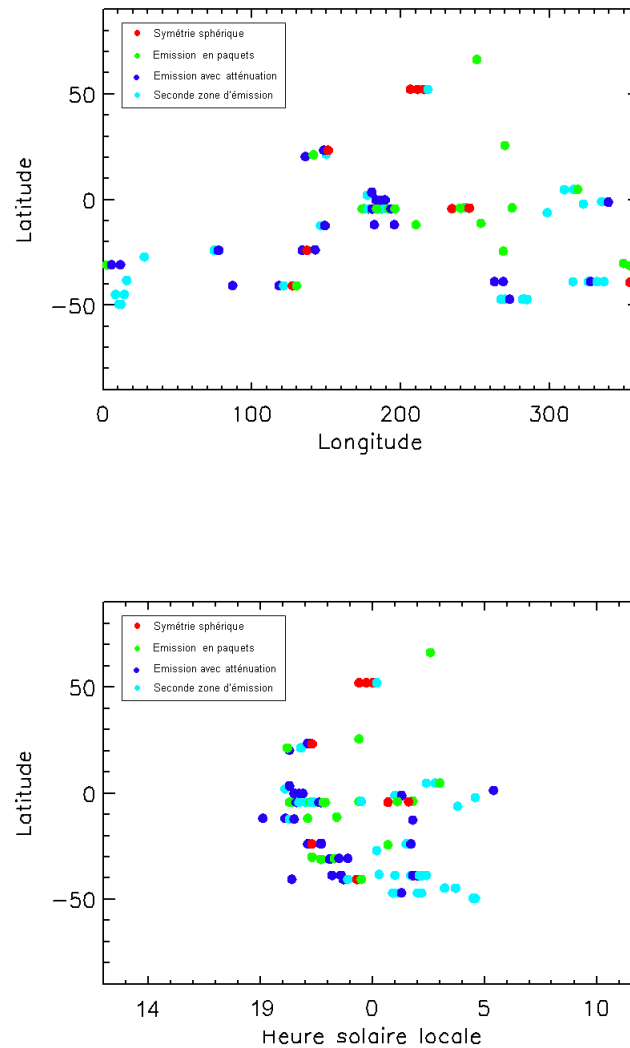


FIGURE 6.25 – **Cartographie des morphologies.** La carte du haut est un planisphère de la planète (latitude en fonction de la longitude) sur laquelle la morphologie de l'émission est indiquée par un point de couleur. Le rouge représente les émissions à symétrie sphérique, le vert : les émissions en paquet, le bleu foncé : les émissions présentant de l'atténuation ou s'étalant jusqu'en avant-plan du disque et le bleu clair montre les observations avec deux zones d'émission. La carte du bas représente la répartition des morphologies en fonction de la latitude et de l'heure solaire locale.

sa résolution verticale est souvent plus fine. La non-prise en compte de l'effet du binning dans l'algorithme d'inversion joue également en faveur du modèle direct. La brillance réelle de l'émission de NO se trouve quant à elle probablement entre celles estimées par les deux méthodes. Par la suite, nous proposons donc d'analyser, dans le chapitre suivant, les caractéristiques physiques de la couche principale de NO.

Chapitre 7

Statistiques des paramètres physiques de la couche de NO

Ce chapitre est consacré à une étude quantitative des émissions de NO. Nous exposerons les statistiques pertinentes sur la couche de NO élaborées à partir du modèle direct, puis de l'algorithme d'inversion. Nous en ferons une interprétation en termes de dynamique atmosphérique, l'émission de NO permettant de suivre la circulation subsolaire/anti-solaire dans la thermosphère de Vénus. Nous nous appuyerons sur des études antérieures afin d'avoir une vue globale de ce phénomène aéronomique.

Sommaire

7.1	Répartition spatiale des observations	142
7.2	Distributions statistiques des caractéristiques physiques . . .	143
7.3	Corrélations	147
7.4	Interprétation/Discussion	153

7.1 Répartition spatiale des observations

La plus récente et très complète étude sur les émissions aéronomiques de NO réalisée précédemment à ce travail de thèse est celle de l'université de Liège (Gérard et al., 2008). L'utilisation des observations au limbe de SPICAV dans l'ultraviolet leur a permis de déterminer les différentes caractéristiques de la couche de NO présente dans l'atmosphère de Vénus. Nous comparerons donc nos résultats principalement à ceux obtenus par cette équipe.

Gérard et al. (2008) se basent sur 201 observations au limbe, c'est à dire obtenues avec la fente et sans étoile dans le champ. Notre travail ne représente que 93 observations traitées en mode d'occultation stellaire. Notre étude statistique se base donc sur un nombre inférieur d'observations. Rappelons néanmoins qu'avec SPICAV en mode d'occultation stellaire nous possédons un jeu de données potentiellement au moins deux fois plus important qu'en mode limbe. Faute de temps, nous n'avons pas pu traiter toutes les observations qui sont à notre disposition, le modèle direct et l'algorithme d'inversion n'étant pas automatisés à ce jour.

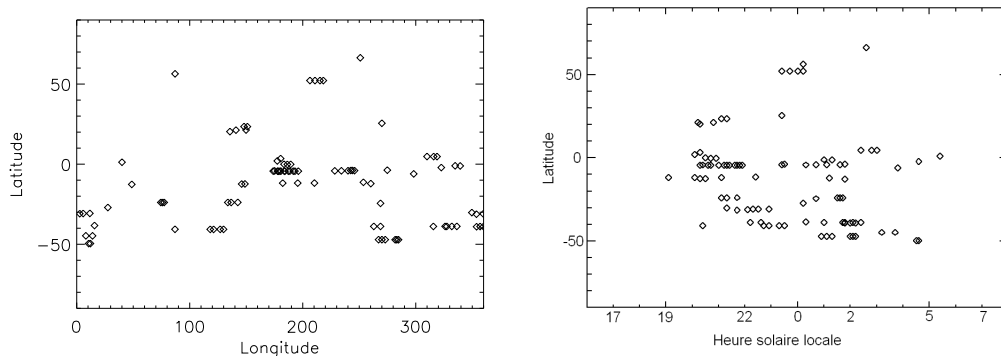


FIGURE 7.1 – **Couverture spatiale des données.** La carte de gauche donne la répartition des observations en fonction de la latitude et de la longitude. La carte de droite représente leur répartition en fonction de la latitude et de l'heure solaire locale du pic d'émission.

Lorsque nous comparons les cartes de la répartition des données en fonction de la latitude et de l'heure solaire locale présentées en figure 7.1, nous constatons que le jeu de données des occultations stellaires est réparti de manière plus homogène que celui des observations au limbe montré en figure 7.2. Nous possédons des données entre 22h00 et minuit, ce qui n'est pas le cas des profils au limbe. Un biais dans la statistique des observations au limbe peut alors exister lors de l'étude de la corrélation avec l'heure solaire locale. Les observations au limbe sont exclusivement effectuées dans l'hémisphère nord, alors que celles en occultations stellaires couvrent les deux hémisphères, avec une quantité de données plus importante dans l'hémisphère sud. Aux vues de ces répartitions, les deux études statistiques (celle de Gérard et al. (2008) et celle de cette thèse) sont complémentaires et apportent une vision plus globale des émissions aéronomiques de NO sur Vénus. La moindre résolution spectrale des occultations stellaires par rapport au limbe est compensée par la couverture spatio-temporelle.

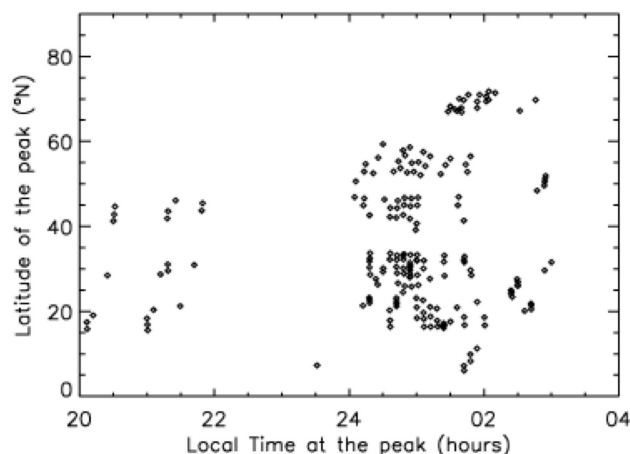


FIGURE 7.2 – **Couverture en heure solaire locale et latitude** des profils au limbe utilisés dans l'étude statistique des émissions aéronomiques de NO (Gérard et al., 2008). Il n'y a pas de données dans l'hémisphère sud ainsi qu'entre 22h00 et minuit.

7.2 Distributions statistiques des caractéristiques physiques

Dans un premier temps, nous comparons les distributions du nombre d'observations pour chacune des trois principales caractéristiques de la couche de NO : l'altitude du pic d'émission, l'échelle de hauteur de la couche et la brillance au pic. Nous comparerons l'algorithme d'inversion au modèle direct, puis l'ensemble à l'étude de Gérard et al. (2008).

7.2.1 Altitude du pic d'émission

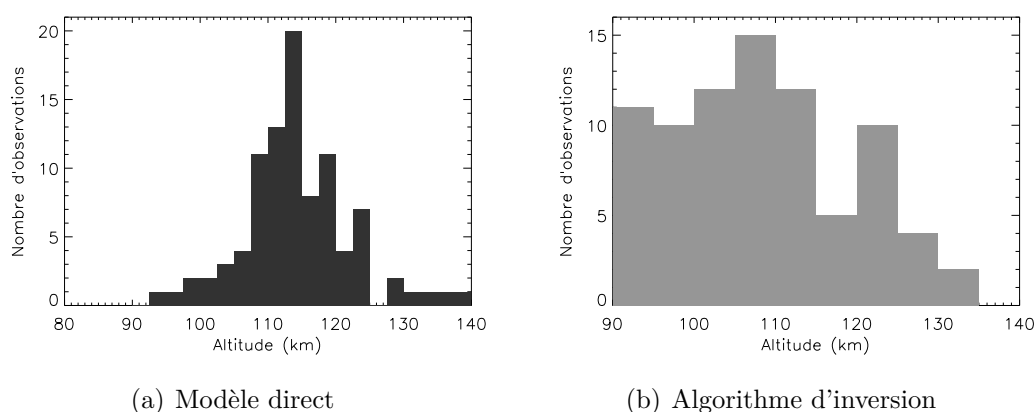


FIGURE 7.3 – **Distribution de l'altitude du pic de la couche de NO.** Les intervalles sont de 2,5 km pour l'histogramme (a) et de 5 km pour l'histogramme (b).

Si nous nous fions au modèle direct, la distribution du nombre d'observations pour

une altitude donnée montre que l'émission de NO pique en moyenne entre 113 et 115 km d'altitude, la gamme allant malgré tout de 95 à 138 km. L'histogramme de l'algorithme d'inversion montre un pic entre 105 et 110 km d'altitude et la répartition, entre 85 et 135 km d'altitude est plus étalée que pour le modèle direct. Ceci confirme la moindre fiabilité de l'algorithme d'inversion pour la détermination de l'altitude du pic de la couche de NO. De façon attendue, nous trouvons ici un pic d'altitude en général plus bas qu'avec le modèle direct, comme il a été expliqué précédemment (chapitre 5, section 5.4.2).

Nous retenons donc les résultats du modèle direct, le paramètre d'altitude de la couche de NO y étant plus précis et plus fiable. L'altitude moyenne de la couche de NO est de 114,5 km, la médiane étant de 114,0 km et l'écart-type valant 7,7 km.

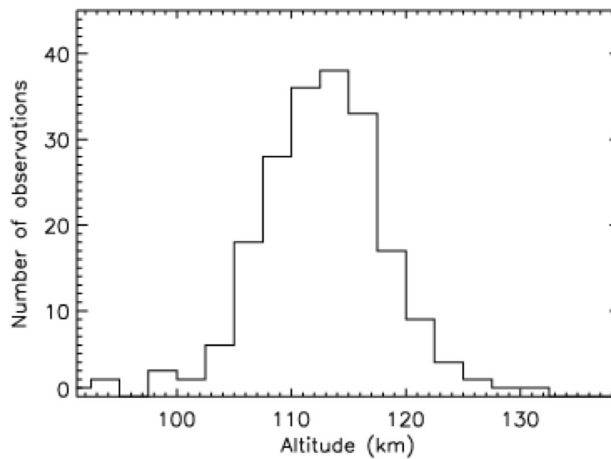


FIGURE 7.4 – **Distribution de l'altitude des points tangents** correspondant au pic d'émission de la couche de NO obtenue à partir des profils au limbe analysés par Gérard et al. (2008).

L'histogramme, en figure 7.4, tiré de l'étude de Gérard et al. (2008) montre une distribution quasi symétrique, avec quelques valeurs au-dessus de 125 km et quelques une qui piquent sous 100 km. La valeur moyenne de l'altitude est 112,6 km, assez proche de la médiane de 112,9 km, avec une déviation standard à 1σ égale à 5,8 km. Il est implicitement fait l'hypothèse d'une couche homogène horizontalement.

Les résultats de ce travail de thèse et ceux de Gérard et al. (2008) sont en très bon accord. Les études plus anciennes (Stewart et al., 1980; Gérard et al., 1981; Bougher et al., 1990) ont toujours montré une altitude du pic de brillance aux alentours de 115 km d'altitude. Notre étude confirme donc les travaux antérieurs.

Dans l'atmosphère vénusienne, l'altitude 115 km correspond à la basse thermosphère. La région de 60 à 100 km d'altitude est la mésosphère. C'est une région de transition entre la super-rotation rétrograde de quatre jours au sommet des nuages et la circulation Sub-Solaire/Anti-Solaire (SSAS) dans la thermosphère (de 100 à 200 km). L'émission aéronomique de NO surplombe donc de peu la zone de transition.

En 2007, Bertaux et al. ont détecté une couche étendue d'air chaud entre 90 et 120 km d'altitude du côté nuit de Vénus. Habituellement, cette région enregistre des températures voisines de 180 K, mais leurs travaux montrent des températures pouvant atteindre jusque 240 K à 100 km d'altitude. Cette couche d'air chaud serait le résultat d'un chauffage

adiabatique au cours d'une subsidence d'air près du point anti-solaire. Le gradient de température négatif entre 100 et 120 km (environ -5 K/km) atteignant localement des valeurs proches du gradient adiabatique indique que la couche entre 100 et 120 km est dynamiquement peu stable et il doit y avoir de la turbulence impliquant des flux de chaleur vers le bas. C'est dans ce contexte dynamique que se produisent les émissions de NO.

De plus l'émission se produit entièrement dans l'homosphère. Cette région de l'atmosphère, comprise entre la surface et 135 km d'altitude, comporte des gaz uniformément mélangés. Les abondances relatives des constituants sont constantes avec l'altitude (hors effets chimiques). Un mélange turbulent prédomine dans cette zone de l'atmosphère, alors que plus haut, dans l'hétérosphère c'est la diffusion moléculaire qui prédomine. La frontière entre homosphère et hétérosphère est nommée turbopause (Hedin et al., 1983).

7.2.2 Échelle de hauteur

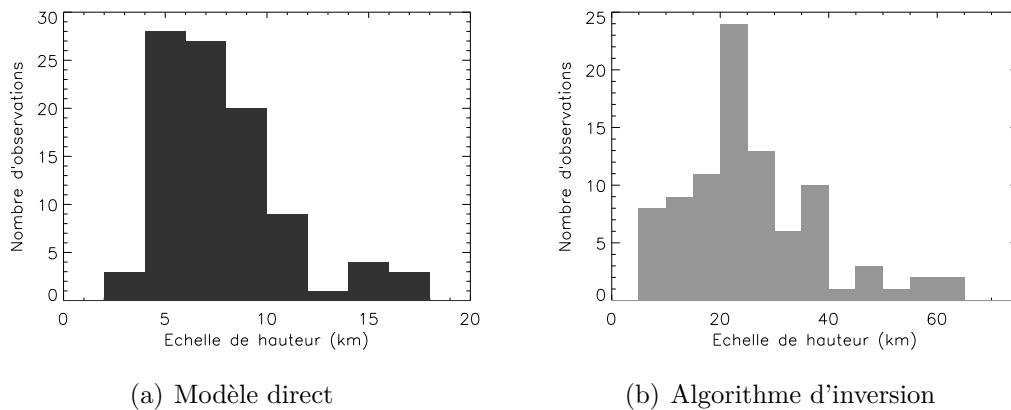


FIGURE 7.5 – **Distribution de l'échelle de hauteur de la couche de NO.** Les intervalles sont de 2 km pour l'histogramme (a) et 5 km pour l'histogramme (b).

La confrontation entre les histogrammes du modèle direct et de l'algorithme d'inversion, en figure 7.5, montre une disparité marquée sur les échelles de hauteur obtenues. L'algorithme d'inversion avec sa résolution verticale dégradée donne des échelles de hauteur environ deux fois plus importantes que le modèle direct. Les couches de NO ont généralement une échelle de hauteur comprise entre 5 et 8 km, cette gamme pouvant s'étendre entre 2 et 18 km pour le modèle direct : la moyenne vaut 8,2 km, la médiane 7,0 km et l'écart type 3,1 km.

La distribution affichée par Gérard et al. (2008), en figure 7.6, est proche de celle obtenue avec le modèle direct. La distribution couvre plus d'un ordre de grandeur, allant de 2 à 30 km. Pour chaque profil au limbe, Gérard et al. (2008) ont déterminé la valeur de l'échelle de hauteur apparente de l'émission dans une région s'étendant entre $Z_p + 5$ km et $Z_p + 15$ km (sauf dans les cas où l'échelle de hauteur varie rapidement avec l'altitude), où Z_p est l'altitude du pic d'émission.

Ce paramètre est ici d'une utilité mineure pour notre interprétation. Dans les cas où l'émission de NO est vue en avant-plan de la planète, l'échelle de hauteur n'a alors plus grand sens physique. Ce paramètre est à considérer avec précaution et à utiliser dans les cas peu fréquents d'émissions à symétrie sphérique.

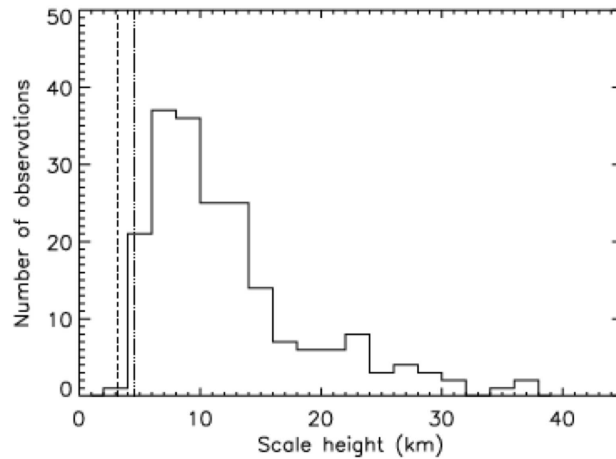


FIGURE 7.6 – **Distribution de l'échelle de hauteur apparente au sommet de la couche de l'émission de NO observée au limbe** dans la région située au-dessus du pic d'émission. Pour comparaison, la ligne en tiretés indique l'échelle de hauteur pour un équilibre diffusif des atomes d'azote et d'oxygène, tandis que la ligne pointillée montre les valeurs attendues pour un flux d'atomes vers le bas dans l'homosphère.

7.2.3 Brillance du pic d'émission

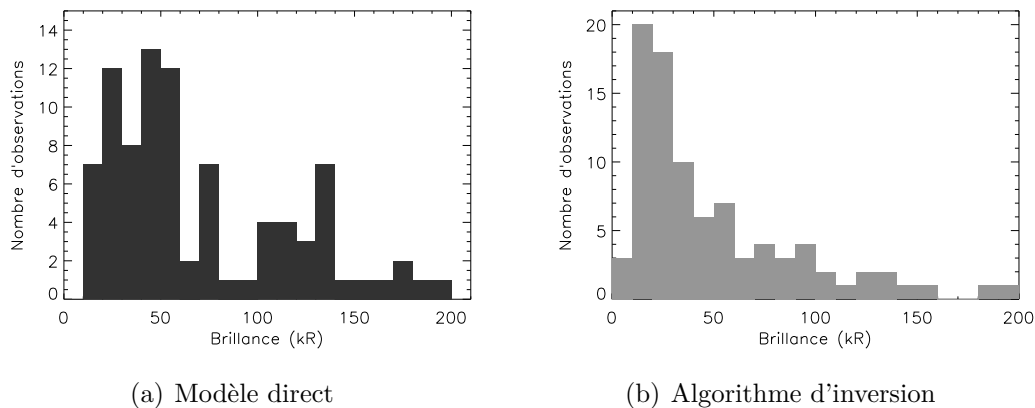


FIGURE 7.7 – **Distribution de la brillance** du pic d'émission de la couche de NO.

L'histogramme de la figure 7.7 représentant le nombre d'observations pour une gamme de brillance donnée, dans le cas du modèle direct, indique que la majorité des émissions ont une brillance inférieure à 80 kR. Le maximum se situe entre 30 et 60 kR. La répartition est bimodale avec un pic autour de 40 kR et un autre pic autour de 130 kR. La gamme de brillance est néanmoins très importante allant de 10 à presque 200 kR.

L'histogramme du nombre d'observations par brillance, dans le cas de l'algorithme d'inversion, confirme que la plupart des émissions sont inférieures à 50 kR. Pour l'algorithme d'inversion, les brillances sont plus faibles, toujours parce que cet algorithme produit des couches de NO plus larges, donc moins intenses au pic, pour approximative-

ment une même quantité intégrée de NO. Ici, la distribution est unimodale. La brillance moyenne vaut 59,3 kR, sa médiane est de 36,5 kR et l'écart-type vaut 63,0 kR.

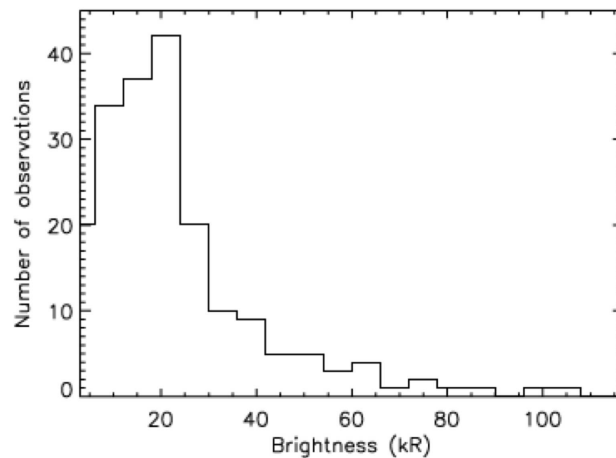


FIGURE 7.8 – **Distribution de la brillance des pics d'émission du NO**, à partir des profils au limbe de SPICAV (Gérard et al., 2008).

En figure 7.8, la distribution de Gérard et al. (2008) a une forme similaire à celle obtenue avec l'algorithme d'inversion, si ce n'est que la brillance moyenne diffère d'environ 10 à 20 kR. Gérard et al. (2008) montre une brillance de 32 kR en moyenne, mais cette valeur a été réévaluée à 55 kR depuis la parution du papier. Nous sommes donc aussi concordants au niveau des brillances observées.

Notre algorithme d'inversion semble plus fiable que le modèle direct en ce qui concerne la brillance au pic d'émission. Cette méthode d'inversion répartit de façon plus réaliste le NO suivant l'altitude tangente, évitant ainsi les problèmes de surestimation de la brillance rencontrés dans le modèle direct.

D'après Gérard et al. (2008), l'étalement des valeurs sur une grande gamme suggère que les vents de grande échelle qui apportent les atomes d'azote et d'oxygène depuis le côté jour vers le côté nuit sont intrinsèquement variables. Comme la distribution de vent et la vitesse changent, la quantité d'atomes transportés vers une localisation donnée et la position de la région de subsidence fluctuent considérablement, générant la variabilité de la localisation et de l'intensité des tâches brillantes de l'émission de NO.

7.3 Corrélations

Dans cette partie nous mettrons en relation les caractéristiques physiques de la couche de NO entre elles, ainsi qu'avec les paramètres géographiques des observations. Nous allons tenter de mettre en évidence des corrélations, afin de faire ressortir une possible interprétation en termes de dynamique atmosphérique.

7.3.1 Altitude du pic d'émission en fonction de la brillance

La figure 7.9 illustre comment la brillance est distribuée suivant l'altitude du pic d'émission. Bien qu'une dispersion considérable soit observée pour les deux méthodes

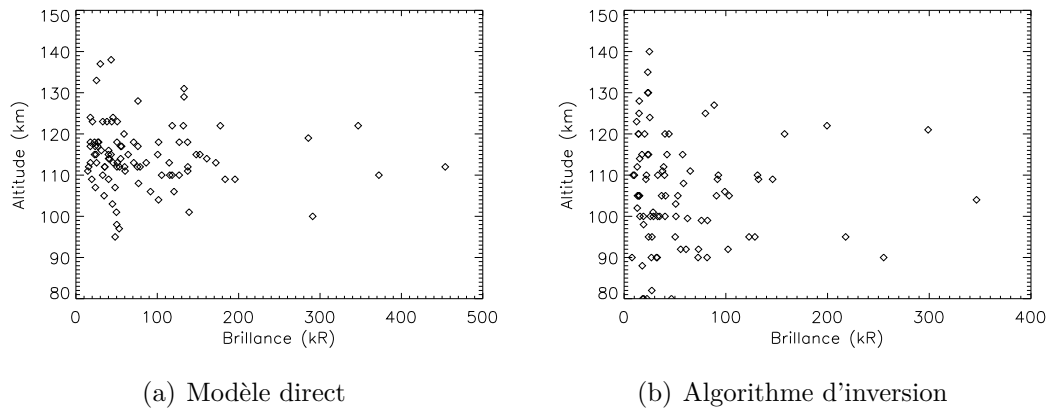


FIGURE 7.9 – **Corrélation** de l'altitude du pic d'émission avec sa brillance.

d'inversion, si nous regardons le modèle direct, il apparaît que les observations les plus intenses sont généralement proches de 113 km d'altitude, l'altitude moyenne de la couche de NO. Les émissions de faible intensité sont parfois hors de cette gamme moyenne d'altitudes. Nous retrouvons toujours les points de l'algorithme d'inversion plus dispersés et plus bas en altitude (autour de 108/110 km). Nous retiendrons la statistique du modèle direct.

