



UNIVERSITE DE LIEGE

Analyse et modélisation des émissions  
ultraviolettes de l'atmosphère de Vénus  
et de Mars à l'aide des instruments  
SPICAM et SPICAV

par

Cédric Cox

Thèse soumise en vue de l'obtention  
du diplôme de Docteur en Sciences

Faculté des sciences  
Département d'astrophysique, géophysique et océanographie

Juin 2010



UNIVERSITE DE LIEGE

## *Résumé*

Faculté des sciences

Département d'astrophysique, géophysique et océanographie

Docteur en Sciences

par Cédric Cox

Les émissions ultraviolettes des atmosphères de Vénus et de Mars, couramment appelées airglows, sont des phénomènes lumineux qui proviennent de relaxations d'atomes et de molécules passant d'un état excité à un état d'énergie inférieure. Ceux-ci nous renseignent sur les densités des constituants intervenant dans les réactions chimiques des atmosphères, ainsi que sur la dynamique des mésosphères respectives. Cette thèse traite de l'analyse détaillée de ces phénomènes dont le signal a été détecté entre 118 et 320 nm par les instruments SPICAV et SPICAM à bord des satellites Venus Express et Mars Express. Afin de bien comprendre le sujet abordé, les deux planètes, les différents airglows analysés et les instruments sont abordés dans une introduction constituant le premier chapitre de ce travail. Le chapitre 2 est consacré aux outils numériques qui servent à l'analyse et à la modélisation des airglows. Les trois chapitres suivants sont dédiés à leur caractérisation en intensité, à leur répartition en altitude et à leur localisation statistique. En particulier, nous étudions dans le chapitre 3 l'airglow de la molécule NO présent dans l'atmosphère nocturne de Mars à l'aide des données provenant de l'instrument SPICAM. Dans ce chapitre, nous utilisons un modèle chimique et diffusif unidimensionnel afin de confronter la théorie aux observations. Dans le chapitre 4, la même émission provenant de l'atmosphère de Vénus est analysée à l'aide du modèle unidimensionnel et des données enregistrées par l'instrument SPICAV. Les émissions de CO Cameron et du doublet  $\text{CO}_2^+$  de l'atmosphère éclairée de Mars sont abordées dans le chapitre 5 à l'aide des données SPICAM. Ces émissions sont également comparées à un modèle stochastique afin de quantifier leurs processus de formation. Le chapitre 6 expose quelques perspectives de travail qui concernent ces phénomènes et qui permettront à l'avenir d'acquérir de nouvelles informations à partir des données récoltées par SPICAV et SPICAM. Finalement, nous concluons en rassemblant les résultats clés des trois chapitres formant le corps principal de cette thèse.

UNIVERSITE DE LIEGE

# *Abstract*

Faculté des sciences

Département d'astrophysique, géophysique et océanographie

PhD in Sciences

by Cédric Cox

The ultraviolet emissions coming from the Venus and Mars atmospheres are usually called airglows and are arising from the relaxation of atoms or molecules in an excited state to the ground state. These provide interesting information about the density of species involved in atmospheric chemistry and dynamics of the mesospheres. This thesis covers a detailed analysis of these phenomena whose signals have been detected between 118 and 320 nm by the SPICAV and SPICAM instruments on board Venus Express and Mars Express spacecrafts. In order to understand the subject broached, both planets, airglows and instruments are considered in the introduction and also first chapter of this work. Chapter 2 is dedicated to the numeric tools which are used to analyse and model the airglows. As for the next three chapters, they are devoted to their characterization in brightness, their vertical distribution and their statistical situation. We study in chapter 3 the airglow of the NO molecule which takes place in the night atmosphere of Mars by means of the data recorded by the SPICAM instrument ; in this chapter, we use a chemical diffusive one-dimensional model in order to compare theory and observations. In chapter 4, the same emission, but arising from the Venus atmosphere, is also analysed using the one-dimensional model and the data recorded by SPICAV. CO Cameron and  $\text{CO}_2^+$  doublet emissions of the dayside atmosphere of Mars are investigated in the fifth chapter through the SPICAM data. These emissions are also compared to a stochastic model with the aim of quantifying their formation processes. Chapter 6 states some working outlooks which concern these phenomena and will lead us to obtain new information from the SPICAV and SPICAM databases. Finally, we conclude by collecting key results from the three main chapters making up this thesis.

## *Remerciements*

La thèse qui suit ainsi que les travaux qui y sont présentés n'auraient pu trouver leur aboutissement sans le concours ou l'aide précieuse de diverses personnes que je souhaiterais remercier tout particulièrement ici :

- Jean-Claude Gérard, vice-président du département d'Astrophysique, Géophysique et Océanographie de l'Université de Liège et promoteur de cette thèse, qui m'a donné l'opportunité d'entreprendre mon doctorat et qui a enrichi mon travail tant par ses conseils judicieux que par ses commentaires avisés,
- Denis Grodent et Benoit Hubert, tous deux chercheurs qualifiés du FNRS et membres du comité de cette thèse, pour leur aide indispensable à la compréhension et à la mise en pratique de nombreux concepts scientifiques,
- Eric Villard, membre de l'équipe SPICAV, qui m'a initié aux arcanes des observations menées à l'aide des instruments SPICAV et SPICAM et qui m'a prodigué ses conseils utiles relatifs à la programmation des observations,
- Steve Bougher, Jean-Loup Bertaux, Aurélie Reberac, François Leblanc et Francisco Gonzalez-Galindo pour le partage de leur expérience ainsi que pour leur collaboration à la rédaction d'articles scientifiques,
- mes collègues du LPAP ainsi que Adem Saglam pour leur soutien.

Je tiens également à remercier vivement Jean-Claude Gérard, Ann Carine Vandaele, Pierre Drossart, Pierre Magain, Louis François ainsi que Denis Grodent qui ont accepté d'être membres du jury.

Finalement, je souhaiterais remercier mes parents et ma femme qui n'ont cessé de me soutenir tout au long de ces années.



# Table des matières

Résumé	iii
Remerciements	v
Liste des figures	ix
Liste des tableaux	xiii
Abréviations	xv
Constantes physiques	xvii
Symboles	xix
<b>1 Introduction</b>	<b>1</b>
1.1 Mars et Vénus	2
1.2 Airglow : Dayglow et Nightglow	11
1.3 Mars Express et Venus Express	26
<b>2 Outils et modèles</b>	<b>49</b>
2.1 Outils	50
2.2 Modèles	67
<b>3 Le Nightglow de Mars</b>	<b>87</b>
3.1 L'émission NO nocturne de Mars : chimie et dynamique	88
3.2 Observations SPICAM de l'émission NO	89
3.3 Corrélations	91
3.4 Modélisation	96
<b>4 Le Nightglow de Vénus</b>	<b>107</b>
4.1 L'émission NO nocturne de Vénus : chimie et dynamique	109
4.2 Observations SPICAV de l'émission NO	111
4.3 Corrélations	116
4.4 Modélisation	120
4.5 Mise à jour de la base de données	124
<b>5 Le Dayglow de Mars</b>	<b>139</b>
5.1 Le dayglow de l'atmosphère de Mars : brève revue	140

---

5.2	Les observations SPICAM du dayglow . . . . .	142
5.3	Modélisation du dayglow de Mars . . . . .	151
<b>6</b>	<b>Perspectives</b>	<b>159</b>
6.1	Le dayglow de Vénus . . . . .	160
6.2	Analyse des phénomènes auroraux du côté nocturne de Vénus . . . . .	163
6.3	Analyse fine du spectre d'émission de NO de l'atmosphère vénusienne . . . . .	166
6.4	Amélioration de la soustraction du bruit thermique . . . . .	168
<b>7</b>	<b>Conclusions</b>	<b>173</b>
7.1	Le nightglow de Mars . . . . .	173
7.2	Le nightglow de Vénus . . . . .	174
7.3	Le dayglow de Mars . . . . .	176
<b>A</b>	<b>Retrait des composantes parasites du signal</b>	<b>179</b>
A.1	Le signal émis $I_{em}$ . . . . .	180
A.2	Le bruit d'obscurité $I_{dcnu}$ . . . . .	180
A.3	Le bruit de lecture $I_{lec}$ . . . . .	182
A.4	Le signal parasite $I_{pol}$ . . . . .	184
<b>B</b>	<b>Contenu des fichiers data et géométrie</b>	<b>187</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>193</b>

# Table des figures

1.1	Venus and Mars . . . . .	2
1.2	Vénus, la Terre et Mars . . . . .	3
1.3	Evolution de la température de surface . . . . .	4
1.4	Représentation des différentes couches nuageuses sur Vénus . . . . .	6
1.5	Représentation de la magnétosphère induite de Vénus . . . . .	7
1.6	Profils verticaux de température pour Vénus, la Terre et Mars . . . . .	8
1.7	Circulation subsolaire-antisolaire dans l’atmosphère de Vénus . . . . .	9
1.8	Superrotation zonale dans l’atmosphère de Vénus . . . . .	10
1.9	Etats électroniques et vibrationnels de la molécule de CO . . . . .	13
1.10	Densités des constituants principaux de l’atmosphère de Vénus . . . . .	14
1.11	Densité des constituants principaux de l’atmosphère de Mars . . . . .	14
1.12	Spectre du dayglow de Mars (Mariner 6,7) . . . . .	16
1.13	Spectre du dayglow de Mars (Mariner 9) . . . . .	16
1.14	Spectre du dayglow de Mars (SPICAM) . . . . .	16
1.15	Etats électroniques et vibrationnels de NO . . . . .	22
1.16	Spectre du nightglow de Vénus (SPICAV) . . . . .	23
1.17	Spectre du nightglow de Mars (SPICAM) . . . . .	23
1.18	Emission à 1,22 $\mu\text{m}$ du nightglow de Vénus (VIRTIS) . . . . .	24
1.19	Emission de O <sub>2</sub> à 1,27 $\mu\text{m}$ . . . . .	25
1.20	Logos des missions Mars Express et Venus Express . . . . .	27
1.21	Vue d’artiste de la sonde Mars Express . . . . .	27
1.22	Vue éclatée de la sonde Mars Express . . . . .	29
1.23	Vue d’artiste de la sonde Venus Express . . . . .	32
1.24	Vue schématique de la sonde Venus Express . . . . .	33
1.25	Orbites schématiques de Venus Express et Mars Express . . . . .	35
1.26	Schéma de l’instrument . . . . .	39
1.27	Schéma du CCD intensifié . . . . .	39
1.28	Regroupement des différentes lignes du CCD . . . . .	41
1.29	Surfaces efficaces des deux instruments . . . . .	44
1.30	Définition des référentiels EME et IAU . . . . .	48
2.1	Evolution de l’index $F_{10.7}$ sur les quatres derniers cycles solaires . . . . .	51
2.2	Evolution de l’index $F_{10.7}$ pour le mois de Mars 2010 . . . . .	52
2.3	Positions relatives de Mars et de la Terre . . . . .	53
2.4	Intégration le long de la ligne de visée . . . . .	54
2.5	Changement de variable $s \rightarrow z$ . . . . .	55
2.6	Bornes d’intégration le long de la ligne de visée . . . . .	56
2.7	Observation nadir : rétablissement de l’observation verticale . . . . .	61

2.8	Déconvolution des profils au limbe	63
2.9	Densités calculées par le modèle du NCAR	68
2.10	Profils de vents calculés par le modèle du LMD	69
2.11	Densités calculées par le modèle du LMD	70
2.12	Champs calculés par le modèle de Vénus du NCAR	71
2.13	Densités calculées par VTS3	72
2.14	Température calculée par VTS3	73
2.15	L'atmosphère de Vénus implémentée dans VIRA	74
2.16	L'atmosphère de Vénus fournie par VIRA	75
2.17	Flux solaire ultraviolet extrait du modèle empirique SOLAR2000	76
2.18	Flux descendants à l'état stationnaire	77
2.19	Densités typiques des constituants minoritaires calculées par le modèle 1D	80
2.20	Temps caractéristiques de différents constituants sur Vénus	81
2.21	Temps caractéristiques du nightglow sur Vénus	82
2.22	Temps caractéristiques de transport du nightglow sur Vénus	84
3.1	Spectre du nightglow de Mars (SPICAM)	90
3.2	Profils de nightglow (SPICAM)	90
3.3	Localisation des enregistrements SPICAM de nightglow	93
3.4	Latitude du pic en fonction de l'intensité au pic	94
3.5	Altitude du pic en fonction de la latitude au pic	95
3.6	Altitude du pic en fonction de son intensité	96
3.7	Modélisation de l'orbite 734	97
3.8	Modélisation de l'orbite 1563	98
3.9	Paramètres dynamiques de la modélisation (orbite 734)	100
3.10	Paramètres dynamiques de la modélisation (orbite 1563)	101
3.11	Modélisation du profil d'émission (orbite 716)	102
3.12	Modélisation du profil d'émission (orbite 1577)	103
3.13	Profils de densité de N et O tirés des modélisations	104
3.14	Profils de diffusion turbulente $K(z)$	105
4.1	Carte du nightglow NO (Pioneer Venus)	110
4.2	Scan de l'atmosphère par SPICAV	112
4.3	Spectre du nightglow de Vénus (SPICAV)	113
4.4	Profils au limbe enregistrés par SPICAV	114
4.5	Profils au limbe enregistrés par SPICAV	115
4.6	Distribution des données au limbe (SPICAV)	116
4.7	Distribution statistique des altitudes de pic (SPICAV)	117
4.8	Distribution statistique des intensités au pic (SPICAV)	118
4.9	Altitude du pic en fonction de la latitude (SPICAV)	118
4.10	Brillance au pic en fonction de la latitude correspondante (SPICAV)	119
4.11	Brillance du pic en fonction de l'altitude correspondante (SPICAV)	119
4.12	Exemples de modélisation du nightglow vénusien	121
4.13	Distribution des hauteurs d'échelle (SPICAV)	123
4.14	Densité d'azote et d'oxygène moléculaire	123
4.15	Répartition des données au limbe obtenues par SPICAV	126
4.16	Distributions statistiques des paramètres des profils au limbe	127

4.17	Distribution statistique des intensités verticales . . . . .	128
4.18	Variation de l'intensité du pic d'émission locale en fonction de la latitude . . . . .	129
4.19	Variation de l'intensité du pic d'émission locale en fonction du temps local . . . . .	129
4.20	Variation de l'intensité du pic d'émission locale en fonction de $\theta_{ASZA}$ . . . . .	130
4.21	Variation de l'altitude du pic d'émission locale en fonction de la latitude . . . . .	131
4.22	Variation de l'altitude du pic d'émission locale en fonction du temps local . . . . .	132
4.23	Variation de l'altitude du pic d'émission locale en fonction de $\theta_{ASZA}$ . . . . .	132
4.24	Profil moyen du taux d'émission locale . . . . .	133
4.25	Carte hémisphérique de l'émission NO - vue nadir . . . . .	135
4.26	Distribution des intensités verticales (nadir) . . . . .	137
5.1	Spectre du dayglow de Mars (SPICAM) . . . . .	140
5.2	Couverture des observations dayglow en angle solaire zénithal . . . . .	143
5.3	Exemple de profils au limbe de dayglow (SPICAM) . . . . .	144
5.4	Distribution des données en fonction des paramètres des profils au limbe . . . . .	145
5.5	Comparaison des émissions CO Cameron et $\text{CO}_2^+$ . . . . .	147
5.6	Intensité au pic en fonction du SZA . . . . .	148
5.7	Intensité au pic en fonction de l'indice $F_{10.7}$ . . . . .	150
5.8	Altitudes de pic en fonction de la longitude solaire . . . . .	152
5.9	Taux d'émission des différents processus de dayglow . . . . .	153
5.10	Comparaison directe entre modèle et données . . . . .	156
6.1	Observations au limbe du côté jour de Vénus . . . . .	160
6.2	Image complète du CCD lors d'une observation au limbe . . . . .	161
6.3	Image complète du CCD lors d'une observation au limbe . . . . .	161
6.4	Image moyenne du CCD lors d'une observation du dayglow . . . . .	162
6.5	Détection de l'aurore sur Mars . . . . .	164
6.6	Spectre d'une aurore martienne . . . . .	165
6.7	Spectres acquis par SPICAV en fonction de l'altitude . . . . .	167
6.8	DC d'un pixel en fonction de la moyenne des DC des pixels masqués . . . . .	170
6.9	DC d'un pixel en fonction de la moyenne des DC des pixels masqués . . . . .	170
A.1	Spectre de laboratoire de l'émission NO . . . . .	180
A.2	Résultat de la soustraction du DCNU . . . . .	183
A.3	Composante HF dans les spectres SPICAM . . . . .	186



# Liste des tableaux

1.1	Caractéristiques de Vénus, Mars et la Terre . . . . .	3
1.2	Composition atmosphérique de Vénus, Mars et la Terre . . . . .	5
1.3	Mécanismes de production du dayglow . . . . .	11
1.4	Les différents dayglows observés sur Mars et Vénus . . . . .	12
1.5	Missions d’observation du dayglow de Mars . . . . .	12
1.6	Missions d’observation du dayglow de Vénus . . . . .	13
1.7	Mécanismes de production du nightglow . . . . .	20
1.8	Paramètres orbitaux de Mars Express et Venus Express . . . . .	36
1.9	Caractéristiques principales des instruments SPICAM et SPICAV . . . . .	38
1.10	Les différentes colonnes du détecteur CCD . . . . .	40
1.11	Valeurs du gain du CCD intensifié pour différentes HT . . . . .	43
1.12	Hierarchie des données pour SPICAM et SPICAV . . . . .	46
2.1	Réactions chimiques de production et destruction des nightglows NO et O <sub>2</sub> . . . . .	79
2.2	Définition des temps caractéristiques de chaque constituant . . . . .	81
3.1	Caractéristiques des profils au limbe enregistrés par SPICAM . . . . .	92
3.2	Paramètres extrêmes de modélisation du nightglow . . . . .	100
3.3	Coefficients de diffusion turbulente . . . . .	103
5.1	Observations du dayglow ultraviolet de Mars . . . . .	140
5.2	Processus de production de CO* . . . . .	141
5.3	Processus de production de (CO <sub>2</sub> <sup>+</sup> )* . . . . .	141
5.4	Caractéristiques des distributions des observations et du modèle . . . . .	144
B.1	Description de l’en-tête des fichiers data de SPICAV et SPICAM . . . . .	188
B.2	Description du fichier géométrie de SPICAV . . . . .	190
B.3	Description du fichier géométrie de SPICAM . . . . .	192



# Abréviations

<b>ESA</b>	<b>E</b> uropean <b>S</b> pace <b>A</b> gency
<b>ESO</b>	<b>E</b> uropean <b>S</b> outhern <b>O</b> bservatory
<b>ESOC</b>	<b>E</b> uropean <b>S</b> pace <b>O</b> peration <b>C</b> entre
<b>NASA</b>	<b>N</b> ational <b>A</b> eronautics and <b>S</b> pace <b>A</b> dministration
<b>MEX</b>	<b>M</b> ars <b>E</b> xpress
<b>VEX</b>	<b>V</b> enus <b>E</b> xpress
<b>PV(O)</b>	<b>P</b> IONEER <b>V</b> enus ( <b>O</b> rbiter)
<b>IUE</b>	<b>I</b> nternational <b>U</b> ltraviolet <b>E</b> xplorer
<b>SPICAM</b>	<b>S</b> pectroscopy for <b>I</b> nvestigation of <b>C</b> haracteristics of the <b>A</b> tmosphere of <b>M</b> ars
<b>SPICAV</b>	<b>S</b> pectroscopy for <b>I</b> nvestigation of <b>C</b> haracteristics of the <b>A</b> tmosphere of <b>V</b> enus
<b>(V)(T)GCM</b>	<b>(V</b> enus) <b>(T</b> hermospheric) <b>G</b> eneral <b>C</b> irculation <b>M</b> odel
<b>(M)(T)GCM</b>	<b>(M</b> ars) <b>(T</b> hermospheric) <b>G</b> eneral <b>C</b> irculation <b>M</b> odel
<b>SSAS</b>	<b>S</b> ub <b>S</b> olar to <b>A</b> nti <b>S</b> olar
<b>LMD</b>	<b>L</b> aboratoire de <b>M</b> étéorologie <b>D</b> ynamique
<b>LPAP</b>	<b>L</b> aboratoire de <b>P</b> hysique <b>A</b> tmosphérique et <b>P</b> lanétaire
<b>CNRS</b>	<b>C</b> entre <b>N</b> ational de la <b>R</b> ercherche <b>S</b> cientifique
<b>FNRS</b>	<b>F</b> onds <b>N</b> ational de la <b>R</b> ercherche <b>S</b> cientifique
<b>CCD</b>	<b>C</b> harged <b>C</b> oupled <b>D</b> evice
<b>ADU</b>	<b>A</b> nalog to <b>D</b> igital <b>U</b> nit
<b>HT</b>	<b>H</b> aute <b>T</b> ension
<b>DC(NU)</b>	<b>D</b> ark <b>C</b> urrent ( <b>N</b> on <b>U</b> niform)
<b>FOV</b>	<b>F</b> ield <b>O</b> f <b>V</b> iew
<b>PSF</b>	<b>P</b> oint <b>S</b> pread <b>F</b> unction
<b>LS</b>	<b>L</b> ongitude <b>S</b> olaire
<b>LT</b>	<b>L</b> ocal <b>T</b> ime

<b>UTC</b>	<b>Universal Time Coordinated</b>
<b>UV</b>	<b>UltraViolet</b>
<b>IR</b>	<b>InfraRouge</b>
<b>PI</b>	<b>Principal Investigator</b>
<b>SI</b>	<b>Supporting Investigator</b>

# Constantes physiques

Vitesse de la lumière	$c = 2,99792458 \times 10^8 \text{ m s}^{-1}$
Constante de Planck	$h = 6,626068 \times 10^{-34} \text{ m}^2 \text{ kg s}^{-1}$
Constante de Boltzmann	$k = 1,3806503 \times 10^{-23} \text{ m}^2 \text{ kg s}^{-2} \text{ K}^{-1}$
Nombre d'Avogadro	$\mathcal{N} = 6,0221415 \times 10^{23}$
Rayon de Vénus	$R_V = 6051,8 \times 10^3 \text{ m}$
Rayon de Mars	$R_M = 3397,0 \times 10^3 \text{ m}$
Masse de Vénus	$m_V = 4,87 \times 10^{24} \text{ kg}$
Masse de Mars	$m_M = 6,42 \times 10^{23} \text{ kg}$
Masse d'un atome d'hydrogène	$m_H = 1,00794 \text{ uma}$
Masse d'un atome de carbone	$m_C = 12,0107 \text{ uma}$
Masse d'un atome d'azote	$m_N = 14,0067 \text{ uma}$
Masse d'un atome d'oxygène	$m_O = 15,9994 \text{ uma}$
Unité de masse atomique	$uma = 1,660538782 \times 10^{-27} \text{ kg}$



# Symboles

$I$	Intensité de brillance	$\text{W m}^{-2} \text{s}^{-1} \text{srad}^{-1}$
$I_{kR}$	Intensité de brillance	kR
$I_{ADU}$	Intensité de brillance	ADU
$z$	Altitude	km
$z_{tg}$	Altitude du point tangent	km
$T$	Température	K
[.]	Densité d'une espèce chimique	$\text{cm}^{-3}$
$n_i$	Densité de l'espèce chimique $i$	$\text{cm}^{-3}$
$\phi_i$	Flux de l'espèce chimique $i$	$\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$
$D_i$	Coefficient de diffusion moléculaire de l'espèce chimique $i$ dans $\text{CO}_2$	$\text{cm}^2 \text{s}^{-1}$
$K$	Coefficient de diffusion turbulente	$\text{cm}^2 \text{s}^{-1}$
$A$	Constante de diffusion turbulente	
$H$	Hauteur d'échelle totale	km
$H_i$	Hauteur d'échelle de l'espèce chimique $i$	km
$P_i$	Taux de production de l'espèce chimique $i$	$\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$
$L_i$	Taux de destruction de l'espèce chimique $i$	$\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$
$M$	Masse moléculaire moyenne de l'atmosphère	uma
$M_i$	Masse moléculaire moyenne de l'espèce chimique $i$	uma
$\Delta x$	Pas spatial dans la direction $x$	km
$\Delta z$	Pas spatial dans la direction $z$	km
$\Delta t$	Pas temporel $x$	km
$m$	Indice spatial dans la direction $x$	
$n$	Indice spatial dans la direction $z$	
$l$	Indice temporel $x$	



# Chapitre 1

## Introduction

Dans ce travail, nous allons analyser des phénomènes physiques particuliers se déroulant sur les deux planètes voisines de la Terre : Mars et Vénus. Ces phénomènes, que nous dénommerons communément par leur appellation anglophone "airglows", sont pour l'observateur de simples manifestations lumineuses prenant place dans l'atmosphère des planètes précitées. Nous allons passer en revue dans cette introduction la nature physique primaire de l'airglow et ce que son observation permet d'apporter à la connaissance des atmosphères planétaires. De plus, nous introduirons également la façon dont ces phénomènes sont observés et nous décrirons les instruments qui nous ont permis d'obtenir de nombreuses informations à leur sujet. Mais avant toute chose, débutons par quelques lignes sur ces deux corps célestes qui n'ont cessé de fasciner les hommes depuis l'antiquité et de stimuler leur imagination.

## 1.1 Mars et Vénus

### 1.1.1 Considérations générales



FIGURE 1.1: Vénus et Mars (Sandro Botticelli).

Vénus est la deuxième planète du système solaire la plus proche de notre étoile. Son nom provient de la déesse romaine de l'amour et de la beauté. Communément appelée l'Etoile du Berger en raison de sa brillance (la plus importante de notre système), sa découverte date certainement de plusieurs millénaires. Vénus présente de fortes similitudes avec la Terre, et s'en distingue pourtant de plusieurs manières. En effet, et comme nous pouvons l'observer au tableau 1.1, son rayon, sa gravité, ainsi que sa distance au soleil sont comparables à ceux de notre planète. Par contre, son atmosphère est principalement composée de gaz carbonique induisant via l'effet de serre une température de surface de plusieurs centaines de degrés. Une autre différence fondamentale réside en sa période de rotation de 243 jours terrestres qui est également plus longue que sa période de révolution (225 jours). Notons également que la rotation de la planète se fait dans le sens rétrograde (d'est en ouest), se démarquant ainsi de toutes les autres planètes du système solaire.