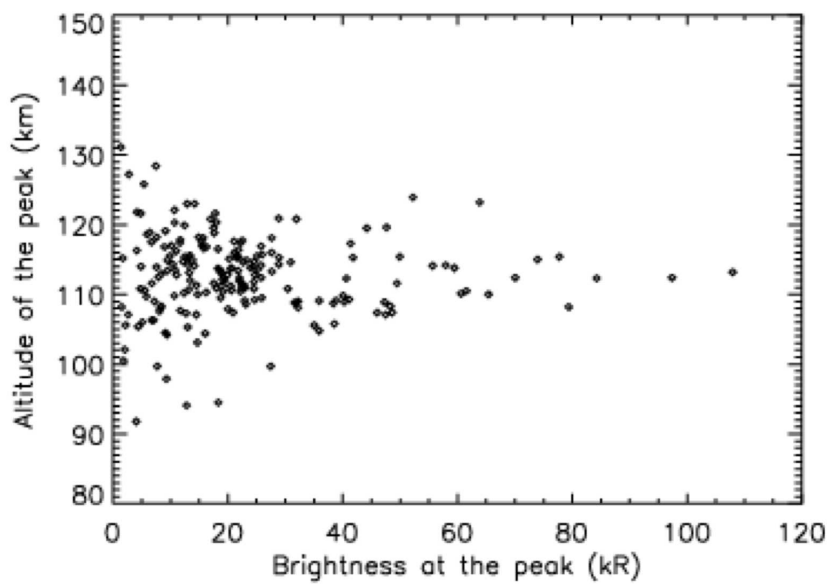


FIGURE 7.10 – **Relation** entre le point d'altitude tangent du pic d'émission et sa brillance, (Gérard et al., 2008).

La figure 7.10, d'après Gérard et al. (2008) est conforme à celle de notre modèle direct. Plus l'émission est intense et plus elle est émise à une altitude particulière (113/114 km).

7.3.2 Corrélations en fonction de la latitude

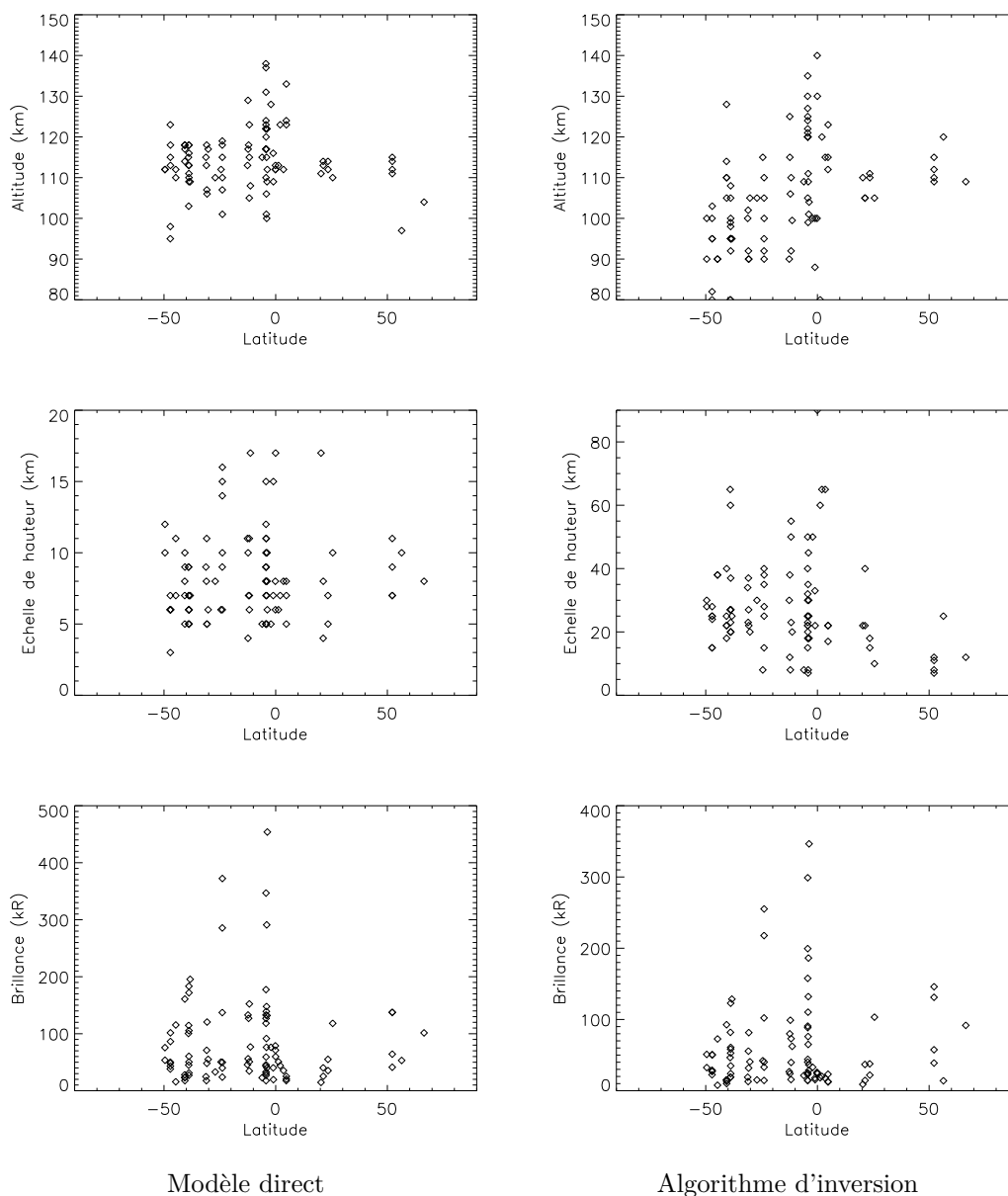


FIGURE 7.11 – **Corrélations des paramètres physiques de la couche de NO en fonction de la latitude.** Le modèle direct est représenté à gauche et l'algorithme d'inversion est à droite.

Suivant la figure 7.11, le graphique de l'altitude du pic de la couche de NO en fonction de sa latitude, pour le modèle direct, montre une répartition intéressante. Proche de l'équateur, nous observons les altitudes les plus élevées alors que vers 50° nord et sud, nous observons les altitudes les plus faibles. La dynamique atmosphérique pourrait jouer un rôle dans cette répartition. Pour l'algorithme d'inversion, la situation est légèrement différente. Les altitudes maximales sont toujours vers l'équateur. Mais ici, nous observons une disparité nord/sud. Les altitudes minimales sont toutes enregistrées dans l'hémisphère

sud. Nous préférons nous fier au modèle direct, pour les raisons évoquées précédemment.

Le graphique de l'échelle de hauteur en fonction de la latitude, pour le modèle direct ainsi que pour l'algorithme d'inversion, ne nous permet pas de tirer une conclusion nette. Il semblerait que les émissions avec les plus grandes échelles de hauteur se situent préférentiellement près de l'équateur.

Le graphique de la brillance du pic d'émission en fonction de la latitude, pour le modèle direct, montre que plus on se rapproche de l'équateur et plus l'émission est intense. Les émissions dépassant les 250 kR sont toutes observées proche de l'équateur. Pour l'algorithme d'inversion, nous arrivons aux mêmes conclusions : la brillance est plus élevée près de l'équateur qu'aux pôles.

Sur cette figure 7.11, les deux corrélations majeures à retenir sont celles de l'altitude du pic en fonction de la latitude via le modèle direct et celle de la brillance du pic d'émission en fonction de la latitude via l'algorithme d'inversion. Nous comparons ces graphiques avec ceux édités dans Gérard et al. (2008), en figure 7.12.

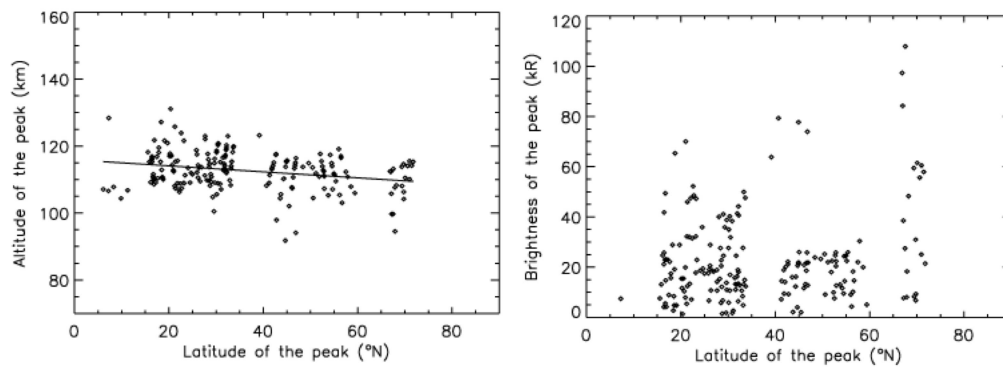


FIGURE 7.12 – **Corrélations** de l'altitude du pic d'émission et de sa brillance en fonction de la latitude (Gérard et al., 2008).

Les observations de Gérard et al. (2008) ne concernent que l'hémisphère nord. À première vue, nos résultats concernant ces corrélations sont en bon accord. Gérard et al. (2008) observent une faible décroissance de l'altitude (environ 5 km) du pic d'émission de l'équateur vers la région polaire nord. Nous avons malheureusement trop peu de données à ces latitudes pour préciser cette hypothèse, mais nous observons le même type de tendance dans l'hémisphère sud, ainsi qu'un renforcement équatorial prononcé, où les mesures au limbe sans étoiles sont très peu nombreuses.

Concernant la brillance, Gérard et al. (2008) ne trouvent aucune corrélation avec la latitude. Ils observent néanmoins leurs plus grandes brillances au-delà de 60° nord, à des latitudes que nous n'avons donc pas sondées. En ce sens, nos études sont complémentaires. Peu avant 50° sud, notre statistique pourrait montrer une légère augmentation de la brillance, si nous faisons abstraction des points particuliers supérieurs à 200 kR. La figure de Gérard et al. (2008), montre aussi pour l'hémisphère nord, cette légère augmentation de brillance entre 40 et 50° nord. Mais notre étude montre clairement que les émissions sont plus intenses vers l'équateur.

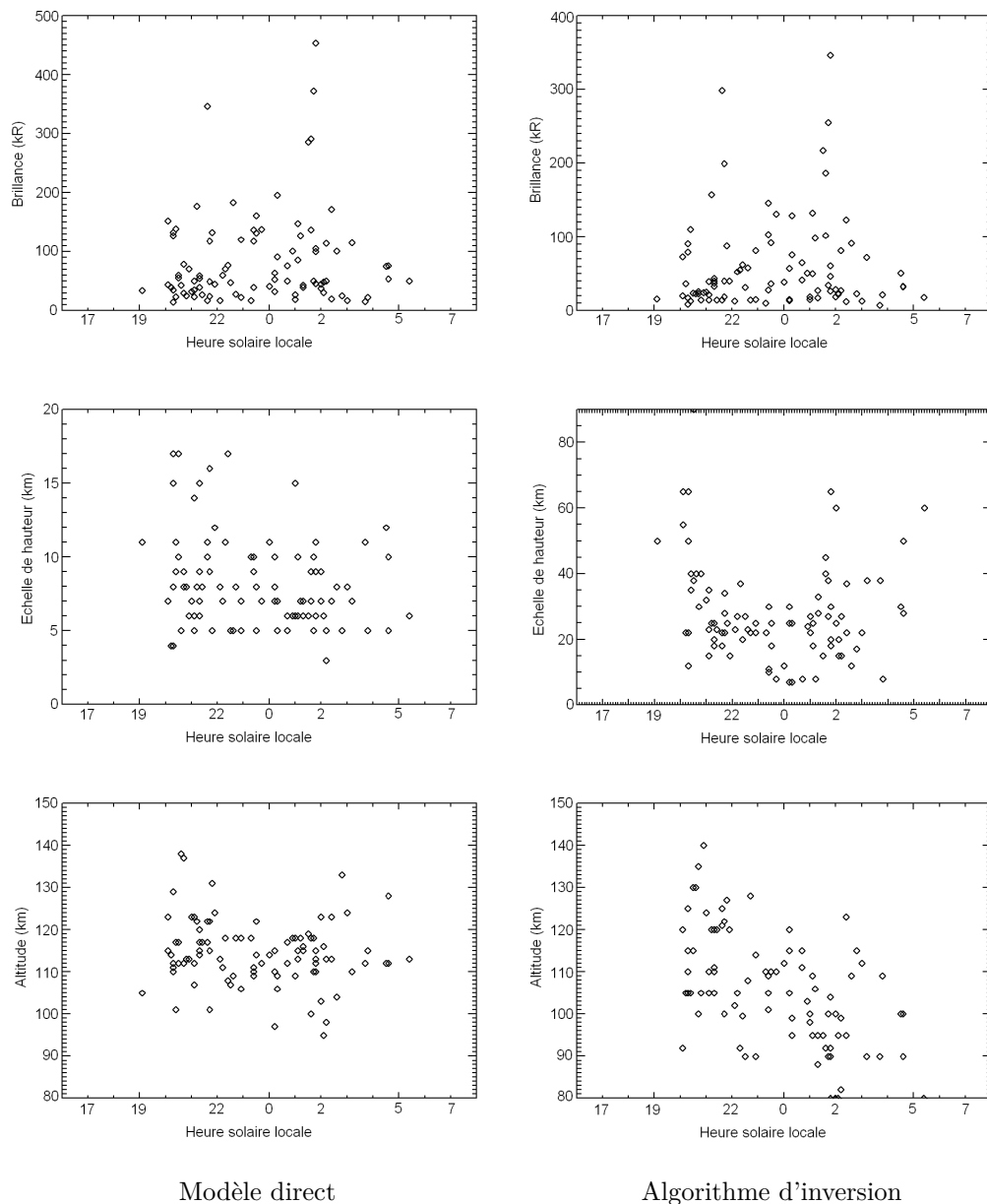


FIGURE 7.13 – **Corrélations** de la brillance, de l'échelle de hauteur et de l'altitude du pic d'émission en fonction de l'heure solaire locale.

7.3.3 *Corrélation en fonction de l'heure solaire locale*

En figure 7.13, le graphique de la brillance en fonction de l'heure solaire locale, pour le modèle direct, indique que l'émission tend à être plus brillante vers 02h00 du matin. Le point unique d'environ 350 kR, vers 22h00 suggère la présence d'un éventuel autre pic de brillance autour de cette heure solaire locale. En revanche, si nous ne considérons que les émissions inférieures à 200 kR, le constat est qu'une émission de NO peut se produire à n'importe quelle heure solaire locale entre 19h00 et 05h00 : la répartition est uniforme.

Le graphique de la brillance en fonction de l'heure solaire locale, pour l'algorithme d'inversion, est quasiment identique à celui du modèle direct. Le maximum de brillance

est enregistré vers 02h00. Et il semble y avoir un autre pic vers 22h00. Les deux méthodes sont fiables, l'important étant la répartition relative des émissions en fonction de l'heure solaire locale et non leur valeur absolue.

Le graphique de l'échelle de hauteur en fonction de l'heure solaire locale, pour le modèle direct, montre là aussi une répartition assez uniforme des émissions dont l'échelle de hauteur est inférieure à 12 km. Les émissions d'échelle de hauteur plus grande que 12 km piquent autour de 22h00. Si nous combinons ce graphique avec le précédent, il apparaît une relation entre échelle de hauteur et brillance. Cette relation est intuitive. Pour une même brillance intégrée donnée, une couche de NO de faible échelle de hauteur aura une brillance plus élevée au niveau du pic de la couche qu'une émission avec une grande échelle de hauteur, et vice versa.

Pour l'algorithme d'inversion, l'échelle de hauteur présente véritablement deux pics : l'un autour de 20h30 et l'autre autour de 02h00. Mais nous avons vu que l'échelle de hauteur retrouvée par l'algorithme d'inversion souffre du fait que nous n'avons pas simulé l'effet du binning dans la bande. Donc nous devons rester prudents sur ce sujet.

Gérard et al. (2008) ne présente pas de résultats en fonction de l'heure solaire locale. Néanmoins, des études plus anciennes (Stewart et al., 1980; Bougher et al., 1990) font état d'émissions de NO plus brillantes vers 02h00 heure solaire locale, au sud de l'équateur. Brièvement, dans la conclusion de leur article, Bougher et al. (1990) mentionnent d'après leur modèle, que les vents zonaux rétrogrades superposés sont suffisants pour décaler le pic du processus de recombinaison du NO de minuit vers 02h00, ceci étant en accord avec les mesures de la distribution en temps local de l'hélium. Selon l'argument repris par Bertaux et al. (2006b) ce décalage vers le terminateur du matin serait dû à l'influence de la super-rotation (vents zonaux). Cette dernière, observée au niveau du sommet des nuages à 60 km d'altitude, pourrait persister plus haut dans l'atmosphère.

7.3.4 Corrélation en fonction de l'heure solaire locale et de la latitude

Ces dernières cartes, en figure 7.14, permettent de vérifier si les émissions les plus brillantes autour de 02h00 se produisent bien au sud de l'équateur dans notre jeu de données.

Concernant l'altitude du pic d'émission, l'interprétation est difficile. Les altitudes les plus grandes sont néanmoins toutes observées près de l'équateur.

La carte des brillances de l'émission de NO confirme que les émissions les plus brillantes observées par SPICAV en occultations stellaires sont situées au sud de l'équateur, autour de 02h00. Nos observations s'ajoutent à celles faites par Stewart et al. (1980), reprises en figure 7.15. Nous montrons là qu'entre 1980 et 2006/2010, il n'y a pas eu de variation temporelle majeure, puisque cette zone brillante au sud de l'équateur vers 02h00 a déjà été observée il y a 30 ans. Les saisons n'existent pas sur Vénus et cette région brillante pourrait refléter une structure dynamique persistante dans l'atmosphère vénusienne. C'est une observation intéressante lorsque l'on connaît la très grande variabilité spatiale et temporelle des émissions de NO sur une échelle de temps réduite (10^6 secondes). A notre connaissance, il n'existe aucune explication proposée pour cette asymétrie nord/sud. L'axe de Vénus n'est incliné que de 3° sur l'axe de l'orbite de Vénus, entraînant une absence de saison. L'origine de cette asymétrie reste mystérieuse.

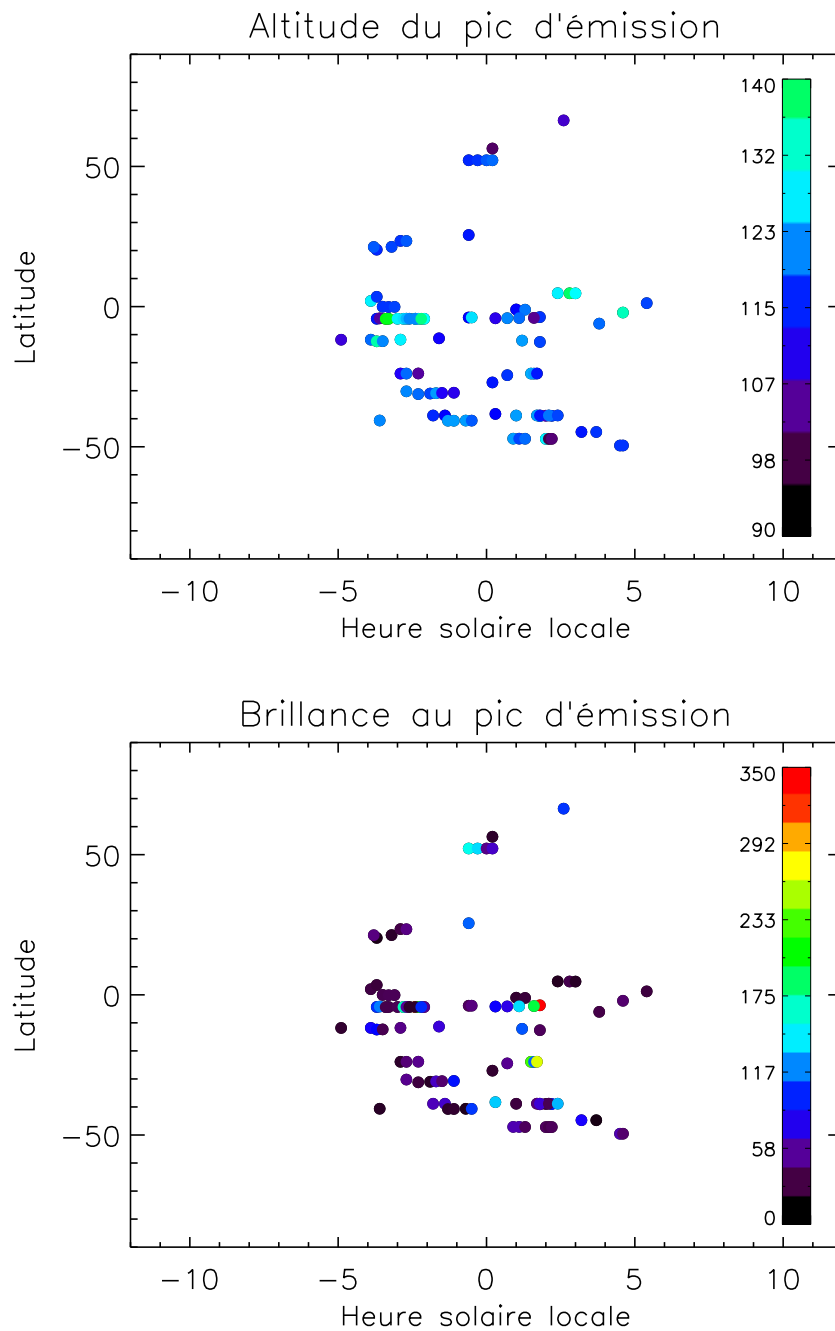


FIGURE 7.14 – **Corrélations** de l'altitude du pic d'émission et de la brillance avec la latitude et l'heure solaire locale.

7.4 *Interprétation/Discussion*

Les émissions aéronomiques de NO, conséquences de la recombinaison des atomes d'azote et d'oxygène transportés dans la haute atmosphère vers le côté nuit, sont de très bons traceurs de la circulation sub-solaire/anti-solaire et de sa branche descendante en particulier. Elles ont été étudiées sur Vénus via divers instruments durant les 45 der-

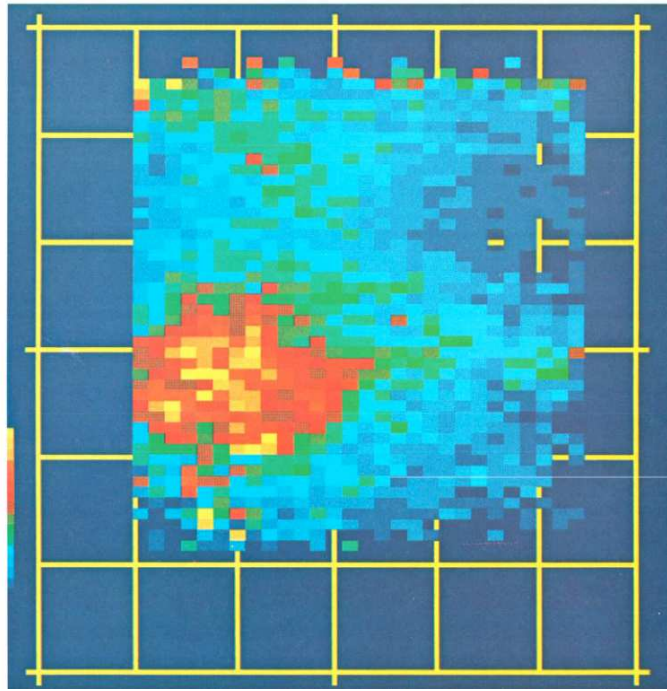


FIGURE 7.15 – **Carte de la distribution verticale de l'intensité** de la bande δ du NO par Stewart et al. (1980), obtenue en sommant 35 orbites. L'échelle de couleur est de 200 R par niveau de couleur. Il s'agit d'une projection de Mercator. Les lignes sont tracées tous les 30° de latitude de 90° N à 90° S et l'angle horaire de 270° à 90° .

nières années. Huit travaux majeurs sont à retenir. Ils sont listés ci-après, en mentionnant l'instrument utilisé et son mode d'observation :

- Barth et al. (1967) ; données de l'IUE (*International Ultraviolet Explorer Observatory*) en orbite terrestre
- Feldman et al. (1979) ; données de l'IUE
- Stewart et al. (1980) ; données *Pioneer Venus* du Spectromètre OUVS (pour Orbiter UltraViolet Spectrometer)
- Gérard et al. (1981) ; données au limbe du spectromètre UV de *Pioneer Venus* (OUVS)
- Bougher et al. (1990) ; données PV-OUVS
- Gérard et al. (2008) ; données au limbe de SPICAV-UV sur *Venus Express*
- Garcia Muñoz et al. (2009) données au limbe en IR de VIRTIS (*Visible and InfraRed Thermal Imaging Spectrometer*) sur *Venus Express*
- Royer et al. (2010) (+ cette thèse) ; données en occultations stellaires de SPICAV-UV sur *Venus Express*

Deux missions se sont intéressées à ces émissions de NO : *Pioneer Venus* et *Venus Express*. Il existe ainsi un fossé d'une vingtaine d'années entre une première série de travaux et la suivante. Cette thèse montre des travaux originaux, réalisés à partir d'un jeu de données d'origine inédite (occultations stellaires) pour l'étude des émissions aéronomiques et de celle de NO en particulier.

Pour approfondir l'étude de nos résultats, nous proposons ici de récapituler toutes les informations obtenues sur les émissions aéronomiques de NO au fil des années, en

confrontant les résultats des uns et des autres.

7.4.1 Densités volumiques des atomes d'azote et d'oxygène

Nous proposons ici une revue des différents résultats concernant la distribution des densités atomiques de l'azote et de l'oxygène. La discussion porte sur des travaux antérieurs à cette thèse. Ces densités apportent des informations sur la dynamique de l'atmosphère dans les régions où les atomes ne se sont pas encore recombinaison pour former du NO. Nous les relierons à nos propres résultats.

Déjà en 1979, Stewart et Barth proposent que la densité des atomes d'oxygène doit être supérieure celle de l'azote, ce qui vient du fait que C est environ 25 fois plus abondant que N₂. L'émission de NO, côté nuit, indique une population significative d'azote atomique au niveau ou sous la turbopause de Vénus ; la turbopause étant la séparation dans l'atmosphère entre l'homosphère, en équilibre de mélange, et l'hétérosphère, en équilibre de diffusion. Stewart and Barth (1979) ont déduit un rapport des atomes N/O de quelques pourcents ou à une colonne d'abondance plus importante pour l'oxygène atomique.

Les premières estimations quantitatives furent réalisées par Stewart et al. (1980) (cf. figure 7.16). Ils utilisèrent un modèle 1D de transport vertical des atomes d'azote et d'oxygène et examinèrent leurs densités. Ils situent la densité maximale d'oxygène atomique à 106 km pour $2,6 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. La densité maximale d'atomes d'azote est à 114 km pour $7 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$. Au premier ordre, la carte de brillance du NO apparaît être une carte du flux descendant des atomes d'azote. Leur modèle montre que la brillance du NO dépend seulement du flux descendant des atomes d'azote. Ils démontrent aussi que l'altitude de la couche de NO dépend du flux des atomes d'oxygène et de la puissance de la turbulence. La diffusion turbulente est un processus de diffusion par lequel les substances sont mélangées dans l'atmosphère grâce à des mouvements de petits tourbillons (mouvements associés au vortex). Parce que les processus microscopiques responsables des mélanges atmosphériques sont trop complexes pour être modélisés en détail, les modélisateurs les traitent généralement en tant que processus de diffusion macroscopique turbulent. Dans cette approche, le taux de diffusion à chaque niveau de pression est paramétrisé par une quantité connue sous le nom de coefficient de diffusion turbulente (*Eddy's coefficient*).

Bougher et al. (1990) rapporte que selon le VTGCM (*Venus Thermospheric Global Circulation Model*), la production moyenne d'atome d'azote du côté jour est d'environ $9,0 \times 10^9 \text{ atomes cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Approximativement 30% de cette source côté jour est requis pour le transport du côté nuit pour observer une émission nocturne. L'émission de NO est particulièrement utile pour contraindre le VTGCM en l'absence de mesures directes des vents dans la thermosphère. La carte de la distribution moyenne des brillances de l'émission peut être vue comme une carte approximative du flux descendant des atomes d'azote étant approvisionnés depuis le côté jour. En conséquence, l'intensité de l'émission nocturne résultante est proportionnelle à la colonne, côté jour, de production d'atomes d'azote.

Plus récemment, Gérard et al. (2008) comparent leurs observations avec un modèle 1D de chimie-diffusion. Ils trouvent un flux descendant des atomes d'azote à 130 km qui varie typiquement entre 1×10^8 et $4 \times 10^9 \text{ atomes cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (cf. figure 7.17). Leurs observations sont compatibles avec un flux descendant des atomes d'oxygène et d'azote par transport moléculaire et turbulent au-dessus du pic d'émission de NO. Le taux de l'émission totale de NO est proportionnel au taux de recombinaison des atomes d'oxygène et d'azote et

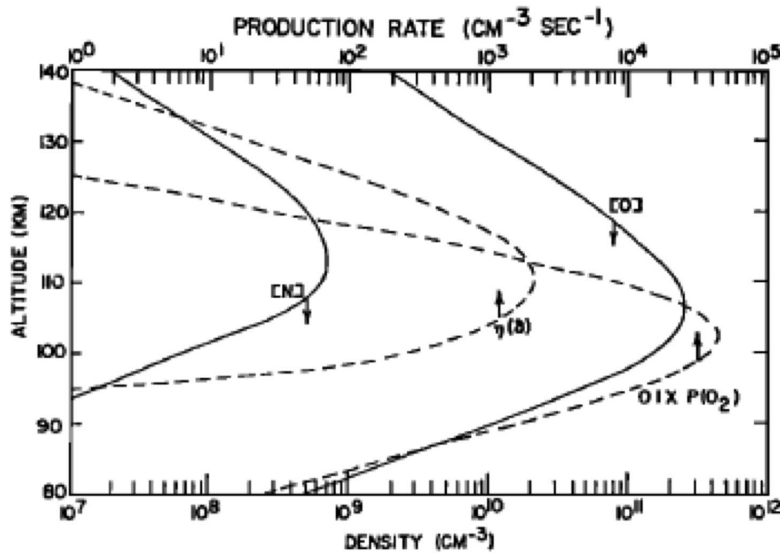


FIGURE 7.16 – Profils de densités des atomes d’oxygène et d’azote calculés, d’après Stewart et al. (1980)

donc proportionnel à la densité des atomes d’oxygène et d’azote. La variabilité de leurs résultats est attribuée à des changements temporels dans la circulation thermosphérique de Vénus sur des échelles de temps d’un jour terrestre ou moins pouvant être causé par des instabilités dans la circulation à grande échelle. Ces dernières résultent peut-être de cisaillement de vents près du terminateur ou de trains d’ondes de gravité. La densité maximale des atomes d’oxygène est prédite à 111 km autour de $4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. Celle des atomes d’azote N est prédite à 122 km autour de $2 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ (Gérard et al., 2008).

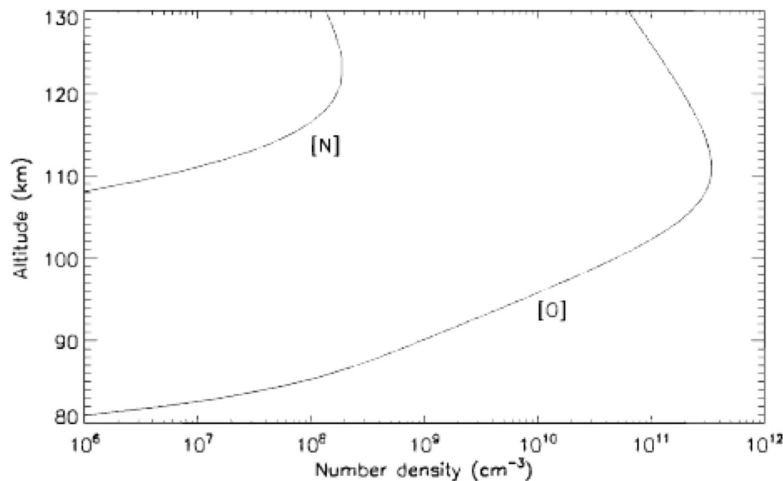


FIGURE 7.17 – Distribution verticale des densités de l’oxygène atomique et de l’azote obtenus par un modèle d’ajustement des profils de NO au limbe (Gérard et al., 2008).

Il ressort de ces études que l’oxygène pique plus bas que l’azote. Les observations

compatibles avec un flux descendant des deux atomes par transport moléculaire et turbulent au-dessus du pic de NO est cohérent car l'émission de NO se produit juste sous la turbopause.

7.4.2 *Corrélations avec le flux solaire*

Deux équipes ont tenté de corrélérer les émissions de NO avec l'activité solaire, mais sans succès. Bougher et al. (1990) ainsi que Gérard et al. (2008) n'ont pu relier les émissions aéronomiques aux paramètres caractérisant le flux solaire. Il serait nécessaire de pousser ces investigations plus loin : le taux de dissociation des molécules du côté jour est fonction du flux solaire. Or, les atomes d'oxygène et d'azote formant le NO proviennent de la dissociation de ces molécules. Le flux solaire étant plus intense, la dissociation est plus importante et la densité atomique augmente. De plus, nous venons de voir la relation de proportionnalité entre ces densités et les émissions de NO. Il doit donc exister, en toute logique, une relation entre activité solaire et émission aéronomique. Mais à ce jour, les raisons pour lesquelles aucune corrélation n'est observée restent mystérieuses.

7.4.3 *Observations en Infrarouge*

Grâce aux données VIRTIS-IR, Garcia Muñoz et al. (2009) ont détecté deux émissions de NO aux latitudes équatoriales qui semblent être associées avec des événements épisodiques de grand enrichissement des émissions aéronomiques. Ils examinent la région spectrale entre 1,2 et 1,3 μm . Ceci pourrait fournir des informations sur la chimie de haute altitude et la dynamique de l'atmosphère vénusienne. Sur une de leurs observations, le pic d'émission est situé entre 109 et 112 km. Cette observation est reliée à un événement épisodique de grand enrichissement des émissions nocturnes, similaire à ceux identifiés par SPICAV par Gérard et al. (2008). Cette observation est entre 23h30 et 00h30 heure solaire locale, et entre 5° sud et 20° de latitude nord.

7.4.4 *Dynamique de la thermosphère*

Stewart et al. (1980) examinent les premières hypothèses sur la dynamique dans la thermosphère de Vénus. L'intensité de l'émission qu'ils observent fluctue d'une orbite à l'autre : cela suggère des modulations temporelles superposées aux variations spatiales. La circulation générale de la thermosphère de Vénus est donc temporellement irrégulière à petite échelle de temps et, de plus, sa convergence du côté nuit leur apparaît plus grande près de l'équateur à toutes les longitudes et environ 30° après le méridien anti-solaire, vers le terminateur du matin (matin et soir sont utilisés sur la base de la circulation rétrograde observée au sommet des nuages), aux latitudes comprises entre 60° nord et 60° sud.

En 1980, à nouveau Stewart et al. montrent qu'il existe de grandes variations de la brillance des émissions de NO sur de courtes échelles de temps (*i.e.* jour terrestre). Les émissions de NO en paquets résultent d'irrégularités spatiales dans la circulation à haute altitude. Statistiquement, ils rapportent un point brillant à 02h00 du matin heure solaire locale, au sud de l'équateur. Nos observations SPICAV en occultations stellaires montrent aussi cette zone plus brillante de l'atmosphère. Malgré des variations temporelles et spatiales de courte échelle (environ un jour terrestre), ce constat montre ici une absence statistique de variations temporelles à grande échelle. Sur une trentaine d'années, nous avons

une structure dynamique stable de l'atmosphère qui favorise la convergence des atomes d'oxygène et d'azote au sud de l'équateur vers 02h00 solaire locale. Les variations temporelles facilement observées résulteraient de perturbations dynamiques mineures d'une circulation générale relativement stable à l'échelle de 30 années terrestres, au-dessus de 100 km d'altitude.

Bougher et al. (1990) montrent que puisque l'émission de NO se produit bien sous l'homopause côté nuit, le transport vertical autre que de la diffusion moléculaire doit être important et dû au mélange turbulent et/ou à des vents de grande échelle. De plus l'heure locale du pic moyen de l'émission de NO fournit des preuves d'une asymétrie dans la circulation SSAS. Aucune perturbation chimique du côté jour affectant la production d'atomes d'azote ne peut toucher le côté nuit en moins d'environ 1,5 jour terrestre. Cependant, des instabilités dans les flux de grande échelle peuvent modifier la circulation et altérer la quantité et la position des atomes d'azotes délivrés du côté nuit sur des échelles de temps d'un jour terrestre ou moins. Ces turbulences peuvent être générées *in situ* en résultat de cisaillement de vent local au terminateur. Alternativement, des traînées d'ondes variables temporellement, résultant de la propagation vers le haut et d'ondes de gravité brisées, peuvent altérer la vitesse du vent global et sa distribution sur des échelles de temps courtes. Les émissions de NO sont un traceur utile de la circulation thermosphérique permettant de contraindre les vents en l'absence de mesures directes dans la thermosphère. Bougher et al. (1990) confirment que la superposition de vents zonaux rétrogrades est suffisante pour décaler le pic de recombinaison du NO de minuit vers 02h00 du matin. Il existe de larges variations temporelles et spatiales dans la brillance des émissions en paquet sur des échelles d'un jour terrestre ou moins. La circulation thermosphérique change donc sur une base journalière terrestre. La diffusion turbulente ne peut pas être l'unique agent de mélange dans la thermosphère côté jour, car de grandes différences dans les calculs des densités des atomes d'azote, côté jour, sous 140 km apparaissent entre les simulations de leurs modèles 1D et 3D. Une combinaison de vents de grande échelle et de processus turbulents à petite échelle est requise. L'altitude du taux volumique d'émission (VER) du NO est très sensible à la quantité de diffusion turbulente nécessaire côté nuit, utilisée dans le VTGCM (*Venus Thermospheric Global Circulation Model*).

En résumé, dans la basse thermosphère, un mélange turbulent prédomine par rapport à la diffusion moléculaire. Cette zone de l'atmosphère est soumise à des régimes de vents variables et au passage d'ondes diverses. La super-rotation observée au sommet de nuages (60 km) se poursuit vraisemblablement plus haut en altitude, permettant de décaler le pic d'émission du NO vers 02h00. Cette hypothèse est néanmoins à nuancer à cause de l'émission aéronomique de O₂ qui se produit plus bas en altitude et dont le maximum d'émission se situe au point anti-solaire (voir section 7.4.5). Il pourrait exister deux régimes de super-rotation : un dans la basse atmosphère vénusienne, et un autre dans la thermosphère. Le contraste jour/nuit mettant en mouvement la circulation SSAS, ainsi que la super-rotation en altitude contrôlent principalement la répartition des émissions. Des vents locaux se produisant sur de courtes durées viendraient perturber cette circulation générale, créant les variations spatiales et temporelles observées.

Bougher et al. (2006) résument les dernières hypothèses concernant la compréhension des processus dynamiques dans la haute atmosphère de Vénus, entre 90 et 200 km d'altitude. Leur analyse démontre que la circulation à grande échelle de la haute atmosphère de Vénus peut être décomposée en deux parties distinctes : i) une circulation subsolaire/antisolaire (SSAS) relativement stable contrôlée par le rayonnement solaire et

ii) une circulation zonale rétrograde en super-rotation (RSZ pour *Retrograde Superrotating Zonal*) hautement variable. L'étude des émissions aéronomiques du NO montre que le décalage du maximum de brillance de l'émission du NO vers 02h du matin implique la présence de vents de l'ordre de 40 à 60 m.s⁻¹ associés à la circulation RSZ dans la basse thermosphère. Ces vents de la RSZ sont superposés aux vents de la circulation SSAS (qui sont eux symétriques autour de midi et minuit) avoisinant les 180 à 200 m.s⁻¹.

7.4.5 Émissions aéronomiques de O₂

L'autre émission aéronomique fréquemment observable, grâce à *Venus Express*, dans l'atmosphère de Vénus est celle du O₂. Elle a pu être étudiée conjointement à celle du NO. Les morphologies des ces émissions nocturnes sont similaires et il existe des variabilités spatiales et temporelles également similaires.

L'émission de O₂ est observable dans l'infrarouge, à 1,27 μm (Drossart et al., 2007). Elle est due à une recombinaison à trois corps des atomes d'oxygène entre 95 et 110 km d'altitude et un second pic est fréquemment observé entre 103 et 105 km. Cette émission se situe donc à des altitudes légèrement inférieures à celle du NO. La brillance est d'environ 0,8 à 1,2 MR au nadir. L'émission est fortement inhomogène : les régions de haute intensité sont généralement aux basses latitudes près du méridien anti-solaire.

Stewart et al. (1980) mettent à jour un paradoxe par rapport à l'heure solaire locale des émissions de NO et de O₂ : la localisation statistique de leur région de plus forte émission ne coïncide pas. Le O₂ pique à minuit, heure solaire locale, tandis que le NO, comme nous l'avons vu, pique vers 02h00. La première hypothèse émise est que la branche descendante de la circulation thermosphérique pourrait être déplacée vers le terminateur du matin si la rotation rétrograde de quatre jours observée au sommet des nuages persiste plus haut. Gérard et al., 2008 propose que ce décalage avec le NO suggère que des vents zonaux décalent l'émission de NO à 113 km vers l'aube. Il y aurait un régime dynamique différent près de 96 km d'altitude.

L'une des dernières études de l'émission de O₂ est celle de Gérard et al. (2009) à partir des données VEX (SPICAV et VIRTIS) au nadir et au limbe. Les observations nadir montrent un faible degré de corrélation entre les deux émissions (O₂ et NO) observées simultanément à une localisation commune. Les altitudes et la brillance des deux couches d'émissions ne covarient pas généralement. Ce manque de corrélation peut être expliqué par la présence de forts vents horizontaux dans la région de transition entre deux régimes dynamiques (à la turbopause à environ 135 km d'altitude). Ces vents apportent un flux descendant d'atomes sur de larges distances de manière à ce que des régions enrichies en NO ne coïncident généralement pas avec les zones d'émissions de O₂ brillantes. Le décalage dans la statistique du point brillant vers l'aube est interprété comme une signature d'un résidu de la super-rotation dans la basse thermosphère, comme l'avait proposé Stewart et al. (1980). L'altitude du pic de cette émission est contrôlée par la compétition entre le transport vertical, les processus de recombinaison et le quenching des molécules d'oxygène. Le taux d'émission est relié à un flux descendant des atomes d'oxygène. La vitesse zonale dérivée depuis le mouvement des structures de l'émission est dominée par un intense jet prograde depuis l'aube vers minuit s'étendant jusqu'à 22h heure locale, avec de faibles vitesses. Les régions de O₂ intense sont associées avec des flux subsidants causant une augmentation de la température rotationnelle infrarouge. La température augmente localement par chauffage adiabatique de la masse d'air descendante.

Ces résultats contredisent le concept d'une circulation SSAS globale qui apporterait les atomes d'azote et d'oxygène du côté jour vers le côté nuit, car les deux émissions ne sont pas au point anti-solaire. La localisation de la subsidence de la circulation SSAS est très variable (Hueso et al., 2008; Piccioni et al., 2009), probablement en conséquence d'une variabilité intrinsèque de la circulation et des vents horizontaux.

Les deux émissions sont typiquement séparées d'environ 16 km, bien que parfois elles se produisent presque à la même altitude. Bien que cette distance soit limitée, le temps requis pour le transport vertical vers le bas des atomes de la couche de NO au pic de l'émission de O₂ est assez long, laissant la possibilité qu'une région enrichie en oxygène à 113 km se soit déplacée sur des distances horizontales considérables avant d'atteindre 97 km. Des corrélations occasionnelles entre les deux émissions peuvent être observées si les altitudes sont très proches. Gérard et al. (2009) proposent le schéma interprétatif, en figure 7.18, pour expliquer le décalage horizontal des émissions de O₂ et de NO.

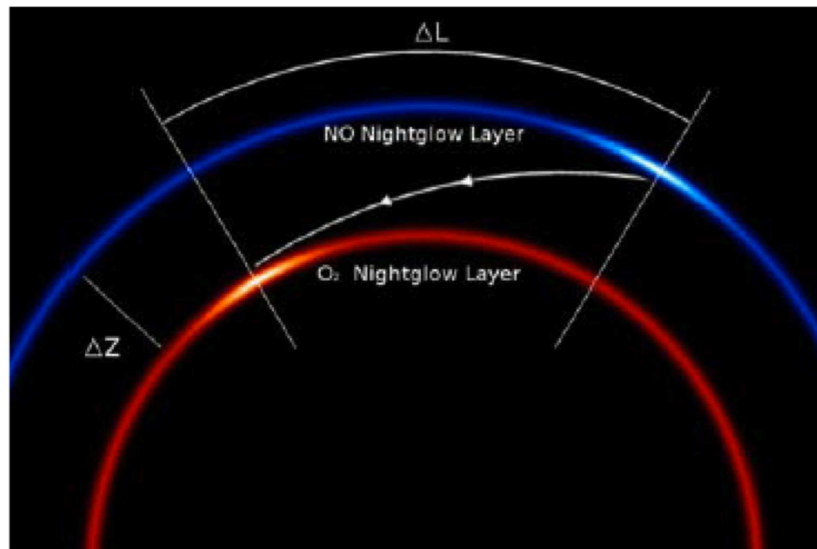


FIGURE 7.18 – Schéma illustrant le rôle des vents horizontaux dans la région de transition entre mésosphère et thermosphère comme une source de dé-corrélation spatiale entre une zone brillante de NO et une région brillante de O₂. La région initialement enrichie en atomes d'oxygène a voyagé sur une distance horizontale ΔL le temps que la bulle de gaz enrichie en oxygène atteignent l'altitude de l'émission de la couche de O₂ localisée Δz km sous le pic d'émission de NO. (Gérard et al., 2009)

Un outil numérique a été récemment développé par Collet et al. (2010) pour quantifier le rôle des processus contrôlant la distribution spatio-temporelle des émissions ultraviolettes du NO et infrarouges du O₂. Cet outil consiste en un modèle 2D de transport chimique, dépendant du temps. Les simulations ont montré le manque de corrélation entre les émissions aéronomiques du NO et du O₂, résultant largement du couplage entre les processus de transport horizontaux et verticaux et de la grande différence du temps de vie de ces espèces chimiques.

7.4.6 Les émissions aéronomiques sur Mars

En dernier lieu, intéressons nous à ces émissions aéronomiques, de NO et de O₂ sur la planète Mars. Bertaux et al. (2006b) ont détecté pour la première fois, avec SPICAM, une émission de NO sur Mars en UV. Les brillances observées sont bien plus faibles que celles de Vénus. Le même mécanisme de recombinaison radiative est à l'origine de ces émissions nocturnes. Les atomes d'oxygène sont produits par photodissociation de CO₂, CO et O₂ dans une moindre mesure tandis que l'azote est originaire de dissociations dues aux impacts de photon et d'électrons sur N₂ et aux réactions d'ions. Les densités et les flux sont régulés par la dynamique du côté nuit qui fait entrer en jeu les vents et la diffusion turbulente.

Cox et al. (2008) ont analysé les données au limbe de SPICAM UV. L'altitude du maximum de brillance de l'émission de NO varie entre 55 et 92 km, tandis que la brillance est entre 0.2 et 10.5 kR. L'échelle de hauteur au sommet de la couche varie entre 3,8 et 11 km avec une valeur moyenne à 6 km plus ou moins 1,7 km. Ils utilisent un modèle atmosphérique de chimie-diffusion où le coefficient de turbulence est un paramètre libre. Ils trouvent alors que le flux descendant d'atomes d'azote à 100 km varie par deux ordres de grandeur (10⁷ à 10⁹ atomes cm⁻² s⁻¹).

Les corrélations entre les différents paramètres des couches émissives ne sont pas flagrantes. Il est difficile d'affirmer un lien entre deux variables. Il n'existe pas de dépendance systématique entre l'altitude du pic et sa brillance, mais les données ne sont pas assez nombreuses. Il n'existe pas de corrélations non plus avec le champ magnétique rémanent. La production des atomes d'azote et d'oxygène du côté jour est dépendante du flux solaire. Il pourrait alors y avoir une dépendance de l'intensité de l'émission avec l'activité solaire. Mais, comme sur Vénus, les études ne montrent pas de dépendance claire (le coefficient de corrélation entre flux solaire et intensité est de seulement 0,31). Cox et al. (2008) avancent que ceci peut être en partie expliqué par le fait que l'émission de NO n'est pas dispersée de façon homogène du côté nuit, mais montre des émissions en paquet avec des parties plus intenses que d'autres.

Sur Mars l'atmosphère est sujette à de plus rapides variations d'illumination entre le jour et la nuit par rapport à Vénus. Les émissions aéronomiques se situent entièrement dans l'homosphère également. L'émission de NO y est très variable, dans l'altitude du pic d'émission aussi bien que dans sa brillance au pic. Le pic varie sur un intervalle de 37 km et la brillance varie de deux ordres de grandeur. La latitude contrôlerait une partie des variations.