Mars ainsi que ses satellites tiennent leur nom de divinités romaines de la guerre ; la planète y a été associée pour sa couleur rouge. Elle possède un rayon deux fois moindre que celui de la Terre et son volume ainsi que sa masse sont donc environ huit fois plus petits. Sa période de rotation est légèrement plus longue que celle de notre planète, de 43 minutes. L'année martienne dure 687 jours terrestres et est également découpée en quatre saisons. Ces dernières sont très marquées en raison de la forte inclinaison de son axe de rotation ainsi que l'excentricité de son orbite. Sa température de surface varie fortement d'un endroit à l'autre de la planète, entre  $-63^{\circ}\text{C}$  et  $20^{\circ}\text{C}$ . Comme Vénus, son atmosphère est principalement constituée de gaz carbonique mais la pression que celui-ci exerce à la surface y est nettement bien moindre (environ 4 ordres de grandeur). Appelée également la planète rouge, elle doit cette appellation à la couleur des minéraux

Paramètre	Vénus	Terre	Mars
Rayon	6051 km	6378 km	3402 km
Masse	$4,87 \times 10^{24}$ kg	$5,97 \times 10^{24}$ kg	$6,42 \times 10^{23}$ kg
Gravité	8,87 m/s <sup>2</sup>	9,78 m/s <sup>2</sup>	3,69 m/s <sup>2</sup>
Période de rotation	-243,02 jours	1 jours	1,03 jours
Inclinaison	3,39°	23,44°	25,19°
Température de surface	735 K	288 K	210 K
Demi grand axe	0,72 UA	1.00 UA	1,52 UA
Excentricité	0,0067	0,0167	0,0934
Période de révolution	224,70 jours	365,26 jours	686,96 jours
Satellites	aucun	Lune	Phobos, Déimos
Composant atm. majoritaire	CO <sub>2</sub> (95,5 %)	N <sub>2</sub> (78,1 %)	CO <sub>2</sub> (95,3 %)
Composant atm. secondaire	N <sub>2</sub> (3,5 %)	O <sub>2</sub> (21,0 %)	N <sub>2</sub> (2,7 %)
Pression atmosphérique	$0,9 \times 10^7$ Pa	$1,01 \times 10^5$ Pa	$0,7-0,9 \times 10^3$ Pa

TABLEAU 1.1: Caractéristiques de Vénus, Mars et la Terre.

de surfaces (oxydes de fer). Le relief de sa surface est, quant à lui, très marqué avec par exemple le Mont Olympe culminant à 25 km d'altitude.



FIGURE 1.2: Vénus, la Terre et Mars (Creative Commons).

Nous pouvons donc déjà remarquer les ressemblances et différences notables entre ces trois planètes telluriques. Bien que partant probablement de conditions de formation similaires, ces planètes ont eu, au cours du temps, des évolutions drastiquement différentes. Ces différences sont principalement dues aux flux solaires atteignant leurs atmosphères (variant comme l'inverse du carré de la distance au soleil) ainsi qu'à leur période de rotation et leur noyau en fusion (engendrant par dynamo auto-entretenu un champ magnétique protecteur plus ou moins fort). Ces aspects seront examinés dans de la sous-section suivante où nous allons discuter des atmosphères de Mars et Vénus.

### 1.1.2 Atmosphères et magnétosphères

Comme nous l'avons vu, les atmosphères de Vénus et de Mars sont composées majoritairement de dioxyde de carbone ( $\text{CO}_2$ ). La quantité de ce gaz présente dans l'atmosphère de Vénus est telle qu'elle engendre une énorme pression atmosphérique à la surface de la planète. Le poids de la colonne de gaz à la surface de Vénus est environ 100 fois plus grand que sur Terre et environ 10000 fois plus grand que sur Mars. Vénus étant plus proche du soleil que Mars, son atmosphère subit un effet de serre conséquent et sa température de surface atteint de très grandes valeurs. Mars, quant à elle, contient peu de gaz à effet de serre autres que  $\text{CO}_2$  et la température de son atmosphère est bien plus faible que celle de Vénus. Notons que la raison pour laquelle la Terre ne présente pas d'atmosphère semblable à celle de Mars et Vénus est la présence de vastes océans. En effet, ceux-ci agissent comme de véritables pompes à gaz carbonique et l'empêche de se répandre dans l'atmosphère et d'y accentuer l'effet de serre. Si l'on imagine des atmosphères primordiales composées exclusivement de vapeur d'eau (le carbone étant emprisonné dans la roche), ainsi que des températures de surface initiales répondant uniquement au flux de chaleur atteignant la planète, on peut facilement interpréter l'évolution de l'effet de serre à l'aide de la figure 1.3.

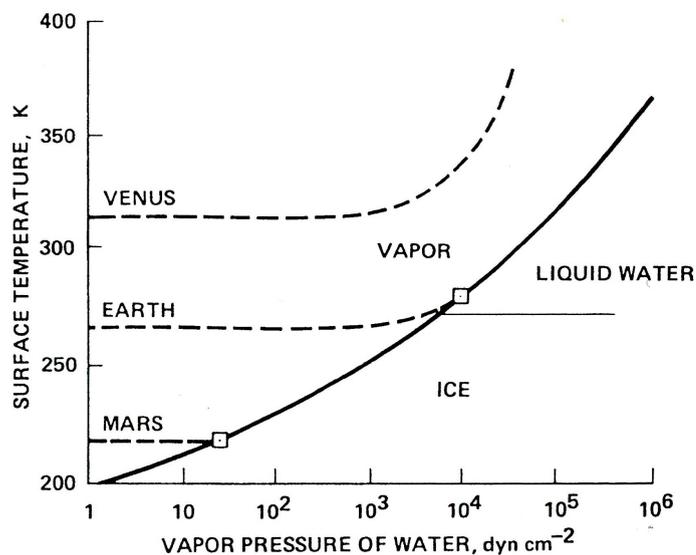


FIGURE 1.3: Evolution de la température de surface [Goody and Walker, 1972].

Bien que cette figure simplifie fortement la réalité et que d'autres scénarios aient été envisagés, elle permet de fixer les idées sur le point qui nous occupe. Sur Vénus, on remarque que l'effet de serre s'emballe très rapidement car la courbe d'équilibre n'atteint jamais la phase liquide ou solide de l'eau. L'effet de serre débute lorsque la température de surface commence à augmenter : il y a suffisamment d'eau dans l'atmosphère pour

changer son bilan radiatif. Ensuite, plus la température de surface augmente et plus la pression de vapeur d'eau présente dans l'atmosphère augmente. Sur Terre, la courbe d'équilibre croise la courbe de changement d'état juste au dessus du point triple de l'eau. Il en résulte un équilibre entre vapeur d'eau et eau liquide et l'effet de serre ne s'emballe pas, il se stabilise. Pour Mars finalement, la courbe d'équilibre atteint très vite l'équilibre de sublimation ; la vapeur d'eau dans l'atmosphère ne sera jamais suffisante pour y produire un effet de serre important.

Attachons-nous à présent à la composition chimique des atmosphères. Les différents composants sont présentés au tableau 1.2

Constituant	Vénus	Terre	Mars
N <sub>2</sub>	0,035 %	<b>0,7808 %</b>	0,027 %
O <sub>2</sub>	0-20 ppm	0.2095 %	0,13 ppm
CO <sub>2</sub>	<b>0,965 %</b>	345 ppm	<b>0,953 %</b>
CH <sub>4</sub>		3 ppm	10 ppb
H <sub>2</sub> O	50 ppm	<0,03	<100 ppm
Ar	70 ppm	0.009	0,016
CO	50 ppm	0,2 ppm	700 ppm
O <sub>3</sub>		10 ppm	0,01 ppm
SO <sub>2</sub>	60 ppm	<2 ppb	

TABLEAU 1.2: Composition atmosphérique de Vénus, Mars et la Terre [*Salby, 1996; Chamberlain and Hunten, 1987; Yelle, 1991; Coustenis and Lorentz, 1999; Hunten, 1999; Dowling, 1999; Coustenis et al., 1998; Seinfeld and Pandis, 1998; Fahd and Steffes, 1992*].

Les atmosphères de Vénus et Mars, à l'inverse de la Terre, sont donc constituées essentiellement de gaz carbonique. Ce gaz est principalement dissocié par le rayonnement solaire incident en oxygène atomique et monoxyde de carbone (O et CO) qui vont à leur tour participer à de nombreuses réactions chimiques. Le deuxième composant le plus abondant sur ces planètes est l'azote moléculaire (environ 3%). Cette molécule, tout comme le CO<sub>2</sub>, est également photodissociée en azote atomique (N). Comme nous le verrons plus tard, tous ces produits de photodissociation, présents à l'état de traces dans l'atmosphère, jouent un rôle primordial dans les phénomènes d'airglow.

Notons également la présence sur Vénus d'une quantité non négligeable de dioxyde de soufre. Le soufre participe à la formation des nuages de haute altitude présents dans l'atmosphère Vénusienne et entre en jeu via une chimie complexe mêlant cycles catalytiques et interaction avec la surface. La couche de nuage sur Vénus s'étend de 45 à 60 km et est schématiquement séparée en trois parties distinctes (figure 1.4).

Au dessous des nuages et jusqu'à 90 km s'étendent des brumes d'aérosols formées de particules plus petites. Il est important de noter que ces couches sont opaques dans le

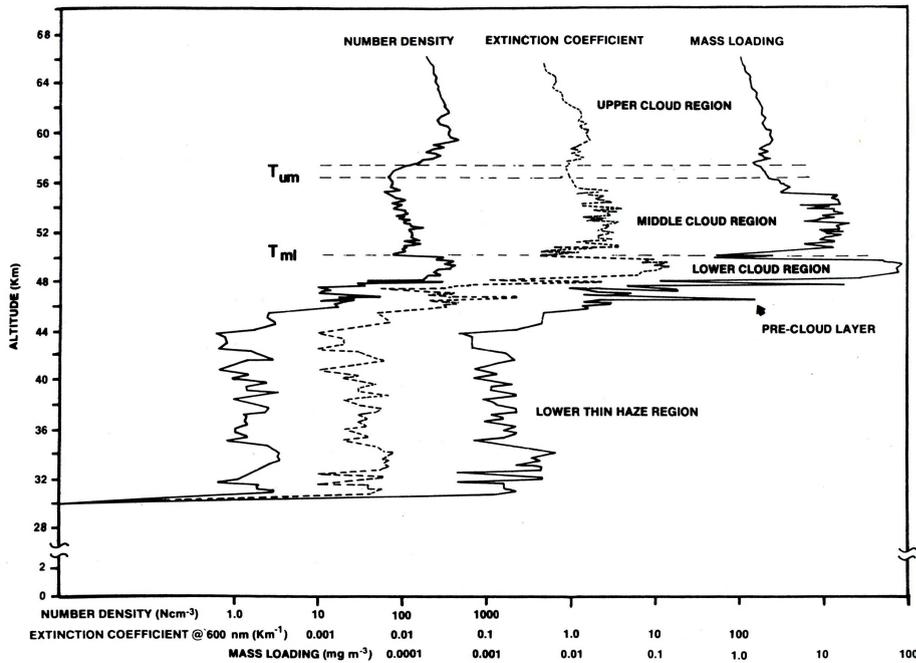


FIGURE 1.4: Représentation des différentes couches nuageuses sur Vénus [*Knollenberg and Huntten, 1980*].

domaine visible (et ultraviolet) et empêchent toute observation directe de la surface dans ces domaines de longueurs d'onde. Comme nous le verrons plus tard, elles sont également à l'origine de problèmes observationnels de l'airglow du côté jour de Vénus et, dans une moindre mesure, de Mars.

Vénus et Mars ne possèdent pas de magnétosphère complexe similaire à celle de la Terre. La magnétosphère de la Terre est créée par l'équilibre entre le champ (dipolaire au premier ordre) magnétique de la planète et la pression exercée par le vent solaire. Sur Vénus et Mars, c'est la pression thermique de l'ionosphère qui équilibre directement la pression du vent solaire, donnant naissance à ce que l'on appelle une magnétosphère induite (voir figure 1.5). En effet, l'intensité des champs magnétiques rémanents des deux planètes est inférieure de plusieurs ordres de grandeur à l'intensité du champ magnétique dipolaire de la Terre. Il s'ensuit une géométrie particulière de la pseudo magnétosphère dont les lignes de champ s'étirent loin derrière la planète. L'ionosphère des deux planètes s'étire également du côté nuit et s'étiolé à plus grande distance. Dans l'ionosphère, les électrons et ions circulent du côté jour vers le côté nuit où ils peuvent ensuite soit s'échapper vers l'arrière de la magnétosphère induite, soit précipiter vers l'atmosphère neutre de la planète.

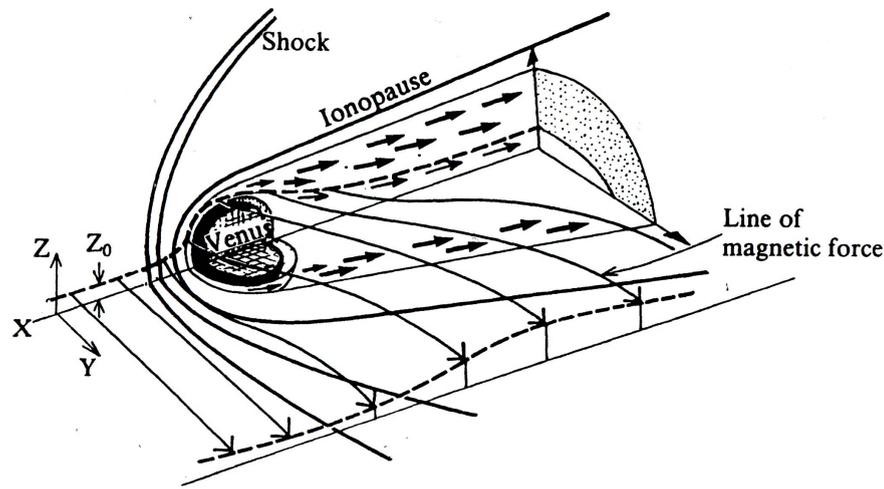


FIGURE 1.5: Représentation de la magnétosphère induite de Vénus [Saunders et al., 1982].

### 1.1.3 Circulation générale

La structure atmosphérique des trois planètes précitées peut également être étudiée de manière comparative à l'aide des profils de température. La figure 1.6 présente un graphique de la température en fonction de l'altitude pour chacune de ces planètes.

Le fait le plus marquant est l'absence de stratosphère dans les atmosphères de Vénus et de Mars. En effet, ces planètes, à l'inverse de la Terre, ne présentent pas de couche d'ozone suffisamment fournie pour permettre une absorption du flux ultraviolet solaire, et donc un éventuel chauffage atmosphérique. Au contraire, les mésosphères vénusienne et martienne surmontent leur troposphère. Notons pour la suite de ce travail que c'est principalement dans ces zones que les phénomènes d'airglow ont lieu. Les profils représentés sont des profils moyens de température. La température dans la thermosphère peut varier suivant l'endroit observé de la planète (par exemple côté nuit ou côté jour) ainsi qu'avec l'activité solaire qui va conditionner le flux de chaleur reçu à la limite supérieure des atmosphères planétaires.

Depuis plusieurs décennies, les scientifiques se sont efforcés de modéliser de manière précise les atmosphères de Mars et de Vénus. Des modèles faisant intervenir les équations fondamentales de conservation ont tenté de reproduire les observations des densités de constituants atmosphériques ainsi que les systèmes de vents intervenant dans la circulation plus ou moins complexe des planètes. Ces modèles à trois dimensions prennent le nom de GCM pour "General Circulation Model" (Modèle de Circulation Générale). Les différents systèmes de vents ainsi que les constituants principaux observés sont aujourd'hui assez bien représentés.

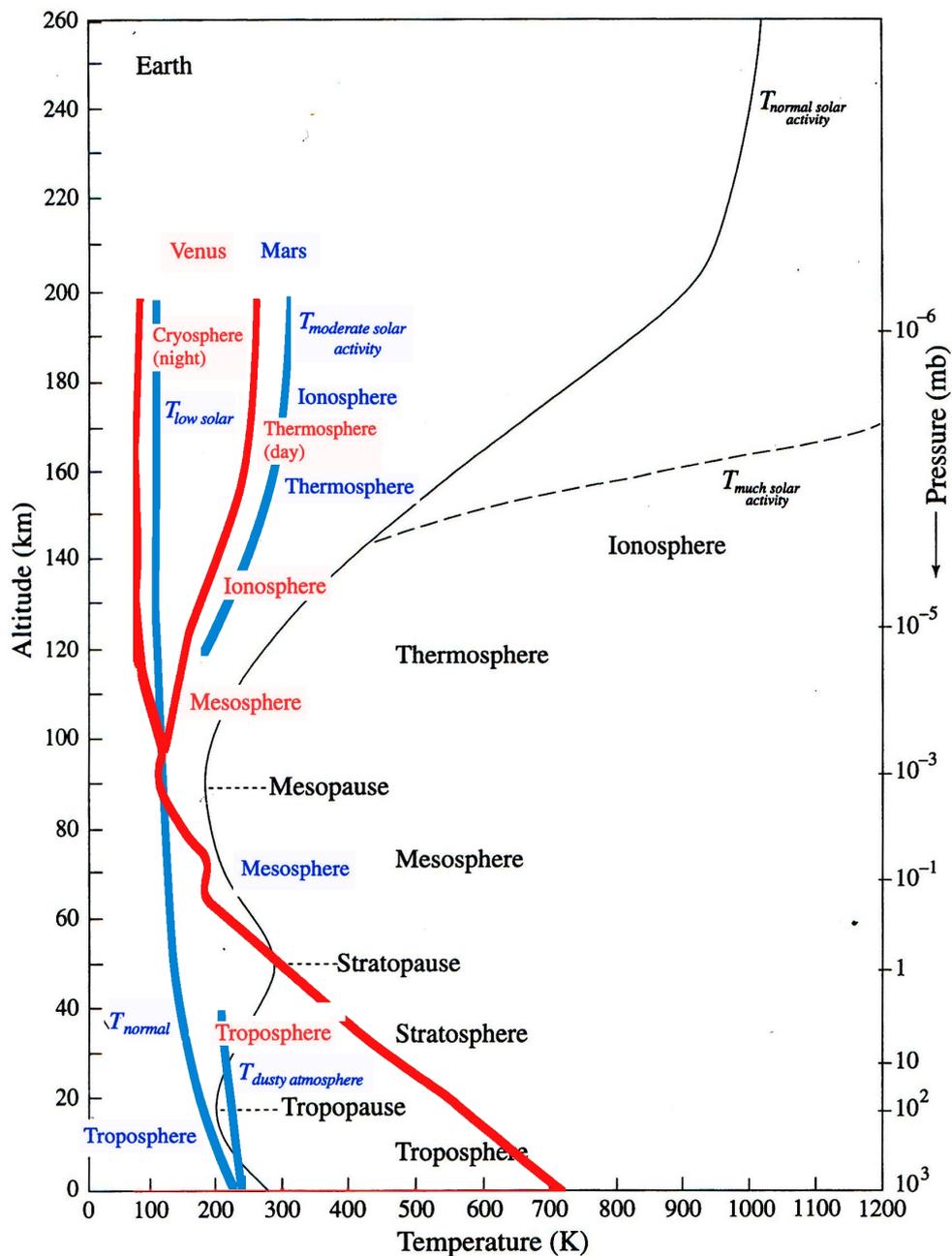


FIGURE 1.6: Profils verticaux de température pour Vénus (trait rouge), la Terre (trait noir) et Mars (trait bleu). Adapté de *Seiff* [1983] et *Barth et al.* [1992]. L'axe des pressions n'est valable que pour la Terre.

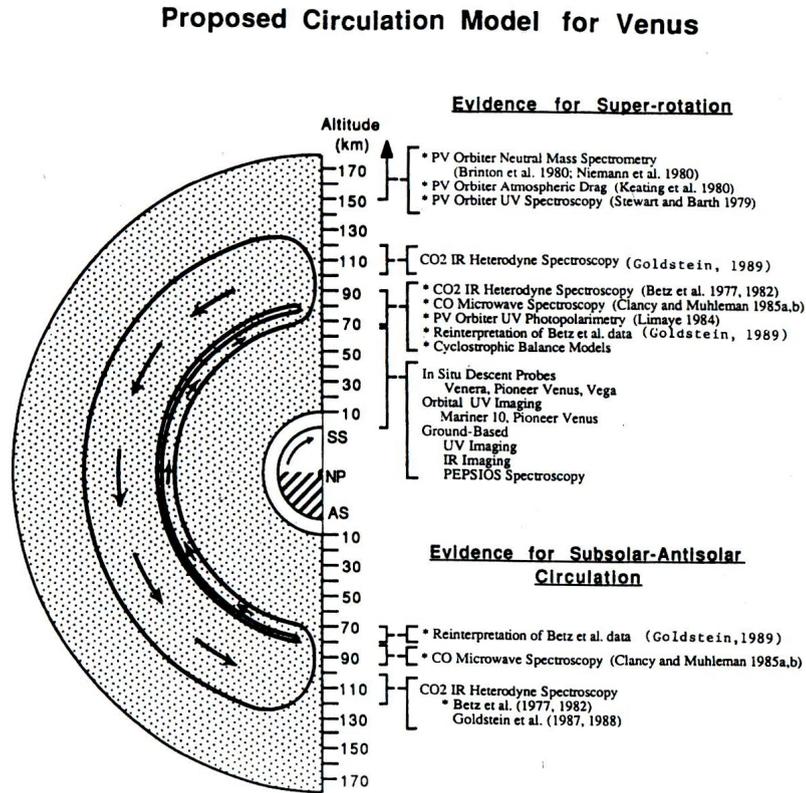


FIGURE 1.7: Circulation subsolaire-antisolaire dans l'atmosphère de Vénus [[Goldstein, 1989](#)].

La circulation sur Vénus s'organise en deux grandes parties : La circulation subsolaire-antisolaire (SSAS) et la superrotation. La circulation SSAS est causée par l'échauffement maximal au point subsolaire de l'atmosphère. Un gradient de température apparaît entre ce point et le point antisolaire et une gigantesque cellule de Hadley se crée tout autour de la planète à des altitudes comprises entre 80 et 130 km, c'est à dire dans la mésosphère et la basse thermosphère (voir figure 1.7). Comme nous le verrons, cette cellule de circulation achemine certains constituants photodissociés du côté jour vers le côté nuit. La superrotation quant à elle met en scène des vents zonaux qui peuvent atteindre des vitesses de 100 m/s. Cette circulation a lieu à plus basse altitude que la superrotation et permet aux masses d'air d'effectuer le tour de la planète en environ quatre jours terrestres (soit environ 1/60<sup>ème</sup> de jour vénusien, d'où son nom). Elle est minimale à la surface ainsi qu'à la frontière supérieure des nuages. De plus, cette superrotation se fait vers l'Ouest, c'est à dire dans le sens opposé au sens de rotation de la planète. Des vents méridionaux sont également présents dans l'atmosphère vénusienne mais leur intensité est d'un ordre de grandeur plus faible que la superrotation.

Notons finalement la présence dans la troposphère au voisinage des pôles nord et sud de

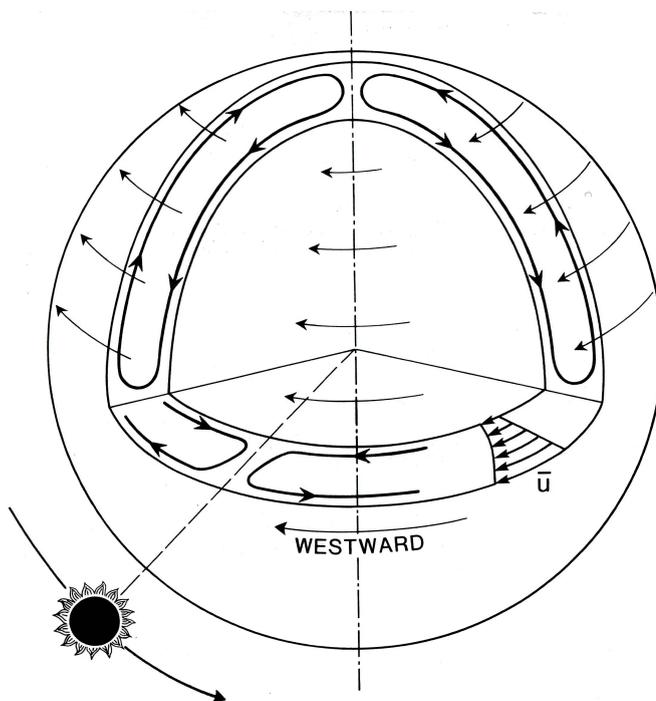


FIGURE 1.8: Superrotation zonale dans l'atmosphère de Vénus [[Schubert, 1983](#)].

la planète, de doubles vortex dont la morphologie s'approche des cyclones terrestres. Ces vortex sont créés suite à une configuration particulière des champs de vitesse aux pôles et peuvent parfois être triple, voire quadruple. Ils sont entourés ( $50^\circ$  à  $70^\circ$  de latitude) par les "colliers froids" ("cold collars" en anglais) qui possèdent la particularité de présenter des températures  $30^\circ\text{K}$  plus faibles (à des altitudes correspondant au sommet des nuages) que les zones avoisinantes. Ces basses températures empêchent les absorbants UV provenant d'altitudes plus basses de remonter par convection, ce qui va conférer une brillance plus intense (dans l'ultraviolet) à ces zones de moyennes latitudes.

La circulation sur Mars est caractérisée par de très grandes cellules de Hadley, de l'équateur vers les pôles. Ces cellules sont très marquées au niveau des basses latitudes et s'amenuisent vers les pôles de la planète à cause des forces de Coriolis. Ces forces y sont nettement plus présentes que dans l'atmosphère vénusienne puisque Mars présente une période de rotation semblable à celle de la Terre. Tout comme cette dernière, la circulation y est dissymétrique par rapport à l'équateur. Cela est principalement dû à l'inclinaison de l'axe de rotation mais aussi à la différence de topographie entre les hémisphères nord et sud (plus plat) de la planète. Schématiquement, on peut donc imaginer Mars à mi-chemin entre les circulations vénusienne et terrestre.

## 1.2 Airglow : Dayglow et Nightglow

Les phénomènes d'airglow peuvent se présenter tant du côté jour que du côté nuit de l'atmosphère. Dans le premier cas, nous les appellerons Dayglow et dans le second cas, Nightglow. Ces phénomènes lumineux ont lieu dans des gammes de longueurs d'onde s'étendant de l'infrarouge à l'ultraviolet lointain. Ils sont produits par relaxation d'atomes et de molécules qui passent d'un état excité à un état d'énergie inférieur. Les mécanismes de production d'atomes et de molécules excités peuvent être multiples et seront détaillés dans cette section pour les émissions qui nous occupent. Dans cette introduction aux airglows, je ne ferai pas la distinction entre les deux planètes et me focaliserai sur les processus produisant les émissions.

### 1.2.1 Dayglow

Le dayglow observé sur Vénus et Mars trouve son origine dans de nombreux mécanismes. Ceux-ci sont repris au tableau 1.3.

#	Nom	Equation
1	Diffusion résonnante	$h\nu + X \rightarrow X^*$ $X^* \rightarrow X + h\nu$
2	Diffusion par fluorescence	$h\nu_1 + X \rightarrow X^*$ $X^* \rightarrow X + h\nu_2 \quad \nu_1 > \nu_2$
3	Impact de photoelectron	$e^- + X \rightarrow e^- + X^*$ $X^* \rightarrow X + h\nu$
4	Photodissociation	$XY + h\nu \rightarrow X^* + Y^*$ $X^* + Y^* \rightarrow X + h\nu_1 + Y + h\nu_2$
5	Impact dissociatif de photoelectron	$XY + e^- \rightarrow X^* + Y^* + e^-$ $X^* + Y^* \rightarrow X + h\nu_1 + Y + h\nu_2$
6	Photoionization	$X + h\nu \rightarrow X^{+*} + e^-$ $X^{+*} \rightarrow X^+ + h\nu$
7	Impact ionisant de photoelectron	$X + e^- \rightarrow X^{+*} + 2e^-$ $X^{+*} \rightarrow X^+ + h\nu$
8	Recombinaison dissociative	$XY^+ + e_{th}^- \rightarrow X + Y^*$ $X + Y^* \rightarrow X + Y + h\nu$

TABLEAU 1.3: Mécanismes de production du dayglow.

Les molécules et atomes cibles dans les atmosphères éclairées des planètes sont  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{CO}_2^+$ ,  $\text{C}$ ,  $\text{O}$ ,  $\text{O}_2^+$ ,  $\text{H}$  et  $\text{N}$ . Les émissions observées dans le domaine de longueurs d'onde qui nous intéresse (l'ultraviolet lointain) et issues de ces différents composants via les mécanismes cités au tableau 1.3 sont reprises à leur tour au tableau 1.4. On remarque facilement que le composant sur lequel les mécanismes de production du dayglow agissent majoritairement est la molécule de gaz carbonique ( $\text{CO}_2$ ).

Transition	$\lambda$ (nm)	Mécanisme
$\text{CO}_2^+ (B^2\Sigma^+ - X^2\Pi)$	288,3, 289,6	6,7(CO <sub>2</sub> )
$\text{CO} (a^3\Pi - X^1\Sigma^+)$	190 - 270	1,2,3(CO),4,5(CO <sub>2</sub> ),8(CO <sub>2</sub> <sup>+</sup> )
$\text{CO} (A^1\Pi - X^1\Sigma^+)$	128 - 280	4,5(CO <sub>2</sub> ),8(CO <sub>2</sub> <sup>+</sup> ),1,2(CO)
C	156,1	4,5(CO <sub>2</sub> ),1,2(C)
C	165,7	4,5(CO <sub>2</sub> ),1,2(C)
O	297,2	4,5(CO <sub>2</sub> ),3(O),8(O <sub>2</sub> <sup>+</sup> )
$\text{O} (^5S_2^0 - ^3P_{1,2})$	135,6, 135,9	5(CO <sub>2</sub> ),3(O)
$\text{O} (^3S^0 - ^3P_{2,1,0})$	130,2, 130,5, 130,6	3(CO <sub>2</sub> ),1,2(O)
H	121,6	1,2(H)
N	120,0	1,2(N)
$\text{CO}^+ (B^2\Sigma^+ - X^2\Sigma^+)$	210 - 270	6,7(CO <sub>2</sub> )

TABLEAU 1.4: Les différentes émissions ultraviolettes de dayglows observées sur Mars et Vénus.

Les divers états électroniques de la molécule CO repris au tableau 1.4 sont schématisés à la figure 1.9 où l'on peut remarquer certaines des transitions menant à l'émission d'airglow. Des noms ont parfois été associés à certaines de ces transitions, comme le système de Cameron pour la transition CO ( $a^3\Pi - X^1\Sigma^+$ ), le quatrième système positif pour la transition CO ( $A^1\Pi - X^1\Sigma^+$ ), ou encore l'émission Lyman- $\alpha$  pour l'émission de l'hydrogène à 121,6 nm. On peut également remarquer que les émissions peuvent être réparties sur de vastes gammes de longueurs d'ondes (comme Cameron par exemple), en doublet (l'émission de CO<sub>2</sub><sup>+</sup>) ou encore en multiplets atomiques (les émissions de l'oxygène). Les différentes intensités de ces émissions, ainsi que leur localisation feront l'objet de tout un chapitre de cette thèse. Afin de bien fixer les idées sur les différentes émissions, le spectre ultraviolet émanant de l'atmosphère jour de Mars peut être observé à la figure 1.14. On y retrouve la plupart des différentes émissions décrites au tableau 1.4. Les missions spatiales durant lesquelles ces différentes émissions ont pu être enregistrées sont reprises aux tableaux 1.5 (pour Mars) et 1.6 (pour Vénus), où l'on a également mentionné le type d'instrument qui avait été utilisé.

Mission	Année	Instrument	Observations	Références
Mariner 6 et 7	1969	UVS	Orbiteur de Mars	<a href="#">Barth et al. [1971]</a>
				<a href="#">Stewart et al. [1972]</a>
				<a href="#">Strickland et al. [1972]</a>
Mariner 9	1971	UVS	Orbiteur de Mars	<a href="#">Stewart et al. [1972]</a> <a href="#">Strickland et al. [1972]</a>
Mars 2 et 3	1971	Photomètre	Orbiteur de Mars	<a href="#">Dementyeva et al. [1972]</a>
Mars 5	1974	Photomètre	Orbiteur de Mars	<a href="#">Bertaux et al. [1975]</a>
Astro-2	1995	HUT	Navette spatiale	<a href="#">Feldman et al. [2000]</a>
Mars Express	2003	SPICAM	Orbiteur de Mars	<a href="#">Leblanc et al. [2006a]</a>

TABLEAU 1.5: Missions spatiales ayant effectué des observations du dayglow de Mars.

Il faut savoir qu'au-dessus de l'homopause de chacune des planètes, les processus de photodissociation et de diffusion dans le champ gravitationnel font en sorte que les produits

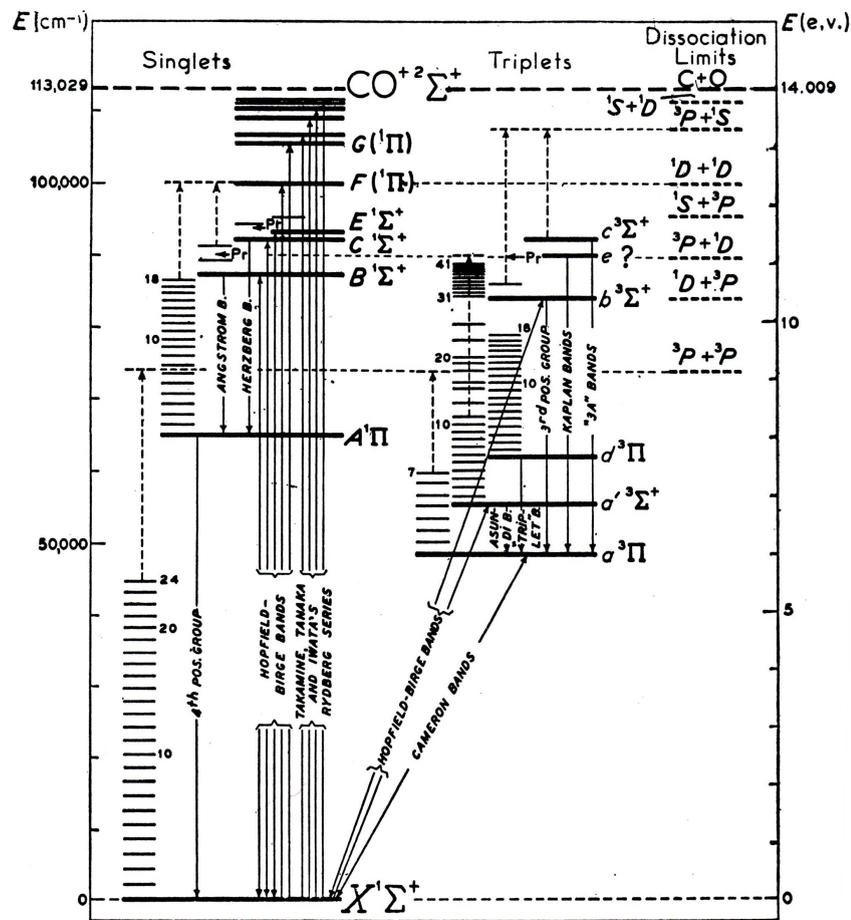


FIGURE 1.9: Etats électroniques et vibrationnels de la molécule de CO [Herzberg, 1950].

Mission	Année	Instrument	Observations	Références
Mariner 5	1967	Photometer	Orbiteur de Vénus	<i>Barth et al.</i> [1967]
Venera 4	1967	Photometer	Orbiteur de Vénus	<i>Kurt et al.</i> [1968]
Mariner 10	1974	Photomètre	Orbiteur de Vénus	<i>Broadfoot et al.</i> [1977]
Venera 9 et 10	1975	Photomètre	Orbiteur de Vénus	<i>Krasnopolsky et al.</i> [1976]
Venera 11 et 12	1978	Photomètre	Orbiteur de Vénus	<i>Kurt et al.</i> [1979]
Pioneer Venus	1978	Spectromètre	Orbiteur de Vénus	<i>Stewart</i> [1980]
Astro-2	1995	HUT	Navette spatiale	<i>Feldman et al.</i> [2000]
Cassini	1999	UVIS	Survol	<i>Hubert et al.</i> [2010]
Venus Express	2006	SPICAV	Orbiteur de Vénus	(cfr section 6.1)

TABEAU 1.6: Missions spatiales ayant effectué des observations du dayglow de Vénus.

de la photodissociation de CO<sub>2</sub>, à savoir CO et O, deviennent plus abondants. Cela peut être remarqué en observant les figures 1.10 et 1.11 qui montrent les densités de quelques constituants dans les mésosphères martienne et vénusienne déduites respectivement d'un modèle basé sur les observations de Viking 1 [Fox and Dalgarno, 1979], et sur les mesures in situ de Pioneer Venus [Hedin et al., 1983].

L'étude de ces émissions peut donc fournir des informations très utiles sur les constituants

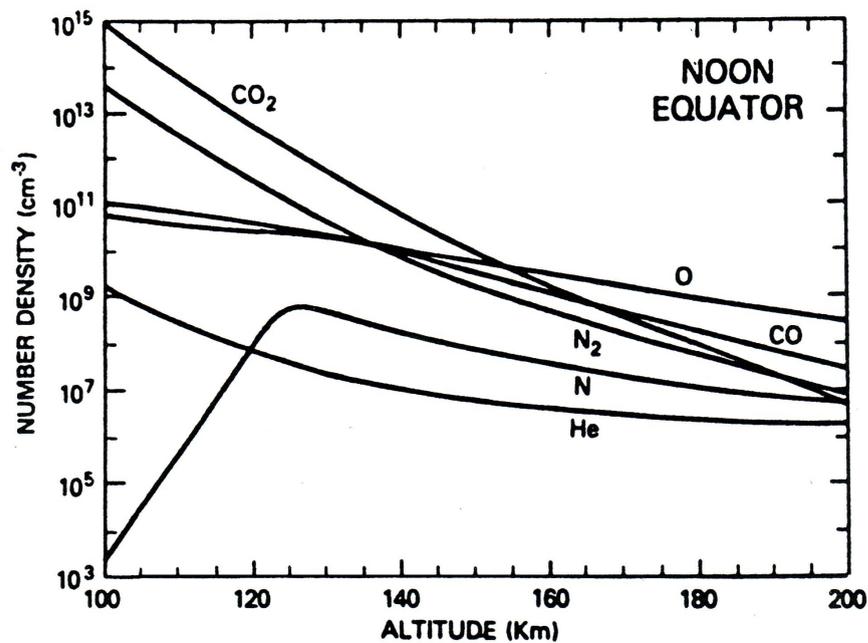


FIGURE 1.10: Densités des constituants principaux de l'atmosphère de Vénus au point subsolaire pour un indice  $F_{10.7}$  égal à 200 [Hedin et al., 1983].

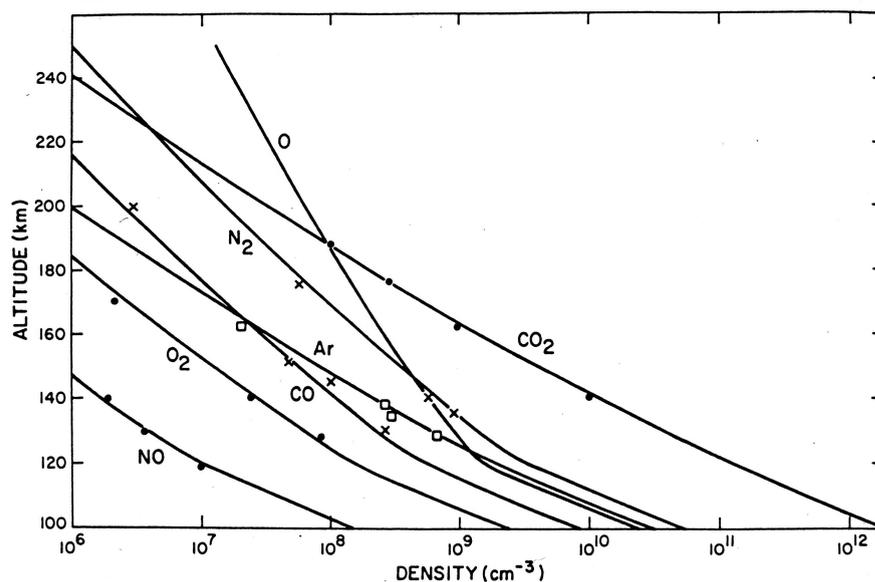


FIGURE 1.11: Densité des constituants principaux de l'atmosphère de Mars [Fox and Dalgarno, 1979].

majoritaires de l'atmosphère de Mars et de Vénus. Cela peut être quantifié à l'aide de modèles qui calculent les différentes sources d'excitation listées au tableau 1.3 et dépendent de plusieurs variables comme l'angle solaire zénithal, la longitude solaire, la latitude, ou encore l'activité solaire.

De manière similaire, les émissions Lyman- $\alpha$  à 121,6 nm et de l'oxygène à 130,4 nm peuvent fournir des informations intéressantes sur l'hydrogène et l'oxygène atomique dans la thermosphère et l'exosphère de Mars où ces deux constituants deviennent majoritaires. *Fox and Dalgarno* [1979] ont étudié en détails le spectre ultraviolet de l'atmosphère martienne et ont aidé à l'identification des mécanismes de production de molécules et atomes excités donnant lieu à chaque émission (voir tableau 1.3).

### 1.2.2 Historique du dayglow FUV de Vénus et Mars

Des tentatives d'enregistrement du spectre de l'atmosphère de Vénus ont été effectuées pour la première fois depuis la Terre il y a plus de cinquante ans par *Moore* [1961], *Swings* [1969]. Ces observations étaient toutefois fortement limitées par l'opacité de l'atmosphère terrestre ainsi que par les phases de Vénus. Il faudra attendre la mission Mariner 5 pour que le spectre ultraviolet du dayglow soit enregistré, et les émissions HI 121,6 nm et OI 130,4 nm provenant de la couronne d'hydrogène identifiées. Un spectre EUV, de 82 nm à 184 nm, fut enregistré en 1995 à l'aide du Telescope Ultraviolet Hopkins (HUT) lors d'un minimum d'activité solaire et analysé par *Feldman et al.* [2000]. Ce spectre contenait notamment les émissions HI à 121,6 nm, OI à 130,4 nm et 135,6 nm, CI à 156,1 nm et 165,7 nm ainsi que celles du quatrième système positif de CO. Le survol de Vénus par la sonde Cassini en 1999 a également permis à l'instrument UVIS d'enregistrer des spectres de l'atmosphère vénusienne dans un domaine de longueurs d'onde allant de 111,5 nm à 191,2 nm avec une résolution de 0,37 nm. Ce spectre contenait également les émissions de l'oxygène à 130,4 nm et 135,6 nm ainsi que les émissions du quatrième système positif de CO [*Hubert et al.*, 2010].

Le spectre ultraviolet de l'atmosphère de Mars a été enregistré de manière précise durant les missions Mariner 6, 7 et 9 qui fournirent nombre de spectres de bonne qualité à l'aide de spectromètres embarqués. Des spectres moyens calculés durant ces missions sont présentés aux figures 1.12 et 1.13). En comparaison, la figure 1.14 montre une moyenne de spectres enregistrés récemment par l'instrument SPICAM. Le spectre EUV de l'atmosphère de Mars a également pu être enregistré par l'instrument HUT [*Feldman et al.*, 2000] et présente les mêmes émissions que pour Vénus.

#### 1.2.2.1 Hydrogène 121,6 nm

- **Vénus** : L'émission de Lyman- $\alpha$  sur Vénus a donc été découverte lors du survol de Mariner 5. Elle a ensuite été confirmée par *Moos et al.* [1969] qui ont utilisé les données provenant d'un spectrographe embarqué sur fusée. Cette émission a également été enregistrée lors des missions Venera 9 et 10 en 1975 à l'aide de photomètres dédiés.

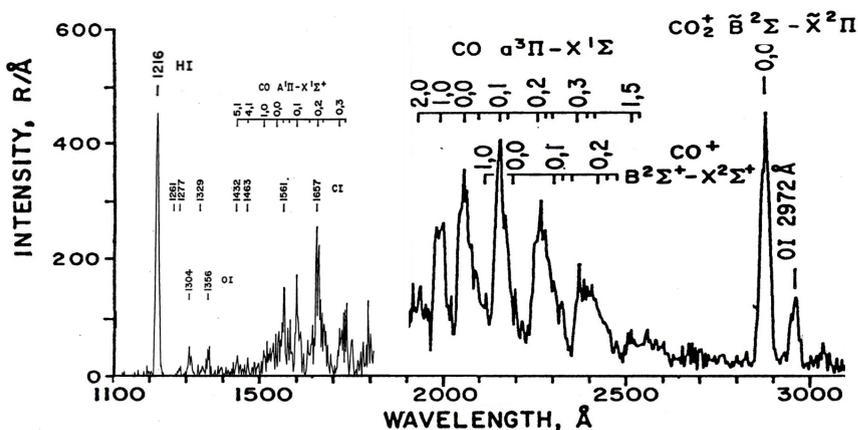


FIGURE 1.12: Spectre du dayglow de Mars (Mariner 6,7). Adapté de *Barth et al.* [1971].

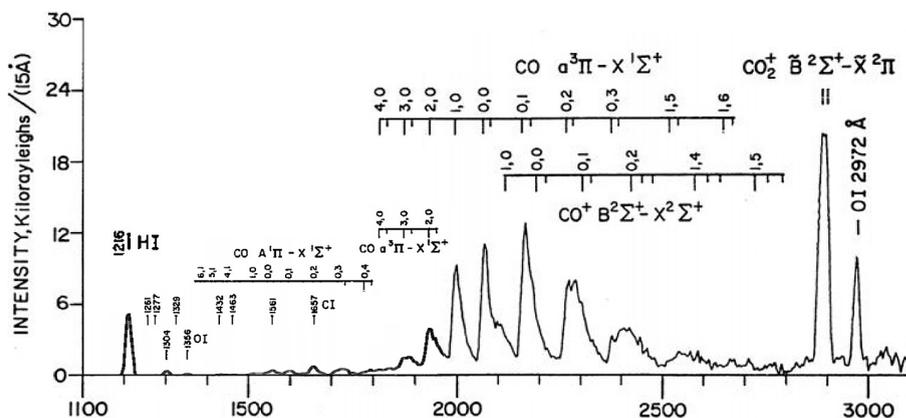


FIGURE 1.13: Spectre du dayglow de Mars (Mariner 9). Adapté de *Barth et al.* [1972].

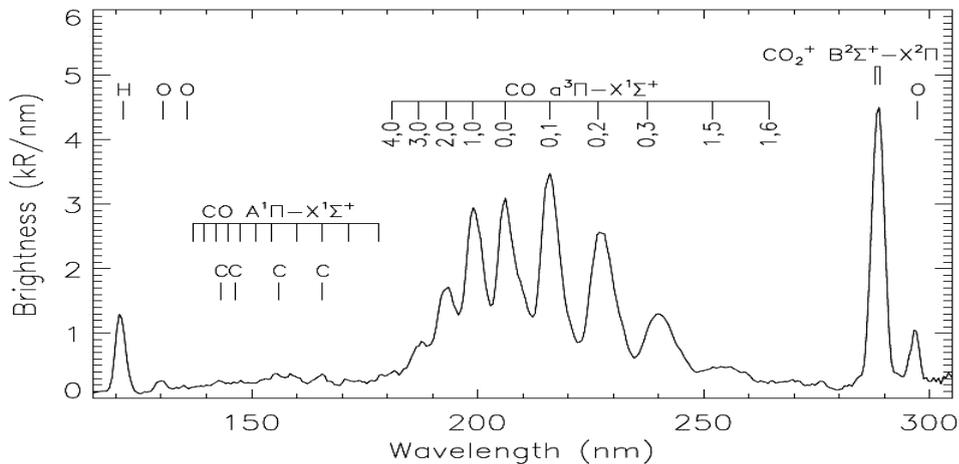


FIGURE 1.14: Spectre du dayglow de Mars (SPICAM) [*Cox et al.*, 2010].

Notons que l'observation de cette émission provenant des atmosphères planétaires n'est pas aisée. Cela est du en partie au fait que l'émission est également présente dans l'émission interplanétaire.

- **Mars** : Les premières observations de Lyman- $\alpha$  provenant de l'atmosphère martienne furent réalisées par des spectromètres embarqués à bord des sondes Mariner 6 et 7 en 1969. Ces données ont été analysées par [Anderson and Hord \[1971\]](#). Elle fut à nouveau enregistrée durant la mission Mariner 9 en 1971 par [Anderson \[1973, 1974\]](#) qui en déduisit la distribution d'hydrogène jusqu'à 80 km. Dans son analyse, [Leblanc et al. \[2006a\]](#) montre que l'émission Lyman- $\alpha$  ne varie pas du tout avec l'altitude (au-dessus de 120 km).

### 1.2.2.2 Oxygène 130,4 nm

- **Vénus** : Des signes d'émission à cette longueur d'onde sont apparues pour la première fois durant le survol de Mariner 5. Elle a ensuite été confirmée suite à un vol de fusée par [Moos and Rottman \[1971\]](#). Les premières mesures quantitatives de cette émission ont été réalisées par la sonde Pioneer Venus [[Stewart et al., 1979](#)]. [Meier et al. \[1983\]](#) ont, quant à eux, effectué la première confrontation de ces données à un modèle de Monte Carlo. Cette émission est principalement due à la diffusion résonante du rayonnement solaire et à l'impact électronique sur l'oxygène atomique [[Paxton and Anderson, 1992](#); [Fox, 1992](#)]. L'excitation par photodissociation des molécules de CO<sub>2</sub> et de CO sont des mécanismes négligeables dans la production de cette émission. Cette émission fut également détectée dans les spectres de HUT [[Feldman et al., 2000](#)] et de UVIS [[Hubert et al., 2010](#)].
- **Mars** : Cette émission a été détectée pour la première fois sur Mars durant les missions Mariner 6 et 7. Un grand nombre de mesures de cette émission a été réalisé durant la mission Mariner 9 par l'instrument UVS. Son intensité a été modélisée par [Strickland et al. \[1973\]](#). Elle fut mesurée à nouveau durant la mission Mariner 10 par [Broadfoot et al. \[1974\]](#). Bien plus tard, [Stewart et al. \[1992\]](#) tentèrent de confronter observations moyennes et modèles mais leurs résultats furent mitigés. Le mécanisme d'émission majoritaire de l'oxygène (à environ 90%) est la photodissociation de CO<sub>2</sub>, comme il fut établi par [Fox and Dalgarno \[1979\]](#). Comme pour Vénus, l'émission à 130,4 nm a également pu être détectée dans le spectre martien enregistré par l'instrument HUT [[Feldman et al., 2000](#)].

### 1.2.2.3 Oxygène 135,6 nm

- **Vénus** : L'émission du doublet à 135,6 nm fut mesurée pour la première fois par [Rottman and Moos \[1973\]](#) lors d'un vol de fusée. Elle fut également détectée par

*Bertaux et al.* [1981] grâce aux observations de Venera 11 et 12 et enregistrée durant la mission Pioneer Venus. Notons que la transition correspondant à cette émission est interdite de spin. Par conséquent, la diffusion résonante de l'oxygène jouera un rôle bien moins important dans cette émission que pour celle à 130,4 nm par exemple [*Fox, 1992*]. Le mécanisme d'excitation majeur de l'oxygène est donc l'impact électronique. Notons également que l'émission à 135,6 nm est contaminée par la transition (14, 4) du CO quatrième positif [*Durrance et al., 1980, 1981*]. Cette émission a également été enregistrée par l'instrument HUT [*Feldman et al., 2000*] et lors du survol de Vénus par la sonde Cassini [*Hubert et al., 2010*], avec d'excellentes résolutions spectrales.

- **Mars** : Sur Mars, cette émission a été enregistrée durant les missions Mariner 6 et 7, puis Mariner 9, ainsi que dans les spectres de HUT.

#### 1.2.2.4 carbone 156,1 et 165,7 nm

- **Vénus** : Bien que le carbone atomique soit un constituant présent en faible abondance dans l'atmosphère de Vénus (et de Mars), ces émissions ont été identifiées par *Marmo* [1970] qui réanalysa le spectre de *Moos et al.* [1969]. L'émission à 165,7 nm fut également détectée durant les missions Mariner 10, Venera 11 et 12. *McElroy and McConnell* [1971] tentèrent de les modéliser mais leurs prédictions restèrent inférieures à l'observation d'un ordre de grandeur. De nombreuses tentatives de modélisation furent ensuite tentées notamment dans les travaux de *Paxton* [1983, 1985] qui analysa les données de la mission Pioneer Venus. *Paxton and Anderson* [1992] affirment que ces émissions sont produites par six mécanismes principaux :  $4,5(\text{CO}_2)$ ,  $4,5(\text{CO})$ ,  $1,2,7(\text{C})$ . Plus récemment, ces émissions ont été enregistrées par les instruments HUT [*Feldman et al., 2000*] et UVIS [*Hubert et al., 2010*] respectivement à bord d'ASTRO-2 et de Cassini.
- **Mars** : Ces émissions ont été observées dans le spectre de Mariner 6, 7 et 9 [*Barth et al., 1971*] et la distribution de carbone atomique dans l'atmosphère de Mars a été analysée par *McElroy and McConnell* [1971]. Ces émissions ont été également calculées sur Mars par *Fox and Dalgarno* [1979] pour le mécanisme 5. Néanmoins, les données de Mariner n'étant pas de qualité suffisante, la comparaison entre observations et modélisation reste ardue. Notons que le télescope HUT a également détecté ces émissions [*Feldman et al., 2000*].

#### 1.2.2.5 CO quatrième positif

- **Vénus** : De la même manière que pour l'émission du carbone, l'émission du quatrième positif dans l'atmosphère de Vénus a été confirmée par *Marmo* [1970]. Il s'agit d'une des premières bandes moléculaires à avoir été identifiée dans le spectre de Vénus et

Mars. Cette émission résulte d'une transition électronique permise entre les états  $A^1\Pi$  et  $X^1\Sigma^+$  et les mécanismes de productions sont les suivants :  $1,2(\text{CO})$ ,  $6(\text{CO})$ ,  $4(\text{CO}_2)$ ,  $6(\text{CO}_2)$ ,  $8(\text{CO}_2^+)$  dont les deux premiers sont les plus importants sur Vénus et Mars [Fox and Dalgarno, 1979, 1981]. Les données disponibles avant celles de Mariner 10 [Broadfoot et al., 1974] étaient celles de spectrographes embarqués sur des vols de fusées [Moos et al., 1969; Rottman, 1972; Rottman and Moos, 1973]. Des données provenant de quelques observations au limbe de la sonde Pioneer Venus ont également été analysées par Swanson [1983]. Le télescope HUT à bord d'ASTRO-2 et l'instrument UVIS à bord de Cassini ont pu, grâce à leur bonne résolution spectrale, résoudre un grand nombre des bandes d'émission du quatrième positif de CO.