Ces travaux montrent une grande similarité entre les émissions aéronomiques sur Mars et celles sur Vénus. Les observations sont cependant moins nombreuses et moins développées que sur Vénus. Nous tendons à penser que des processus et des perturbations similaires sont à l'oeuvre sur ces deux planètes telluriques entourées d'une atmosphère principalement composée de CO₂.

Pour compléter le tableau des émissions NO et O₂ sur Vénus et Mars, après la découverte de l'émission du NO sur Mars (Bertaux et al., 2005), nous devrions nous attendre à observer l'émission de recombinaison de O₂ à 1.27 μm également. C'est chose faite depuis 2010 : en examinant les mesures de nuit obtenues par le spectro imageur vis-IR OMEGA à bord de *Mars Express*, Brigitte Gondet et al. (2010, EGU) ont observé par trois fois cette émission au coeur de la nuit polaire. C'est là en effet que les GCM prévoient la subsidence de la branche descendante d'une grande cellule de Hadley qui parcourt la mé-

sosphère et la basse thermosphère. Bertaux (2011) note que le GCM martien opéré par Franck Lefèvre, qui reproduit bien les émissions de NO et O₂, ne contient pas du tout de diffusion turbulente. L'air est transporté vers le bas dans un mouvement d'advection. Mais il s'agit d'un modèle 3D : quand l'air descend quelque part, il remonte forcément ailleurs. Par contre, dans l'utilisation classique d'un modèle 1D, nous nous interdisons de perdre du gaz : le CO₂ est fixe en altitude (vitesse nulle), et pour transporter les espèces vers le bas, nous introduisons le coefficient K de diffusion turbulente, qui permet un flux descendant, « percolant » en quelque sorte à travers le CO₂. Il serait intéressant de voir ce que donne une description 1D, sans diffusion turbulente, mais avec une descente advective et compressive, dans laquelle O et N, mais aussi O et O, se combinent de plus en plus (augmentation des concentrations), jusqu'à exhaustion complète de O ou de N.

Bertaux (2011) note également que, dans les versions anciennes des modèles 3D de Vénus de Bougher et al. (1990) ceux-ci imposaient une couche rigide à 60 km du côté nuit, qui interdit par principe de larges mouvements d'advection descendants. D'où leur besoin de recourir également à la diffusion turbulente.

Enfin, en ce qui concerne la différence de comportement des émissions de O₂ et NO bien mises en évidence par Gérard et al (2009), Bertaux fait remarquer que, au-dessus de l'homopause (135 km) du côté jour, on s'attend à la séparation diffusive de CO₂ et de N₂, le rapport N₂/CO₂ augmentant rapidement avec l'altitude. De plus, la molécule de N₂ est plus solide que celle de CO₂ : sa dissociation nécessite des photons plus énergétiques. Ces deux facteurs se combinent, et le résultat est que l'altitude de production des atomes O est plus grande que celle des atomes N. Dans le grand mouvement de circulation SSAS, nous pouvons imaginer que les trajectoires des masses d'air qui ont une altitude origine différente du côté jour vont parcourir des trajectoires différentes. Les masses d'air d'origine plus haute seront plus chargées en atomes N, et finiront par émettre surtout du NO ; les masses d'air d'origine un peu plus basses seront plus chargées en O, et émettront surtout du O₂.

Chapitre 8

Conclusion générale et perspectives

Ce chapitre clôture cette thèse. Nous avons ici l'occasion de faire un bilan rapide du travail effectué pendant ces trois années et sur les connaissances apportées concernant les émissions aéronomiques. Nous ferons aussi un inventaire des directions possibles à prendre pour améliorer nos connaissances.

Sommaire

8.1	Bilan	164
8.2	Perspectives	164

8.1 Bilan

Dans ce manuscrit, le lecteur aura pu discerner trois axes principaux autour de l'étude des émissions de NO :

- L'extraction des spectres d'émissions de NO à partir des occultations stellaires, qui est un passage obligé pour constituer notre jeu de données,
- L'élaboration d'un modèle direct produisant ce que doit observer SPICAV en mode sans fente,
- L'élaboration de l'algorithme d'inversion.

Ces étapes nous ont permis principalement (1) d'augmenter la quantité de données disponibles sur les émissions de NO et (2) de confirmer les résultats antérieurs et (3) d'apporter de nouveaux résultats sur la variabilité temporelle de ces émissions.

Tout d'abord, les émissions aéronomiques ajoutent un signal parasite dans le traitement des occultations stellaires. Les étudier, mieux les comprendre, permet aussi de mieux les soustraire. Suite à ce travail, il est possible d'améliorer davantage la procédure exposée en chapitre 3 (section 3.4.1). Nous avons par la même occasion agrandi la base de données sur le NO. C'est la première fois que des émissions aéronomiques sont étudiées à partir d'un tel jeu de données.

Un des résultats marquants de ce travail est l'observation, par SPICAV, d'une zone brillante au sud de l'équateur, vers 02h00 du matin heure locale. Cette même zone brillante avait déjà été observée dans l'atmosphère vénusienne, il y a 30 ans de cela. Les observations de SPICAV montrent ainsi une certaine stabilité temporelle à travers des émissions aéronomiques réputées être extrêmement variables temporellement et spatialement, sur des échelles d'un jour terrestre ou moins.

Nous avons démontré que le maximum de brillance des émissions de NO se produit à l'équateur. L'émission de NO se produit en moyenne à 114 km d'altitude, la gamme d'altitudes allant de 95 à 138 km. La brillance moyenne de l'émission est en général inférieure à 50 kR, mais nous observons une très grande variabilité de cette intensité. Les émissions les plus faibles sont de l'ordre de la dizaine de kR et les plus fortes dépassent 300 kR.

La morphologie des émissions de NO est également très variable. Nous avons classifié ces morphologies en quatre catégories (i) les émissions homogènes à l'échelle de la ligne de visée, (ii) les émissions en paquets, ou tâches brillantes, (iii) les émissions mettant en jeu des phénomènes d'atténuation du signal le long de la ligne de visée et enfin (iiii) les cas où deux zones d'émissions distinctes apparaissent dans le même champ de vue.

Ces nouvelles connaissances permettront de mieux contraindre les modèles de circulation générale. Les émissions de NO s'inscrivent dans un cadre dynamique turbulent, de par leur localisation à la frontière entre homosphère et hétérosphère. Des mesures de vents *in situ* sont nécessaires pour préciser le contexte dynamique et le régime de circulation. L'étude conjointe des émissions de NO à celle de l'émission aéronomique de O₂ remet en question l'hypothèse de la propagation de la super-rotation à de plus hautes altitudes.

8.2 Perspectives

Plusieurs directions peuvent être données pour la suite de ce travail de thèse. Nous allons les détailler :

8.2.1 Automatisation des méthodes d'inversion

Dans un premier temps, il sera nécessaire d'automatiser le modèle direct et dans un second temps l'algorithme d'inversion. La mission *Venus Express* n'est pas encore achevée et devrait durer jusqu'en 2014 au moins. Les données disponibles à ce jour n'ont pas toutes été traitées. Une automatisation des méthodes d'inversion à l'aide d'un optimisateur de type Levenberg-Marquardt permettra de traiter le grand nombre restant d'observations. Actuellement environ une demi-heure, par observation pour le modèle direct, est nécessaire pour obtenir manuellement toutes les caractéristiques de la couche de NO.

8.2.2 Extinction en fonction de la longueur d'onde

Dans le chapitre 4 (section 4.2.4), nous avons présenté la méthode pour prendre en compte les phénomènes d'atténuation dans l'atmosphère vénusienne, le long de la ligne de visée. Nous prenions un profil d'extinction de référence, uniquement fonction de l'altitude et supposé identique pour chaque observation. Franck Montmessin a récemment obtenu les profils d'extinction pour un grand nombre d'observations en occultation stellaire. Ces profils, propres à chaque observation, sont fonction de l'altitude et de la longueur d'onde. Une amélioration possible du modèle direct serait donc de remplacer notre profil d'extinction de référence par ceux obtenus par Franck Montmessin. Chaque émission de NO vue en occultations stellaire bénéficierait ainsi du profil d'extinction observé simultanément et pour chaque longueur d'onde différente.

8.2.3 Améliorations de l'algorithme d'inversion

La prise en compte de l'effet du binning, c'est-à-dire du fait que le spectre de NO peut être légèrement différent d'une ligne à l'autre d'une même bande du détecteur, est une amélioration de grande importance pour l'algorithme d'inversion. Mais les premiers essais ont révélé une inversion peu stable. La résolution spatiale sera plus fine. Avec une telle amélioration, le modèle direct deviendra obsolète.

8.2.4 Modèle de transport 1D

Pour se rapprocher des études menées entre autres par Gérard et al. (2008), avec des modèles de transport, il est en projet de mettre au point un modèle 1D d'advection pure qui calculera ce que doit être l'émission de NO et celle de O₂ dans une parcelle d'air subsidente dans l'atmosphère (de Mars ou de Vénus). Dans ce modèle, nous suivons l'évolution, dans cette descente, des concentrations de CO₂, O et N. Nous faisons agir successivement le mouvement vers le bas, dans lequel le rapport de mélange de O et N se conserve et la destruction chimique qui se fait à chaque pas de temps (donc le pas d'altitude est variable). Nous les confronterons aux profils de densité calculés par Franck Montmessin.

8.2.5 Modélisation des émissions de NO sur Mars

Comme il a été dit dans le chapitre précédent, les émissions de NO se produisent aussi sur Mars. L'instrument SPICAM, à bord de *Mars Express* actuellement en orbite autour de la planète rouge, observe aussi ces émissions aéronomiques en ultraviolet, en mode

d'occultation stellaire. Le modèle direct et l'algorithme d'inversion présentés dans cette thèse sont aisément transposables pour une étude analogue des émissions martiennes.

Appendices

Annexe A

Tables de résultats des méthodes d'inversion

Résultats du modèle direct

Orbite	binning	ht	Zmin	Pm	Zm	H	Btot	Zbtot	Hint	lat	long	sit
0024A01	16	100	0	3,30E+02	112	4	19,5024	109	15	-1,03	334,85	1
0027A01	16	100	0	1,00E+03	117	2	40,2199	116	7	-1,1	339,32	1,3
0052A04	16	125	0	9,00E+02	115	3	45,7088	113	11	-12,61	48,73	1,8
0102A04	16	60	0	1,40E+03	110	3,5	76,9149	108	17	-11,32	253,67	22,4
0103A07	16	60	0	6,80E+02	112	4	40,1867	109	10	-3,89	242,44	23,4
0104A07	16	60	0	2,40E+03	124	3,5	131,997	122	8	-3,88	243,91	23,5
0125A11	16	90	80	9,90E+03	114	2,5	453,877	112	6	-3,74	274,8	1,8
0175A02	16	100	0	7,10E+03	120	2	285,627	119	6	-23,89	74,42	1,5
0176A01	16	100	0	2,70E+02	120	3	137,181	118	9	-23,91	75,9	1,6
0177A01	16	100	0	6,30E+03	113	4	372,347	110	10	-23,87	77,4	1,7
0220A08	16	100	40	1,10E+03	113	3,5	60,4473	111	7	-38,85	262,88	22,2
0224A08	16	73	80	4,00E+03	111	2,5	183,34	109	5	-38,85	268,8	22,6
0228A06	16	73	0	2,00E+03	113	4	118,205	110	10	25,54	270,01	23,4
0234A07	16	73	80	1,10E+03	114	2,5	50,4307	112	6	-24,46	268,81	0,7
0244A12	16	100	0	1,20E+03	119	2,5	55,0381	117	6	-30,23	349,63	21,3
0247A03	16	100	0	4,50E+02	117	3,5	24,7361	115	9	-31,21	353,69	21,7
0251A12	16	100	0	3,50E+02	115	3	17,7756	113	8	-31,01	359,69	22,1
0253A12	16	100	0	1,20E+03	121	4	70,97	118	11	-30,89	2,7	22,3
0255A12	16	100	0	1,05E+03	109	2,5	48,1189	107	5	-30,81	5,69	22,5
0259A06	16	100	0	3,00E+03	107	2	120,563	106	5	-30,72	11,65	22,9
0267A10	16	73	0	3,85E+03	111	3	195,471	109	7	-38,29	15,74	0,3
0279A11	16	100	0	2,10E+03	112	3,5	115,39	110	7	-44,72	8,07	3,2
0283A18	16	100	0	2,50E+02	115	4,5	15,7534	112	11	-44,73	13,99	3,7
0286A15	16	100	0	1,20E+03	115	4,5	75,6164	112	12	-49,56	10,59	4,5
0287A02	16	100	0	8,50E+02	115	4,5	53,5616	112	10	-49,55	12,13	4,6
0296A20	16	90	0	5,50E+02	108	4,5	34,6388	105	11	-11,82	182,28	19,1
0299A20	16	90	80	1,60E+03	115	7	126,894	110	15	-4,33	173,86	20,3
0300A20	16	90	0	1,90E+03	105	6	139,093	101	11	-4,19	175,11	20,4
0300A21	16	105	0	1,00E+03	115	3	50,7876	113	6	1,23	40,06	5,4
0302A20	16	90	0	8,50E+02	140	3	43,2547	138	5	-4,38	178,37	20,6
0303A20	16	90	0	4,50E+02	140	5	29,983	137	9	-4,35	179,8	20,7
0305A20	16	90	0	3,00E+03	117	3	152,388	115	7	-11,8	195,57	20,1
0306A20	16	90	0	6,00E+02	125	3,5	33,0021	123	7	-4,34	184,23	21
0308A20	16	90	80	3,00E+03	125	4	177,473	122	8	-4,35	187,2	21,2
0309A20	16	90	80	1,00E+03	123	4	59,1482	120	9	-4,31	188,62	21,3
0311A19	16	90	85	5,50E+03	125	4,5	346,843	122	11	-4,33	191,62	21,6
0312A19	16	90	80	2,00E+03	125	4	118,315	122	9	-4,34	193,11	21,7
0314A19	16	90	80	7,70E+02	127	4	45,5583	124	12	-4,34	196,06	21,9
0315A19	16	90	0	1,00E+03	125	3	50,8283	123	6	-11,78	210,33	21,1
0336A17	16	100	0	2,00E+03	108	2,5	91,6479	106	5	-4,17	228,34	0,3
0340A17	16	100	0	1,50E+03	119	3	76,206	117	5	-4,13	234,18	0,7
0344A16	16	100	80	2,50E+03	118	4	147,814	115	10	-4,09	240,03	1,1
0348A17	16	100	0	5,30E+03	102	3,5	290,997	100	7	-4,02	245,83	1,6
0387A05	16	100	0	6,00E+02	112	3,5	32,9685	110	8	-27,06	27,56	0,2
0501A09	16	115	0	1,70E+03	118	4	100,513	115	9	-39,06	353,81	1,8
0503A06	16	115	0	7,60E+02	106	4	44,8936	103	9	-38,93	356,93	2
0505A06	16	115	0	2,50E+03	115	2,5	114,624	113	5	-38,95	359,86	2,2
0649A11	32	105	0	8,00E+02	125	3,5	44,0029	123	7	2,01	177,47	20,1
0651A16	32	105	0	6,00E+02	115	4	35,4671	112	8	3,5	180,43	20,3
0653A16	16	105	0	9,00E+02	115	5	59,8507	112	17	-0,03	183,4	20,5
0655A17	16	105	0	1,30E+03	115	4	78,8453	112	8	-0,15	186,36	20,7
0657A08	16	105	0	1,40E+03	115	3	71,1026	113	6	-0,1	189,32	20,9
0718A09	16	130	0	5,90E+02	120	2,5	27,0624	118	6	-38,86	315,58	1
0725A09	16	130	0	1,10E+03	120	2,5	50,4553	118	5	-38,83	325,97	1,7
0726A02	16	130	0	2,30E+03	112	2,5	105,43	110	6	-38,83	327,45	1,8
0729A04	16	130	0	6,80E+02	118	2,5	31,1855	116	6	-38,83	331,9	2,1
0732A04	16	130	0	3,75E+03	115	2,5	171,937	113	7	-38,83	336,33	2,4
0738A09	16	130	0	1,50E+03	130	3	76,2726	128	5	-2,12	322,58	4,6
0757A03	16	100	0	3,30E+03	130	2	132,864	129	4	-12,38	145,97	20,3
0759A06	16	100	0	9,50E+02	120	4	56,1782	117	10	-12,34	148,87	20,5
0870A09	16	190	0	2,00E+02	115	6	14,6528	111	17	20,31	135,59	20,3
0871A08	16	105	0	1,00E+03	115	2	40,2132	114	4	21,27	140,92	20,2
0873A08	16	105	0	3,60E+02	110	5	23,931	107	14	-23,89	133,7	21,1
0875A08	16	105	0	6,00E+02	118	5	39,9097	115	15	-23,88	136,66	21,3
0877A08	16	105	0	5,00E+02	115	3	25,3938	113	8	21,31	149,81	20,8
0878A07	16	190	0	7,70E+02	114	2,5	35,3015	112	5	23,45	148,06	21,1
0879A08	16	105	0	6,80E+02	105	6	49,7807	101	16	-23,86	142,54	21,7
0880A08	16	190	0	1,20E+03	116	2,5	55,0245	114	7	23,41	151,01	21,3
0938A09	16	100	0	2,00E+04	106	3	101,504	104	8	66,42	250,91	2,6
0972A09	16	150	0	4,00E+02	120	4	23,654	117	9	-40,63	86,95	20,4
0993A07	16	150	0	5,50E+02	120	3	27,9443	118	8	-40,7	118,13	22,7
0995A04	16	150	0	4,50E+02	120	3	22,8635	118	7	-40,71	121,11	22,9
0999A04	16	150	0	3,50E+02	120	3	17,7827	118	10	-40,65	126,94	23,3
1001A03	16	150	75	4,00E+03	115	2	160,853	114	5	-40,67	129,92	23,5
1006A04	16	135	85	5,30E+02	119	3	26,9261	117	8	-4,33	177,71	21,4
1008A04	16	135	0	3,20E+02	120	3,5	17,7405	117	10	-4,33	180,68	21,6
1010A04	16	135	85	3,30E+03	132	2	132,884	131	5	-4,34	183,63	21,8
1025A05	16	125	0	2,50E+03	113	3,5	137,38	111	9	52,21	206,36	23,4
1028A07	16	125	0	3,00E+03	114	2,5	137,538	112	7	52,2	210,82	23,7
1031A05	16	125	0	7,50E+02	116	3,5	41,2235	114	11	52,2	215,27	0
1033A05	16	125	0	1,40E+03	117	2,5	64,2005	115	7	52,2	218,21	0,2
1051A01	16	130	0	2,50E+03	120	3	127,019	118	7	-12,12	260,22	1,2
1052A05	16	170	0	2,00E+03	120	3	101,616	118	6	-47,11	267,09	0,9
1054A06	16	170	0	1,70E+03	115	3	86,3388	113	6	-47,11	270,04	1,1
1056A04	16	170	0	8,50E+02	117	3	43,1765	115	6	-47,14	272,96	1,3
1062A08	16	170	0	7,50E+02	125	3	38,1212	123	7	-47,18	281,77	2
1063A07	16	170	0	1,20E+03	96	2	48,184	95	6	-47,18	283,25	2,1
1064A08	16	170	0	1,25E+03	99	2	50,2034	98	3	-47,17	284,73	2,2
1073A09	16	140	0	4,00E+02	125	3	20,3313	123	7	4,78	309,94	2,4
1076A09	16	120	0	4,50E+02	117	3	22,8581	115	5	-6,07	298,21	3,8
1078A09	16	140	0	5,50E+02	135	2,5	25,2583	133	5	4,75	315,85	2,8
1079A09	16	140	0	3,00E+02	127	4	17,75	124	8	4,73	318,8	3
1100A07	16	145	0	8,00E+02	100	5	53,1388	97	10	56,4	87,01	0,2

Résultats de l'algorithme d'inversion

Orbite	binning	ht	spectre	lat	long	sit	morphologie	alpha	Zbtot	Btot	H
0024A01	16	100	275	-1,03	334,85	1	4	10	100	15,5596	22
0027A01	16	100	275	-1,1	339,32	1,3	3	5	88	17,8534	33
0052A04	16	125	270	-12,61	48,73	1,8	3	5	90	26,8311	30
0102A04	16	60	583	-11,32	253,67	22,4	2	1	99,5	62,339	20
0103A07	16	60	585	-3,89	242,44	23,4	2	1	101	28,4921	30
0104A07	16	60	595	-3,88	243,91	23,5	4	1	27	36,5	25
0125A11	16	90	558	-3,74	274,8	1,8	2	0,1	104	346,476	18
0175A02	16	100	300	-23,89	74,42	1,5	4	0,01	95	217,79	15
0176A01	16	100	380	-23,91	75,9	1,6	4	0,05	92	102,168	40
0177A01	16	100	400	-23,87	77,4	1,7	3	0,01	90	255,175	38
0220A08	16	100	295	-38,85	262,88	22,2	3	1	105	52,8402	27
0224A08	16	73	295	-38,85	268,8	22,6	3	1	108	58,3933	23
0228A06	16	73	293	25,54	270,01	23,4	2	1	105	103,258	10
0234A07	16	73	295	-24,46	268,81	0,7	2	1	115	42,152	8
0244A12	16	100	165	-30,23	349,63	21,3	2	1	105	40,7108	20
0247A03	16	100	143	-31,21	353,69	21,7	2	0,5	100	18,9681	34
0251A12	16	100	143	-31,01	359,69	22,1	3	5	102	12,9227	23
0253A12	16	100	205	-30,89	2,7	22,3	2	1	92	55,61	37
0255A12	16	100	145	-30,81	5,69	22,5	3	1	90	31,828	27
0259A06	16	100	145	-30,72	11,65	22,9	3	0,5	90	81,5686	22
0267A10	16	73	290	-38,29	15,74	0,3	4	0,1	95	128,573	25
0279A11	16	100	290	-44,72	8,07	3,2	4	0,5	90	72,7096	38
0283A18	16	100	285	-44,73	13,99	3,7	4	10	90	7,71861	38
0286A15	16	100	285	-49,56	10,59	4,5	4	1	100	50,9645	30
0287A02	16	100	285	-49,55	12,13	4,6	4	1	90	32,5087	28
0296A20	16	90	610	-11,82	182,28	19,1	3	10	70	15,7276	50
0299A20	16	90	605	-4,33	173,86	20,3	2	0,1	105	90,7777	50
0300A20	16	90	605	-4,19	175,11	20,4	2	0,1	50	110,283	35
0300A21	16	105	315	1,23	40,06	5,4	3	10	80	18,2896	60
0302A20	16	90	605	-4,38	178,37	20,6	3	5	130	23,192	40
0303A20	16	90	605	-4,35	179,8	20,7	4	5	135	23,2718	30
0305A20	16	90	605	-11,8	195,57	20,1	3	5	92	73,1152	55
0306A20	16	90	600	-4,34	184,23	21	4	5	124	25,2641	32
0308A20	16	90	600	-4,35	187,2	21,2	2	0,1	120	157,752	25
0309A20	16	90	600	-4,31	188,62	21,3	4	1	120	44,1044	20
0311A19	16	90	600	-4,33	191,62	21,6	2	0,1	121	298,887	22
0312A19	16	90	600	-4,34	193,11	21,7	3	0,1	122	199,466	22
0314A19	16	90	600	-4,34	196,06	21,9	2	1	120	40,1795	15
0315A19	16	90	600	-11,78	210,33	21,1	2	1	110	39,709	23
0336A17	16	100	545	-4,17	228,34	0,3	1	1	99	76,0478	7
0340A17	16	100	545	-4,13	234,18	0,7	1	1	111	65,0133	8
0344A16	16	100	550	-4,09	240,03	1,1	2	1	109	132,129	18
0348A17	16	100	550	-4,02	245,83	1,6	1	1	78	186,278	45
0387A05	16	100	560	-27,06	27,56	0,2	4	5	105	15,1729	30
0501A09	16	115	200	-39,06	353,81	1,8	1	10	80	46,5397	65
0503A06	16	115	245	-38,93	356,93	2	3	10	80	19,1845	60
0505A06	16	115	255	-38,95	359,86	2,2	4	0,1	99	81,9501	27
0649A11	32	105	195	2,01	177,47	20,1	4	5	120	20,1683	65
0651A16	32	105	210	3,5	180,43	20,3	3	5	115	17,5439	65
0653A16	16	105	185	-0,03	183,4	20,5	3	5	130	23,8508	90
0655A17	16	105	185	-0,15	186,36	20,7	3	5	100	25,8166	160
0657A08	16	105	185	-0,1	189,32	20,9	3	5	140	24,8571	110
0718A09	16	130	245	-38,86	315,58	1	4	5	98	19,1193	27
0725A09	16	130	245	-38,83	325,97	1,7	4	1	100	34,9173	27
0726A02	16	130	245	-38,83	327,45	1,8	3	0,5	92	60,877	20
0729A04	16	130	245	-38,83	331,9	2,1	4	0,5	95	24,0278	20
0732A04	16	130	245	-38,83	336,33	2,4	4	0,1	95	122,814	37
0738A09	16	130	250	-2,12	322,58	4,6	4	10	100	33	50
0757A03	16	100	635	-12,38	145,97	20,3	4	1	125	79,9408	12
0759A06	16	100	635	-12,34	148,87	20,5	3	5	115	23,9959	38
0870A09	16	190	250	20,31	135,59	20,3	3	10	110	8,91838	22
0871A08	16	105	250	21,27	140,92	20,2	2	1	105	36,8794	22
0873A08	16	105	245	-23,89	133,7	21,1	3	10	105	14,487	35
0875A08	16	105	245	-23,88	136,66	21,3	1	10	110	33,1054	25
0877A08	16	105	250	21,31	149,81	20,8	4	10	105	14,4757	40
0878A07	16	190	290	23,45	148,06	21,1	3	0,5	110	21,9434	15
0879A08	16	105	240	-23,86	142,54	21,7	3	1	100	40,243	28
0880A08	16	190	290	23,41	151,01	21,3	1	1	111	37,7912	18
0938A09	16	100	255	66,42	250,91	2,6	2	1	109	91,7553	12
0972A09	16	150	595	-40,63	86,95	20,4	3	10	105	13,1412	40
0993A07	16	150	610	-40,7	118,13	22,7	3	5	128	14,8942	22
0995A04	16	150	610	-40,71	121,11	22,9	4	5	114	15,3513	25
0999A04	16	150	605	-40,65	126,94	23,3	1	10	110	10,0868	22
1001A03	16	150	600	-40,67	129,92	23,5	2	1	110	92,6427	18
1006A04	16	135	605	-4,33	177,71	21,4	4	10	120	14,2732	23
1008A04	16	135	605	-4,33	180,68	21,6	3	10	125	14,7019	18
1010A04	16	135	605	-4,34	183,63	21,8	2	1	127	88,5327	25
1025A05	16	125	582	52,21	210,36	23,4	1	1	109	146	11
1028A07	16	125	582	52,2	216,82	23,7	1	0,5	110	131,13	8
1031A05	16	125	582	52,2	215,27	0	1	0,5	112	38,8561	12
1033A05	16	125	582	52,2	218,21	0,2	4	0,5	115	57,5387	7
1051A01	16	130	585	-12,12	260,22	1,2	1	1	106	99	8
1052A05	16	170	566	-47,11	267,09	0,9	4	0,5	103	50,7154	24
1054A06	16	170	600	-47,11	270,04	1,1	4	0,5	95	50,183	25
1056A04	16	170	600	-47,14	272,96	1,3	3	1	95	27,3817	28
1062A08	16	170	600	-47,18	281,77	2	4	1	100	28,835	25
1063A07	16	170	620	-47,18	283,25	2,1	4	1	80	22,5	15
1064A08	16	170	615	-47,17	284,73	2,2	4	1	82	27,2	15
1073A09	16	140	590	4,78	309,94	2,4	4	10	123	12,2926	22
1076A09	16	120	590	-6,07	298,21	3,8	4	10	109	21,4238	8
1078A09	16	140	590	4,75	315,85	2,8	4	10	115	23,2142	17
1079A09	16	140	590	4,73	318,8	3	2	10	112	12,9163	22
1100A07	16	145	235	56,4	87,01	0,2	4	10	120	14	25