- **Mars** : Comme beaucoup d'autres émissions, le quatrième positif a été détecté dans l'atmosphère de Mars durant les missions martiennes Mariner. D'après Paxton and Anderson [1992], le rapport de mélange du monoxyde de carbone est moins important sur Mars que sur Vénus et les mécanismes  $4(\text{CO}_2)$  et  $5(\text{CO}_2)$  y deviennent des sources plus importantes. Toutefois, les calculs de Fox and Dalgarno [1981] et l'analyse de Feldman et al. [2000] (à l'aide du spectre ultraviolet enregistré par l'instrument HUT à bord d'ASTRO-2) ont permis de conclure que l'émission du quatrième positif est principalement due à la fluorescence de la molécule CO dans la haute atmosphère de Mars. Comme pour Vénus, un spectre de bonne qualité a été obtenu par l'instrument HUT qui détailla l'émission contenue dans le domaine FUV.

#### 1.2.2.6 CO Cameron

- **Vénus** : Les mécanismes potentiels de production de cette émission (la plus brillante du spectre ultraviolet de Vénus et de Mars), sont les mêmes que pour l'émission du quatrième positif, excepté la fluorescence car la transition est interdite de spin. Après la mission Pioneer Venus, Fox and Dalgarno [1981] ont déduit de leurs calculs que les deux mécanismes majoritaires étaient la dissociation par photons solaires et par impact électronique de la molécule de  $\text{CO}_2$  (mécanismes  $4,5(\text{CO}_2)$ ).
- **Mars** : Les bandes de Cameron ont été observées pour la première fois par Barth et al. [1971] au cours des missions Mariner 6 et 7. Ces émissions sont principalement contrôlées par la densité de  $\text{CO}_2$  présente dans l'atmosphère ainsi que par les photo-électrons et le flux solaire extrême UV incident sur la haute atmosphère martienne. Stewart et al. [1972] ont également analysé les spectres obtenus par Mariner 9 en les comparant à ceux obtenus lors des missions précédentes et ont dû faire face à certaines difficultés de calibration des instruments. Ils ont également trouvé que cette émission était très fortement corrélée à l'intensité du flux solaire incident à l'atmosphère de Mars. Tout comme pour Vénus, Fox and Dalgarno [1979] ont indiqué que les mécanismes majoritaires sont également  $4,5(\text{CO}_2)$ . La principale différence entre Vénus et

Mars est l'importance relative de l'intensité due aux impacts électroniques sur CO dont le rapport de mélange est plus faible sur Mars (ce mécanisme reste toutefois toujours minoritaire par rapport aux deux autres sur Mars, ainsi qu'au niveau du pic d'émission sur Vénus). Notons toutefois que ces calculs étaient sujets à controverse en raison de l'incertitude sur la section efficace intervenant dans le calcul du mécanisme 5.

### 1.2.2.7 CO<sub>2</sub><sup>+</sup>

- **Vénus** : *Fox and Dalgarno* [1981] ont montré que l'émission du doublet de CO<sub>2</sub><sup>+</sup> est due à la photoionisation du gaz carbonique avec une contribution négligeable d'excitation par impact électronique ionisant (20%). Malheureusement, aucune observation de cette émission n'a été effectuée pour l'atmosphère de Vénus.
- **Mars** : Les spectromètres ultraviolets à bord de Mariner 6 et 7 ont observé cette émission qui fut analysée par *Stewart* [1972], mais les intensités étaient saturées au niveau du pic d'émission. Elle fut ensuite mesurée durant la mission Mariner 9 et analysée par *Stewart et al.* [1972]. *Fox and Dalgarno* [1979] ont tiré les mêmes conclusions pour l'atmosphère de Mars concernant les processus de formation de l'ion CO<sub>2</sub><sup>+</sup> dans son état excité.

### 1.2.3 Nightglow

Le nightglow ultraviolet de l'atmosphère de Vénus et de Mars est principalement dû à l'émission de la molécule de monoxyde d'azote (NO). Cette molécule est produite dans l'état excité C<sup>2</sup>Π par recombinaison radiative d'atomes d'oxygène et d'azote.

#	Nom	Equation
1	Recombinaison radiative	$X + Y \rightarrow XY^*$ $XY^* \rightarrow XY + h\nu$
2	Recombinaison à trois corps	$X + Y + M \rightarrow XY^* + M$ $XY^* \rightarrow XY + h\nu$

TABLEAU 1.7: Mécanismes de production du nightglow.

Une fois créée dans cet état excité, la molécule libère son excès d'énergie de deux façons (voir figure 1.15) : elle peut émettre un photon en retombant directement vers son état fondamental (X<sup>2</sup>Π), donnant ainsi naissance aux bandes d'émission δ qui s'étendent de 180 nm à 270 nm. Elle peut également d'abord transiter vers l'état (A<sup>2</sup>Σ, ν' = 0) en émettant une radiation infrarouge à 1,22 μm puis finalement retomber dans son état fondamental en émettant les bandes d'émission γ qui s'étendent de 220 nm à 310 nm (les



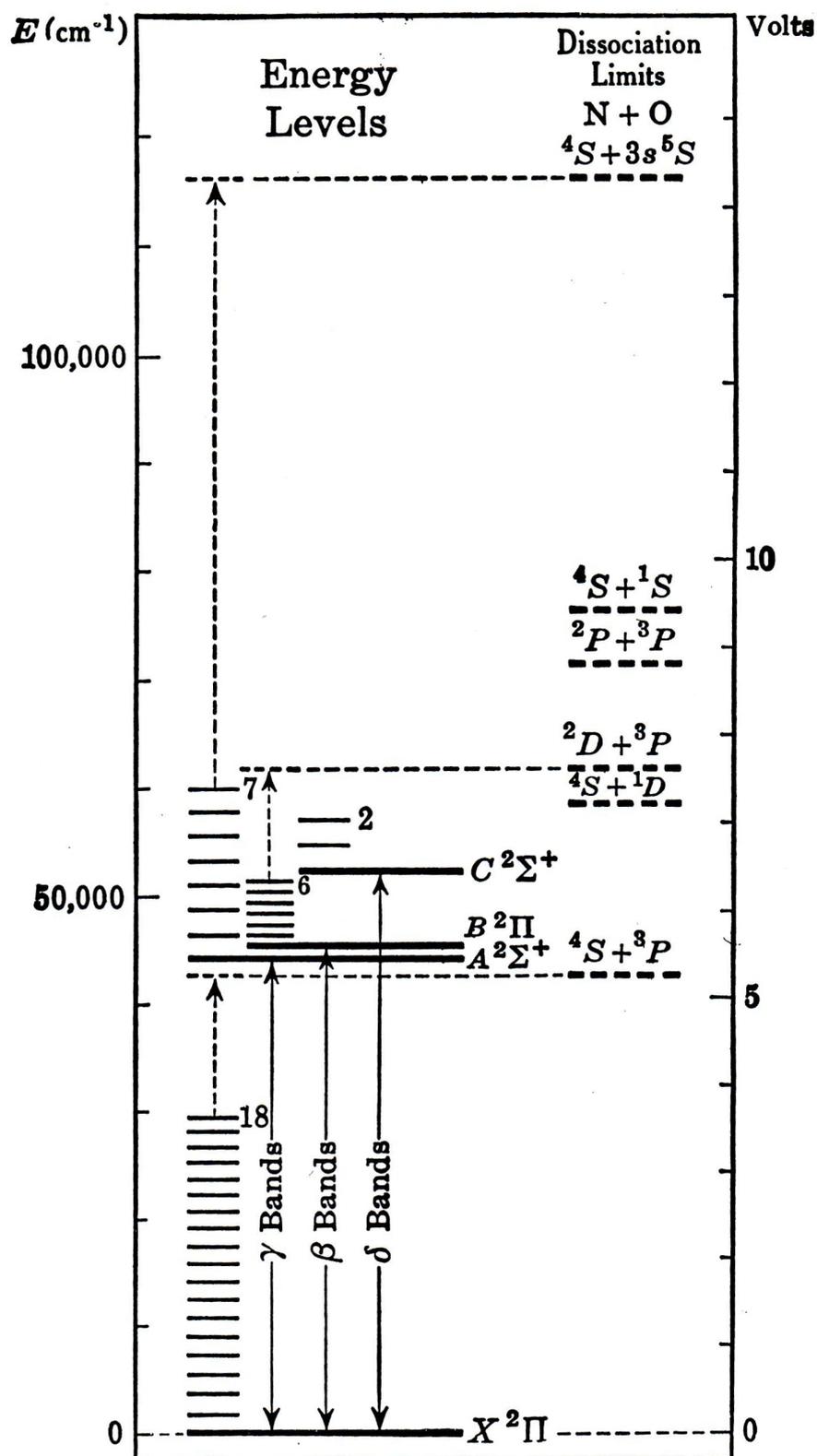


FIGURE 1.15: Etats électroniques et vibrationnels de la molécule de NO [Herzberg, 1950].

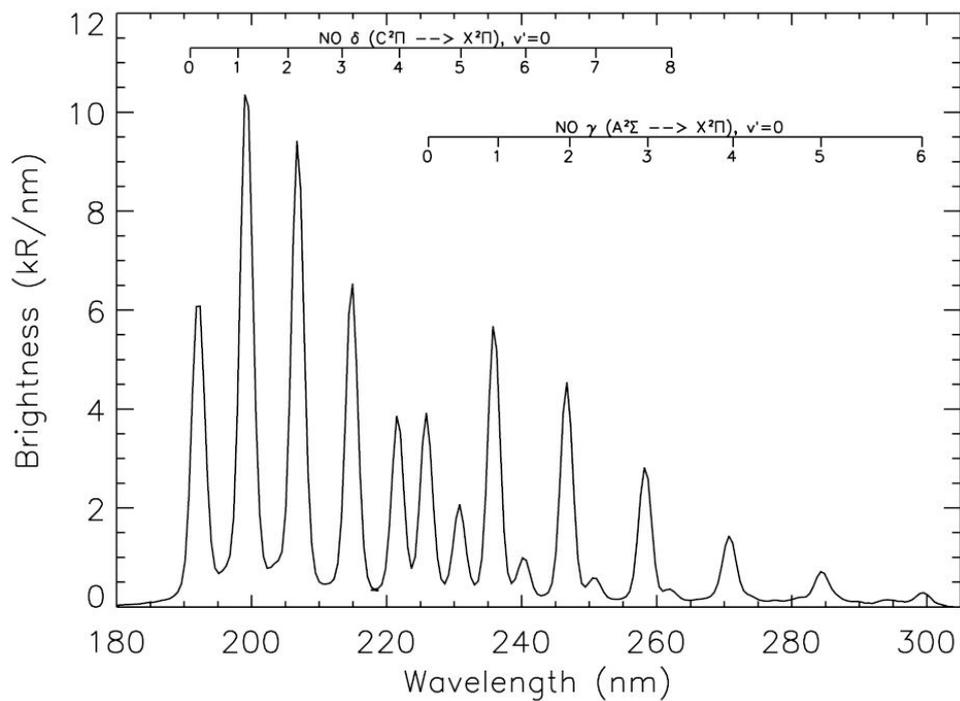


FIGURE 1.16: Spectre du nightglow de Vénus (SPICAV) [Gérard *et al.*, 2008a].

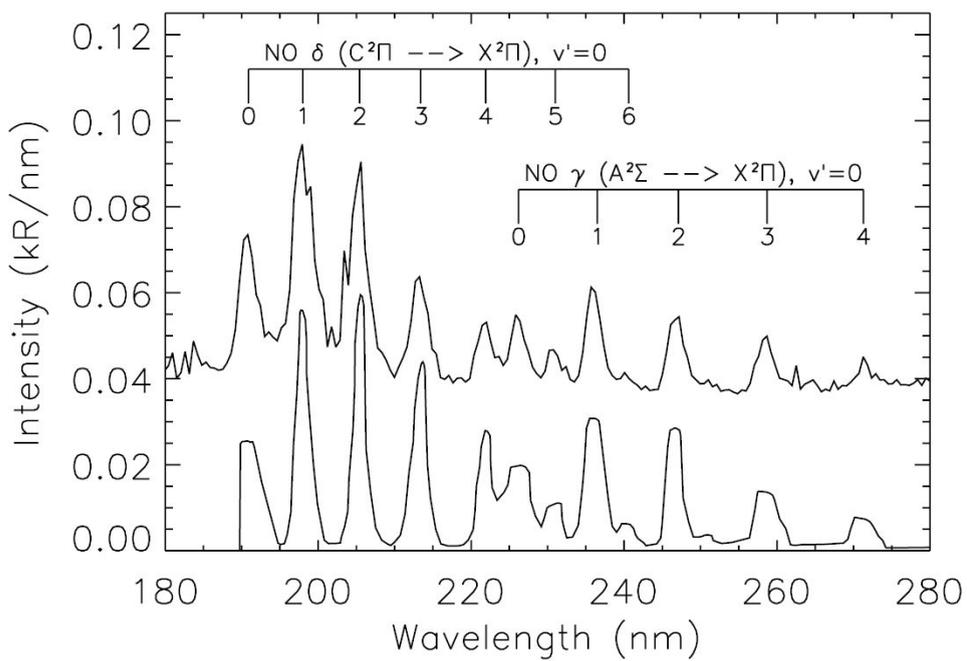


FIGURE 1.17: Spectre du nightglow de Mars (SPICAM) [Cox *et al.*, 2008].

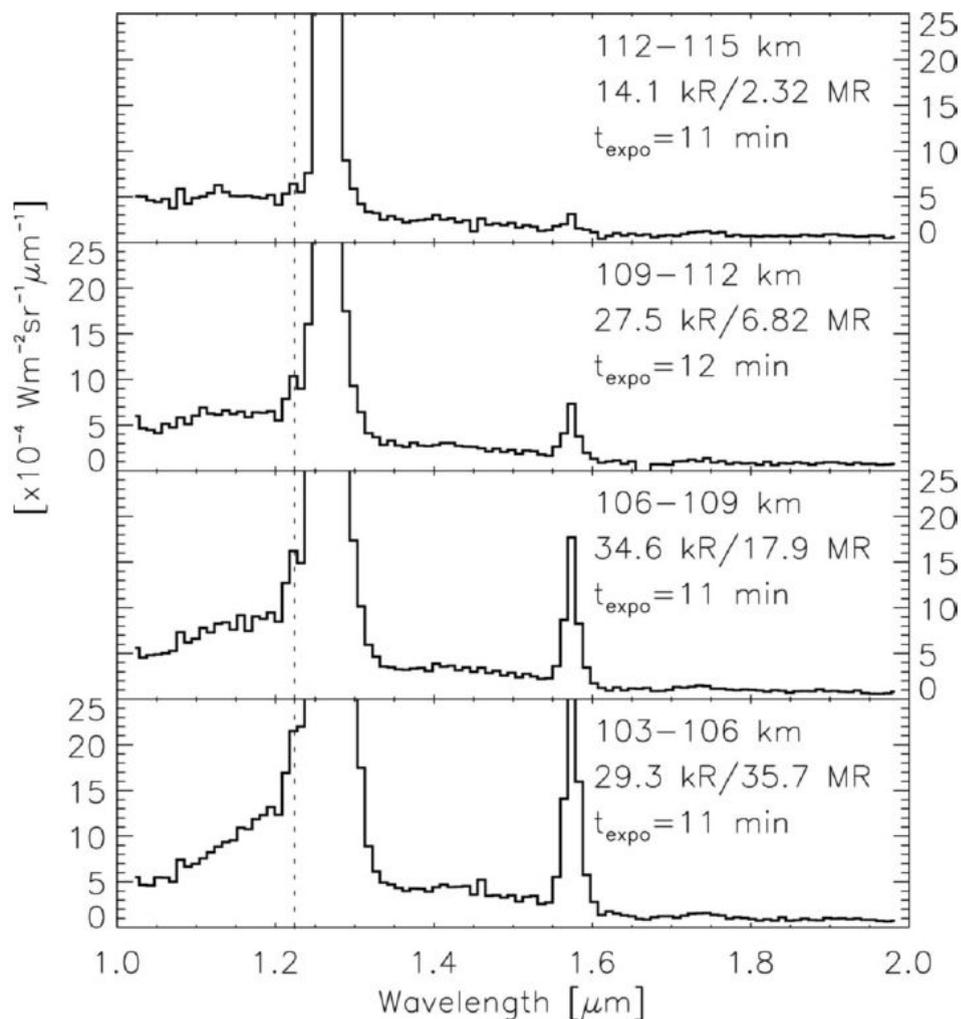


FIGURE 1.18: Emission à  $1,22 \mu\text{m}$  du nightglow de Vénus (VIRTIS) [*Garcia Munoz et al., 2009*].

Le mécanisme 2 de formation de nightglow du tableau 1.7 est la recombinaison à trois corps. Notons que c'est par ce mécanisme que le nightglow infrarouge de l'oxygène est émis. Dans les atmosphères de Mars et de Vénus, le troisième corps est le gaz majoritaire ambiant, c'est à dire  $\text{CO}_2$ . Comme le taux de production de la molécule dans son état excité est proportionnel à ce troisième corps (dont la densité augmente en se rapprochant de la surface), l'émission devrait voir son intensité augmenter lorsque l'altitude d'observation diminue (dans une certaine mesure car à de trop basses altitudes, la désactivation des molécules excitées par  $\text{CO}_2$  prend le relais). Cette émission n'a toutefois pas été détectée dans l'atmosphère de Mars. Cela est facilement compréhensible car, comme nous l'avons vu, la pression sur Mars est beaucoup plus faible que celle sur Vénus. Un graphique plus détaillé de cette émission est visible à la figure 1.19 Il est important de noter que l'émission infrarouge de l'oxygène est l'airglow le plus intense du système solaire. Par comparaison, son intensité est trois ordres de grandeur au dessus de celle des

systèmes des bandes  $\delta$  et  $\gamma$  réunies du nightglow ultraviolet.

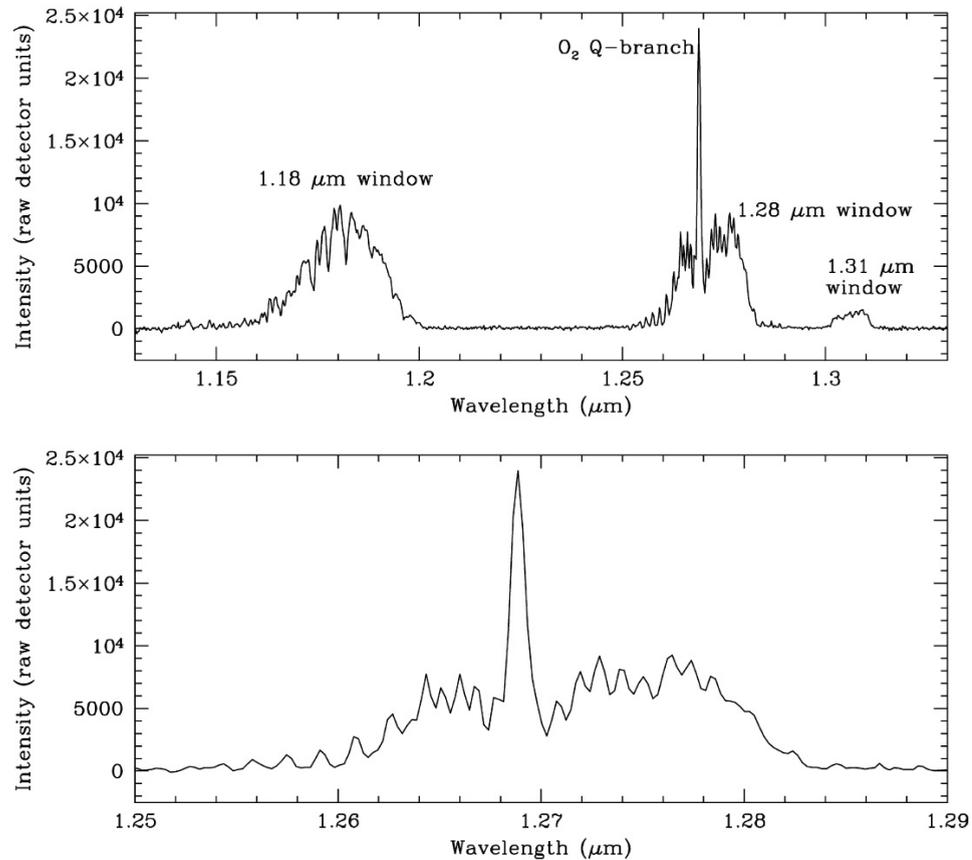


FIGURE 1.19: Emission de  $O_2$  à  $1,27 \mu\text{m}$  observée depuis le sol [Bailey et al., 2008].

## 1.2.4 Historique du nightglow de Vénus et Mars

### 1.2.4.1 NO $\delta$ et $\gamma$

- **Vénus** : L'émission ultraviolette NO fut détectée et identifiée par *Feldman et al.* [1979] à l'aide de l'International Ultraviolet Explorer (IUE). Conjointement, le spectre du nightglow de l'atmosphère nocturne de Vénus a été obtenu par le spectromètre ultraviolet de la sonde Pioneer Venus en 1978 [Stewart and Barth, 1979]. Durant cette mission, plusieurs images ont également été enregistrées aux longueurs d'onde voisines de la bande  $\delta(0,1)$  à 198 nm. L'analyse des données de Pioneer Venus permet, comme nous le verrons, de caractériser la morphologie du nightglow ultraviolet de Vénus, ainsi que sa brillance moyenne.
- **Mars** : La détection des bandes  $\delta$  et  $\gamma$  sur Mars est assez récente. Elle est due à *Bertaux et al.* [2005a] qui ont analysé les données du spectromètre SPICAM à bord de la sonde Mars Express. Cox et al. [2008] en ont fait l'analyse détaillée et on modélisé l'émission à l'aide d'un modèle 1D.

#### 1.2.4.2 NO à 1,22 $\mu\text{m}$

- **Vénus** : La détection de cette émission sur Vénus est très récente. *Garcia Munoz et al. [2009]* ont détecté (voir figure 1.18) la bande d'émission dans le spectre infrarouge mesuré par l'imageur spectral VIRTIS à bord du satellite Venus Express. Les auteurs ont toutefois pointé que les intensités relevées étaient légèrement en désaccord avec celles obtenues par *Gérard et al. [2008a]*, mais le rapport signal sur bruit de l'émission infrarouge est tel qu'il ne permet pas de conclure à ce sujet.
- **Mars** : Cette émission n'a pas encore été détectée sur Mars. Le seuil de détectabilité du spectromètre infrarouge à bord de Mars Express n'est pas suffisant pour pouvoir enregistrer l'émission à l'aide du spectromètre OMEGA.

#### 1.2.4.3 O<sub>2</sub> (<sup>1</sup> $\Delta_g$ )

- **Vénus** : L'émission infrarouge de O<sub>2</sub> a d'abord été enregistrée à partir d'observations au sol. En effet, comme nous l'avons déjà dit, sa brillance est telle qu'il est possible d'en acquérir le spectre sur Terre avec un bon rapport signal bruit [*Connes et al., 1979*]. De la même manière, *Allen et al. [1992]*, *Crisp et al. [1996]*, *Lellouch et al. [1997]* ont résolu spatialement l'émission nocturne de la planète et ont montré que la position de l'émission sur l'hémisphère nuit de Vénus variait au cours du temps. Il faudra ensuite attendre les résultats de la mission Vénus Express et l'analyse de *Gérard et al. [2008a]* pour obtenir des détails sur l'intensité, la morphologie moyenne et la répartition en altitude de cette émission.
- **Mars** : Sur Mars, l'émission est trop faible pour pouvoir l'observer à l'aide d'un instrument au sol. De la même manière, aucun instrument en orbite autour de la planète n'a encore pu la détecter.

### 1.3 Mars Express et Venus Express

Les données utilisées dans cette étude proviennent essentiellement de deux missions spatiales de l'ESA (Agence Spatiale Européenne) : Mars Express et Venus Express. Ces deux missions ont pour but la redécouverte des planètes voisines de la Terre par la caractérisation de leur atmosphère et de leur géologie (cette dernière dans une moindre mesure pour Vénus). Elles embarquent à leur bord de nombreux instruments dédiés aux diverses facettes de la physique de l'atmosphère et plus généralement de la planétologie. Les instruments qui sont à bord de la mission Venus Express trouvent presque à chaque fois leur double dans sa sonde voisine orbitant autour de Mars. En effet, il fut plus aisé de réutiliser des instruments efficaces et fonctionnels afin de réduire les coûts de la mission à destination de Vénus.



FIGURE 1.20: Logos des missions Mars Express et Venus Express (ESA).

### 1.3.1 Mars Express

Mars Express est chronologiquement la première des deux missions à avoir vu le jour. Le qualificatif "Express" provient du temps bref mis à la réalisation de la mission. En moyenne, une mission se prépare en 12 ans, alors que celle-ci a été mise sur pied deux fois plus rapidement. Ce délai très court fut imposé suite à une configuration de lancement idéale à destination de Mars en 2003. Mars Express est la première mission spatiale à destination de la planète Mars entièrement réalisée par l'ESA. Elle faisait suite à l'échec de la mission russe Mars 96 qui embarquait à son bord des instruments européens.



FIGURE 1.21: Vue d'artiste de la sonde Mars Express (ESA).

La sonde fut lancée par une fusée Soyouz le 2 juin 2003 depuis le site du cosmodrome de Baïkonour (Kazakhstan). L'insertion en orbite autour de Mars eu lieu environ une demi année plus tard, le 25 décembre 2003. Les instruments embarqués sont au nombre de sept : High Resolution Stereo Camera (HRSC), Energetic Neutral Atoms Analyser (ASPERA), Planetary Fourier Spectrometer (PFS), Visible and Infra Red Mineralogical Mapping Spectrometer (OMEGA), Sub-Surface Sounding Radar Altimeter (MARSIS), Mars Radio Science Experiment (MaRS), Ultraviolet and Infrared Atmospheric Spectrometer (SPICAM). Tous ces instruments ont pour buts principaux (ESA) :

- effectuer la cartographie de la surface à haute résolution (10 mètres par pixel) et de certaines zones à très haute résolution (2 mètres par pixel),
- détailler la composition de l'atmosphère et déterminer le schéma de circulation générale,
- détailler la composition minérale de la surface à une résolution spatiale de 100 mètres,
- déterminer la structure de la croûte jusqu'à une profondeur de quelques kilomètres,
- étudier l'effet de l'atmosphère sur la surface,
- étudier l'interaction entre l'atmosphère et le vent solaire.

Outre l'orbiteur, Mars Express emmenait aussi à son bord un atterrisseur : Beagle 2 (Nommé d'après le bateau dans lequel Charles Darwin voyageait lorsqu'il formula sa théorie sur l'évolution). Ses buts scientifiques étaient les suivants (ESA) :

- déterminer la géologie, ainsi que la composition chimique et minérale du site d'atterrissage,
- chercher des signes de vie,
- étudier le climat.

Malheureusement, le contact avec l'atterrisseur fut perdu dès son entrée dans l'atmosphère.

### 1.3.1.1 Charge Utile

Le satellite possédait lors de son lancement un poids total de 1120 kg, dont la moitié était réservée au carburant. Ses dimensions sont 1,5 m × 1,8 m × 1,4 m et la surface de ses panneaux solaires est d'environ 12 m<sup>2</sup>. La charge utile de l'orbiteur est de 116 kg, et celle de l'atterrisseur de 60 kg. La phase nominale de la mission a duré une année martienne et, vu son succès, les scientifiques travaillent toujours sur les données récoltées par la sonde. La mission première de Mars Express est la mise en évidence de l'eau sur la planète, sous forme liquide ou gazeuse. Les instruments à bord de la sonde dédiés à cette mission sont brièvement présentés dans cette section, et exposés schématiquement

à la figure 1.22. Cinq de ces instruments avaient initialement été étudiés pour la mission russe Mars 96.