Annexe B

Reproduction de l'article Royer et
al., 2010



NO emissions as observed by SPICAV during stellar occultations

Emilie Royer*, Franck Montmessin, Jean-Loup Bertaux

^a Université Versailles St-Quentin, UPMC Univ. Paris 06, CNRS/INSU, LATMOS-IPSL, Verreries-Le-Buisson, France

ARTICLE INFO

Article history:

Received 12 November 2009

Received in revised form

19 May 2010

Accepted 25 May 2010

Available online 4 June 2010

Keywords:

Venus

Atmosphere

Airglow

Nightglow

Nitric oxide

ABSTRACT

Ultraviolet (UV) nightglow data from the SPICAV instrument (SPectroscopy for the Investigation of the Characteristics of the Atmosphere of Venus) onboard the Venus Express spacecraft, currently in orbit around Venus, are presented. In its extended source mode, SPICAV has shown that the Venus nightglow in the UV contains essentially Lyman- α and Nitric Oxide (NO) emissions. In the stellar mode, when the slit of the spectrometer is removed, an emission is also observed at the limb in addition to the stellar spectrum. A forward model allows us to identify this feature as being an NO emission. Due to radiative recombination of N and O atoms produced on the dayside of Venus, and transported to the nightside, NO nightglow provides important constraints to the Solar-to-Anti Solar thermospheric circulation prevailing above 90 km. The forward model presented here allows us to derive the altitude of the peak of emission of the NO layer, found at 113.5 ± 6 km, as well as its scale height, of 3.4 ± 1 km and its brightness. The latter is found to be very variable with emissions between 19 Kilo-Rayleigh (kR) and 540 kR. In addition, the NO nightglow is sometimes very patchy, as we are able to observe two distinct emission zones in the field of view. Finally, systematic extraction of this emission from stellar occultations extends the database of the NO emission already reported elsewhere using limb observations.

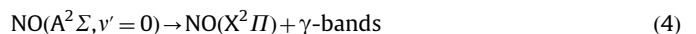
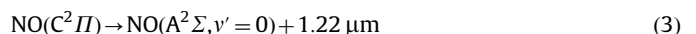
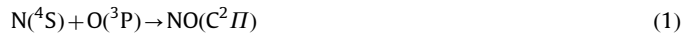
© 2010 Elsevier Ltd. All rights reserved.

1. Introduction

NO nightglow is observed in the ultraviolet wavelength domain on all three planets: Venus, Earth (Cohen-Sabban and Vuillemin, 1973; Eastes and Huffman, 1992) and Mars (Bertaux et al., 2005; Cox et al., 2008). Recently, NO emissions have also been detected in the infrared on Venus (Garcia Muñoz et al., 2009). On Venus, the first observation was performed by Barth et al. (1967) who detected an ultraviolet airglow on the nightside from Mariner 5 data. Feldman et al. (1979) also detected a nightglow on Venus, from the International Ultraviolet Explorer (IUE) in Earth orbit, and identified it as the nitric oxide UV emission, in the δ and γ bands. Stewart et al. (1979) detected and identified this NO nightglow using the ultraviolet spectrometer onboard the Pioneer Venus Orbiter (PV-OUVS). Currently, NO nightglow is observed by two instruments of the Venus Express spacecraft (VEX): in the UV with SPICAV (SPectroscopy for the Investigation and Characteristics of the Atmosphere of Venus) and in the near infrared at $1.22 \mu\text{m}$ with VIRTIS (Visible and InfraRed Thermal Imaging Spectrometer).

NO emission occurs on the nightside of the planet, as a result of the sub-solar to anti-solar (SSAS) thermospheric circulation. In the dayside upper atmosphere, N_2 , CO and CO_2 molecules are

photodissociated by ultraviolet radiation, leading to net production of nitrogen (N) and oxygen (O) atoms. These atoms are then transported to the nightside by the SSAS circulation, where they recombine when the flow descends (Feldman et al., 1979; Stewart and Barth, 1979; Stewart et al., 1980). NO is thus a tracer of the descending branch of the SSAS circulation (Stewart and Barth, 1979). The emission process is a two body radiative recombination between $\text{O}(^3P)$ and $\text{N}(^4S)$ atoms, yielding excited NO^* molecules which relax by emitting the ultraviolet δ and γ bands (Mandelman et al., 1973; Gérard et al., 2008; Cox et al., 2008):



During the first study of this nightglow on Venus, from limb spectra collected with the OUVS spectrometer on board Pioneer Venus, Stewart and Barth (1979) showed that NO nightglow occurs mainly between 110 and 120 km of altitude in the atmosphere and that equatorial regions tend to be brighter than others latitudes. They also suggested that the brightest nightglow is found about 30° beyond the anti-solar meridian toward the morning terminator, presumably as a result of persistent super-rotation. However, they also identified occasional isolated bright

* Corresponding author. Tel.: +33 164474300.

E-mail address: emilie.royer@latmos.ipsl.fr (E. Royer).

patches in the both hemispheres, providing evidence that the overall thermospheric circulation is temporally irregular.

Stewart et al. (1980), using Pioneer Venus data, found a statistical bright spot located at 02:00 am solar local time just south of the equator, which was five times brighter than the hemispheric mean brightness. Thus they supported the earlier finding that the equator is generally brighter than other latitudes. They determined that the maximum brightness of the emission is located at $111 \text{ km} \pm 7 \text{ km}$ of altitude. Stewart et al. (1980) underlined the presence of random bright patches at all latitudes and at various local times at night, except in the mid-latitude region near the evening terminator. On the basis of a one-dimensional model of vertical transport of N and O atoms, they confirmed the scenario of the dayside origin of the atoms and indicated that vertical turbulent mixing on the nightside should be vigorous. These authors observed large day-to-day variations of the airglow, both in intensity and in morphology. In order to model the vertical distribution of NO, they used a Chapman layer with a topside scale height of 5 km and a peak of emission located at 110 km of altitude. They also studied the brightness of the nightglow as a function of the solar flux and found no correlation between them. Finally, by comparing O₂ and NO nightglows, they emphasized the puzzling local time shift between the two emissions with O₂ peaking near 23:00 and NO near 02:00. This question was also recently discussed by Gérard et al. (2009).

Gérard et al. (1981) studied the PV-OUVS limb data. With a better spatial resolution, they corrected the altitude of the maximum brightness of the layer and found it at $115 \pm 2 \text{ km}$, instead of 111 km previously found. They reevaluated the topside scale height to about 3.2 km. They also expected that the brightness of the NO layer should be correlated with the peak altitude, which is expected to move upward as the brightness increases.

With a three-dimensional model, Bougher et al. (1990) confirmed that the original transport mechanism proposed (SSAS circulation) was appropriate and thus that the airglow is a very useful tracer of the thermospheric circulation. They also observed a large temporal and spatial variation in brightness on timescales of an Earth day or less. The thermospheric circulation was changing on a daily basis. Therefore, they put forward the hypothesis that local wind shear at the terminator or time-varying wave drag from gravity waves could cause variations in intensity of airglow.

Finally, the latest study was made by Gérard et al. (2008) who used SPICAV limb data from the Venus Express (VEX) mission. They located the mean altitude of the limb emission peak at 113 km, but showed that it varies between 95 and 132 km. The mean brightness of NO emission at the limb, was found to be of 32 Kilo-Rayleigh (kR), but however exhibited high variability with intensities up to 440 kR at low latitude or as low as 5 kR at mid north latitudes. No correlation between latitude and brightness was found to exist, but the mean altitude of the NO layer was observed to increase with increasing latitude between 6 and 72°N.

In summary, all previous studies agree that the NO emission can be located almost anywhere on the nightside of Venus, that the nadir peak intensity is found statistically shifted by about 02:00 solar local hours from the anti-solar point, at an altitude of $115 \text{ km} \pm 2 \text{ km}$ with a scale height of about 3 km. In addition, the NO nightglow is found to be highly variable in brightness and morphology, suggesting large spatial and rapid temporal changes in the nightside circulation.

The present work is in the continuity of previous studies by Gérard et al. (2008). Here we use ultraviolet data of SPICAV in the stellar occultation mode. This mode, dedicated to the monitoring of atmospheric constituent absorption, revealed the almost ubiquitous presence of NO emission on every observation, thus

enabling us to complement the work of Gérard et al. (2008) solely based on dedicated limb or nadir observation of aeronomic emission. The goal is to build upon and expand the database of NO nightglow on Venus by comparing our results with previous ones and to provide better constraints for the Venus Thermospheric Global Climate Model (VTGCM) (Bougher et al., 1990) and the Global Empirical Model of the Thermosphere of Venus (Hedin et al., 1983). To do so, we have developed a forward model which can reproduce observations by the SPICAV UV instrument in the stellar occultation mode. The characteristics of the SPICAV instrument are summarized in Section 2 while the model itself is described in Section 4. Section 5 gives an analysis and synthesis of our results. Section 3 supplies some general information on NO emission related to SPICAV, which are essential to understand the model.

2. SPICAV: instrument and data

2.1. The SPICAV instrument: overview

SPICAV is a compact ultraviolet-near infrared instrument, which is part of the VEX mission payload. It is derived from the SPICAM instrument currently flying onboard Mars Express. However, SPICAV was complemented by an additional channel (SOIR, Solar Occultation at InfraRed) to observe the sun through Venus' atmosphere at longer wavelength. SPICAV thus includes three optical sensors (one UV and two IR) sharing a common electronic block. Here we only describe the UV spectrometer, which covers the 118–320 nm wavelength range with 0.54 nm spectral sampling. The actual resolution has been estimated around 1.5 nm over most of the range. It is dedicated to nadir and limb viewing, but can also perform occultations in a stellar or in a solar mode, the latter with a dedicated port.

The UV channel of SPICAV is a full UV imaging spectrometer, almost identical to SPICAM UV, described in details in Bertaux et al. (2006). The light flux is collected by an off-axis parabolic mirror, which reflects light toward the spectrometer entrance. At the focal plane, a mechanical slit system provides two configurations: without the slit for stellar occultations, and with a slit for extended source observation (such as the sun or the Venus disk). The slit is removed during a stellar occultation sequence to obtain the largest possible field of view configuration and thus ensure comfortable tolerances for pointing. When the slit is removed, it creates a hole corresponding to the total useful field of view (FOV) of $2^\circ \times 3.16^\circ$, without making allowance for vignetting. One CCD pixel covers a physical area of $23 \times 23 \mu\text{m}^2$ with the focal length of the telescope giving a FOV of $0.01 \times 0.01^\circ$ per pixel. Such configuration lets potentially enter fifty times more flux than with the slit, increasing instrument sensitivity by the same amount. Behind the focal plane, a holographic concave toroidal grating spreads the spectrum of any point at the focal plane on the entrance window of the intensifier. For each of the 288 lines of the CCD, which are perpendicular to the slit axis and parallel to the dispersion plane of the grating, the spectrum is spread over 384 pixels. Due to telemetry constraints, only five spectra can be transmitted per second of measurement. For this reason, spectra are first summed over n lines ($n = 4, 8, 16$ or 32 in an occultation) before their transmission to Earth in order to provide optimum Signal To Noise conditions. In case of slitless stellar occultations, the central band of the CCD hosts about 90% of the total flux of the star, with $n=16$, while the other bands contain the remaining 10% as a result of focusing imperfections and heavy spread of photons within the MgF₂ window located at the entrance of the intensifier. (Montmessin et al., 2006; Bertaux et al., 2007; Villard, 2008).

2.2. Principle of a stellar occultation

The occultation technique relies on the determination of atmospheric transmission at various altitudes above the surface. Since SPICAV is not equipped with a pointing system, an occultation sequence requires a change of spacecraft attitude to allow the instrument to target a specific star and place it at the center of the FOV. This center is defined in the focal plane of the telescope, imaged through the grating spectrometer on line 144 of the CCD. When the star is high above the horizon, SPICAV records the spectrum of the star $S_0(\lambda)$ unattenuated by atmospheric absorption. A few second later, the spectrum of the same star seen through the atmosphere is again recorded. This spectrum $S(\lambda, z)$ is modified by the absorption of all atmospheric constituents integrated over the line of sight bounded by the VEX spacecraft and the star. This geometrical configuration allows the use of simple radiative transfer laws, which according to Beer–Lambert law states that:

$$S(\lambda, z) = S_0(\lambda) \exp(-\sum_i \sigma_i N_i(z)) \quad (5)$$

where λ is the wavelength, z is the minimum altitude of the line of sight above the horizon (also called tangential altitude or altitude of closest Venus approach), $N_i(z)$ (mol cm^{-2}) is the integrated quantity of constituent i along the line of sight (slant density), and σ_i the absorption cross section of the constituent i (Quémerais et al., 2006). Atmospheric transmission is defined by

$$T(\lambda, z) = S(\lambda, z) / S_0(\lambda) = \exp(-\sum_i \sigma_i N_i(z)) \quad (6)$$

3. Observation of the NO emission

In addition to stellar signal absorption, recorded spectra exhibit a great deal of distortion caused by the simultaneous presence of emission in the sounded atmosphere of Venus. This additional light component appears as the star is seen through the atmosphere at altitudes around 100 km. We identify this component as the NO emission. When the slit is removed no spectroscopic evidence can be used to establish the emission origin since spectral dispersion is determined by the convolution of spectra and the angular size of the source in the FOV, which is more than 100 pixels wide. This additional component usually appears as a feature-less bell-shaped curve. However, a few occultations were performed with the slit in place and thus with optimal spectral resolution, clearly showing the well known γ and δ bands of nitric oxide. The recorded spectra during that campaign are shown in Fig. 1 (emission signal has been isolated after removal of the stellar signature).

Such spectra easily compare with the laboratory spectrum of the $N(^4S) + O(^3P)$ recombination (Groth et al., 1971), or with a limb NO spectrum from Gérard et al. (2008). The identification is therefore positive as an NO emission, and thus we can safely assume that this feature is the one contaminating the stellar spectrum when the slit is removed and spectroscopic information is lost. To date, on Venus, in this wavelength range (160–300 nm), no other source of emissions has been ever observed in the nightglow.

3.1. Displacement of the signal along the CCD

In a stellar occultation, this NO nightglow signature is easily recognizable, as shown in Fig. 2 by the ovoid shape which stretches side to side of the “tempospectrum”, which is a display where spectra are plotted as a function of time yielding a 2D color-coded image of the observation.

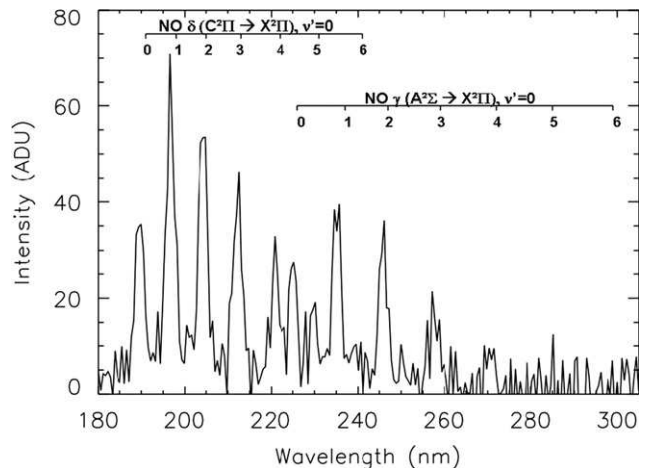


Fig. 1. NO spectrum. This spectrum is an average of 228 stray light spectra from the observation 0844A03 (12/08/2008). Spectra of the stray light on every one of the five bands of the CCD are summed. The δ spectral bands result from the $\text{NO}(C^2\Pi) \rightarrow \text{NO}(X^2\Pi)$ transition. The γ spectral bands correspond to the $\text{NO}(A^2\Sigma) \rightarrow \text{NO}(X^2\Pi)$ transition. Noise is also present, especially between 200 and 300 nm.

This ovoid shape allows us to immediately identify when an NO airglow “contaminates” a stellar observation. We observe on tempospectra that, from one band to the other, the ovoid shape is shifted in time since every band projects instantaneously at different altitudes with a constant separation lag between them, corresponding to the angular size of the band in the slit direction. Thus two adjacent CCD bands observe two contiguous regions of the atmosphere. Without the slit, no exact spectral registration is allowed since spectrum depends on both the spectral signature and the position of the source with respect to the FOV center, which is a priori unknown. For instance, if a source is offset from the center, along the direction of the CCD lines projected on the sky, by some arbitrary amount (in degrees), its associated spectrum will be shifted by the corresponding amount in pixels. Fig. 3 illustrates this shift. This is why we will refer to a pseudo wavelength scaling in the remainder of the paper, defined by the nominal wavelength scale when the slit is placed at the focal plane.

3.2. Extraction of the airglow signal

In order to compare our model results with the observations, NO spectra must be isolated from the signature of the star. Then, model parameters are adjusted to fit observations, yielding the physical properties of the layer (brightness, altitude and scale height).

A raw spectrum is made of the following components:

$$S_{obs} = S(\lambda, z) + S_{airglow} + S_{DC} + S_{offset} \quad (7)$$

where S_{obs} is the observed signal. $S(\lambda, z)$ is the star spectrum modified by atmospheric absorption, as said previously. $S_{airglow}$ is the airglow signal which needs to be isolated. S_{DC} is the dark current signal and S_{offset} the offset applied to avoid negative voltage at the ADC (A/D electronic converter) entrance.

$S(\lambda, z)$ can be replaced by $\alpha_i S_0(\lambda) T(\lambda, z)$, with $T(\lambda, z)$ given previously. α_i is the spreading coefficient which indicates the portion of the star signal contained in band i . α_i is about 3 to 5% for the bands adjacent to the central band, which contains most of the star signal if the binning is equal to 16. Thus NO signal prevails on the four adjacent bands and we will use them to estimate the emission brightness in the central band. So, after removal of dark charge and offset (see Bertaux et al., 2006 or

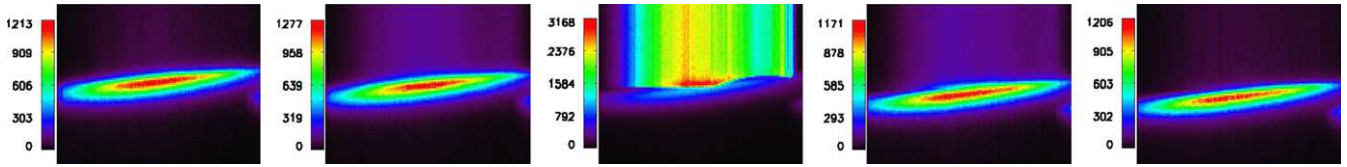


Fig. 2. Tempospectrum of the orbit 348A17. This observation was made on 04/04/2007. The five SPICAV bands are represented, from band 0, on the left to band 4, on the right. The central band contains about 90 percent of the signal of the star and the three steps of an occultation are present: on the top of the band, the signal of the star is seen outside the atmosphere of Venus. Then, the line of sight (LOS) crosses the atmosphere and the star signal disappears and leaving place to the NO emission (the ovoid shape). Finally, the line of sight (LOS) reaches the planet, where no UV emission is observed for this observation. In spite of the NO emission, the CO₂ absorption band is visible. Zero order of the spectrometer is also seen on the right side of each band.

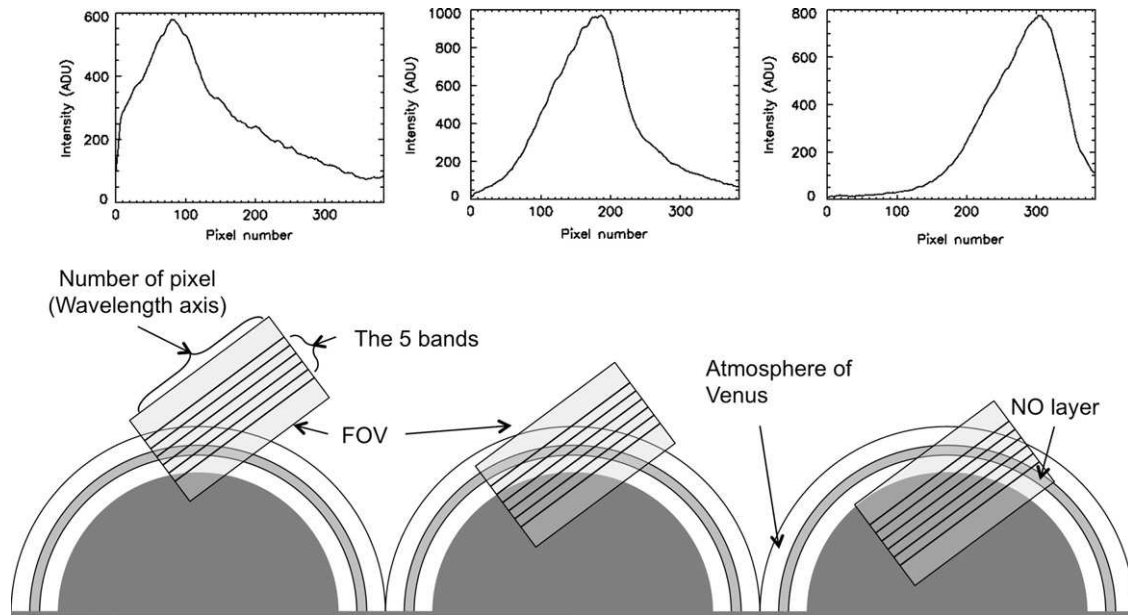


Fig. 3. Motion of the signal across the CCD. This figure shows three different times of an occultation. The projection of the CCD image at the limb is shown as a see-through rectangle while the Venus atmosphere is represented in grey around the planet and the zone of NO emission is the grey ring in. At the beginning, the field of view of SPICAV looks high in altitude and the star (at the center of the focal frame) is observed outside the atmosphere. The spectrum above each cartoon shows the corresponding spectrum recorded by SPICAV at every stage of the occultation. It is representative of a typical airglow spectrum seen by SPICAV in the stellar occultation mode. The intensity is labeled in ADU (analog to digital units). At the beginning, this spectrum is centered on the smallest pixel number to reflect the fact that the emission (grey annulus) is located in the lower portion of the CCD. The latter is tilted with respect to the tangential plane and the apparent movement of the spectrum towards larger pixel numbers (smaller wavelengths) is caused by the CCD, which penetrates deeper toward the center of Venus.