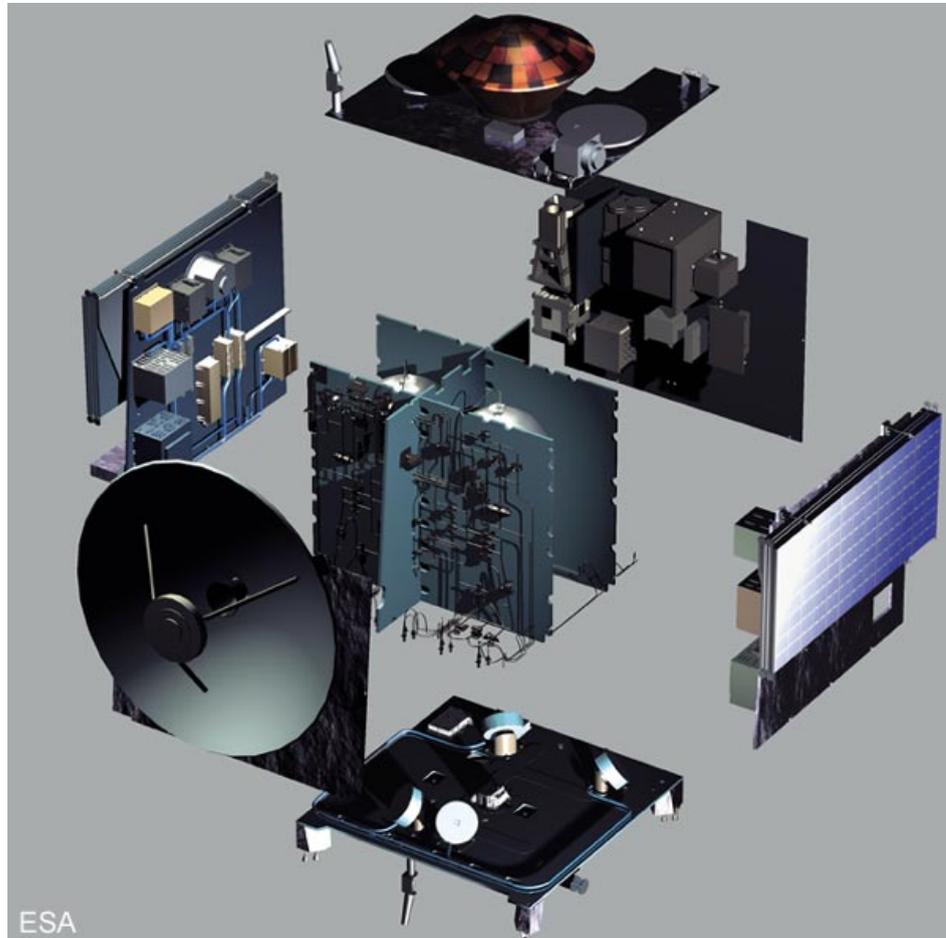


FIGURE 1.22: Vue éclatée de la sonde Mars Express (ESA).

**High Resolution Stereo Camera (HRSC) :** l'instrument allemand HRSC est chargé d'enregistrer des images de la planète en couleur et en trois dimensions, avec une résolution d'environ 10 mètres. En outre, certains sites bien définis de la planète sont enregistrés à très haute résolution (2 mètres). Cet instrument utilise la méthode de stéréographie pour fournir des données topographiques d'une qualité innégalee jusqu'alors. Investigateur principal : Gerhard Neukum (Freie Universität Berlin, Germany)

**Visible and Infrared Mineralogical Mapping Spectrometer (OMEGA) :** Il s'agit d'un spectromètre travaillant dans le domaine de longueur d'onde visible et proche infrarouge ( $\lambda = 0,5-5,2 \mu\text{m}$ ). Il a pour but principal d'étudier la composition minéralogique de la surface en analysant son spectre. Cet instrument peut aussi analyser certains aspects de l'atmosphère (principalement au niveau composition) puisque la radiation

émise par la surface doit la traverser avant d'atteindre l'instrument. Le fer, l'eau, les carbonates ou nitrates sont autant de composants qui peuvent être analysés et détectés grâce à cet instrument. Investigateur principal : Jean-Pierre Bibring (Institut d'astrophysique spatiale d'Orsay, France)

**Ultraviolet and Infrared Atmospheric Spectrometer (SPICAM) :** SPICAM est un spectromètre travaillant dans l'infrarouge et l'ultraviolet (120-320 nm). Son but principal est de déterminer la composition de l'atmosphère en utilisant la méthode d'occultation (enregistrement du signal connu d'une étoile modifié à travers l'atmosphère). Le canal ultraviolet mesure l'absorption du signal par le gaz carbonique, l'ozone, ou encore les aérosols. Le canal infrarouge permet l'étude de la vapeur d'eau. Comme nous le verrons en détails dans la suite de cette thèse, SPICAM permet aussi l'enregistrement du dayglow et du nightglow émis dans l'atmosphère de Mars. Investigateur principal : Jean-Loup Bertaux (LATMOS, France)

**Planetary Fourier Spectrometer (PFS) :** Le spectromètre infrarouge à transformée de Fourier à bord de Mars Express a pour but d'étudier la composition de l'atmosphère via l'absorption du flux solaire (1,2-45  $\mu\text{m}$ ). Il peut mesurer la quantité de  $\text{CO}_2$  présente à chaque altitude et également en déduire la température de l'atmosphère. Comme son voisin SPICAM, il peut détecter certains constituants minoritaires, comme l'eau, le monoxyde de carbone, le méthane ou encore le formaldéhyde. Investigateur principal : Vittorio Formisano (Istituto fisica spazio interplanetario de Rome, Italie)

**Energetic Neutral Atoms Analyser (ASPERA ) :** Aspera mesure les quantités de particules chargées (ions et électrons) ainsi que certains atomes neutres (dit "chauds" à cause de leur grande énergie cinétique) présents dans l'ionosphère de la planète. Son but est de caractériser les régions d'interaction entre l'atmosphère de Mars et le vent solaire, et d'étudier entre autre les quantités d'oxygène et d'hydrogène présents dans ces régions. Cela doit permettre de définir les processus de perte (d'érosion) de l'atmosphère martienne qui ne possède pas de champs magnétique semblable à celui de la Terre et s'expose donc directement au vent solaire. Investigateur principal : Rickard Lundin (Swedish institute of space physics de Kiruna, Suède)

**Mars Radio Science Experiment (MaRS) :** L'expérience MaRS consiste en l'étude des signaux radios transitant entre la Terre et le satellite pour analyser l'ionosphère de la planète, l'atmosphère, sa surface et l'intérieur de celle-ci. La rugosité de surface est déduite de la façon dont les ondes radios se réfléchissent sur la planète. L'intérieur de

Mars est sondé grâce au champ de gravité de la planète qui induit des changements dans la vitesse relative à la Terre du satellite. Investigateur principal : Martin Patzold (Université de Cologne, Allemagne)

**Sub Surface Sounding Radar Altimeter (MARSIS) :** Le radar MARSIS est capable de sonder la surface de Mars à des profondeurs allant jusqu'à quelques kilomètres. L'instrument à l'antenne longue de 40 mètres envoie des signaux radios de basse fréquence vers la planète qui sont réfléchis de manières différentes en fonction du type de matériaux rencontrés. L'instrument peut ainsi détecter l'eau et la glace enfermée sous la surface de la planète, il peut mesurer l'épaisseur des dunes de Mars, et également déterminer les différentes couches formant la croûte martienne. Dans une moindre mesure, MARSIS peut également étudier l'ionosphère de Mars. Investigateur principal : Giovanni Picardi (Université de Rome, Italie)

### 1.3.2 Venus Express

Comme sa mission jumelle Mars Express, Venus Express est un projet qui a vu le jour très rapidement. En effet, environ trois années seulement se sont écoulées entre la phase d'acceptation de la mission et son lancement, qui eu lieu le 9 novembre 2005. La sonde fut également lancée à bord d'une fusée Soyouz depuis le même site de lancement que Mars Express. Si le projet s'est rapidement réalisé, c'est principalement grâce au fait que la sonde embarque à son bord des instruments presque identiques à ceux de Mars Express.

L'arrivée en orbite autour de Vénus s'est déroulée en mai 2006, environ 6 mois après son lancement. Les instruments embarqués sont ici au nombre de sept : Venus Monitoring Camera (VMC), Analyser of Space Plasma and Energetic Atoms (ASPERA), Planetary Fourier Spectrometer (PFS), Visible/Ultraviolet/Near-Infrared Mapping Spectrometer (VIRTIS), Venus Express Magnetometer (MAG), Venus Radio Science Experiment (VeRa), Ultraviolet and Infrared Atmospheric Spectrometer (SPICAV/SOIR). La sonde ne transporte par contre pas d'atterrisseur. Les instruments de l'orbiteur ont pour buts principaux (ESA) :

- comprendre la dynamique de l'atmosphère de Vénus et en particulier la superrotation,
- détailler le fonctionnement des nuages, leur composition et leur formation,
- comprendre et détailler la composition chimique de l'atmosphère, ainsi que la répartition des constituants,
- comprendre l'évolution du climat vénusien à travers l'étude détaillée de l'effet de serre,
- étudier les processus d'érosion de l'atmosphère, son interaction avec le vent solaire,

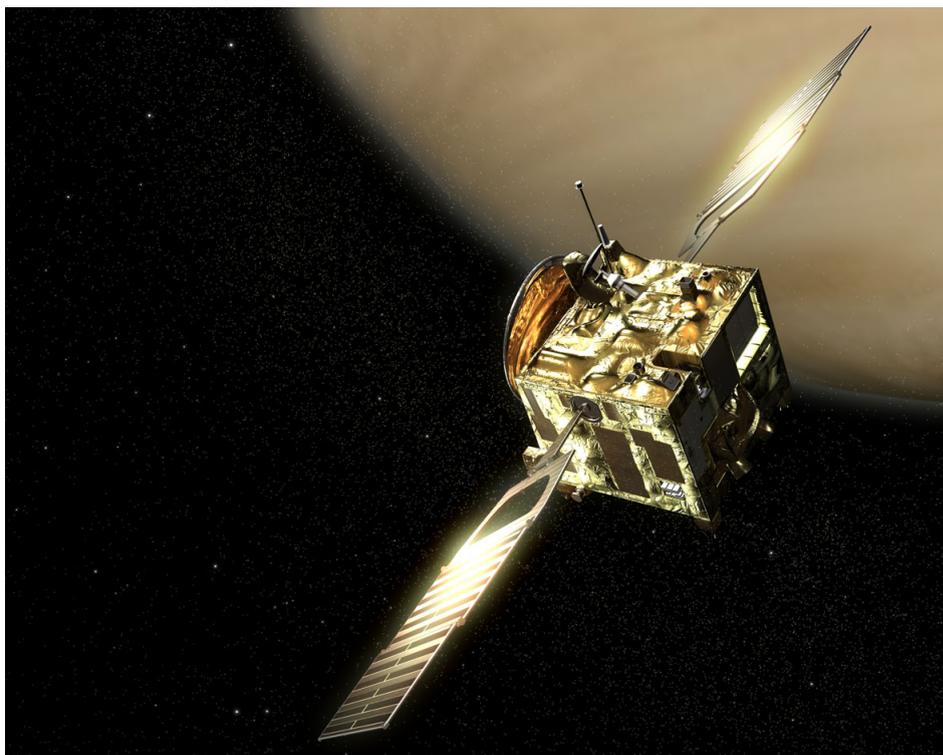


FIGURE 1.23: Vue d'artiste de la sonde Venus Express (ESA).

- localiser un éventuel volcanisme actif et analyser l'activité sismique de la planète.

### 1.3.2.1 Charge Utile

Le satellite possédait lors de son lancement un poids total de 1270 kg, dont 540 étaient réservés au carburant. Véritable soeur jumelle de Mars Express, ses dimensions lui sont très semblables : 1,5 m  $\times$  1,8 m  $\times$  1,4 m. La surface de ses panneaux solaires est moindre (5,7 m<sup>2</sup>), en raison de la plus grande proximité du soleil. La charge utile de l'orbiteur est de 93 kg. La phase nominale de la mission a duré deux années terrestres et, comme pour Mars Express, le succès de la mission permet aux scientifiques de travailler les données qu'elle enregistre toujours. Le but principal de la mission est, comme nous l'avons vu, la caractérisation de l'atmosphère de Vénus. Les instruments à bord de la sonde dédiés à cette mission sont brièvement présentés dans cette section, et exposés schématiquement à la figure 1.24.

**Analysers of Space Plasma and Energetic Atoms (ASPERA)** l'instrument ASPERA (4ème du nom) à bord de Venus Express est le même que celui à bord de Mars Express (3ème du nom), adapté à Vénus. Ses buts et sa manière de fonctionner sont

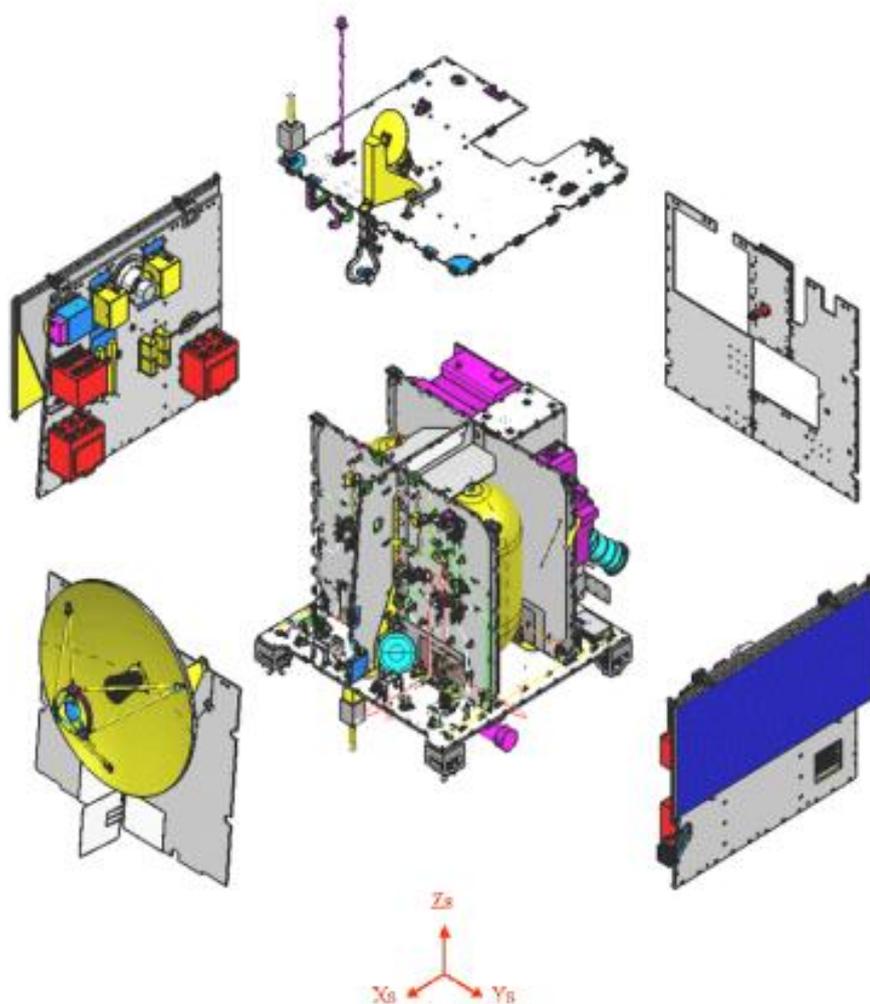


FIGURE 1.24: Vue éclatée de la sonde Venus Express.

identiques. Investigateur principal : S. Barabash (Swedish institute of space physics de Kiruna, Suède)

**Venus Express Magnetometer (MAG) :** MAG est un instrument spécialement créé pour la mission Venus Express (et qui trouve son origine dans un instrument développé pour la mission Rosetta). Il s'agit d'un magnétomètre qui a pour but l'étude du champ magnétique de Vénus, ainsi que ses changements de configuration lorsqu'il interagit avec les particules chargées du vent solaire. Il permet ainsi la cartographie à trois dimensions et à grande résolution de la magnétosphère induite de Vénus, en vue de la compréhension du processus d'érosion de l'atmosphère. De plus, l'instrument a également permis la détection d'éclairs à la surface de la planète. Cet instrument est un dérivé de l'instrument ROMAP utilisé lors de la mission Rosetta. Investigateur principal : T. Zhang (IWF, Graz, Austria)

**Planetary Fourier Spectrometer (PFS) :** l'instrument PFS à bord de Venus Express est identique à celui à bord de Mars Express. Ses buts et sa manière de fonctionner sont identiques. Malheureusement, dès le début de la mission, l'instrument ne fonctionna pas comme prévu, son miroir refusant les rotations nécessaires à l'acquisition du signal. Investigateur principal : V. Formisano (IFSI-INAF, Rome, Italy)

**Ultraviolet and Infrared Atmospheric Spectrometer (SPICAV/SOIR) :** l'instrument SPICAV à bord de Venus Express est pratiquement le même que son homologue SPICAM à bord de Mars Express. De légères améliorations ont été apportées, et un canal haute résolution complet (SOIR) a été intégré à l'instrument. SOIR fonctionne dans l'infrarouge et analyse le signal solaire absorbé par l'atmosphère. Il permet ainsi la détection de composants atmosphériques de faible densité. Investigateur principal : Jean-Loup Bertaux (Service d'Aéronomie du CNRS, Verrières, France).

**Venus Radio Science Experiment (VeRa) :** L'expérience VeRa est l'analogue de MaRS pour Venus Express. Son fonctionnement et ses buts sont identiques. Investigateur principal : M. Paetzold (Univ. der Bundeswehr, Munich, Germany)

**Visible/Near-Infrared mapping spectrometer (VIRTIS) :** L'instrument VIRTIS est composé d'un spectroimageur travaillant dans le domaine visible et infrarouge (VIRTIS-M) et d'un spectromètre infrarouge à haute résolution (VIRTIS-H). L'instrument est hérité de la mission Rosetta. Son but est l'étude de la composition de la basse atmosphère vénusienne (principalement en dessous des nuages), mais l'instrument a prouvé qu'il pouvait obtenir des données intéressantes dans bien des domaines, comme la poursuite des nuages, le nightglow infrarouge, l'étude de la dynamique de l'atmosphère (les vents zonaux) et notamment du vortex polaire. Investigateurs principaux : Pierre Drossart et Giuseppe Piccioni (CNR-IASF, Rome, Italy, et Observatoire de Paris, France)

**Venus Monitoring Camera (VMC) :** VMC est une caméra multicanaux à large champ qui peut travailler dans les domaines de longueur d'onde visible, ultraviolet et proche infrarouge. Ses buts sont d'étudier la dynamique des nuages via des clichés couvrant de grandes parties de la planète, ainsi que d'imager la surface (pour son activité volcanique). Son utilité est décuplée lorsque les données récoltées par VMC sont jointes à celles d'autres instruments tels que VIRTIS. VMC est également capable de réaliser des petites animations en joignant bout à bout les clichés qu'il prend. Investigateur principal : W. Markiewicz (MPS, Katlenburg-Lindau, Germany)

### 1.3.3 SPICAM UV et SPICAV UV

Dans cette section, je vais détailler plus en profondeur les deux instruments dont les données sont analysées dans cette thèse. Nous allons décrire les différents pointages utilisés, les orbites des sondes, et plus généralement le fonctionnement des instruments. Il est important de bien connaître comment fonctionnent SPICAM et SPICAV pour comprendre la façon dont se structurent les données récoltées, ce qu'elles représentent, mais aussi les erreurs qui les entachent et les limitations de leurs observations. Les canaux infrarouge ou haute résolution (SOIR) ne seront pas abordés en détails car cette étude aborde essentiellement l'analyse des données enregistrées dans le domaine ultraviolet.

Les orbites de SPICAM et de SPICAV sont quasi polaires et représentées schématiquement à la figure 1.25. Elles sont très excentriques pour permettre tantôt une bonne résolution spatiale (près du périhélie), tantôt un large champ d'observation (près de l'apogée). Les parties de l'orbite durant lesquelles les instruments fonctionnent sont différentes en fonction de ces derniers. De plus, des modes spéciaux d'observations sont également dédiés à certains instruments, et c'est notamment le cas de SPICAM et SPICAV. Les paramètres orbitaux des deux sondes sont repris en détails au tableau 1.8 .

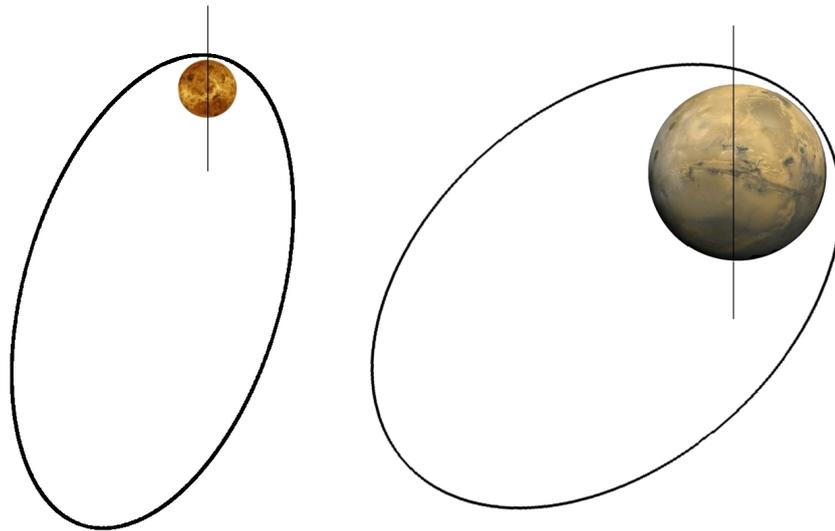


FIGURE 1.25: Orbites schématiques de Venus Express (gauche) et Mars Express (droite).

L'orbite de Vénus Express possède son apogée à une distance beaucoup plus élevée du centre de la planète, par rapport à celle de Mars Express. Cette caractéristique est la conséquence du plus grand diamètre de la planète et des objectifs de mission différents. En effet, Venus Express embarque deux imageurs (VIRTIS et VMC) qui doivent prendre des clichés grand champ de l'atmosphère. On comprend dès lors tout l'intérêt d'observer

Paramètre orbital	Mars Express	Venus Express
Date d'insertion	25 décembre 2003	6 Mai 2006
Périgée	258 km	185-300 km
Apogée	11560 km	66000 km
Demi grand axe	9354,09 km	39468 km
Excentricité	0,943	0,8403
Inclination	86,583 deg	89,99 deg
Ascension droite	228,774 deg	
Argument du péricentre	357,981 deg	
Anomalie vraie	-0,001 deg	
Période de parcours	6h43 heures	24 heures

TABLEAU 1.8: Paramètres orbitaux de Mars Express et Venus Express (ESA).

assez loin de la planète. La période de 24h pour Vénus Express a été déterminée pour faciliter les communications entre la sonde et les stations sur Terre, comme par exemple celle de Cebreros (Espagne). Les périgées des deux orbites se trouvent à la limite des thermosphères des deux planètes. Cette configuration, lorsque le satellite s'en rapproche, permet de pointer les instruments vers l'atmosphère avec une grande précision spatiale.

### 1.3.3.1 Modes d'observation

SPICAM et SPICAV peuvent fonctionner suivant plusieurs modes d'observation différents. Chaque mode possède ses avantages et ses inconvénients, et ils doivent être utilisés sur des portions bien définies de l'orbite du satellite. Par ailleurs, chacun de ces modes d'observation poursuit des buts scientifiques différents, même lorsqu'ils sont utilisés uniquement pour l'airglow. Pour plus de simplicité, chaque type d'observation a été répertorié pour la mission en "science cases" allant de 1 à 11. Evidemment, SPICAM et SPICAV n'utilisent pas tous ces "sciences cases" et leurs observations se concentrent sur quelques-uns d'entre eux (2,3,5,6,7).

**Les observations au limbe :** Les observations au limbe sont effectuées lorsque le satellite se trouve près du péricentre de l'orbite (à moins de 10000 km d'altitude pour Venus Express par exemple). Ce type d'observation correspond au "science case" 7. Les instruments pointent alors vers l'atmosphère dont ils peuvent enregistrer le spectre à cadence régulière pour des situations (plus précisément des altitudes) différentes. Ce type d'observation (dite inertielle) est encore divisé en plusieurs variantes :

- le limbe tangent : L'instrument pointe l'atmosphère et la ligne de visée est située dans le plan de l'orbite. Ces observations permettent une grande résolution spatiale mais présentent l'inconvénient d'une durée très courte (en effet, plus le satellite se rapproche du péricentre, plus il va vite) et la ligne de visée finit par quitter assez vite

l'atmosphère. Le nombre de spectres acquis au cours de l'observation reste donc assez limité.

- le limbe "rasant" : ou "grazing limb" en anglais. Cette configuration est semblable à la précédente, hormis le fait que la ligne de visée pointe en dehors du plan de l'orbite. Deux configurations sont alors possibles (les deux côtés du plan orbital) et cette méthode permet de maximiser le temps d'observation de l'atmosphère [Bertaux *et al.*, 2006, 2007a]. Typiquement, le nombre de spectres acquis au cours d'une telle observation est d'environ 1000. C'est l'observation par prédilection pour caractériser les airglows en fonction de l'altitude.
- la poursuite du limbe ou "limb tracking" : Cette méthode d'observation, élaborée durant la troisième année de la mission Venus Express, est un cas particulier d'observation au limbe. La ligne de visée pointe en dehors du plan orbital, mais elle fixe une altitude déterminée (celle-ci ne dérive pas au gré du mouvement du satellite comme dans les deux cas précédents). Le point de l'atmosphère fixé dérive seulement en latitude. Ce type d'observation permet d'étudier très aisément la variation des airglows en fonction de la latitude.

Notons enfin qu'en raison de la configuration particulière des orbites, ces observations sont malheureusement limitées à l'hémisphère nord des planètes. Le mode "limb tracking" a été élaboré spécialement pendant la mission Venus Express et n'est pas utilisé pour l'observation de l'atmosphère sur Mars.

**Les observations au nadir :** Les observations au nadir, dans le cadre de l'analyse des airglows, ont pour but de caractériser l'émission verticale totale de ces derniers. Ce type d'observation correspond aux "science cases" 2 et 3 (principalement le 2). L'instrument se trouve bien plus loin de la planète et pointe vers celle-ci en visant approximativement son centre. Les variations en longitude et en latitude peuvent alors être enregistrées. Puisque les orbites des satellites précèdent, cette configuration doit normalement permettre de couvrir l'entièreté de la planète. Notons également que les intensités enregistrées sont plus faibles que pour les observations au limbe, puisque la couche d'atmosphère traversée par la ligne de visée est plus mince.

**Les occultations stellaires :** Ce type d'observation est utilisé pour analyser la quantité de CO<sub>2</sub> présente dans les atmosphères. Il permet également d'en déduire certaines conclusions sur les aérosols, ou encore sur la quantité d'ozone présente à une altitude déterminée. L'observation se fait en définitive comme un limbe tangent. La différence principale avec ce dernier est que la ligne de visée pointe vers une étoile prédéterminée. Lorsque la ligne de visée traverse l'atmosphère, le flux de l'étoile est absorbé par celle-ci à des longueurs d'ondes particulières. Sur nombre d'occultations stellaires menées avec

SPICAM et SPICAV, il est apparu que le nightglow des deux planètes apparaissait dans le spectre enregistré de manière parasite. Ces mesures ne font pas l'objet de cette thèse, mais notons cependant qu'il est possible via des méthodes d'ajustement de récupérer d'intéressantes informations en isolant le signal de nightglow dans ces occultations stellaires. Ce travail est actuellement mené dans le cadre de la thèse d'Emilie Royer au LATMOS.

### 1.3.3.2 Acquisition des données

Caractéristique	Valeur
Domaine spectral	118-320 nm
Echantillonnage spectral	0,55 nm/pixel
Résolution spectrale	1,5 nm
Champ de vue d'un pixel	40" × 40"
Focale du schéma optique	118,125 mm

TABLEAU 1.9: Caractéristiques principales des instruments SPICAM et SPICAV [Bertaux et al., 2006].

SPICAM UV et SPICAV UV fonctionnent essentiellement de la même manière. Je spécifierai toutefois dans cette section les détails relatifs à chacun des deux instruments lorsque cela s'avèrera nécessaire. Le canal ultraviolet est constitué d'un spectromètre dont les caractéristiques principales sont rappelées au tableau 1.9. L'optique de l'instrument illustrée à la figure 1.26 est composée d'un miroir parabolique hors-axe de 118.125 mm de focale (qui collecte le flux lumineux provenant de la source observée) et d'un réseau de diffraction (qui sert à séparer les différentes longueurs d'ondes ultraviolettes émises par la source). La pupille d'entrée possède une largeur de 40 mm et deux baffles (un interne, un externe) servent à limiter le flux pénétrant dans l'instrument à celui de la source observée (sur SPICAM, seul le baffle interne est présent). Une fente d'entrée placée au foyer du miroir parabolique sert également à limiter le flux pénétrant dans l'instrument. Sa largeur peut prendre deux valeurs : 50  $\mu\text{m}$  (petite fente) et 500  $\mu\text{m}$  (grande fente). La valeur de la résolution spectrale de l'instrument dépendra directement de la fente qui est utilisée pour l'observation.

Ce schéma optique, associé à un intensificateur, ainsi qu'à un détecteur CCD, forme l'instrument embarqué sur les deux satellites. Sur SPICAM, l'entrée des photons dans le détecteur se fait en traversant une lame de saphir collée à l'intensificateur. Cette lame a été placée pour arrêter le rayonnement envoyé par le réseau à l'ordre 2. L'intensificateur placé juste avant le détecteur CCD (cfr figure 1.27) intervient afin d'augmenter le rapport signal sur bruit de l'instrument. Il est commandé par une certaine tension (HT) répartie sur 255 niveaux numériques. Notons que ces niveaux ne sont pas équivalents sur SPICAM

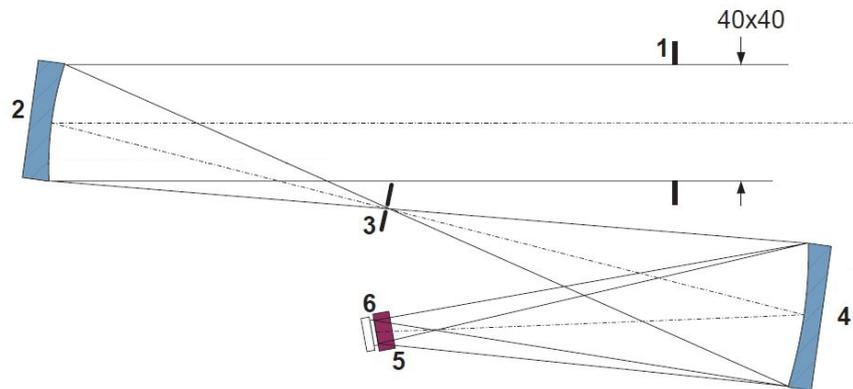


FIGURE 1.26: Schéma de l'instrument. 1 : pupille d'entrée, 2 : miroir parabolique, 3 : fente, 4 : réseau de diffraction, 5 : intensificateur, 6 : détecteur CCD. Adapté de *Bertaux et al.* [2006]

et SPICAV. En effet, la plage de tension de commande varie de 350 à 880 volts pour SPICAV alors qu'elle n'est que de 500 à 880 volts pour SPICAM. Il s'ensuit une sensibilité accrue de l'intensificateur pour SPICAV. Par comparaison, le niveau HT=1 sur SPICAM correspond au niveau HT=87 sur SPICAV. SPICAV peut donc collecter des photons à moindre gain, provenant entre autre de sources intenses.

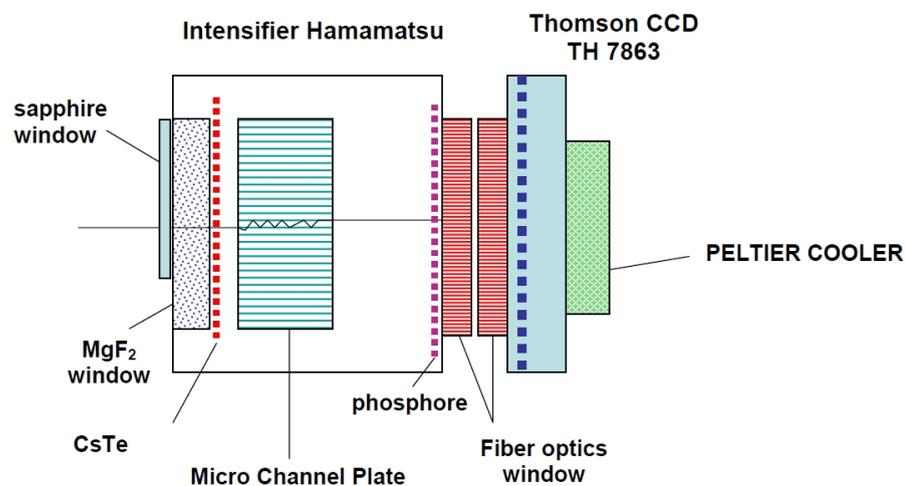


FIGURE 1.27: Schéma du CCD intensifié des instruments SPICAM et SPICAV [*Bertaux et al.*, 2006].

Le réseau forme une image sur la photocathode en CsTe de l'intensificateur. Les photons incidents sur la photocathode produisent des photoélectrons qui sont alors accélérés vers une galette de microcanaux à l'aide d'une différence de potentiel. En fonction de la différence de potentiel aux bornes de cette galette (HT), les photoélectrons subissent des

chocs plus ou moins nombreux et arrachent à leur tour de nouveaux électrons. A la sortie de la galette, tous les électrons générés percutent un écran phosphorescent qui émet des photons. Ces photons fraîchement produits sont alors acheminés vers le détecteur CCD via un réseau de fibres optiques.

Le CCD est un modèle Thomson TH7863M à transfert de trame. La moitié de sa surface sert à l'observation, et l'autre moitié servira au stockage des électrons créés pendant la numérisation du signal. Le nombre total de pixels est de 407 x 576 et est donc divisé en deux zones de 407 x 288 éléments chacune. Les 407 colonnes du CCD ne sont toutefois pas toutes sensibles au signal incident. En effet, certaines lignes sont réservées à l'enregistrement du courant d'obscurité, d'autres sont inactives, et d'autres servent d'isolations entre les différentes parties. Précisément, les colonnes sont organisées de la façon suivante :

Colonnes	Nombre	Utilisation
1 → 7	7	Inactifs
8	1	Isolation
9 → 392	384	Zone sensible
393 → 396	4	Isolation
397 → 406	10	Mesure du courant d'obscurité
407	1	Isolation

TABLEAU 1.10: Les différentes colonnes du détecteur CCD.

A ces lignes doivent être ajoutées des éléments virtuels créés par l'électronique de lecture. Une dernière colonne est ajoutée en fin de ligne et porte le total à 408 colonnes. Une ligne complète est insérée en début de trame, et une autre en fin de trame. Le nombre total de lignes est donc égal à 290. Notons également que l'électronique rend parfois 289 lignes au lieu de 290. Cela correspond à un mode particulier d'acquisition des données : la lecture complète du CCD, que nous allons détailler par après. Les données collectées par le détecteur peuvent l'être de plusieurs manières : le CCD peut être donc lu entièrement, ou en partie. Plus précisément, la lecture des signaux collectés par le CCD se fait en fonction des paramètres suivants :

- le code opératoire : ce code caractérise en réalité un mode d'acquisition bien précis. Il peut prendre trois valeurs : 100 (5 acquisitions sont faites à chaque seconde, correspondant à 5 lignes adjacentes du CCD), 101 (5 acquisitions sont faites à chaque seconde, correspondant à 5 groupes adjacents de lignes du CCD, les lignes dans chaque groupe sont sommées et le nombre de lignes sommées est défini par le paramètre BIN) et 102 (5 acquisitions sont effectuées à chaque seconde, correspondant à 5 groupes adjacents de lignes du CCD, les lignes dans chaque groupe sont sommées et leur nombre varie d'un groupe à l'autre).

- le paramètre de regroupement (BIN) : cette valeur définit le nombre de lignes du CCD qui sont sommées pendant l'acquisition. Pour le code opératoire 101, il peut prendre exclusivement l'une des valeurs 2, 4, 8, 16, 32. Pour le code opératoire 102, les cinq différents groupes sont des sommes de respectivement 2, 4, 8, 16 et 32 lignes, et le paramètre BIN est alors égal à 0. Les cinq portions d'acquisition sont appelées les bins spatiaux (car le regroupement se fait dans la dimension spatiale du CCD). Ces sommes sont également parfois appelées "bandes", mais cette appellation prête à confusion vis à vis des bandes d'émissions spectrales définies à la section 1.2.
- la première ligne lue du CCD : afin de savoir quelle portion du CCD va être lue, et de connaître quelles sont les lignes qui vont être enregistrées, on définit la première ligne, ou première ligne du premier groupe d'acquisition. Ce paramètre prend toute son importance lorsque la fente est en place. En effet, la séparation entre petite et grande fente projetée sur le CCD s'effectue à la ligne 187. La calibration, ainsi que la résolution spectrale va donc changer selon que l'on lit des lignes situées au-dessus ou en dessous de cette séparation.

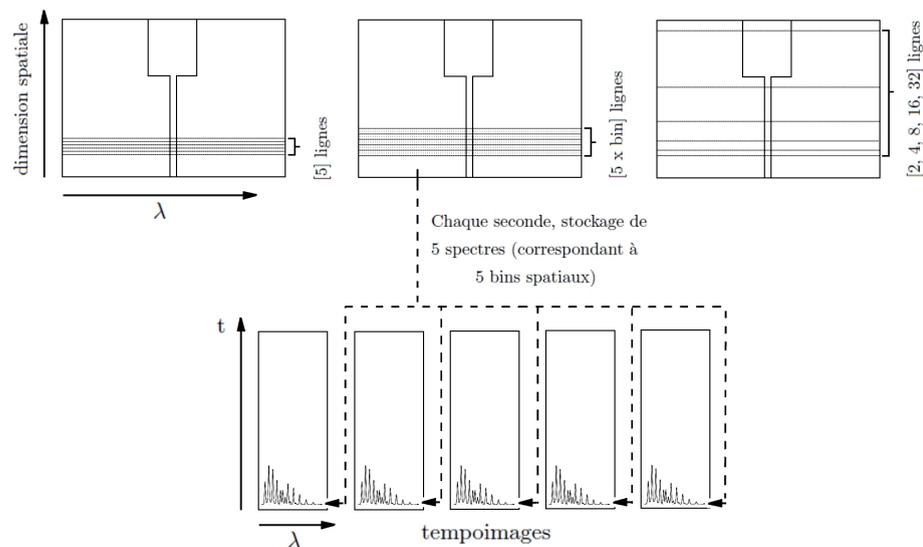


FIGURE 1.28: Regroupement des différentes lignes du CCD.

Au cours d'une observation, les paramètres BIN, première ligne et code opératoire ne changent pas. Lors d'un code opératoire 100, on lit complètement le CCD. Les lignes du CCD sont donc lues 5 par 5 avec, à chaque lecture, un recouvrement d'une ligne. Puisque la dernière ligne lue est la 289<sup>ème</sup>, et que l'électronique n'entame pas de lecture d'un groupe non complet, la 290<sup>ème</sup> ligne n'est pas lue. Pour les codes opératoires 101 et 102, ce sont par contre toujours les mêmes lignes du CCD qui sont acquises durant l'observation. Notons que le code opératoire le plus fréquemment utilisé pour l'observation de l'airglow est évidemment le 101. Le regroupement varie en fonction de l'observation qui est effectuée ; plus ce nombre est grand et plus le rapport signal sur bruit sera élevé.

En contrepartie la résolution spatiale sera moindre. Typiquement, on choisira donc un regroupement important (paramètre BIN élevé) pour les observations nadir qui sont d'intensités plus faibles, et un regroupement moindre pour les observations au limbe. Dans l'observation des airglows, la première ligne lue est telle qu'elle place souvent les 5 bins spatiaux devant la petite fente. Cela permet d'obtenir un spectre bien résolu, et de connaître ce que l'on calcule lorsque l'on doit effectuer des intégrales du signal sur un ensemble particulier de longueurs d'onde.

Comme schématisé à la figure 1.28, Les 5 spectres acquis à chaque seconde sont alors rangés dans 5 tableaux correspondant aux différents bins spatiaux. Ces tableaux sont appelés "tempo-images". En ordonnée est porté le temps et en abscisse, le numéro de pixel (correspondant à la longueur d'onde). La valeur d'une cellule d'un de ces tableaux correspond donc à une intensité. A ce stade, les données doivent encore être calibrées et la valeur de la brillance dans ces tableaux est disponible en ADU (Analog to Digital Unit). De même, l'attribution d'une longueur d'onde particulière à chaque colonne du CCD, ou d'une tempomage doit encore être établie.

### 1.3.3.3 Calibration des intensités

L'intensité des données est fournie en ADU, il s'agit en réalité du pas du convertisseur analogique/numérique. Cette unité est reliée directement au nombre d'électrons créés dans le CCD, lui même relié au nombre de photoévénements à l'entrée de l'intensificateur (impact de photons).

On définit alors le gain total (qui permet de passer du photon à l'ADU) comme étant lui même composé de deux autres gains : le gain du CCD qui détermine le nombre d'électrons mesurés par ADU, et celui de l'intensificateur qui relie le nombre d'électrons créés dans le CCD au nombre de photoévénements :

$$G_{total} (ADU/photoev) = \frac{G_{int} (electrons/photoev)}{G_{ccd} (electrons/ADU)} \quad (1.6)$$

Le gain de l'intensificateur  $G_{int}$  (et donc le gain total  $G_{total}$ ) dépend, comme nous l'avons vu, de la haute tension (HT) appliquée. Comme cette HT peut prendre 255 valeurs différentes, il y aura donc 255 valeurs possibles du gain  $G_{total}$ . Ces différentes valeurs ont été déterminées expérimentalement au sol pour SPICAV et SPICAM par leurs équipes respectives et sont résumées au tableau 1.11 (notons que toutes les valeurs ne sont pas données, les valeurs manquantes peuvent être récupérées par ajustement linéaire des données présentées).

	SPICAV	SPICAM
HT	$G_{total}$	$G_{total}$
1	0,0561	1,01
25	0,131	1,72
50	0,306	2,91
75	0,674	4,76
100	1,4	7,53
125	2,76	11,6
150	5,19	17,5
175	9,30	25,8
200	16,0	37,2
225	26,5	52,9
250	42,0	74,0
255	45,1	79,0

TABLEAU 1.11: Valeurs du gain du CCD intensifié pour différentes HT.

D'autres processus importants interviennent lors de la calibration absolue des instruments : l'efficacité de collection du canal (proportionnelle à la surface de la pupille d'entrée), le taux de réflexion du miroir parabolique, le taux de réflexion du réseau de diffraction, le taux de transmission de la fenêtre en  $\text{MgF}_2$  à l'entrée de l'intensificateur et l'efficacité quantique de la photocathode de l'intensificateur. Ces processus d'absorption des photons sont regroupés sous forme d'une surface efficace (surface collectrice équivalente), exprimée en  $\text{cm}^2$ . Cette surface efficace va bien entendu dépendre de la longueur d'onde. Elle a été obtenue par les équipes respectives des instruments en comparant des spectres connus a priori d'étoiles chaudes (provenant de la base de données IUE) avec des observations effectuées par SPICAV et SPICAM. Les courbes de surfaces efficaces sont présentées à la figure 1.29. On peut noter une certaine différence entre SPICAM et SPICAV dans la forme relative des courbes entre 150 nm et 200 nm. Cela est partiellement dû au fait que la lame de saphir n'est pas présente dans l'instrument SPICAV.

Notons que l'unité utilisée d'airglow est le Rayleigh. Un Rayleigh correspond à  $10^6$  photons émis isotropiquement (dans  $4\pi$  stéradians) par seconde et par centimètre carré :

$$1 R = 10^6 \text{ photons/cm}^2 \text{ s} \quad (1.7)$$

Le nombre de Rayleighs enregistré à une longueur d'onde donnée est donc directement proportionnel au nombre de photons collectés, et inversement proportionnel à l'intervalle de longueur d'onde observé ( $d\lambda$ ) et au temps d'observation. Ce temps d'observation est appelé temps d'intégration ( $dt$ ) et correspond à l'intervalle de temps pendant lequel des électrons ont été créés dans le CCD par des photoévénements. Pour les observations qui nous occupent, ce temps est typiquement de 640 ms. Comme cette définition sous-entend

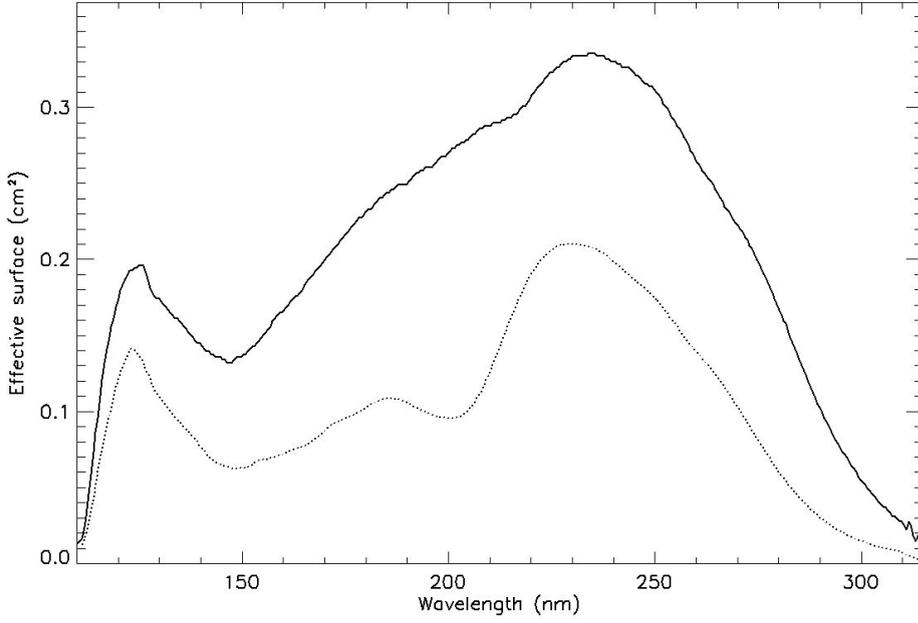


FIGURE 1.29: Surfaces efficaces des instruments SPICAV et SPICAM. En trait plein : SPICAV, en trait pointillé : SPICAM.

un rayonnement isotropique, il faut calculer l'angle solide sous-tendu par l'instrument. Cet angle solide ( $\Omega$ ) dépend de la focale de l'instrument ( $f$ ), du regroupement utilisé ( $BIN$ ), de la taille physique d'un pixel ( $l_{pixel}$ ) et de la largeur de la fente utilisée ( $l_{slit}$ ), selon la formule :

$$\Omega = \frac{l_{pixel} l_{slit} BIN}{f} \quad (1.8)$$

Finalement, le nombre de Rayleighs correspondant à un nombre d'ADU pour une source étendue comme l'airglow se calcule comme suit :

$$I(R/nm) = \frac{10^6 4\pi I(ADU)}{G_{total} \sigma d\lambda \Omega dt} \quad (1.9)$$

où l'on a tenu compte du gain du CCD intensifié ( $G_{total}$ ), de la surface efficace de l'instrument ( $\sigma$ ), et des autres paramètres décrits précédemment. Pour obtenir une brillance en Rayleighs, il faut encore intégrer l'émission sur son domaine de longueurs d'onde :

$$I(R) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I(R/nm) d\lambda \quad (1.10)$$

Où  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$  sont les bornes du domaine de longueur d'onde concerné. Notons enfin que la plupart des émissions que nous allons analyser présentent des brillances de plusieurs

milliers de rayleighs, et qu'il sera alors plus aisé d'utiliser comme unité le kiloRayleigh : kR.

#### 1.3.3.4 Calibration en longueur d'ondes

Le réseau de diffraction présent dans l'optique des instruments est chargé de disperser le signal reçu en différentes longueurs d'ondes le long des lignes du CCD. Lorsque la fente est en place, elle joue le rôle d'objet source pour le réseau et est imagée aux différentes longueurs d'onde de l'instrument. Il faut alors connaître, pour chaque colonne du CCD, la longueur d'onde correspondante. Pratiquement, il n'y a pas de variation significative de la relation longueur d'onde/pixel en fonction des différentes lignes du CCD ou de la température de fonctionnement. Pour SPICAV, Eric Villard a démontré dans sa thèse [Villard, 2009] que la relation longueur d'onde/pixel était quasi-linéaire, mais qu'une meilleure approximation est obtenue à l'aide d'une relation quadratique :

$$\lambda = 325,48 - 0,54596 p - 4,9096 \cdot 10^6 p^2 \quad (1.11)$$

où  $p$  représente le numéro de colonne du CCD. Les erreurs d'étalonnage dues à cette relation sont inférieures au dixième de l'échantillonnage en longueur d'onde (0,54 nm) sur tout le domaine ultraviolet englobé par l'instrument. En ce qui concerne SPICAM, la relation couramment utilisée reste linéaire et vaut :

$$\lambda = 322,17 - 0,54732 p \quad (1.12)$$

#### 1.3.3.5 Structure des données acquises

Les données acquises par l'instrument sont disponibles sous forme de deux types particuliers de fichiers : des fichiers binaires contenant les tempo-images (et plus généralement, les intensités), et des fichiers textes regroupant les informations à caractère géométrique de chaque observation. Ces fichiers sont regroupés dans des dossiers à la dénomination bien précise : Un dossier pour les fichiers binaires (DATA), et un dossier pour les fichiers géométrie (GEOMETRY). Chacun de ces dossiers comporte plusieurs autres dossiers liés à un découpage particulier de la mission en ce que l'on appelle les MTP :

**XXXXX\_nnnn\_pppp**

- **XXXXX** peut prendre les valeurs MOCP (Mars Orbit Commissioning Phase) ou MTPn (avec n=1,2,3,...) qui correspond à un Medium Term Planning particulier de la mission.
- **nnnn** est le numéro de la première orbite comprise dans le dossier.
- **pppp** est le numéro de la dernière orbite comprise dans le dossier.

A leur tour, chacun des dossiers MTP contient un certain nombre de dossiers correspondant aux différentes orbites d'un MTP. Notons que ces derniers dossiers sont seulement présents dans la hiérarchie des données de SPICAV. Celle de SPICAM s'arrête aux dossiers MTP. En résumé, la structure est présentée au tableau 1.12.

• DATA	• GEOMETRY
– MTP01_0001_0030	– MTP01_0001_0030
– ORBIT0001	– ORBIT0001
– ORBIT0002	– ORBIT0002
– ...	– ...
– MTP02_0031_0062	– MTP02_0031_0062
– ORBIT0031	– ORBIT0031
– ORBIT0032	– ORBIT0032
– ...	– ...
– ...	– ...

TABLEAU 1.12: Hierarchie des données pour SPICAM et SPICAV.

Chaque dossier ORBIT (ou MTP pour SPICAM) découlant du dossier DATA comprend alors les fichiers binaires dont la nomenclature est la suivante :

#### **SPIM\_YYT\_nnnnAn\_M\_vv.DAT**

- **YY** sont deux lettres décrivant le niveau des données (0A, 0B, 1A, 1B, ...). Chaque niveau correspond à un état particulier des données (données brutes, données traitées, données calibrées, ...)
- **T** est une lettre décrivant le type de donnée collectée (U pour Ultraviolet et R pour Infrarouge)
- **nnnn** sont quatre chiffres qui mentionnent le numéro de l'orbite
- **An** spécifie le numéro de séquence d'observations pendant une même orbite (A1,A2,...).
- **M** est une lettre qui décrit le type d'observations menées (E :STAR, S :SUN, L :LIMB, N :NADIR, P :PHOBOS, Y :SKY)
- **vv** mentionne la version du fichier.

Note : Pour la phase de croisière, le numéro d'orbite n'est pas applicable dans la nomenclature du fichier, les quatre chiffres contiennent alors le jour de l'année correspondante, précédée de la lettre N (phase NEV) ou C (phase IC).

Chaque dossier ORBIT (ou MTP pour SPICAM) découlant du dossier GEOMETRY comprend alors les fichiers textes dont la nomenclature est la suivante :

**SPIM\_YYT\_nnnnAn\_M\_vv\_GOXww.TXT**

- **YY, T, nnnn, An, M, vv** ont la même signification que dans la nomenclature des fichiers binaires.
- **X** est une lettre décrivant le contenu du fichier, elle peut être L (version résumée (light) du fichier géométrie) ou F (pour la version complète (full)).
- **ww** est le numéro de version du programme qui a servi à générer les fichiers géométrie.

Décrivons maintenant le contenu des fichiers data et des fichiers géométrie. Tout d'abord, les fichiers data sont structurés de la manière suivante : Un en-tête (de 16 bits) contenant 128 entiers (dont le premier octet est LOW), suivi de six sections dont la première est une image aux dimensions définies par certains entiers du header. La description des différentes valeurs du header peuvent être consultées au tableau B.1. La plupart du temps (en ce qui concerne les observations d'airglow), 5 images sont en réalité contenues dans le header (les tempo-images). le nombre de colonnes de chaque tempo-image est égal au nombre de colonnes du CCD (elles représentent d'ailleurs la même quantité, à savoir une longueur d'onde particulière), et le nombre de lignes de chaque tempo-image dépend du temps écoulé dans la séquence d'observations ; il y a une ligne par seconde écoulée, c'est à dire un spectre rangé dans chaque tempo-image à chaque seconde.

En ce qui concerne les fichiers géométrie, ils sont écrits en ASCII et comportent également un en-tête. Dans cet en-tête, on trouve les informations suivantes : la date et l'heure de génération du fichier, des informations liées à la position du soleil par rapport à l'instrument, la longitude solaire, le type de pointage (nadir, limbe, étoile, ...), la position du centre de la fente dans les axes liés au satellite, la première ligne lue du CCD, le regroupement utilisé (BIN) pour chaque bin spatial. Vient ensuite un tableau contenant les informations relatives au pointage pour chaque seconde d'observation écoulée. Ce tableau comporte donc un nombre de lignes égal au nombre de secondes écoulées pendant la séquence d'observation (qui est le même, rappelons le, que le nombre de lignes d'une tempo-image), ainsi qu'un nombre de colonnes égal au nombre de paramètres géométriques (68 pour la version GOL03 des fichiers géométrie de SPICAV et 67 pour la version GOL12 de ceux de SPICAM). Une colonne est finalement ajoutée en début de ligne et contient le temps UTC d'acquisition de données et comme chaque temps est séparé d'une seconde, seuls les premier et dernier temps UTC sont vraiment utiles.