Quémerais et al., 2006 for more explanation), we obtain the following expression:

$$S_{obs} = \alpha_i S_0(\lambda) T(\lambda, z) + S_{airglow} \quad (8)$$

As written, the problem is ill-posed since two quantities must be deduced from one observation. To overcome the difficulty, we use an iterative process starting with a guessed Transmission profile deduced from another observation. S_0 and α_i are computed from the compilation of all spectra recorded outside the atmosphere, which are known to bear no absorption or airglow signatures. This allows us to estimate the stellar contribution on all bands and thus to properly isolate the NO part, in particular on the bands adjacent to the central one where NO signature is the dominating component. Thus we obtain a signal of the airglow for each band:

$$S_{airglow} = S_{obs} - \alpha_i S_0(\lambda) T(\lambda, z) \quad (9)$$

In a second step, the NO contribution on the central band is inferred from interpolation between those of the adjacent bands, which in turn provides an updated estimate of the stellar contribution and thus a new value for $T(\lambda, z)$. Iterations are performed until two consecutive values for $T(\lambda, z)$ do not deviate by more than 0.1%.

Fig. 4 displays the same tempospectrum as in Fig. 2, after extraction of the NO signal, in order to appreciate the accuracy of the extraction method.

4. The forward model: description

The model presented here attempts to simulate what should be collected by the CCD bands of SPICAV, in the case of a NO nightglow in stellar occultation mode. The goal is to determine some characteristics of the NO layer. Three kinds of parameters must be taken into account in the model. They are detailed in the following subsections:

4.1. Geometric parameters

The geometric parameters needed to compute observations are the VEX to the Venus Nearest Point (VNP) distance (also called distance to the limb, hereafter named dl), the altitude of the center of the FOV (Z_c) in the focal plane (intersection of slit position and the line imaged on line 144 through the spectrometer) and the tilt angle of the slit (θ) with respect to the tangential plane.

actually detected per second (photo-events) to a stellar flux of incoming photons. This efficient area is the product of various factors: the efficiency of collection of the photons by the UV channel (directly proportional to the surface of the entrance pupil: 16 cm^2) and the transmission of the optical elements (proportional to the reflection coefficient of the mirror and of the diffraction grating and to the quantum efficiency of the image intensifier). It is described in details in Bertaux et al. (2006).

Another important parameter is the gain of the detector. The gain may be adjusted with a high voltage level from 500 to 900 V, commanded by a digital level word of 8 bits ranging between 0 and 255 (Bertaux et al., 2006). When a photon–electron is created at the photocathode entrance it results in a pulse of light distributed over few pixels of the CCD. It is detected by a pixel, which stores it as electron read by electronics and then converted into a digital scale (ADU). At $HT = 20$ (a standard low gain level used for dayside nadir observation) about 1.5 ADU is created per photo-event, while for $HT = 200$ there are about 40 ADU per photo-event.

$$N_{ADU} = G(HT) \times N_{photoev} \quad (15)$$

The point spread function (PSF) of the instrument is indirectly taken into account in the model, at least in the dispersion direction.

The normalized spectrum, that we use as an input to represent the NO spectrum formed in the CCD (see Fig. 7), is an average of several hundreds of spectra obtained by SPICAV at the limb with the slit in place, which inherently contains the spectral convolution by the instrumental PSF. We normalized the spectrum as following:

$$S_i = \frac{(I_i/S_{eff}^i)}{d\lambda \sum I_i/S_{eff}^i} \quad (16)$$

where i is the band number, I_i the NO intensity, S_{eff}^i the efficient area and $d\lambda$ the wavelength interval between each pixel. S_i is the normalized spectrum.

The final step of the modeling concerns photon counting within all pixels of the portion of the CCD covered by the five bands. The absence of the slit implies that all elements of the focal plane lying in the same line perpendicular to the slit will have their spectra superimposed on the corresponding CCD line, and thus any given CCD pixel of the line may receive spectral contributions from all illuminated elements on the focal plane

line. The exact contribution of each element of the focal plane to a given CCD pixel will depend on the angular distance between the element and the nominal slit position. The NO spectrum given by this element is displaced on the CCD line w.r.t. the normalized NO spectrum, and scaled according to the brightness of the emission prescribed by the characteristics of the NO layer and on its corresponding altitude at the limb. The model sums all contributions for each pixel and then adds 16 or 32 lines together to mimic the binning made onboard. The structure of the nominal spectrum is smoothed out by the absence of slit. At this stage, results can then be directly compared to observations.

4.3. NO layer parameters

The last class of parameters concerns the physical characteristics of the NO layer and its brightness. To model the NO layer, we first specify its emissivity (in photons $\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$), i.e. we define a local emissivity, also called Volume Emission Rate (VER), and then use the Chapman curve to define a vertical profile of emission, the expression of which is given below:

$$P(z) = P_m \times \exp\left(1 - \frac{z-z_m}{H} - \exp\left(-\frac{z-z_m}{H}\right)\right) \quad (17)$$

where the fit parameters are z_m the peak altitude, P_m the peak emission rate and H the scale height at the peak (Cox et al., 2008).

To reproduce the NO layer as seen by SPICAV, we must integrate the emissivity along the LOS and we express it in Rayleigh (Hunten et al., 1956):

$$1\text{Rayleigh} = \frac{10^6}{4\pi} \text{photons cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{ster}^{-1} \quad (18)$$

We assume that the atmosphere is spherically symmetric, allowing the use of standard Abel integrals to determine the amount of emission integrated along the LOS. The relation between the brightness B and the local emissivity $P(z)$ is thus given by:

$$B = \int_{-\infty}^{+\infty} P(s) ds \quad (19)$$

$$B = 2 \int_{R_{vnp}}^{+\infty} P(z) \frac{z}{\sqrt{z^2 - R_{vnp}^2}} dz \quad (20)$$

where s is the abscissa along the LOS, z the corresponding distance of the point to the center of Venus, and R_{vnp} the distance of the VNP of the LOS to the center of Venus. Some emission is actually observed at tangential altitudes where the local emissivity is zero, below the peak layer, but the LOS receives contribution from emitting layers located above. This is why the shape is mostly affected in the bottom part, as shown in Fig. 8.

Fig. 9 compares a Chapman profile, integrated along the LOS and created by our model, with a limb observation from Gérard et al. (2008). This agreement confirms that the use of a Chapman curve is a good approximation to model NO emission.

Representing the NO layer by a Chapman layer is somewhat questionable. A Chapman profile is more relevant to molecules produced locally, with little impact by the dynamics. In the case of NO nightglow, the source is located on the dayside whereas nightglow occurs on the nightside. However, a Chapman layer appears to provide a good approximation and gives good results. Another possibility is to model the NO layer by a gaussian. However we note that we obtain better overall results with a Chapman curve.

We have introduced an additional “cut-off” parameter to describe the NO layer. This “cut-off” specifies the altitude below which the profile of emission must be set to zero. This *ad-hoc* parameter allows us to obtain better agreement with data for

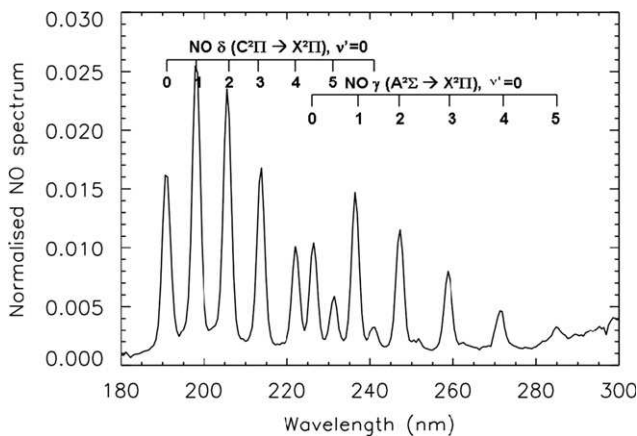


Fig. 7. Normalized NO spectrum. This figure shows an average of 771 spectra, obtain at night during orbit 516, when the tangent altitude varied between 90 and 120 km. The spectrum is normalized in such a way that the sum of all intensities is equal to one.

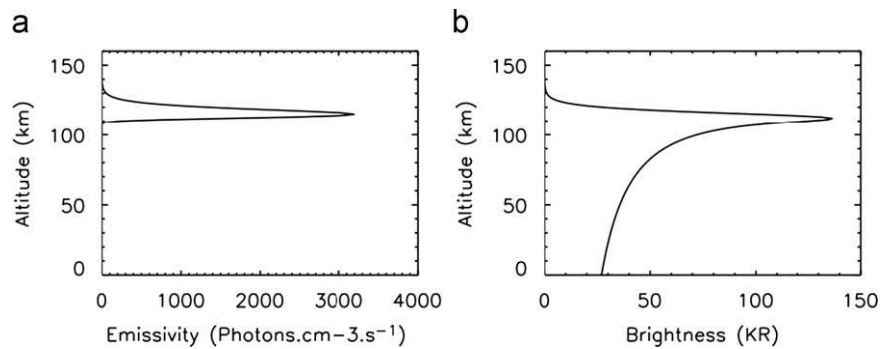


Fig. 8. NO layer. To create these curves we use the following values of the Chapman profile: $P_m = 3.20 \times 10^4$ photons $\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$, $z_m = 115$ km and $H = 3.0$ km. Panel (a) shows the VER, i.e. the local emissivity curve. Panel (b) displays the curve of panel (a) integrated along the LOS, following an Abel integral under the assumption of spherical symmetry.

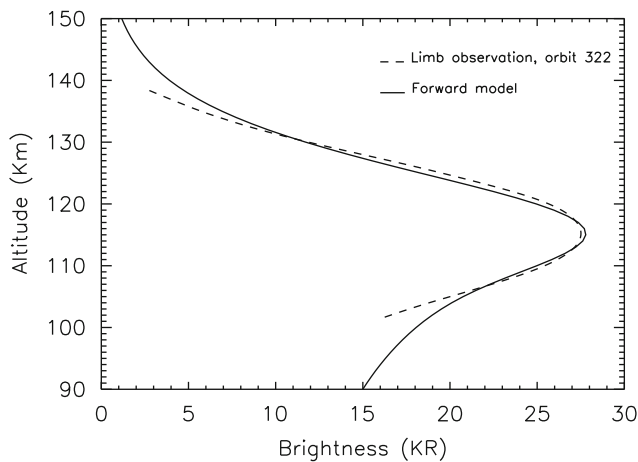


Fig. 9. Validation of the use of a Chapman curve. The NO profile in solid line shown here comes from Gérard et al. (2008). It is a smoothed limb observation, taken during orbit 322, from band 2 of SPICAV. In dashed line, we show the Chapman curve from our forward model.

several observations. In particular, at places which corresponds to the lower altitude region of the spectrum, where the model otherwise predicts too intense NO emission. Venus clouds obscure the emission beyond the tangent point at altitudes below ~ 85 km, and the layer is known to be patchy (not spherically symmetric), with an absence of emission on the Venus Express side of the LOS in some cases. This “cut-off” allows to more consistently reproduce the observed spectrum. Its use is not systematic, yet allows to mimic some effects unaccounted for by our forward model. Such effects are: (i) horizontal patchiness of the emission zone, and/or (ii) NO spectral feature erosion subsequent to CO_2 absorption and aerosol extinction below 90 km.

4.4. Sensitivity study

We performed some sensitivity runs, displayed in Fig. 10, in order to estimate the effect of each parameter on the shape of the spectrum. The first parameter we change is the altitude of the emission peak. It influences the position of the bell shape on the pseudo-wavelength axis (the wavelength scale is valid for point sources located at the nominal position of the slit). For the orbit 0311A19, which has a tilt angle of the slit of 146.19° , increasing the altitude of the emission peak shifts the spectrum towards the shorter pseudo-wavelengths, while decreasing it shifts the spectrum toward the longer pseudo-wavelengths. A tilt angle superior to 180.00° leads to the opposite effect. The shape of

the spectrum is slightly modified too. Fig. 3 helps to understand this shifting effect.

The second parameter to adjust is the scale height of the NO layer. It plays both on the thickness and on the magnitude of the brightness peak. A small scale height will generate a spectrum with a weak intensity and rather spectrally detailed spectrum, while a large scale height will yield a more intense but less spectrally detailed spectrum.

The third parameter is the brightness of the NO layer, which does not impact the spectrum shape. The brightness only affects the ADU level of the spectrum. It is coefficient or proportionality.

The last parameter is the cut-off altitude of the NO layer. This parameter is only used when no matching is found, in spite of adjusting all other parameters. The cut-off massively changes the spectrum shape. The higher the cut-off, the dimmer the spectrum and the narrower the spectrum spreads. In order to adjust this parameter, one needs to know on which side of the pseudo-wavelength axis is imaged the lower altitude region (depend on θ) since the cut-off tends to modify the spectrum portion corresponding to the lower altitude region.

All these parameters are manually and sequentially adjusted. One begins with adjusting the overall shape position by playing with the altitude of the emission peak. Then the scale height is corrected (it is the most difficult parameter to fit). Finally, we tune the brightness of the NO layer and adjust the cut-off altitude when necessary.

However, our model presents some limits, linked to the different sources of errors. The first source comes from our extracting method of NO. We stop iterations when the new value for the transmission do not deviate by more than 0.1% from the precedent value of transmission. This induce a bias toward bright NO emission cases because we are not able to extract very weak NO emission. All NO emissions, which contributes less than 0.1% relative to the star signal are not take into account in our study. An other critical point is that our model assumes a spherical symmetry.

Nevertheless, on the basis of the precedent studies, it has been demonstrate that NO emission is patchy and not spherically symmetric. The cut-off parameter tries to overcome this default. In addition, the five bands of SPICAV observe different regions of the atmosphere. This means that we are able to see two distinct NO emission zones in the same FOV. Our model, because of its spherical symmetry, cannot reproduce this second emission zone. We cannot model two NO layers in the same vertical profile. This leads to overestimate the NO brightness, till 3 times more.

Thereafter, in the section Results, we have drawn a sketch of some real NO emission cases, in Fig. 12. Each case comes with the corresponding vertical NO profile. This shows that a Chapman curve integrated along the LOS is not always the best way to

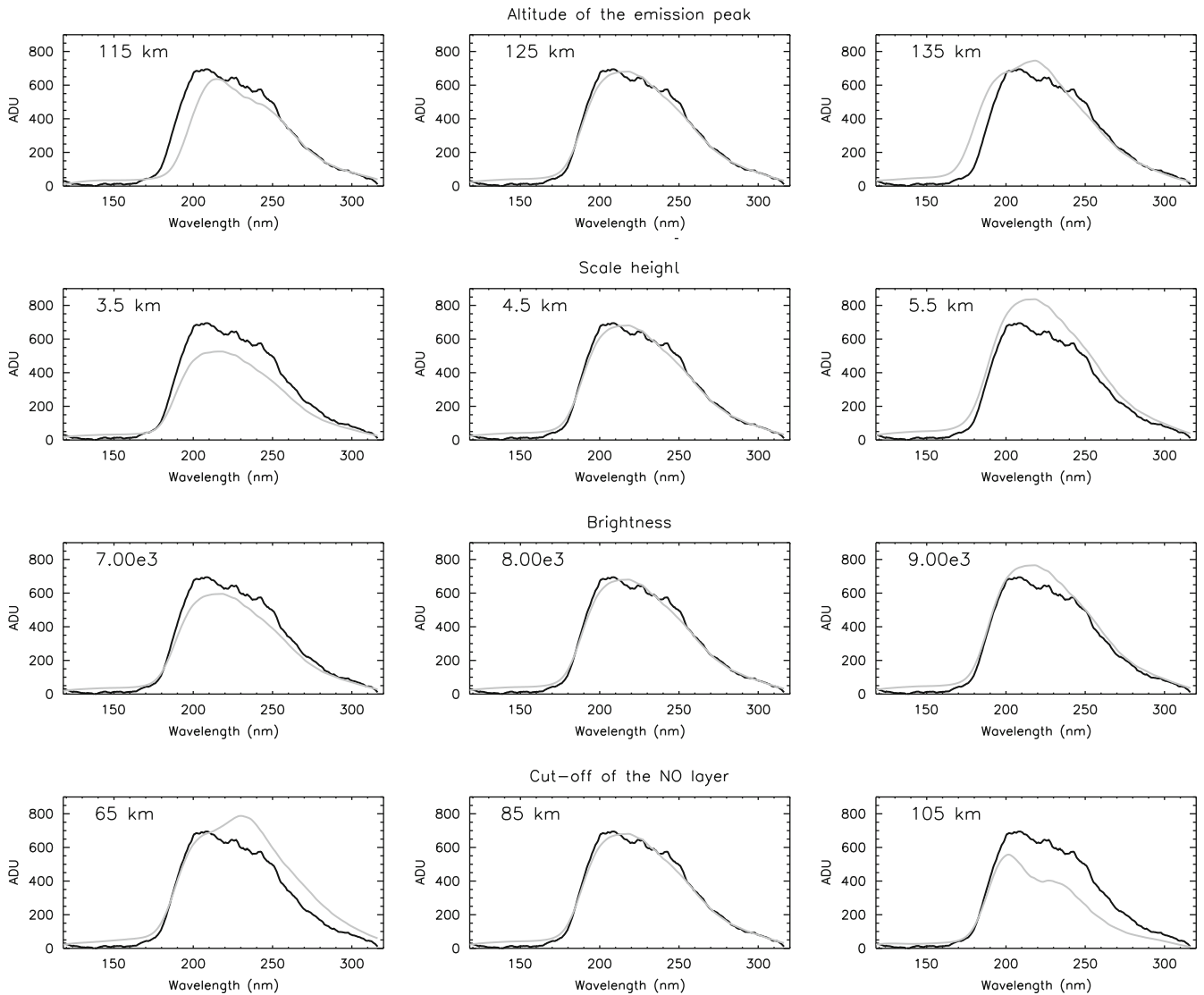


Fig. 10. Study of sensitivity. The central column of the figure represents the same fit, on each line. It is the best fit for this observation. This figure must be read line by line: each line corresponds to the variation of one parameter. On the left top of each panel, we indicate the value of the parameter under study. In the left column, the value of the parameter is decreased whereas we increased it in the right column. In the top line we indicate the effect of the variation of the altitude of the emission peak. The second line represents the variation of the scale height. The third line represents the variation of emissivity and, finally the bottom line represents the cut-off variation.

model NO emissions. Sometimes, a simple Gaussian will be more appropriated. Once again, the cut-off parameter is useful to overcome these difficulties. It attempts to reproduce the non-spherical symmetry. The next section presents the results of our model. Fig. 12 will be described in details. Considering all these sources of errors we estimate that our model is reliable at 70% on the absolute values given for the altitude of the emission peak, the scale height and the NO brightness.

5. Results

The mission was launched in November 2005 and placed in orbit around Venus in April 2006. So we are able to analyzed about 3 years of data. Since the very first occultation made on the 15th of May 2006, 295 stellar occultations have been performed by SPICAV. A number of sequences have been lost due to pixel saturation or spacecraft mispointing and a number of sequences are not usable by the model due to double occultations, or because the spacecraft was too far from the limb. This loss amounts to 55% of the data. On the 45% remaining observations,

25 other observations failed because of detector saturation or because we observe no NO emission. Then, we are not able to extract NO emission on 45 observations, because NO is too faint in relation to the star signal or because we did not recorded enough star spectra outside the atmosphere. So, the results presented here are based on 62 observations.

5.1. Overview

Fig. 11 is an overview of the forward model results, adjusted to some observations. We display the band 2 with the corresponding NO profile on its left, for each of the eight observations. Data are in black and the model, in grey. On this figure, some observations are in very good agreement with model and others observations do not match very well model.

In order to estimate the robustness of our results, a χ^2 calculation is performed. To do it, first, we must choose a spectrum where the emission peak is centered on the pseudo wavelength axis. We choose to performed our calculation on band 2. Because the modeled spectrum usually fails at matching the full

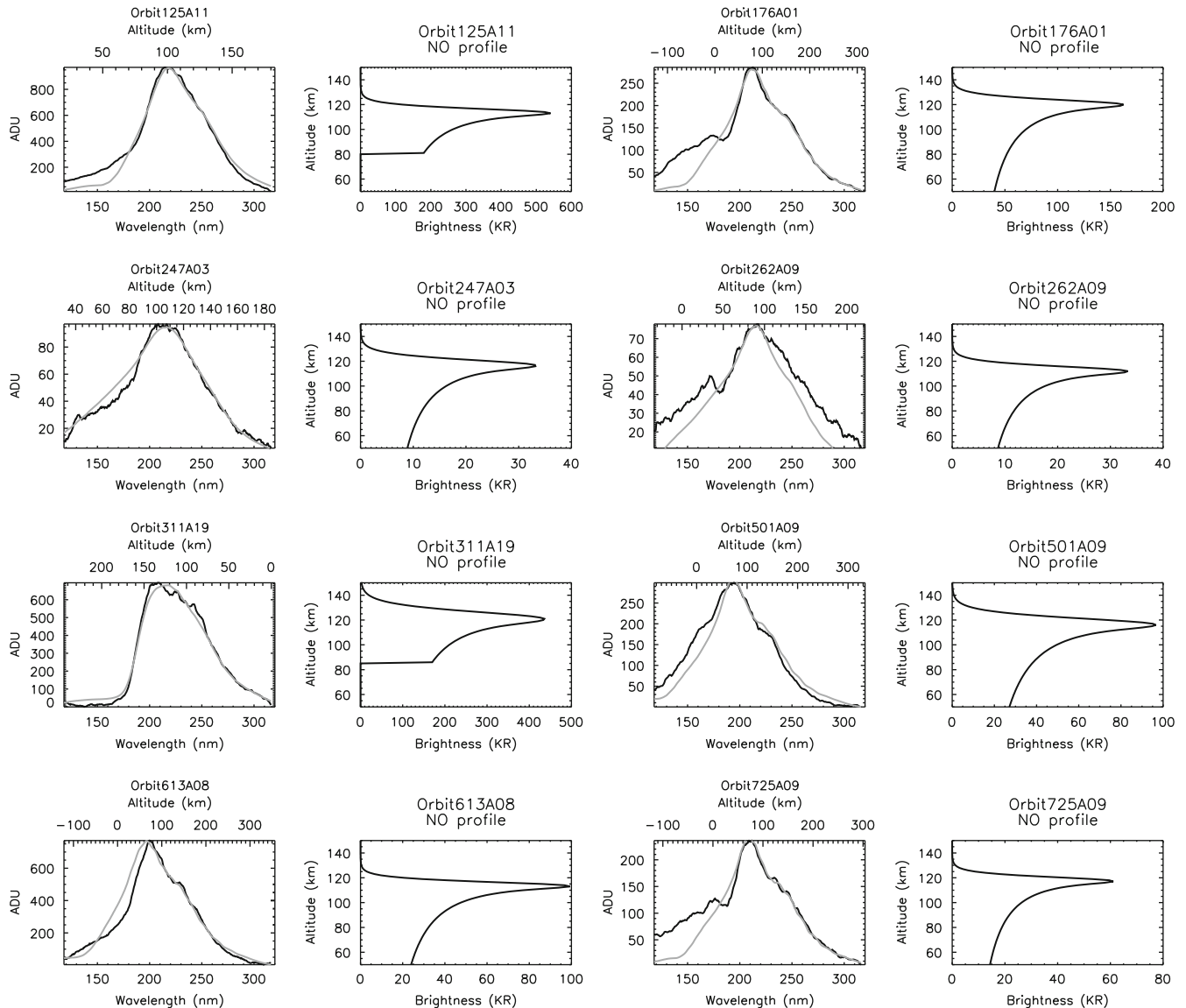


Fig. 11. Overview of forward model results. Eight observations are displayed. For each one, we show data and model on band 2, and NO profile. Data are in black. Model is in grey. The altitude written on the top of each fitting panel is the altitude of the line at the center of the CCD. This overview emphasizes the less or better agreement between data and model.

spectral range of SPICAV, in particular the edges of the emission, we apply this χ^2 calculation on a reduced spectral range, between 205 and 275 nm, where the emission peak is located and well fitted. The χ^2 calculated this way is the reference χ^2 for the observation of interest. χ^2 values are generally inferior to 1, which means that we are able to fit the peak of the spectrum, in any case. Exceptionally, χ^2 value can reach a maximum value of 2.5, as it is the case for orbit 501A09, displayed in Fig. 11.

Fig. 12 displays two examples of residuals (observation—model) that illustrate the goodness of the fit.

5.2. Second emission zone

In some observations, essentially observations on the right column of Fig. 11, the model does not work well. There is often a discrepancy in the lower altitude region, with more light in the data than in the model. The model often is too faint in this portion, whereas the overall shape and the higher altitude portion of the spectrum show a rather good agreement. In orbit 725A09,

the tilt angle of the slit, equal to 223.17° , implies that the lower altitude is located toward the shorter pseudo-wavelengths. In this lower altitude region of the spectrum, data and model disagree. The same issue stands for orbits 176A01, 262A09 and 501A09. This means that an additional ultraviolet emission occurs below the main NO layer. It actually corresponds to a second NO emission zone. This second NO emission zone is seen in the foreground. In this case, a part of the FOV looks at the 115 km altitude region in the Venus atmosphere, whereas the lower part of the FOV intercepts the limb (altitude zero). This second emission is likely located around an altitude of 115 km but it is observed from above, in front of the planet's surface, and not tangentially. If we add a second NO layer, located below 0 km in our profile, data and model reach agreement. The expression “below 0 km” means that, during a stellar occultation, when the LOS intercepts the hard limb and follows the star behind the planet, the corresponding altitude becomes negative. This second emission zone increases the level of the spectrum in the lower altitude region. This does not mean that negative altitudes should be ignored in the model because in a second emission case the

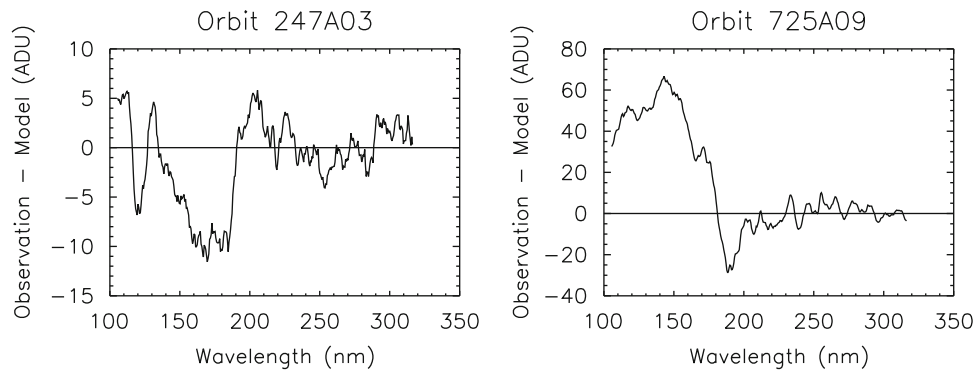


Fig. 12. *Goodness of the fit.* We plot the residuals (observation—model) for orbit 247A03 and orbit 725A09. In the χ^2 calculation region, between 205 and 275 nm, residual is closer to zero. The peak region and the right side of the pseudo-spectrum is well fitted.

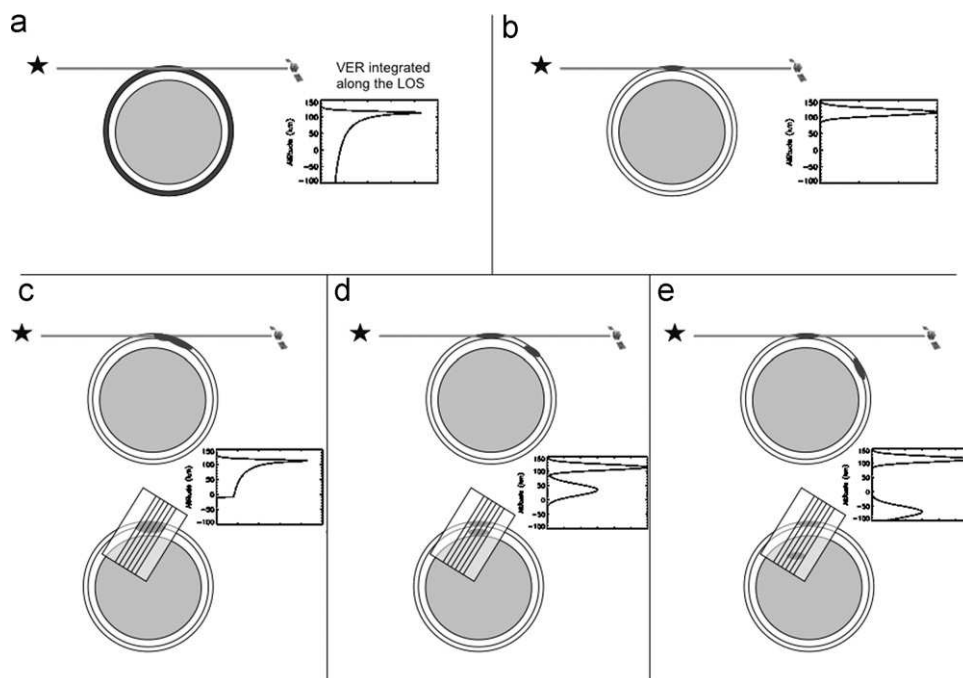


Fig. 13. *Interpretation sketch.* This sketch displays five different types of NO emission, from a total spherical symmetry to the case of two distinct patchy NO emissions. For each panel we draw a view of the LOS and a scheme of the corresponding NO profile. For panels (c) to (e) we add a second vantage point of the NO emission, from the SPICAV detector. (a) Spherical symmetry; (b) no spherical symmetry; (c) other case of no spherical homogeneity; (d) case of second emission zone and (e) other case of second emission zone.

light of the second emission zone spreads over the CCD lines and its signal is merged with the signal of the first emission zone. So, we need to model another layer at this “negative altitude” to fit the observed airglow spectrum.

Fig. 13 is an illustration sketch that helps understand the use of the cut-off and the position of the second emission zone on the detector. On this sketch, five different cases of NO emission are represented. On panel (a), a view of an NO emission, with the assumption of spherical symmetry, is shown. The corresponding NO profile is placed nearby. It shows distribution of NO with altitude. So, in case (a), a Chapman curve is a good approximation. In case (b), there is no spherical symmetry and a gaussian provides a better approximation. Cases (c) to (e) are intermediate cases between (a) and (b). For these examples, we add another point of view of the NO emission as seen by SPICAV. In case (c), we use a truncated Chapman curve. It is representative of the observations where a cut-off is needed and used. Cases (d) and (e) show a second NO emission zone. For this example we should use two Gaussians. It shows that we have to take into account

negative altitudes, or altitudes below 90 km. On cases (d) and (e) on the sketch, we can see that a single band of the CCD is able to see the two NO emissions simultaneously. This means that these two signals are spread on a CCD line and thus we must take into account the two emissions, in order to model the observation.

5.3. Haze and geometric effects

Sometimes, the model is too bright in the lower altitude region as seen in the case (c) of Fig. 13. Fig. 14 displays a spectrum for orbit 311A19 corresponding to this case. As shown on the top panel, data and model again disagree when we use the full NO layer. As explained previously, in those cases the cut-off is applied to the profile. Note that the higher altitude region is already well fitted. The bottom panel displays the same data spectrum, this time with the cut-off. This tends to suggest that the atmosphere is either totally opaque below 85 km or simply non-emitting. In the first explanation, opacity could be caused by the upper haze

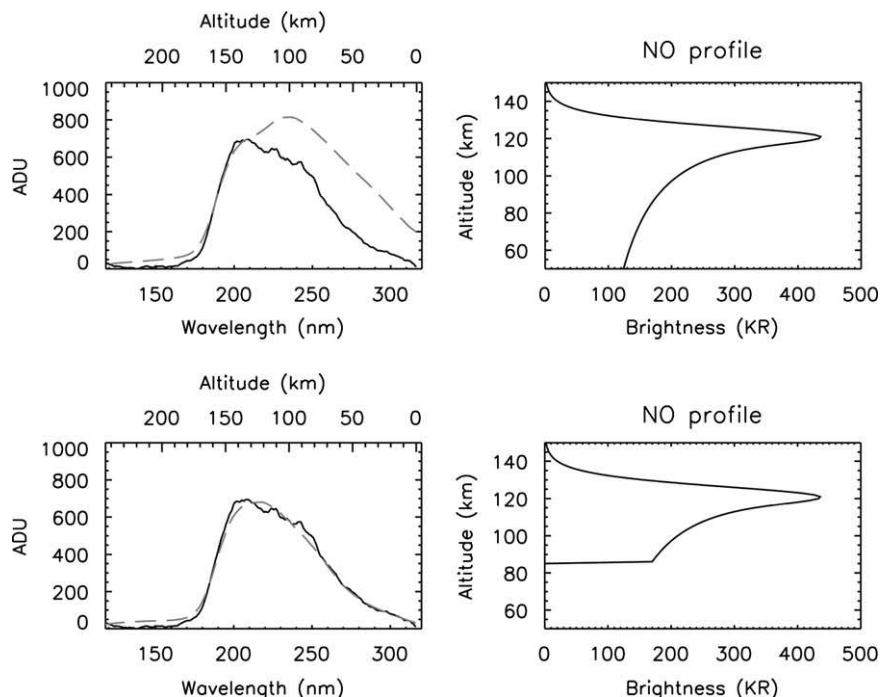


Fig. 14. Haze and spatial heterogeneities from model results for orbit 311A19. Because of the tilt angle of the CCD the lower altitude region is located toward the right side of the pseudo-wavelength axis.

aerosols. On Venus, up to about 90 km, there exists an opaque haze layer (Esposito et al., 1983). This haze layer attenuates the NO emission beyond the VNP, as it does for the star occultation itself. However it does not affect the emission, in the foreground, between the VNP and VEX. In principle, it should not completely extinct NO emission so abruptly. In particular, the assumption that the layer is spherically symmetric is known to be wrong. Spatial heterogeneities have been reported already from Pioneer Venus and SPICAV (Gérard et al., 1981, 2008) and may explain the difficulty to fit a NO vertical profile everywhere. NO is known to exhibit isolated bright spots dispatched around Venus.

During an occultation, there comes a moment when the NO emission disappears. In cases similar to orbit 311A19, the NO profile is probably a combination of spatial heterogeneities of the airglow and of shielding by aerosols. Spatial heterogeneities can act alone to modify NO profile, depending of the spatial location, and allow us to cut abruptly the NO layer, whereas the opacity of the haze layer only causes an attenuation of the NO emission. Modifying the lower part of the NO profile only modifies the spectrum in the lower altitude region.

We ran some experiments to test aerosols effects on this kind of observations. When we integrated the local emissivity profile along the line of sight, the effect of the aerosols is very faint because the local NO layer is located around 115 km of altitude and that aerosols are located below 100 km. During integration we take into account the emissivity of layer located above the tangential altitude. It is why we obtain quite similar integrated profile, with or without aerosols.

The same situation occurs on orbit 125A11 and on orbit 311A19 (see Fig. 11 and Fig. 13). Note that on orbit 125A11, once the cut off is applied, model is fainter in the lower altitude region (left of the pseudo-wavelength axis). That means we have to add emission in this region. A clear cut of the NO layer at 80 km of altitude is too radical. So, a combination of haze effect and spatial heterogeneity is more consistent in this case than only a spatial heterogeneities, because the attenuation of the signal is not entire.

5.4. Correlations

Some correlation studies are displayed in Fig. 15. No correlation appears between the scale height of the peak and its latitude, but it seems that the variability of the scale height of the NO layer is larger at the equator. We have the same correlation for the altitude of the peak as a function of the latitude. The scale height, of $3.4 \text{ km} \pm 1 \text{ km}$ in average, is greater between 20:00 and 22:00 p.m. than at other solar local time. The altitude of the peak is located at $113.5 \text{ km} \pm 6 \text{ km}$ and we see some layer peaking at 100 km and other at 138 km.

When we observe the brightness of the peak as a function of its latitude, we can deduce that the brightness seems to increase toward the equator region, but more observations are needed to confirm this. Note that the results shown here are mainly located in the south hemisphere. The brightness observed as a function of the solar local time shows that the emission is more intense near 02:00 am. These conclusions are in agreement with previous studies on NO nightglow. Regarding brightness, our results are somewhat discrepant with the results of Gérard et al. (2008). They found 32 kR for the mean brightness of the total emission at the limb, while we find about three times more. However, our extraction method does not allow retrieving NO emission if it contributes less than 0.1% of the star signal. In addition, in case of a double emission zone, a case that is not accounted for by the model, the best match is obtained with the model artificially increasing the brightness of the single modeled peak. Combined together, these two effects tend to bias statistics towards brighter emissions.

This correlation plots indicate that, in general we record the maximum value of every parameters, i.e. scale height, altitude and brightness, at the equator. Plots as a function of the solar local time show correlations between the scale height and the brightness. The NO emission is more intense in the morning, whereas the scale height is greater in the evening. This conclusion is rather intuitive. A smaller scale height indicate that the emission is

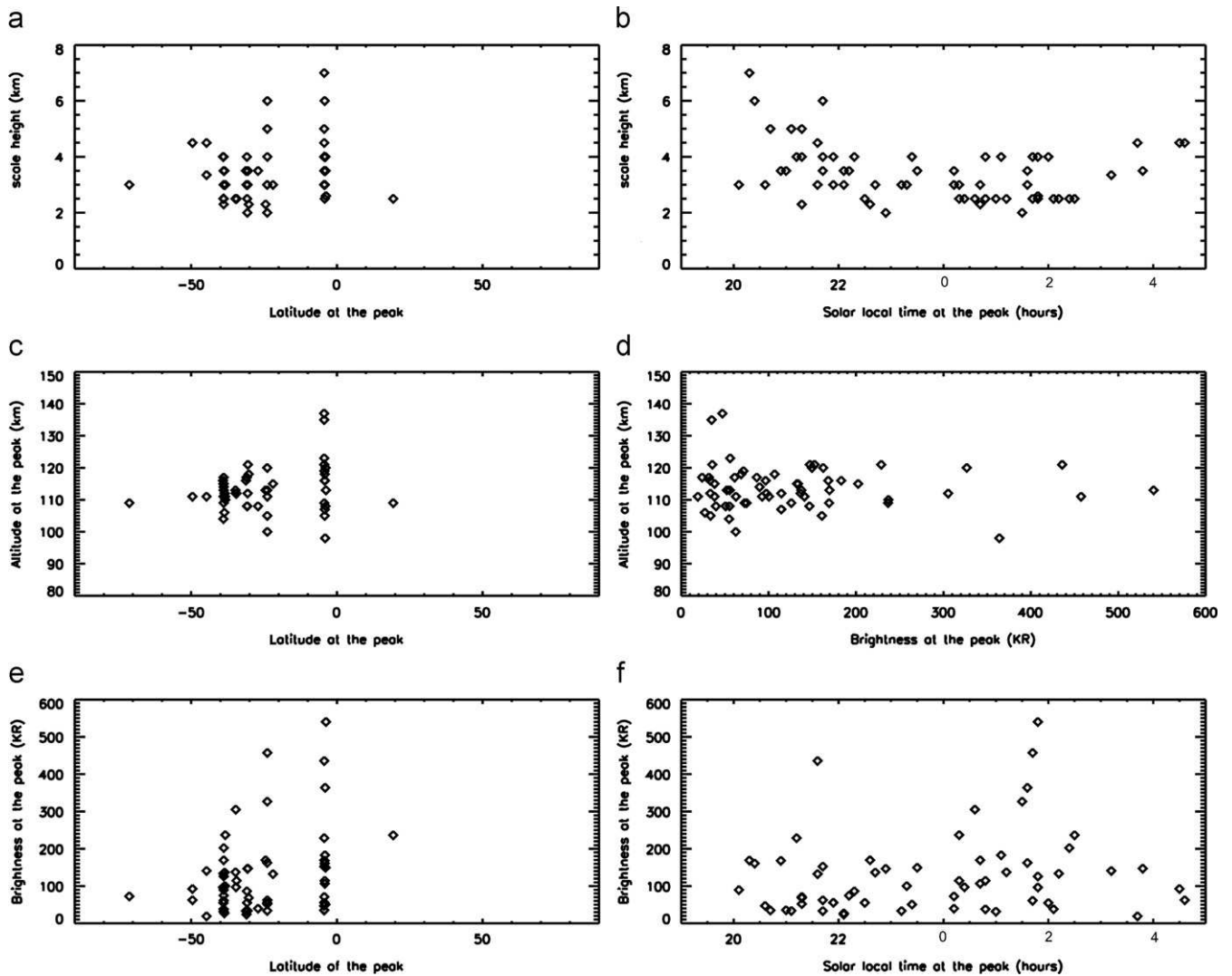


Fig. 15. Global results: correlation plots. Some correlations between the scale height, the altitude and the brightness of the NO layer and the latitude and the solar local time, are displayed on 6 panels. The uncertainty is about 1 km for the scale height and ~ 6 km for the altitude. Error bars for the brightness are small, less than 5 kR, for all observations.

concentrated on a small altitude range. This emission, integrated along the LOS, should appear more intense.

6. Discussion

This model extends the data set on the airglow layer on Venus. In general, the data set is in good agreement with all previous studies (except perhaps on the absolute intensity). Our model indicates a NO layer located at $113.5 \text{ km} \pm 6 \text{ km}$ of altitude, with a scale height of $3.4 \text{ km} \pm 1 \text{ km}$. The brightness range of this layer is important, between 19 kR and 540 kR. The average brightness we found is about 100 kR at the peak. The results show that NO nightglow is very variable. It also appears that NO nightglow is brighter around 02:00 am solar local time and toward the equator. This result needs more data points to be robustly established.

This NO forward model works generally well but still needs some improvement. The model is not yet automatized. To obtain the best fit, a manual adjustment is performed. Attempts to use a Levenberg–Marquardt routine led us to abandon this option

because of the degenerated solutions with the χ^2 topography showing many local minima.

To conclude, we have clearly demonstrated that NO emission is very frequently detected in the star occultation mode, about 50 times more sensitive than the spectrometric mode.

The peculiar ellipsoid pattern shown visually on background bands has been also detected in hundreds of star occultations on Mars Express, that would extend the NO Mars data base considerably (Bertaux et al., 2007; Cox et al., 2008). This model could be easily transfer to Mars, where there is NO nightglow too. Around Mars, the SPICAM instrument, on board Mars Express spacecraft, is presently in flight. Since SPICAM and SPICAV are the same instrument, the model, described here can be easily transferred to Mars where the NO nightglow is also present.

References

- Barth, C.A., Pearce, J.B., Kelly, K.K., Wallace, L., Fastie, W.G., 1967. Ultraviolet emissions observed near Venus from Mariner V. *Science* 158, 1675–1678.
- Bertaux, J.-L., Leblanc, F., Perrier, S., Quémerais, E., Korabiev, O., Dimarellis, E., Reberac, A., Forget, F., Simon, P., Stern, S., Sandel, B., 2005. the SPICAM team,

2005. Nightglow in the upper atmosphere of Mars and implications for atmospheric transport. *Science* 307, 566–569. doi:10.1126/science.1106957.
- Bertaux, J.-L., Nevejans, D., Korablev, O., Villard, E., Quémerais, E., Neefs, E., Montmessin, F., Leblanc, F., Dubois, J.-P., Dimarellis, E., Hauchecorne, A., Lefèvre, F., Rannou, P., Chaufray, J.-Y., Cabane, M., Cernogova, G., Souchon, G., Semelin, F., Reberac, A., Van Ransbeek, E., Berkenbosch, S., Clairquin, R., Muller, C., Forget, F., Hourdin, F., Talagrand, O., Rodin, A., Fedorova, A., Stepanov, A., Vinogradov, I., Kiselev, A., Kalinnikov, Y., Durry, G., Sandel, B., Stern, A., Gérard, J.-C., 2006. SPICAV on Venus Express: Three spectrometers to study the global structure and composition of the Venus atmosphere. *Planetary and Space Science*. doi: 10.1016/j.pss.2007.01.016.
- Bertaux, J.-L., Vandaele, A.-C., Korablev, O., Villard, E., Fedrova, A., Fussen, D., Quémerais, E., Belyaev, D., Mahieux, A., Montmessin, F., Muller, C., Neefs, E., Nevejans, D., Wilquet, V., Dubois, J.-P., Hauchecorne, A., Stepanov, A., Vinogradov, I., Rodin, A., 2007. the SPICAV/SOIR team, 2007. A warm layer in Venus cryosphere and high-altitude measurements of HF, HCl, H₂O and HDO. *Nature* 450.
- Bougher, S., Gérard, J.-C., Stewart, A., Fessen, C., 1990. The Venus nitric oxide night airglow: model calculations based on the Venus thermospheric general circulation model. *Journal of Geophysical Research* 95, 6271–6284.
- Cohen-Sabban, J., Vuillemin, A., 1973. Ultraviolet nightglow spectrum from 1900 angström to 3400 angström. *Astrophysics and Space Science* 24, 127.
- Cox, C., Saglam, A., Gérard, J.-C., Bertaux, J., Gozález-Galindo, F., Leblanc, F., Reberac, A., 2008. Distribution of the ultraviolet nitric oxide Martian night airglow: observations from Mars Express and comparisons with a one-dimensional model. *Journal of Geophysical Research* 113, E08012. doi:10.1029/2007JE003037.
- Eastes, R., Huffman, R., 1992. NO and O₂ ultraviolet nightglow and spacecraft glow from the S3-4 satellite. *Planetary and Space Science* 40, 481–493.
- Esposito, L., Knollenberg, R., Marov, M., Toon, O., Turco, R., 1983. The Clouds and Hazes of Venus. In: *Venus*, University of Arizona Press, pp. 484–564.
- Feldman, P., Moos, H., Clarke, J., Lane, A., 1979. Identification of the UV nightglow from Venus. *Nature* 279, 221.
- García Muñoz, A., Mills, F., Piccioni, G., Drossart, P., 2009. The near-infrared nitric oxide nightglow in the upper atmosphere of Venus. *Proceedings of the National Academy of Sciences* 106, 985–988. doi:10.1073/pnas.0808091106.
- Gérard, J.-C., Cox, C., Saglam, A., Bertaux, J.-L., Villard, E., Nehmé, C., 2008. Limb observations of the ultraviolet nitric oxide nightglow with SPICAV on board Venus Express. *Journal of Geophysical Research* 113, E00B03. doi:10.1029/2008JE003078.
- Gérard, J.-C., Cox, C., Soret, L., Saglam, A., Piccioni, G., Bertaux, J.-L., Drossart, P., 2009. Concurrent observations of the ultraviolet nitric oxide and infrared O₂ nightglow emissions with Venus Express. *Journal of Geophysical Research* 114, E00B44. doi:10.1029/2009JE003371.
- Gérard, J.-C., Stewart, A., Bougher, S., 1981. The altitude distribution of the Venus ultraviolet nightglow and implications on vertical transport. *Geophysical Research Letters* 8, 633–636.
- Groth, W., Kley, D., Schurath, U., 1971. Rate constant for the infrared emission of the NO(C²Π → A²Σ⁺) transition. *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer* 11, 1475–1480.
- Hedin, A., Niemann, H., Kasprzak, W., Seiff, A., 1983. Global empirical model of the Venus thermosphere. *Journal of Geophysical Research* 88, 73–83.
- Hunten, D., Roach, F., Chamberlain, J., 1956. A photometric unit for the airglow and aurora. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics* 8, 345–346.
- Mandelman, M., Carrington, T., Young, R., 1973. Predissociation and its inverse, using resonance absorption NO(C²Π) ⇌ N + O. *The Journal of Chemical Physics* 58, 84–90.
- Montmessin, F., Quémerais, E., Bertaux, J.-L., Korablev, O., Rannou, P., Lebonnois, S., 2006. Stellar occultations at UV wavelength by the SPICAM instrument: retrieval and analysis of Martian haze profiles. *Journal of Geophysical Research* 111, E09S09. doi:10.1029/2005JE002662.
- Quémerais, E., Bertaux, J.-L., Korablev, O., Dimarellis, E., Cot, C., Sandel, B., Fussen, D., 2006. Stellar occultations observed by SPICAM on Mars Express. *Journal of Geophysical Research* 111, E09S04. doi:10.1029/2005JE002604.
- Stewart, A., Anderson, D.J., Esposito, L., Barth, C., 1979. Ultraviolet spectroscopy of Venus: initial results from the pioneer venus orbiter. *Science* 203, 777–779.
- Stewart, A., Barth, C., 1979. Ultraviolet night airglow of Venus. *Science* 205, 59.
- Stewart, A., Gérard, J.-C., Rusch, D., Bougher, S., 1980. Morphology of the Venus ultraviolet night airglow. *Journal of Geophysical Research* 85, 7861–7870.
- Villard, E., 2008. L'instrument SPICAV d'étude de l'atmosphère de Venus sur la mission Venus Express: caractérisation instrumentale et observations en vol. Ph.D. Thesis, Université Versailles Saint-Quentin-En-Yvelines.

Bibliographie

- Adams, W. and Dunham, T. (1932). Absorption bands in the infrared spectrum of Venus. *Astronomical society of the pacific*.
- Avduevskiy, V., Marov, M., Kulikov, Y., Shari, V., Gorbachevskiy, A., Uspenskiy, G., and Cheremukhina, Z. (1983). Structure and parameters of the venus atmosphere according to venera probe data. In *Venus*, pages 280–298.
- Bailey, J., Meadows, V., Chamberlain, S., and Crisp, D. (2008). The temperature of the Venus mesosphere from $\text{O}_2(a^1\Delta_g)$ airglow observations. *Icarus*, 197 :247–259. doi :10.1016/j.icarus.2008.04.007.
- Banks, P. and Kockarts, G. (1973). *Aeronomy, part A*. Academic press New York and London.
- Barabash, S., Fedorov, A., Sauvaud, J., Lundin, R., Russell, C., Futaana, Y., Zhang, T., Andersson, H., Brinkfeldt, K., Grigoriev, A., Holmström, M., Yamauchi, M., Asamura, K., Baumjohann, W., Lammer, H., Coates, A. J., Kataria, D., Linder, D., Curtis, C., Hsieh, K., Sandel, B., Grande, M., Gunell, H., Koskinen, H., Kallio, E., Riihelä, P., Säles, T., Schmidt, W., Kozyra, J., Krupp, N., Fränz, M., Woch, J., Luhmann, J., McKenna-Lawlor, S., Mazelle, C., Thocaven, J.-J., Orsini, ., Cerulli-Irelli, R., Mura, M., Milillo, M., Maggi, M., Roelof, E., Brandt, P., Szego, K., Winningham, J., Frahm, R., Scherrer, J., Sharber, J., Wurz, P., and Bochsler, P. (2007). The loss of ions from venus through the plasma wake. *Nature*, 450. doi :10.1038/nature06434.
- Barker, E. (1979). Detection of SO_2 in the UV spectrum of Venus. *Geophysical Research Letters*, 6 :117–120. doi10.1029/GL006i002p00117.
- Barth, C. A., Pearce, J. B., Kelly, K. K., Wallace, L., and Fastie, W. G. (1967). Ultraviolet emissions observed near Venus from Mariner V. *Science*, 158 :1675–1678.
- Bertaux, J.-L., Korablev, O., Perrier, S., Quémerais, E., Montmessin, F., Leblanc, F., Lebonnois, S., Rannou, P., Lefèvre, F., Forget, F., Fedorova, A., Dimarellis, E., Reberac, A., Fonteyn, D., Chaufray, J.-Y., and Guibert, S. (2006a). SPICAM on Mars Express : Observing modes and overview of UV spectrometer data and scientific results. *J. Geophys. Res.*, 111 :E10S90. doi :10.1029/2006JE002690.
- Bertaux, J.-L., Leblanc, F., Perrier, S., Quémerais, E., Korablev, O., Dimarellis, E., Reberac, A., Forget, F., Simon, P., Stern, S., Sandel, B., and the SPICAM team (2005). Nightglow in the upper atmosphere of Mars and implications for atmospheric transport. *Science*, 307 :566–569. doi :10.1126/science.1106957.