Certaines précisions doivent être apportées pour bien comprendre ce que représente chacun des paramètres géométriques dans les tableaux B.2 et B.3. Les grandeurs 1rdB, 2rdB, 3rdB, 4rdB, et 5rdB sont les 5 bins spatiaux de l'instrument. Ils sont distincts car

chaque bin spatial possède ses propres caractéristiques géométriques relatives à sa ligne de visée. Plusieurs référentiels sont utilisés pour exprimer ces données géométriques (voir figure 1.30). Détaillons-les quelque peu :

- Le référentiel EMEJ2000 (Earth Mean Equator J2000) : ce référentiel est centré sur le centre  $C$  de la planète considérée. Tout point  $P$  est alors repéré par 2 angles et une distance : l'ascension droite (l'angle entre le point vernal et le point  $P$  considéré), la déclinaison (l'angle entre l'équateur terrestre et le point  $P$  considéré), quant à la distance, il s'agit simplement de celle entre les points  $C$  et  $P$ .
- Le référentiel IAU : ce référentiel est également centré sur le centre  $C$  de la planète et a la particularité d'être en rotation avec la planète. Un point  $P$  y est également défini par deux angles et une distance : la longitude (dont le premier méridien est défini par le cratère Airy 0 pour Mars et par le cratère Eve dans Alpha Regio pour Vénus), la latitude (mesurée par rapport à l'équateur de la planète), la distance est également celle entre les points  $C$  et  $P$ .

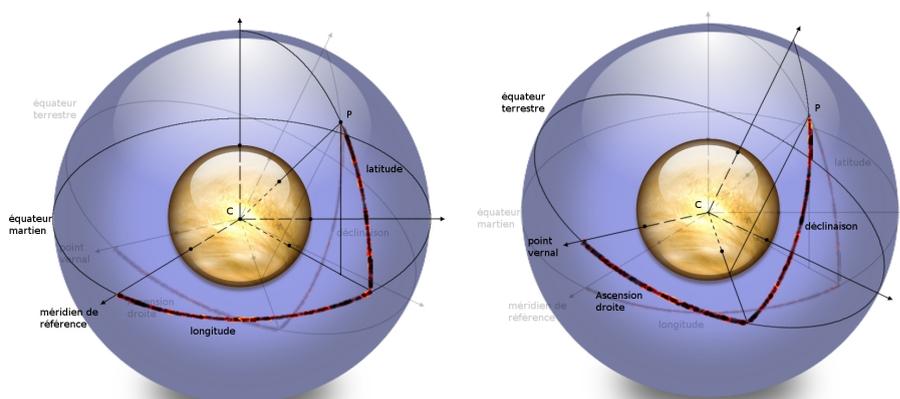


FIGURE 1.30: Définition des référentiels EME et IAU.

Les directions des différentes lignes de visée sont exprimées dans le référentiel EMEJ2000. La position des satellites, ainsi que le point le plus proche de la planète le long de la ligne de visée sont donnés dans le référentiel IAU. La matrice permettant de passer d'un repère à l'autre est donnée dans les fichiers géométrie.

La description détaillée de l'en-tête des fichiers data et du contenu des fichiers géométrie est disponible à l'annexe B.

## Chapitre 2

# Outils et modèles

Ce chapitre est consacré à la description des différents outils utilisés dans cette thèse. Afin de ne pas surcharger en éléments mathématiques les futures sections qui concernent l'interprétation des résultats, j'ai choisi d'introduire ici les différents outils qui m'ont permis d'analyser les données. Ces outils sont principalement de deux types : tout d'abord des programmes écrits à l'aide du langage de traitement de données IDL, qui permettent d'extraire le signal utile de diverses sources d'informations, de le transformer et de l'intégrer dans l'analyse de l'airglow. La plupart de ces codes ont été écrits pour résoudre de petits problèmes bien connus, et c'est la façon de résoudre de tels problèmes qui sera décrite ici. Ensuite viendra la description des différents modèles utilisés dans cette thèse. Ces modèles sont variés et ont tous pour but de reproduire avec plus ou moins de détails certains des phénomènes physiques prenant lieu dans l'atmosphère de Vénus et Mars, et se rattachant à l'étude de l'airglow de ces deux planètes. Dans les prochains chapitres, ces modèles serviront soit d'entrées à d'autres modèles, soit de point de comparaison direct des données analysées. Nous pouvons donc déjà entrevoir les deux catégories qui seront discutées : les modèles globaux ou empiriques (comme ceux de circulation générale ou basés sur les équations fondamentales de conservation) et les modèles s'attachant à des phénomènes plus particuliers et qui ont pour but la reproduction directe des airglows observés par SPICAM et SPICAV. Précisons bien sur que ce ne sont pas les codes qui seront détaillés ici, mais le fonctionnement de ces modèles et leurs bases principales ainsi que leur apport en informations.

## 2.1 Outils

Les outils permettant de résoudre de petits problèmes mathématiques sont multiples et variés et peuvent parfois se détacher complètement du cadre de l'étude des airglows. Plus tard, je ferai référence à ces différents programmes lorsque cela s'avérera nécessaire. Le lecteur intéressé par la description et l'interprétation des données pourra donc, s'il le désire, entamer directement la lecture du chapitre suivant et se référer à celui-ci si le besoin s'en fait sentir.

### 2.1.1 IDL

IDL (Interactive Data Language) est un langage de programmation développé par la société ITT Visual Information Solutions. Il est principalement destiné à l'analyse de données et le traitement du signal et trouve des applications dans de nombreux domaines, et particulièrement dans la télédétection et l'astronomie. Sa force réside en plusieurs points, dont un système complet d'affichage de données, l'écriture simplifiée d'instructions de boucle, ainsi qu'une syntaxe claire permettant à un apprentissage rapide.

La plupart des graphiques qui sont présentés dans cette thèse ont été créés grâce à ce langage et les différents outils qui suivent sont, pour la plupart, développés sous IDL. Ce langage peut se comparer à Matlab et notons qu'il existe une version libre sous licence GNU/GPL du clone d'IDL mais dont les bibliothèques restent bien moins fournies.

### 2.1.2 Indices d'activité solaire $F_{10.7}$ et $MgII$

Le flux d'émission radio à 10.7 cm de longueur d'onde (2.8 Ghz de fréquence) compris dans le spectre du Soleil est un bon indicateur de l'activité de ce dernier. Cet indicateur est mesuré tous les jours depuis 1947 et reflète les changements d'activité de notre étoile dans l'ultraviolet lointain (domaine de longueurs d'onde influençant le plus les atmosphères planétaires). On sait également que cet indice est fortement corrélé avec le nombre de taches solaires censées indiquer le taux d'activité du Soleil. Notons que l'on traite également parfois de l'indice  $F_{10.7A}$  qui n'est autre qu'une moyenne mensuelle des facteurs  $F_{10.7}$  journaliers. Les variations de cet indice sur de longues ou courtes périodes sont illustrées respectivement aux figures 2.1 et 2.2. L'indice déterminé par la raie du magnésium MgII dans le spectre solaire est aussi un très bon indicateur d'activité dans l'ultraviolet. *Thuillier and Bruinsma* [2001] ont démontré que ce dernier était très fortement corrélé avec son homologue  $F_{10.7}$  (à environ de 99%) et ont proposé une relation entre ces indices :

$$MgII = 0,000128 F_{10.7} + 0,25068 \quad (2.1)$$

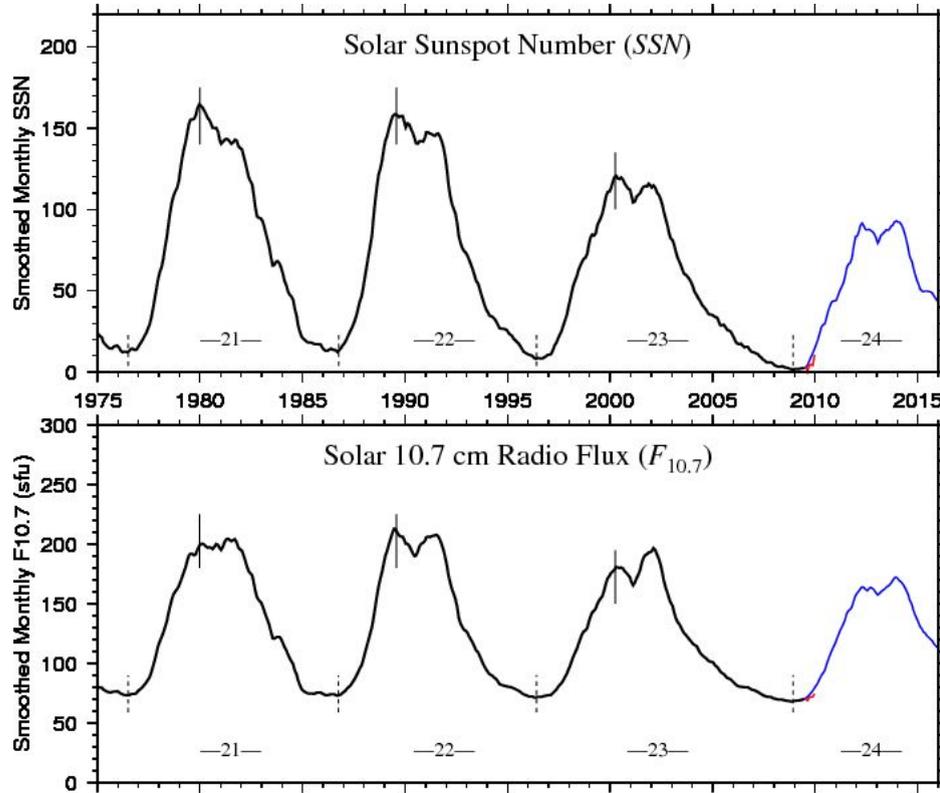


FIGURE 2.1: Evolution de l'index  $F_{10.7}$  sur les quatre derniers cycles solaires, comparaison avec le nombre de taches sombres du soleil. Les données présentées sont des moyennes mensuelles des indices d'activité. Les courbes bleues sont les prédictions d'un modèle (British Geological Survey NERC).

La relation 2.1 n'est mise en défaut que sur de petites échelles de temps et durant les périodes de grande activité solaire. Un problème se pose toutefois : ces indices sont enregistrés sur Terre, alors que les observations d'airglow faites par SPICAM et SPICAV sont effectuées proches de Mars et de Vénus. On sait que le rayonnement solaire n'est pas isotrope, et que le flux ultraviolet enregistré à un instant donné n'est pas le même pour différentes longitudes solaires (différentes positions sur une orbite autour du Soleil comme celles des planètes). Si nous voulons corréliser certaines observations avec l'activité solaire, il est donc primordial de déterminer l'indice  $F_{10.7}$  comme si la Terre et la planète considérée avaient été alignées avec le soleil.

Nous voyons ainsi qu'un choix se pose : donner la priorité à l'instant d'émission du flux solaire, dans ce cas l'indice d'activité est celui du jour où l'observation est effectuée ; ou à la direction d'émission. Dans ce dernier cas, il faut déterminer comment décaler la date d'enregistrement des indices pour qu'elle corresponde à celle d'enregistrement

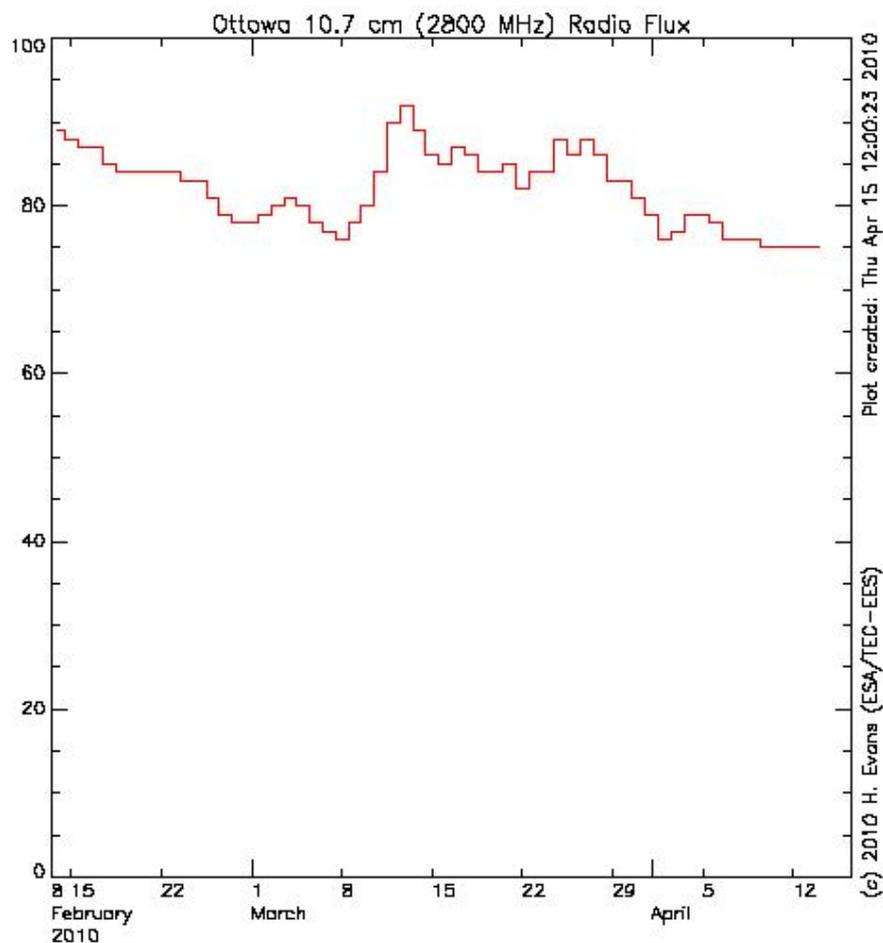


FIGURE 2.2: Evolution de l'index  $F_{10.7}$  (enregistré à Ottawa) pour le mois de Mars 2010.

des données par SPICAM ou SPICAV. Connaissant le sens de révolution des planètes et sachant que la période moyenne de rotation du Soleil est de 26 jours, on peut écrire :

$$\Delta t_{indices} = \frac{\alpha}{\omega} \quad (2.2)$$

où  $\alpha$  est l'angle que font la Terre et la planète considérée avec le Soleil et  $\omega$  est la vitesse de rotation du Soleil sur lui-même. On trouve alors un intervalle de temps (qui peut être positif ou négatif) et il suffit de décaler la date d'observation par cet intervalle pour trouver la date à laquelle on doit considérer l'indice d'activité solaire.

Notons également qu'il est parfois intéressant de pouvoir transformer les indices d'activité solaire en y incorporant le rapport de distances Soleil-Terre et Soleil-Planète, ou le rapport entre deux positions successives d'une même planète lorsque son orbite est excentrée (comme celle de Mars). Le problème ne se pose pas vraiment pour Vénus, mais bien pour Mars. La quantité de flux ultraviolet reçue à la surface de l'atmosphère

de Mars aura, pour un même instant d'émission, des valeurs différentes pour des longitudes solaires différentes. On peut alors ramener l'indice considéré à une longitude solaire particulière en utilisant le coefficient donné par :

$$\beta = \left( \frac{1 + e \cos(LS_1 - 90)}{1 + e \cos(LS_2 - 90)} \right)^2 \quad (2.3)$$

où  $LS_1$  et  $LS_2$  sont les deux longitudes solaires considérées, et où  $e$  est l'excentricité de l'orbite de Mars (voir figure 2.3).

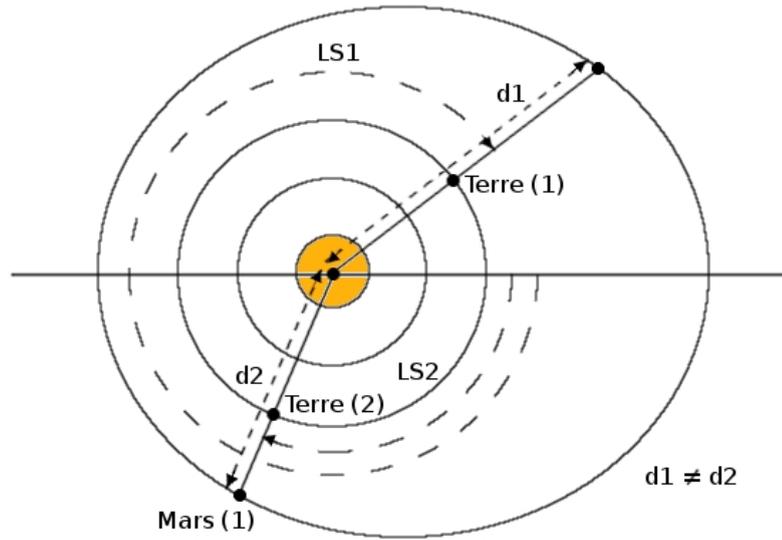


FIGURE 2.3: Positions relatives de Mars et de la Terre.

### 2.1.3 Intégration le long de la ligne de visée

Lorsqu'une observation est effectuée au limbe, le signal enregistré par l'instrument est composé de la somme de tous les éléments d'émission locale positionnés le long de la ligne de visée (voir figure 2.4). Cette somme peut se traduire par :

$$I = \int_{-\infty}^{+\infty} P(s) ds \quad (2.4)$$

où  $I$  est l'émission enregistrée le long de la ligne de visée,  $P(s)$  est le taux d'émission locale à la position  $s$  le long de la ligne de visée et  $ds$  est l'élément infinitésimal de ligne

de visée. Par symétrie de la géométrie de l'émission, on peut réécrire l'intégrale comme suit :

$$I = 2 \int_0^{+\infty} P(s) ds \quad (2.5)$$

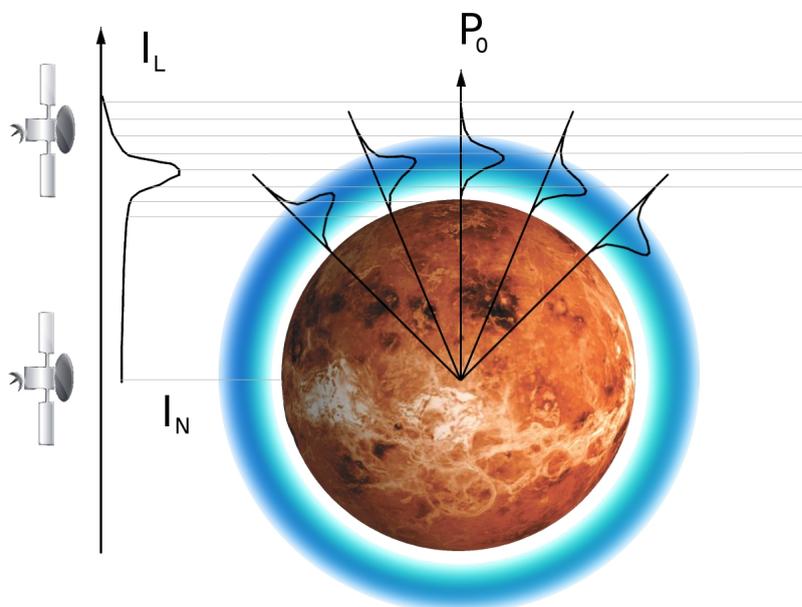


FIGURE 2.4: Intégration le long de la ligne de visée.  $I_L$  est le profil intégré le long des diverses lignes de visées (pour différents  $z_{tg}$ ),  $I_N$  est l'intensité nadir et  $P_0$  est le taux d'émission volumique.

L'intégrale 2.5 peut ensuite être facilement réexprimée à l'aide d'un changement de variables en fonction de l'altitude  $z$ , de l'altitude du point tangent  $z_{tg}$ , et du rayon de la planète  $R$  (cfr figure 2.5) :

$$I = 2 \int_{z_{tg}}^{+\infty} \frac{z}{\sqrt{z^2 - z_{tg}^2}} P(z) dz \quad (2.6)$$

où l'on a posé

$$(z + R)^2 = s^2 + (z_{tg} + R)^2 \quad (2.7)$$

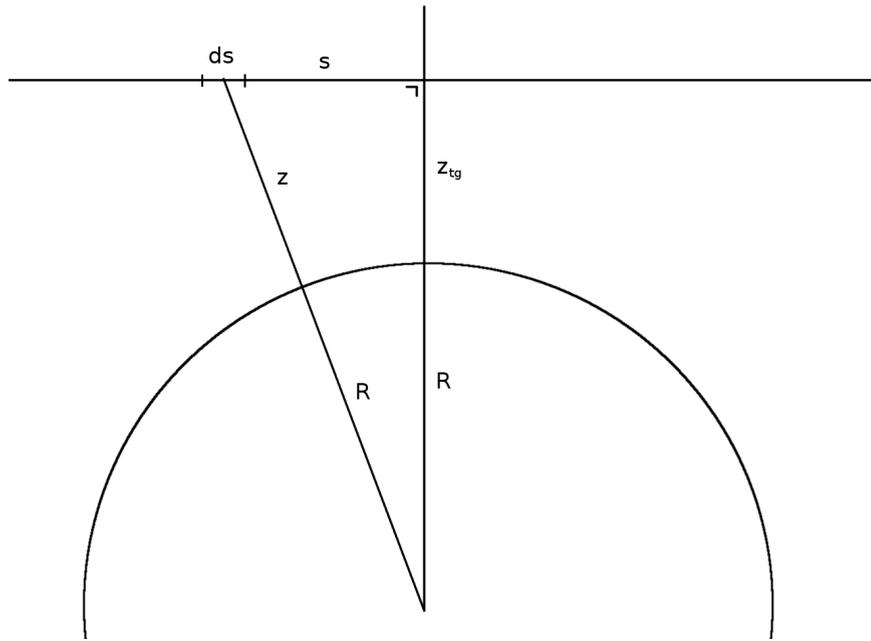


FIGURE 2.5: Changement de variable  $s \rightarrow z$ .  $R$  est le rayon de la planète,  $z$  est l'altitude considérée,  $z_{tg}$  est l'altitude du point tangent le long de la ligne de visée et  $ds$  est l'incrément de ligne de visée.

L'intégrale 2.6 possède de multiples applications. Elle indique notamment comment le signal d'émission locale est transformé et sommé pour être finalement acquis par l'instrument. Elle peut aussi permettre d'intégrer des fonctions connues  $P(z)$  pour les comparer aux données. Enfin, elle permet de poser le problème de l'inversion, c'est à dire : comment retrouver l'émission locale une fois l'intégrale au limbe connue.

Pratiquement, il n'est pas nécessaire d'intégrer jusqu'à l'infini. En effet, en un point de la ligne de visée, l'émission devient de plus en plus faible en raison de sa décroissance en fonction de l'altitude. La borne d'intégration supérieure peut alors être approchée de la manière suivante : considérons l'émission négligeable dès que son intensité est moindre que l'intensité au pic d'un facteur  $1/e$ . Si l'on suppose que la partie supérieure de l'émission est une exponentielle (voir figure 2.6), on peut écrire que la distance  $d$ , entre un point le long de la ligne de visée correspondant à une certaine intensité et le point sur cette même ligne où l'intensité a décré d'un facteur  $e$ , vaut :

$$d = \sqrt{(z_{tg} + H + R)^2 - (z_{tg} + R)^2} \quad (2.8)$$

$$= \sqrt{2 H (z_{tg} + R) + H^2} \quad (2.9)$$

$$= \sqrt{2 H (z_{tg} + R)} \quad \text{car } H \ll (z_{tg} + R) \quad (2.10)$$

$$= \sqrt{2 H R} \quad \text{car } z_{tg} \ll R \quad (2.11)$$

où  $H$  est la hauteur d'échelle du profil d'émission locale.

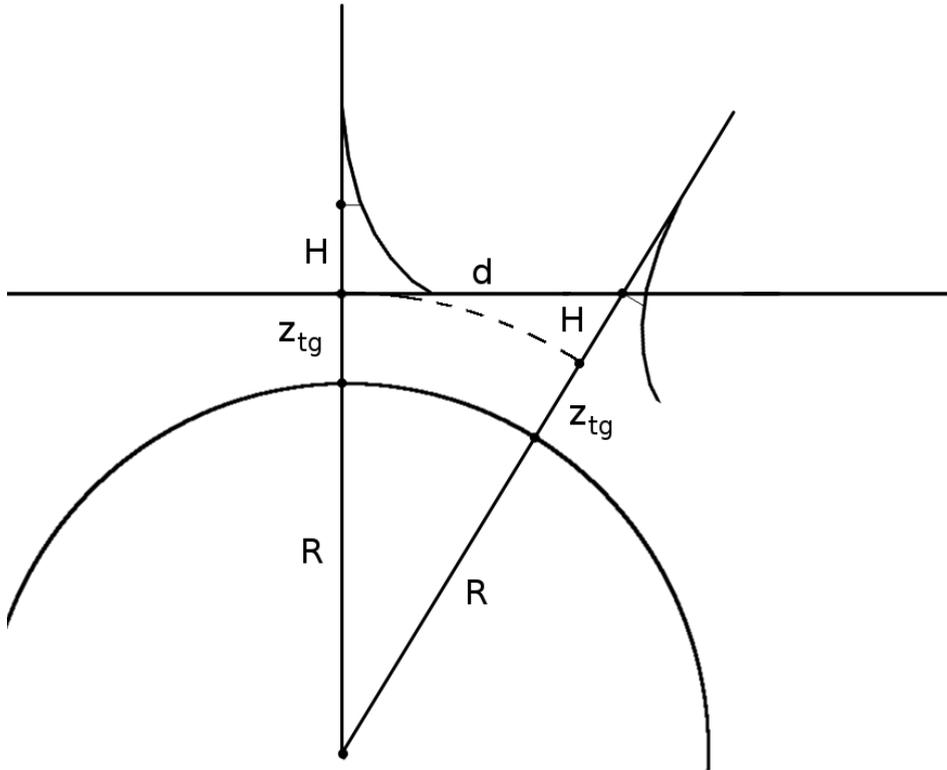


FIGURE 2.6: Bornes d'intégration le long de la ligne de visée.

Considérons maintenant que l'on peut approcher un profil d'émission d'airglow par une exponentielle décroissante suivie au-delà du pic d'une exponentielle croissante. Le profil est symétrique par rapport à l'altitude du pic, et on peut calculer le maximum de l'intégrale le long de la ligne de visée  $I_{L,m}$ , ainsi que l'intégrale verticale (lorsque l'observateur est situé au nadir, comme illustré à la figure 2.4)  $I_N$  :

$$P(z) = P_0 \exp\left(-\frac{z - z_{pic}}{H}\right) \quad \forall z > z_{pic} \quad (2.12)$$

$$P(z) = P_0 \exp\left(+\frac{z - z_{pic}}{H}\right) \quad \forall z < z_{pic} \quad (2.13)$$

$$I_N = 2 \int_{z_{pic}}^{+\infty} P(z) dz \quad (2.14)$$

$$= 2 \int_{z_{pic}}^{+\infty} P_0 \exp -\frac{z - z_{pic}}{H} dz \quad (2.15)$$

$$= 2 P_0 H \quad (2.16)$$

$$I_{L,m} = 2 \int_0^{+\infty} P(s) ds \quad (2.17)$$

$$= 2 \int_0^{+\infty} P_0 \exp \left( -\frac{s^2}{2RH} \right) ds \quad (2.18)$$

$$= P_0 \sqrt{2\pi R H} \quad (2.19)$$

et le rapport entre ces deux intensité est donc de :

$$\frac{I_{L,m}}{I_N} = \sqrt{\frac{\pi R}{2 H}} \quad (2.20)$$

Notons que cette approximation a une portée limitée. En effet, dans le calcul de  $I_L$ , nous avons négligé la partie inférieure du profil d'émission locale.  $I_{L,m}$  a été calculé à l'aide du changement de variable défini précédemment et en utilisant la formule de l'intégrale de Gauss.