- Bertaux, J.-L., Nevejans, D., Korablev, O., Villard, E., Quémerais, E., Neefs, E., Montmessin, F., Leblanc, F., Dubois, J.-P., Dimarellis, E., Hauchecorne, A., Lefèvre, F., Rannou, P., Chaufray, J.-Y., Cabane, M., Cernogova, G., Souchon, G., Semelin, F., Reberac, A., Van Ransbeek, E., Berkenbosch, S., Clairquin, R., Muller, C., Forget, F., Hourdin, F., Talagrand, O., Rodin, A., Fedorova, A., Stepanov, A., Vinogradov, I., Kiselev, A., Kalinnikov, Y., Durry, G., Sandel, B., Stern, A., and Gérard, J.-C. (2006b). SPICAV on Venus Express : Three spectrometers to study the global structure and composition of the Venus atmosphere. *Planetary and Space Science*. doi :10.1016/j.pss.2007.01.016.
- Bertaux, J.-L., Vandaele, A.-C., Korablev, O., Villard, E., Fedrova, A., Fussen, D., Quémerais, E., Belyaev, D., Mahieux, A., Montmessin, F., Muller, C., Neefs, E., Nevejans, D., Wilquet, V., Dubois, J.-P., Hauchecorne, A., Stepanov, A., Vinogradov, I., Rodin, A., and the SPICAV/SOIR team (2007). A warm layer in Venus cryosphere and high-altitude measurements of HF, HCL, H₂O and HDO. *Nature*, 450. doi :10.1038/nature05974.
- Biémont, E. (2006). *Spectroscopie atomique*. De Boeck Université.
- Bougher, S., Gérard, J.-C., Stewart, A., and Fessen, C. (1990). The Venus nitric oxide night airglow : Model calculations based on the Venus thermospheric general circulation model. *J. Geophys. Res.*, 95 :6271–6284.
- Bougher, S., Hunten, D., and Phillips, R., editors (1987). *Venus II*. University of Arizona Press.
- Bougher, S., Rafkin, S., and Drossart, P. (2006). Dynamics of the Venus upper atmosphere : Outstanding problems and new constraints expected from Venus Express. *Planetary and Space Science*, 54 :1371–1380. doi :10.1016/j.pss.2006.04.023.
- Carlson, R., Kamp, L., Baines, K., Pollack, J., Grinspoon, D., Encrenaz, T., Drossart, P., and Taylor, F. (1993). Variations in Venus cloud particule properties : a view of venus's cloud morphology as observed by Galileo near-infrared mapping spectrometer. *Planetary Space Science*, pages 477–485.
- Chapman, S. (1931). The absorption and dissociative or ionizing effect of monochromatic radiation in an atmosphere on a rotating earth part ii. Grazing incidence. *Proceedings of the Physical Society*, 43. doi :10.1088/0959-5309/43/5/302.
- Cohen-Sabban, J. and Vuillemin, A. (1973). Ultraviolet nightglow spectrum from 1900 angstrom to 3400 angstrom. *Astrophys. Space Sci.*, 24 :127.
- Colin, L. (1983). Basic facts about Venus. In *Venus*, pages 10–26.
- Collet, A., Cox, C., and Gérard, J.-C. (2010). Two-dimensional time-dependant model of transport of minor species in the Venus night side upper atmosphere. *Planetary and Space Science*, 58 :1857–1867. doi :10.1016/j.pss.2010.08.016.
- Connes, P., Connes, J., Benedict, W., and Kaplan, L. (1967). Traces of HCl and HF in the atmposphere of Venus. *Astrophys. J.*, 147 :1230–1237. doi :10.1086/149124.

- Connes, P., Connes, J., Kaplan, L., and Benedict, W. (1968). Carbon monoxide in the Venus atmosphere. *Astrophysical Journal*, 152 :731–743. doi :10.1086/149590.
- Connes, P., Noxon, J., Traub, W., and Carleton, N. (1979). O₂/1 delta/ emission in the day and night airglow of Venus. *Astrophysical Journal*, Part 2. doi10.1086/183070.
- Conway, R., Mc Coy, R., and Barth, C. (1979). IUE detection of sulfur dioxide in the atmosphere of Venus. *Geophysical Research Letters*, 6.
- Cox, C., Saglam, A., Gérard, J.-C., Bertaux, J., Gozález-Galindo, F., Leblanc, F., and Reberac, A. (2008). Distribution of the ultraviolet nitric oxide Martian night airglow : Observations from Mars Express and comparisons with a one-dimensional model. *J. Geophys. Res.*, 113 :E08012. doi : 10.1029/2007JE003037.
- Dalgarno, A., Babb, J., and Sun, Y. (1992). Radiative associations in planetary atmospheres. *Planet. Space Sci.*, 40 :243–246.
- Davies, J. (2008). Did a mega-collision dry Venus'interior? *Earth and Planetary Science Letters*, 268 :376–383. doi :10.1016/j.epsl.2008.01.031.
- De Bergh, C., Moroz, V., Taylor, F., Crisp, D., Bézard, B., and Zasova, L. (2006). The composition of the atmosphere of Venus below 100 km altitude : An overview. *Planetary and space Science*, 54 :1389–1397. doi :10.1016/j.pss.2006.04.020.
- Donahue, T. and Russell, C. (1997). The Venus atmosphere and ionosphere and their interaction with the solar wind : an overview. In *Venus II*, pages 3–31.
- Drossart, P., Piccioni, G., Gérard, J.-C., Lopez-Valverde, M., Sanchez-Lavega, A., Zasova, L., Hueso, R., Taylor, F., Bézard, B., Adriani, A., Angrilli, F., Arnold, G., Baines, K., Bellucci, G., Benkhoff, J., Bibring, J.-P., Blanco, A., Blecka, M., Carlson, R., Coradini, A., Di Lellis, A., Encrenaz, T., Erard, S., Fonti, S., Formisano, V., Fouchet, T., Garcia, R., Haus, R., Helbert, J., Ignatiev, N., Irwin, P., Langevin, Y., Lebonnois, S., Luz, D., Marinangeli, L., Orofino, V., Rodin, A., Roos-Serote, M., Saggin, B., Stam, D., Titov, D., Visconti, G., Zambelli, M., Tsang, C., and the VIRTIS-Venus Express Technical Team (2007). A dynamic upper atmosphere of venus as revealed by VIRTIS on venus express. *Nature*, 450. doi :10.1038/nature06140.
- Dubovik, O., Smirnov, A., Holben, B., King, M., Kaufman, Y., Eck, T., and Slutsker, I. (2000). Accuracy assessments of aerosol optical properties retrieved from Aerosol Robotic Network (AERONET) Sun and sky radiance measurements. *J. Geophys. res.*, 105(D8) :9791–9806.
- Eastes, R. and Huffman, R. (1992). NO and O₂ ultraviolet nightglow and spacecraft glow from the S3-4 satellite. *Planet. Space Sci.*, 40 :481–493.
- Esposito, L., Knollenberg, R., Marov, M., Toon, O., and Turco, R. (1983). The clouds and hazes of Venus. In *Venus*, pages 484–564. University of Arizona Press.
- Fedorova, A., Korablev, O., Perrier, S., Bertaux, J.-L., Lefèvre, F., and Rodin, A. (2006). Observations of O₂ 1.27 μ m dayglow by SPICAM IR : Seasonal distribution for the first martian year of Mars Express. *J. Geophys. Res.*, 111 :E09S07. doi :10.1029/2006JE002694.

- Feldman, P., Moos, H., Clarke, J., and Lane, A. (1979). Identification of the UV nightglow from Venus. *Nature*, 279 :221.
- Florenskiy, K., Bazilevskiy, A., Burba, G., Nikolayeva, O., Pronin, A., Selivanov, A., Narayeva, M., Panfilov, A., and Chemodanov, V. (1983). Panorama of Venera 9 and 10 landing sites. In *Venus*, pages 137–153.
- García Muñoz, A., Mills, F., Piccioni, G., and Drossart, P. (2009). The near-infrared nitric oxide nightglow in the upper atmosphere of Venus. *PNAS*, 106 :985–988. doi : 10.1073/pnas.0808091106.
- Gérard, J.-C., Cox, C., Saglam, A., Bertaux, J.-L., Villard, E., and Nehmé, C. (2008). Limb observations of the ultraviolet nitric oxide nightglow with SPICAV on board Venus Express. *J. Geophys. Res.*, 113 :E00B03. doi :10.1029/2008JE003078.
- Gérard, J.-C., Cox, C., Soret, L., Saglam, A., Piccioni, G., Bertaux, J.-L., and Drossart, P. (2009). Concurrent observations of the ultraviolet nitric oxide and infrared O₂ nightglow emissions with Venus Express. *J. Geophys. Res.*, 114 :E00B44. doi :10.1029/2009JE003371.
- Gérard, J.-C., Hubert, B., Shematovich, V., Bisikalo, D., and Gladstone, G. (2007). The venus ultraviolet oxygen dayglow and aurora : Model comparison with observations. *Planetary and Space Science*, 56 :542–552.
- Gérard, J.-C., Stewart, A., and Bougher, S. (1981). The altitude distribution of the Venus ultraviolet nightglow and implications on vertical transport. *Geophysical Research Letters*, 8 :633–636.
- Gierasch, P., Goody, R., Young, R., Crisp, D., Edwards, C., Kahn, R., Rider, D., Del Genio, A., Greeley, R., Hou, A., Leovy, C., McCleese, D., and Newman, M. (1997). The general circulation of the Venus atmosphere : an assessment. In *Venus II*, pages 459–500.
- Grinspoon, D., Pollack, J., Sitton, B., Carlson, R., Kamp, L., baines, K., Encrenaz, T., and Taylor, F. (1993). Probing Venus's cloud structure with Galileo NIMS. *Planetary and space Science*, 41 :515–542. doi :10.1016/0032-0633(93)90034-Y.
- Groth, W., Kley, D., and Schurath, U. (1971). Rate constant for the infrared emission of the $NO(C^2\pi \rightarrow A^2\sigma^+)$ transition. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.*, 11 :1475–1480.
- Hedin, A., Niemann, H., Kasprzak, W., and Seiff, A. (1983). Global empirical model of the Venus thermosphere. *J. Geophys. Res.*, 88 :73–83.
- Helbert, J., Müller, N., Kostama, P., Marinangeli, L., Piccioni, G., and Drossart, P. (2008). Surface brightness variations seen by VIRTIS in Venus Express and implications for the evolution of the Lada Terra region, Venus. *Geophysical Research Letters*, 35. doi :10.1029/2008GL03609.
- Herzberg, G. (1950). *Molecular Spectra and molecular structure - vol I*. D. Van Nostrand compagny, Inc.

- Hladik, J., Chrysos, M., and Hladik, P. (2002). *Mécanique quantique, atomes et molécules, Applications technologiques*. Dunod.
- Hollas, J. (2003). *Spectroscopie, cours et exercices*. Dunod.
- Hueso, R., Sanchez-Lavega, A., Piccioni, G., Drossart, P., Gérard, J., Khatuntsev, I., Zasova, L., and Migliorini, A. (2008). Morphology and dynamics of venus oxygen airglow from venus express/visible and infrared thermal imaging spectrometer observations. *J. Geophys. Res.*, 113 :E00B02. doi :10.1029/2008JE003081.
- Hunten, D., Colin, L., and Donahue, T., editors (1983). *Venus*. University of Arizona Press.
- Hunten, D., Roach, F., and Chamberlain, J. (1956). A photometric unit for the airglow and aurora. *Journal of Atmospheric and terrestrial Physics*, 8 :345–346.
- Kerzhanovich, V. and Marov, M. (1983). The atmospheric dynamics of Venus according to doppler measurements by Venera entry probes. In *Venus*, pages 766–778.
- Krasnopol'sky, V. (1983). Venus spectroscopy in the 3000-8000 Å region by veneras 9 and 10. In *Venus*, pages 459–483.
- Krasnopol'sky, V. and Parshev, V. (1983). Photochemistry if the venus atmosphere. In *Venus*, pages 431–458.
- Leblanc, F., Chauffray, J.-Y., Lilensten, J., Witasse, O., and Bertaux, J.-L. (2006). Martian dayglow as seen by the SPICAM UV spectrograph on Mars Express. *J. Geophys. Res.*, 111 :E09S11. doi :10.1029/2005JE002664.
- Lebonnois, S., Hourdin, F., Eymet, V., Cresspin, A., Fournier, R., and Forget, F. (2010). Superrotation of Venus' atompshere analysed with a full general circulation model. *J. Geophys. res.*, 115. doi10.1029/2009JE003458.
- Lellouch, E., Clancy, T., Crisp, D., Kliore, A., and Titov, D. (1997). Monitoring of mesospheric structure and dynamics. In *Venus II*, pages 295–324.
- Mandelman, M., Carrington, T., and Young, R. (1973). Predissociation and its inverse, using resonance absorption $NO(C^2\Pi) \rightleftharpoons N + O$. *The Journal of Chemical Physics*, 58 :84–90.
- Marcq, E. (2006). *Prélude à la mission Venus Express : étude de l'atmosphère par spectro-imagerie infrarouge*. PhD thesis, Université Paris VII - Denis Diderot.
- Marcq, E., Bertaux, J.-L., Montmessin, F., and Belyaev, D. (2010). An investigation if the SO₂ content of the venusian mesosphere using SPICAV-UV in nadir mode. *Icarus*, 211 :58–69. doi :10.1016/j.icarus.2010.08.021.
- Markiewicz, W., Titov, D., Limaye, S., Keller, H., Ignatiev, N., Jaumann, R., Thomas, N., Michalik, H., Moissl, R., and Russo, P. (2007). Morphology and dynamics of the upper cloud layer of venus. *Nature*, 450. doi :10.1038/nature06320.
- Montmessin, F. (2009). Détermination des barres d'erreur sur SPICAV. Note technique.

- Montmessin, F., Quémerais, E., Bertaux, J.-L., Korablev, O., Rannou, P., and Lebonnois, S. (2006). Stellar occultations at UV wavelength by the SPICAM instrument : Retrieval and analysis of Martian haze profiles. *J. Geophys. Res.*, 111 :E09S09. doi :10.1029/2005JE002662.
- Mueller, N., Helbert, J., Hashimoto, G., Tsang, C., Erard, E., Piccioni, G., and Drossart, P. (2008). Venus surface thermal emission at 1 μm in VIRTIS imaging observations : Evidence for variation of crust and mantle differentiation conditions. *J. Geophys. Res.*, 113. doi :10.1029/2008JE003118.
- Muller-Wodarg, I., Forbes, J., and G.M., K. (2006). The thermosphere of Venus and its exploration by a Venus Express Accelerometer Experiment. *Planetary and Space Science*, 54 :1415–1424. doi :10.1016/j.pss.2006.04.029.
- Ohtsuki, S., Iwagami, N., Sagawa, H., Ueno, M., Kasaba, Y., Imamura, T., Yanagisawa, K., and Nishihara, E. (2008). Distributions of the Venus 1.27 mm O₂ airglow and rotational temperature. *Planetary and space Science*, 56 :1391–1398.
- O’Neill, N. and Royer, A. (1993). Extraction of bimodal aerosol-size distribution radii from spectral and angular slope (Angstrom) coefficients. *App. Opt.*, 32 :1642–1645.
- Pätzold, M., Häusler, B., Bird, M., Tellmann, S., Mattei, R., Asmar, S., Dehant, V., Eidel, W., Imamura, T., Simpson, R., and Tyler, G. (2007). The structure of venus’ middle atmosphere and ionosphere. *Nature*, 450. doi :10.1038/nature06239.
- Perrier, S., Bertaux, J.-L., Lefèvre, F., Lebonnois, S., Korablev, O., Fedorova, A., and Montmessin, F. (2006). Global distribution of total ozone on Mars from SPICAM/MEX UV measurements. *J. Geophys. Res.*, 111 :E09S06. doi :10.1029/2006JE002681.
- Piccioni, G., Drossart, P., Sanchez-Lavega, A., Hueso, R., Taylor, F., Wilson, C., Grassi, D., Zasova, L., Moriconi, M., Adriani, A., Lebonnois, S., Coradini, A., Bézard, B., Angrilli, F., Arnold, G., Baines, K., Belluci, G., Benkhoff, J., Bibring, J.-P., Blanco, A., Blecka, M., Carlson, R., Di Lellis, A., Encrenaz, T., Erard, S., Fonti, S., Formisano, V., Fouchet, T., Garcia, R., Haus, R., Helbert, J., Ignatiev, N., Irwin, P., Langevin, Y., Lopez-Valverde, M., Luz, D., Marinangeli, L., Orofino, V., Rodin, A., Roos-Serote, M., Saggin, B., Stam, D., Titov, D., Visconti, G., Zambelli, M., and the VIRTIS-Venus Express Technical Team (2007). South-polar features on venus similar to those near the north pole. *Nature*, 450. doi :10.1038/nature06209.
- Piccioni, G., Zasova, L., Migliorini, A., Drossart, P., Shakun, A., Garcia Muñoz, A., Mills, F., and Cardesin-Moinelo, A. (2009). Near-IR oxygen nightglow observed by VIRTIS in the Venus upper atmosphere. *J. Geophys. Res.*, 114. doi10.1029/20008JE003133.
- Quémerais, E., Bertaux, J.-L., Korablev, O., Dimarellis, E., Cot, C., Sandel, B., and Fussen, D. (2006). Stellar occultations observed by SPICAM on Mars Express. *J. Geophys. Res.*, 111 :E09S04. doi :10.1029/2005JE002604.
- Royer, E., Montmessin, F., and Bertaux, J.-L. (2010). NO emissions as observed by SPICAV during stellar occultations. *Planetary and Space Science*, 58 :1314–1326. doi :10.1016/j.pss.2010.05.015.

- Russell, C., Zhang, T., Delva, M., Magnes, W., Strangeway, R., and Wei, H. (2007). Lightning on venus inferred from whistler-mode waves in the ionosphere. *Nature*, 450. doi :10.1038/nature05930.
- Schubert, G. (1983). General circulation and the dynamical state of the Venus atmosphere. In *Venus*, pages 681–765.
- Schubert, G., Covey, C., Del Genio, A., Elson, L., Keating, G., Seiff, A., Young, R., Apt, J., Counselman, C., Kliore, A., Limaye, S., Revercomb, H., Sromovsky, L., Suomi, V., Taylor, F., and Woo, R. (1980). Structure and circulation of the Venus atmosphere. *J. Geophys. Res.*, 85 :8007–8025. doi :10.1029/JA085iA13p08007.
- Schubert, G., Turcotte, D., and Olson, P. (2001). *Mantle convection in the Earth and Planets*. Cambridge University Press.
- Seiff, A. (1983). Thermal structure of the atmosphere of Venus. In *Venus*, pages 215–279.
- Smrekar, S., Stofan, E., Mueller, N., Treiman, A., Elkins-Tanton, L., Helbert, J., Piccioni, G., and Drossart, P. (2010). Recent hotspot volcanism on Venus from VIRTIS emissivity data. *Science*, pages 605–608. doi :10.1126/science.1186785.
- Soret, L., Gérard, J.-C., Montmessin, F., Piccioni, G., Drossart, P., and Bertaux, J.-L. (2011). Atomic oxygen on the Venus nightside : global distribution deduced from airglow mapping. *in press*.
- Sotin, C., Grasset, O., and Tobie, G. (2009). *Planétologie, Géologie des planètes et des satellites*. Dunod.
- Stewart, A. (1980). Design and operation of the pioneer venus orbiter ultraviolet spectrometer. *IEEE transactions on geosciences and remote sensing*, GE-18. 0196-2892/80/0100-006500.75.
- Stewart, A., Anderson, D. J., Esposito, L., and Barth, C. (1979). Ultraviolet spectroscopy of Venus : Initial results from the Pioneer Venus Orbiter. *Science*, 203 :777–779.
- Stewart, A. and Barth, C. (1979). Ultraviolet night airglow of Venus. *Science*, 205 :59.
- Stewart, A., Gérard, J.-C., Rusch, D., and Bougher, S. (1980). Morphology of the Venus ultraviolet night airglow. *J. Geophys. Res.*, 85 :7861–7870.
- Surkov, Y., Barsukov, V., Moskalyeva, L., Kharyukova, V., and Kemurdzhian, A. (1984). New data on the composition, structure, and properties of Venus rock obtained by Venera 13 and Venera 14. *J. Geophys. Res.*, 89. doi10.1029/JB089iS02p0B393.
- Svedhem, H., Titov, D., McCoy, D., Lebreton, J.-P., Barabash, S., Bertaux, J.-L., Drossart, P., Formisano, V., Häusler, B., Korablev, O., Markiewicz, W., Nevejans, D., Pätzold, M., Piccioni, G., Zhang, T., Taylor, F., Lellouch, E., Koschny, D., Witasse, O., Eggel, H., Warhaut, M., Accomazzo, A., Rodriguez-Canabal, J., Fabrega, J., Schirrmann, T., Clochet, A., and Coradini, M. (2006). Venus Express – the first european mission to venus. *Planetary and Space Science*. doi10.1016/j.pss.2007.01.013.

- Svedhem, H., Titov, D., Taylor, F., and Witasse, O. (2007). Venus as a more earth-like planet. *Nature*, 450. doi :10.1038/nature06432.
- Taylor, F. (1990). The venusien polar dipole. *Middle atmosphere of Venus*, pages 93–97.
- Taylor, F., Crisp, D., and Bézard, B. (1997). Near-infrared sounding of the lower atmosphere of Venus. *venus II, University of Arizona Press*, pages 325–351.
- Taylor, F., Hunten, D., and Ksanfomaliti, L. (1983). The thermal balance of the middle and upper atmosphere of Venus. In *Venus*, pages 650–680.
- Tikhonov, A. and Arsenin, V. (1977). *Solution of ill-posed problems*. V.H. Winston, Washington D.C.
- Titov, D., Taylor, F., Svedhem, H., Ignatiev, N., Markiewicz, W., Piccioni, G., and Drossart, P. (2008). Atmospheric structure and dynamics as the cause of ultraviolet markings in the clouds of Venus. *Nature*, 456 :620–623. doi :10.1038/nature07466.
- Tomasko, M. (1983). The thermal balance of the lower atmosphere of Venus. In *Venus*, pages 604–631.
- Twoney, S. (1977). Some aspects of the inversion problem in remote sensing. *Inversion methods in atmospheric remote sensing, NASA Langley Res. Center, Hampton, Va.*, pages 41–65.
- Villard, E. (2008). *L'instrument SPICAV d'étude de l'atmosphère de Vénus sur la mission Venus Express : caractérisation instrumentale et observation en vol*. PhD thesis, Université Versailles Saint-Quentin-En-Yvelines.
- Von Zahn, U., Kumar, S., Niemann, H., and Prinn, R. (1983). Composition of the Venus atmosphere. In *Venus*, pages 299–430.
- Young, Y. and Demore, W. (1982). Photochemistry of the stratosphere of Venus - implications for atmospheric evolution. *Icarus*.
- Zasova, L., Ignatiev, N., Khatuntsev, I., and Linkin, V. (2007). Structure of the Venus atmosphere. *Planetary and Space Science*, 55 :1712–1728.
- Zasova, L., Krasnopolskii, V., and Moroz, V. (1981). Vertical distribution of SO₂ in upper cloud layer of Venus and origin of the UV absorption. *COSPAR, Topical Meeting on Planetary Aeronomy and Astronomy, Budapest, Hungary, June 2-14, 1980*, 1 :13–16. doi :10.1016/0273-1177(81)90213-1.
- Zhang, T., Delva, M., Baumjohann, W., Auster, H.-U., Carr, C., Russell, C., Barabash, S., Balikhin, M., Kudela, K., Berghofer, G., Biernat, H., Lammer, H., Lichtenegger, H., Magnes, W., Nakamura, R., Schwingenschuh, K., Volwerk, M., Vörös, Z., Zambelli, W., Fornacon, K.-H., Glassmeier, K.-H., Richter, I., Balogh, A., Schwarzl, H., Pope, S., Shi, J., Wang, C., Motschmann, U., and Lebreton, J.-P. (2007). Little or no solar wind enters venus' atmosphere at solar minimum. *Nature*, 450. doi :10.1038/nature06026.