Finalement, on souhaiterait connaître ce que devient le taux de décroissance exponentielle en fonction de l'altitude d'un profil d'émission locale lorsque celui-ci est intégré le long d'une ligne de visée à différentes altitudes tangentes  $z_{tg}$ . Considérons alors seulement la partie supérieure d'un tel profil d'émission, qui peut, si l'on ne se rapproche pas trop du pic, être modélisé par une exponentielle décroissante :

$$P(z) = P_0 \exp -\frac{z}{H} \quad (2.21)$$

Si on intègre ce profil le long de la ligne de visée, on obtient :

$$I_L = 2 \int_{z_{tg}}^{+\infty} \frac{P(z)}{\sqrt{z^2 - z_{tg}^2}} dz \quad (2.22)$$

$$= 2 \int_{z_{tg}}^{+\infty} \frac{P_0 \exp\left(-\frac{z}{H}\right)}{\sqrt{z^2 - z_{tg}^2}} dz \quad (2.23)$$

$$= 2 P_0 z_{tg} K_1\left(\frac{z_{tg}}{H}\right) \quad (2.24)$$

où l'on a eu recours à l'intégrale donnée par *Gradshteyn and Ryzhik* [2007] qui utilise une fonction de Bessel modifiée du second ordre ( $K_1$ ). On sait également que l'on peut approcher, pour des grandes valeurs de son argument, chaque fonction de Bessel modifiée du second ordre par :

$$K_\nu(x) = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{e^{-x}}{\sqrt{x}} \left(1 + O\left(\frac{1}{x}\right)\right) \quad (2.25)$$

On obtient dès lors en remettant 2.25 dans 2.24 :

$$I_L = 2 P_0 \sqrt{\frac{\pi H z_{tg}}{2}} e^{-\left(\frac{z_{tg}}{H}\right)} \left(1 + O\left(\frac{H}{z_{tg}}\right)\right) \quad (2.26)$$

enfin, pour vérifier si le taux de décroissance exponentielle est le même que pour 2.21, il faut prendre la dérivée du logarithme naturel de cette fonction :

$$\frac{d(\ln(I_L))}{dz_{tg}} = d\left(\ln\left(2 P_0 \sqrt{\frac{\pi H z_{tg}}{2}} e^{-\left(\frac{z_{tg}}{H}\right)}\right)\right) / dz_{tg} \quad (2.27)$$

$$= \frac{1}{2z_{tg}} - \frac{1}{H} \quad (2.28)$$

$$\simeq -\frac{1}{H} \quad \text{car } (z_{tg} \gg H) \quad (2.29)$$

On peut donc affirmer que, si le profil d'émission locale au dessus du pic présente une décroissance exponentielle, son intégrale le long de la ligne de visée (son profil au limbe) possédera un même taux de décroissance. Cette hauteur d'échelle  $H$  sera donc la même pour  $I_L(z_{tg})$  et pour  $P(z)$ .

### 2.1.4 Profil de Chapman

Un profil dit "de Chapman" a été introduit par *Chapman* [1931] pour la représentation de l'absorption de raies monochromatiques du spectre solaire dans l'atmosphère terrestre. Ce profil peut également servir à la représentation de la production d'électrons en fonction de l'altitude dans la région F de l'atmosphère. Ici, son intérêt réside dans le fait qu'il fournit une approximation raisonnable pour modéliser un profil d'émission locale d'airglow. Son expression la plus connue est la suivante :

$$P(z) = P_0 e^{\alpha(1 - \frac{z - z_{pic}}{H} - e^{-\frac{z - z_{pic}}{H}})} \quad (2.30)$$

où  $P_0$  est la valeur de la fonction au pic (son maximum)  $z_{pic}$  et  $\alpha$  est un paramètre d'ajustement qui permet d'ajouter un degré de liberté à la fonction (généralement pris égal à 1 ou 0,5). Les taux de croissance et décroissance de cette fonction sont entièrement conditionnés par la hauteur d'échelle  $H$ . On pourrait cependant, dans certains cas, vouloir dissocier les comportements des parties supérieures et inférieures d'un profil d'émission. On ajoute alors une hauteur d'échelle supplémentaire pour la partie inférieure du profil :

$$P(z) = P_0 e^{\alpha(1 - \frac{z - z_{pic}}{H_1} - e^{-\frac{z - z_{pic}}{H_2}})} \quad (2.31)$$

où  $H_1$  et  $H_2$  sont maintenant distincts. Ce profil ne conserve toutefois plus les propriétés de la fonction initiale ; le pic n'a plus lieu à  $z_{pic}$  et sa valeur n'est plus  $P_0$ . il faut donc transformer cette seconde fonction pour établir sa forme correcte :

$$P(z) = P_0 e^{\alpha(\frac{H_1}{H_2} - \frac{z - z_{pic}}{H_1} - \frac{H_1}{H_2} e^{-\frac{z - z_{pic}}{H_2}})} \quad (2.32)$$

On peut encore ajouter des degrés de liberté à cette fonction, en exprimant que la hauteur d'échelle peut varier linéairement avec l'altitude :

$$H = H_0 + a(z - z_{pic}) \quad (2.33)$$

où  $a$  est le coefficient de dépendance linéaire.

Le profil de Chapman de type (2.30) a la particularité de pouvoir être intégré verticalement. La valeur de son intégrale pour une observation au nadir est donnée par :

$$I_N = \int_0^{+\infty} P(z) dz \quad (2.34)$$

$$= H P_0 e (1 - \exp(-\exp(\frac{z_{pic}}{H}))) \quad (2.35)$$

$$\simeq H P_0 e \quad (2.36)$$

mais l'intégrale analytique d'un tel profil le long d'une ligne de visée pointant le limbe n'existe malheureusement pas et doit se calculer numériquement. On peut toutefois tirer les mêmes conclusions qu'à la section 2.1.3 concernant la hauteur d'échelle du profil au limbe d'un tel profil d'émission locale.

### 2.1.5 Correction de l'angle de vue

Dans les observations au nadir, il est utile et important de corriger le signal reçu de l'angle de visée afin de ramener l'émission à une émission verticale équivalente. En d'autres termes, le signal acquis par l'instrument provient d'endroits légèrement différents de la couche d'émission et doit être transformé pour simuler une observation effectuée perpendiculairement à la surface de la planète. Cette configuration peut être observée à la figure 2.7.

Une correction peut se faire en utilisant une fonction de Chapman (à ne pas confondre avec le profil de Chapman défini à la section précédente) et établi par [Alexander et al. \[1993\]](#) :

$$Ch(R, H, \theta) = \sec \left( \theta - \frac{1}{y[1 + (y/\sqrt{4\pi})(\pi/2 - \theta)]} \right) \quad (2.37)$$

avec  $\theta$  ( $< 90^\circ$ ) l'angle entre la normale et la ligne de visée, et  $y$  qui vaut :

$$y = \sqrt{\frac{\pi(R + z_{pic})}{2H}} \quad (2.38)$$

et

$$I_N = I_{N,rec} Ch(R, H, \theta) \quad (2.39)$$

Dans les observations infrarouges de l'airglow  $O_2$  pour Vénus, il est important de tenir compte de la partie de l'émission qui se réfléchit sur la surface des nuages situés quelques

dizaines de kilomètres plus bas et qui revient finalement vers le détecteur de l'instrument. Dans notre cas, la radiation ultraviolette émise est complètement absorbée à plus basse altitude par la molécule de  $\text{CO}_2$ . On ne doit donc pas tenir compte de cette composante. Toutefois, pour le lecteur désireux de connaître la façon dont ceci peut être calculé, toutes les informations nécessaires se trouvent dans [Crisp et al. \[1996\]](#).

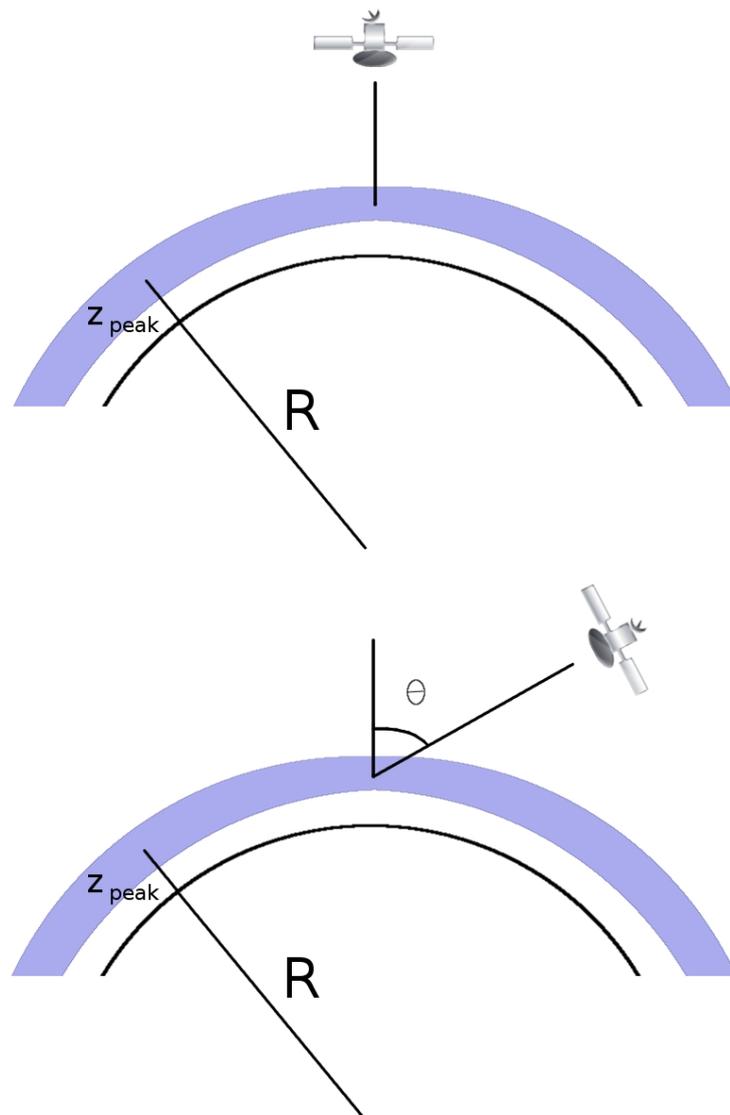


FIGURE 2.7: Observation nadir : rétablissement de l'observation verticale.

### 2.1.6 Déconvolution des profils au limbe

Nous avons vu que les instruments SPICAM et SPICAV peuvent observer les émissions d'airglow en pointant vers le limbe de la planète. Il est connu que ces spectromètres possèdent un champ de vue spatial fini. Comme illustré à la figure 2.8, chaque pixel du détecteur, dans la dimension spatiale, enregistre des signaux provenant de multiples

altitudes de l'atmosphère. La gamme d'altitudes sous-tendue pour l'enregistrement d'un spectre s'appelle le champ de vue vertical de l'instrument. Pour les observations au limbe, il est de quelques kilomètres au plus pour SPICAM. Il peut atteindre des valeurs de quelques dizaines de kilomètres pour SPICAV. Cet effet de champ de vue fini a pour conséquence un lissage spatial du profil d'émission enregistré lorsque l'instrument pointe au limbe de la planète. La taille de ce champ de vue est fonction de plusieurs paramètres :

- la distance entre l'instrument et le limbe (caractérisé par le point tangent),
- le paramètre BIN utilisé ; en effet, si on double le nombre de lignes qui servent à obtenir un spectre, on double le champ de vue,
- le champ de vue d'un pixel,
- l'inclinaison par rapport à la verticale de la projection de la fente sur le limbe. Si la fente est parallèle au limbe, la résolution spatiale est quasi nulle.

On sait que le champ de vue d'un pixel ( $FOV_{pix}$ ) exprimé angulairement est de  $0.01^\circ$ . Nous savons également que le paramètre de regroupement (BIN) peut varier de 2 à 32 par puissance de 2 lorsqu'on utilise le mode de regroupement. La distance entre l'instrument et le limbe ( $d_{limbe}$ ) dépend de la position du satellite sur son orbite (pour SPICAV, cette distance est généralement comprise entre 10000 et 3000 km). Quant à l'inclinaison de la fente, elle est habituellement légèrement inclinée par rapport à la verticale. Le champ de vue de l'instrument ( $FOV$ ) vaut alors :

$$FOV/2 = d_{limbe} \tan(BIN \cdot FOV_{pix}/2) \quad (2.40)$$

$$FOV/2 \simeq d_{limbe} \cdot BIN \cdot FOV_{pix}/2 \quad (2.41)$$

$$FOV = d_{limbe} \cdot BIN \cdot FOV_{pix} \quad (2.42)$$

et le champ de vue vertical est égal à

$$FOV_{vert} = FOV \cos(\xi) \quad (2.43)$$

$$= d_{limbe} \cdot BIN \cdot FOV_{pix} \cos(\xi) \quad (2.44)$$

où  $\xi$  est l'angle entre l'axe de symétrie principal de la fente projetée au limbe et la verticale locale. Tous ces paramètres peuvent bien évidemment être obtenus ou calculés à l'aide des informations contenues dans les fichiers géométrie des archives SPICAM et SPICAV.

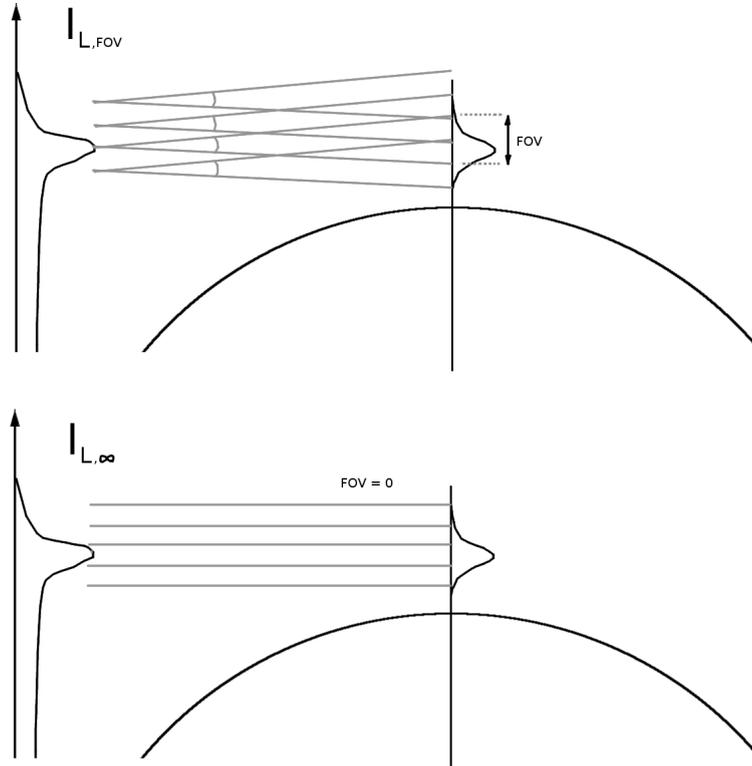


FIGURE 2.8: Déconvolution des profils au limbe. Passage d'un profil avec un champ de vue fini vers un profil à champ de vue infinitésimal (ou à résolution spatiale infinie).

Le problème qui se pose alors est le suivant : connaissant le champ de vue vertical d'une observation et le profil enregistré à travers ce champ de vue, est-il possible de restituer le profil comme s'il était enregistré avec une résolution spatiale infinie ? Mathématiquement, cela peut se traduire à l'aide d'un produit de convolution :

$$I_{rec,FOV} = I_{rec,\infty} \otimes FOV_{vert} \quad (2.45)$$

où l'inconnue est  $I_{rec,\infty}$  et  $\otimes$  représente un produit de convolution. On serait à priori tenté d'appliquer une transformée de Fourier à chaque membre de l'équation (2.45) afin de se ramener à un simple produit, et de retrouver l'inconnue par transformée inverse :

$$\mathfrak{F}(I_{rec,FOV}) = \mathfrak{F}(I_{rec,\infty} \otimes FOV_{vert}) \quad (2.46)$$

$$\mathfrak{F}(I_{rec,FOV}) = \mathfrak{F}(I_{rec,\infty}) \mathfrak{F}(FOV_{vert}) \quad (2.47)$$

$$\mathfrak{F}(I_{rec,\infty}) = \frac{\mathfrak{F}(I_{rec,FOV})}{\mathfrak{F}(FOV_{vert})} \quad (2.48)$$

$$\mathfrak{F}^{-1}\mathfrak{F}(I_{rec,\infty}) = \mathfrak{F}^{-1}\left(\frac{\mathfrak{F}(I_{rec,FOV})}{\mathfrak{F}(FOV_{vert})}\right) \quad (2.49)$$

$$I_{rec,\infty} = \mathfrak{F}^{-1}\left(\frac{\mathfrak{F}(I_{rec,FOV})}{\mathfrak{F}(FOV_{vert})}\right) \quad (2.50)$$

En termes mathématiques,  $FOV_{vert}$  est une fonction "porte" dont la largeur exprime la largeur du champ de vue vertical. On sait que la transformée de Fourier d'une fonction "porte" est un sinus cardinal et que cette dernière fonction possède une infinité de racines. On comprend dès lors facilement que le problème est mal conditionné et qu'une résolution de ce type est vouée à l'échec. Ce problème rentre dans la famille des problèmes de déconvolution. Depuis plusieurs dizaines d'années, une multitude de schémas de résolution potentiels ont été proposés, chacun possédant ses avantages et ses inconvénients. Ces résolutions sont basées sur des algorithmes numériques et ont, dans leur version simplifiée, pour principal défaut d'augmenter le niveau de bruit présent dans le profil de départ.

Pour traiter ce problème, nous avons choisi d'utiliser la version de base de l'algorithme itératif de Richardson-Lucy [Lucy, 1974], couplé à un pré-filtrage du profil enregistré afin d'en éliminer au mieux le bruit. Le filtrage se fait simplement en appliquant un filtre passe-bas dont la fréquence de coupure est déterminée de manière à conserver le pic d'émission au bon endroit. Une autre méthode utilisée consiste à rééchantillonner le profil dans des gammes d'altitudes plus larges (en sommant toutes les acquisitions comprises dans chaque gamme) pour augmenter le rapport signal sur bruit (notons que cette méthode diminue l'échantillonnage spatial). L'algorithme itératif peut être décrit comme suit :

Soit  $I_{rec,FOV,i}$  le profil d'émission au limbe échantillonné spatialement aux points  $i$  et  $I_{rec,\infty,j}$  le profil recherché, échantillonné en altitude. Soit  $FOV_{vert,i,j}$  le champ de vue vertical qui traduit la fraction de signal émis en  $j$  et enregistré en  $i$ . On obtient par définition du produit de convolution discret :

$$I_{rec,FOV,i} = \sum_j FOV_{vert,i,j} I_{rec,\infty,j} \quad (2.51)$$

on calcule alors  $I_{rec,\infty,j}$  à l'aide du schéma itératif suivant :

$$\mathbf{I}_{rec,\infty,j}^{t+1} = \mathbf{I}_{rec,\infty,j}^t \sum_i \frac{I_{rec,FOV,i}}{\mathbf{c}_i} FOV_{vert,i,j} \quad (2.52)$$

où

$$\mathbf{c}_i = \sum_j^j \mathbf{I}_{rec,\infty,j}^t FOV_{vert,i,j} \quad (2.53)$$

Cet algorithme converge vers une solution. Un problème reste toutefois : combien d'itérations devons-nous appliquer pour obtenir une solution acceptable ? En effet, plus les itérations évoluent et plus le profil va être mince, amenant le pic d'émission à des intensités de plus en plus grandes (tout en conservant l'intégrale de la surface représentée par ce profil). L'algorithme doit fonctionner pendant un nombre d'itérations amenant à une erreur assez petite. Or, cet algorithme converge très rapidement et les erreurs deviennent faibles dès les premières itérations. Il faudrait donc connaître a priori la solution pour savoir quand s'arrêter, ce qui élimine l'idée d'une telle résolution numérique. Heureusement, comme nous allons le voir, nous pouvons déterminer ce nombre d'itérations d'une manière assez correcte.

Si l'on considère le profil de Chapman décrit à la section 2.1.4, que l'on intègre ce profil le long d'une ligne de visée et qu'on convolue le résultat par le  $FOV_{vert}$  connu, on obtient la fonction suivante :

$$I_{rec,\infty,z} = FOV_{vert,i} \otimes 2 \int_{z_{tg}}^{+\infty} P_0 \frac{e^{\alpha \left( \frac{H_1}{H_2} - \frac{z-z_{pic}}{H_1} - \frac{H_1}{H_2} e^{-\frac{z-z_{pic}}{H_2}} \right)} z}{\sqrt{z^2 - z_{tg}^2}} dz \quad (2.54)$$

Cette fonction qui est censée ressembler à une observation typique peut lui être ajustée numériquement au sens des moindres carrés. On peut alors retrouver le profil de Chapman simplement intégré le long d'une ligne de visée (partie à droite de  $\otimes$ ). On aurait pu utiliser cette méthode sans se soucier du problème de déconvolution pour résoudre notre problème de champ de vue fini. Toutefois, comme pour beaucoup de méthodes d'ajustement, celle-ci ne fonctionne pas dans tous les cas (environ la moitié). Toutefois, cette méthode possède l'avantage de donner quelques solutions qui peuvent être utilisées à la recherche du nombre d'itérations énoncé précédemment. Après avoir effectué quelques tests avec des solutions a priori calculées par ajustement, on s'aperçoit que le nombre idéal d'itérations est toujours de 3. Ce nombre étant déterminé, toute la base de données peut alors être traitée à l'aide de l'algorithme de Richardson-Lucy.

### 2.1.7 Inversion des profils au limbe

Une fois les profils au limbe connus, qu'ils aient été enregistrés avec champ de vue assez petit, ou simplement déconvolués, il est intéressant de retrouver le profil d'émission locale. Il s'agit du problème inverse à l'intégration le long d'une ligne de visée que nous avons déjà introduit à la section 2.1.3. L'expression suivante :

$$I = 2 \int_{z_{tg}}^{+\infty} \frac{z^2}{\sqrt{z^2 - z_{tg}^2}} P(z) dz \quad (2.55)$$

est également appelée intégrale d'Abel. La recherche de  $P(z)$  à partir de cette définition est appelée transformée inverse d'Abel. En supposant une symétrie sphérique de l'émission locale, la transformée inverse peut être calculée en approchant le profil inversé à l'aide de splines cubiques dont les paramètres sont déterminés de manière à minimiser l'expression suivante :

$$S = (1 - \lambda) \int (cA(P(z)) - I_{rec,\infty})^2 dz + \lambda R \quad (2.56)$$

où  $A(P(z))$  est la transformée d'Abel du taux d'émission  $P(z)$ ,  $I_{rec,\infty}$  est le profil d'émission au limbe et  $R$  est une fonction de régularisation égale à

$$R = \int \left( \frac{d^2 P(z)}{dz^2} \right)^2 dz \quad (2.57)$$

$\lambda$  est un paramètre qui contrôle l'importance relative des deux termes et est choisi de manière à ce que le premier terme de 2.55 (le terme de fidélité aux données), finisse par être égal à l'estimation de la variance du bruit. Le rôle de la fonction de régularisation est de permettre d'obtenir un profil inverse lisse dépendant de  $\lambda$ . Le coefficient  $c$  est présent dans le terme de fidélité pour des raisons de compatibilité d'unités.

### 2.1.8 Projection de la fente au nadir

Lorsque des observations au nadir sont effectuées, le satellite peut se trouver à des distances fort différentes de la zone observée (c'est-à-dire de l'atmosphère de la planète considérée). Le signal collecté provient du champ de vue complet sous-tendu par la fente utilisée dans l'instrument (on ne considère pas ici juste une dimension de la fente, mais la fente toute entière en deux dimensions) et varie également en fonction du paramètre BIN utilisé. La projection de ces regroupements spatiaux du CCD sur la zone observée

peut amener à des surfaces observées d'aires différentes. On aimerait, afin de préciser les choses, connaître quelles sont les coordonnées de chaque point définissant le bin spatial (il y a en 4 puisqu'il s'agit d'un rectangle), ainsi que l'aire de sa projection. Ces données ne sont pas définies dans les fichiers géométrie de SPICAV et SPICAM. Il faut les calculer à partir d'autres données connues. Ce problème est typique de SPICAV où le signal nadir est suffisamment intense et non perturbé, ce qui permet d'obtenir un rapport signal sur bruit élevé. Il est cependant sans utilité pour les données SPICAM dont nous n'utiliserons pas les données prises au nadir.

Globalement, la résolution peut être chronologiquement décrite de la façon suivante :

- comprendre et définir le système d'axes lié à l'instrument : appelons le système  $SC$ ,
- définir dans le système  $SC$  les 4 points définissant un bin spatial :  $P1_{SC}$ ,  $P2_{SC}$ ,  $P3_{SC}$ ,  $P4_{SC}$ ,
- définir dans le système  $SC$  le point focal :  $PF_{SC}$ ,
- définir dans le système  $SC$  les vecteurs directeurs des droites joignant  $PF_{SC}$  aux quatre points  $P1_{SC}$ ,  $P2_{SC}$ ,  $P3_{SC}$ ,  $P4_{SC}$ . Ces vecteurs directeurs seront définis chacun par deux angles :  $\theta$  et  $\phi$  et  $PF_{SC}$ ,
- comprendre et définir le système d'axes liés à Vénus : appelons ce système  $VN$ ,
- transposer dans le système  $VN$  le point  $PF_{SC}$  :  $PF_{VN}$ ,
- redéfinir les équations des quatre droites grâce à  $PF_{VN}$  et aux angles  $\theta$  et  $\phi$ ,
- calculer les intersections des droites avec la sphère de rayon  $R_{venus} + z_{pic}$  (il y en a 2 par droite),
- identifier les 4 bonnes intersections (ce sont les plus proches du satellite),
- réexprimer ces 4 intersections définies dans le système  $VN$  en termes de latitudes et de temps locaux. Pour une meilleure précision, on pourra utiliser la longitude à la place du temps local (qui n'est défini qu'au dixième d'heure près dans les fichiers géométrie).

Le passage aux angles se fait pour pouvoir définir aisément une droite dans le système  $VN$ . En effet, numériquement, définir une droite dans le système  $VN$  en utilisant directement les points  $P_{SC}$  n'est pas possible en raison de la grande variabilité des distances mises en jeu (plusieurs rayons vénusiens entre l'origine des systèmes d'axes, et quelques centimètres entre la fente et le point focal). Pratiquement, dans le système  $VN$ , tous les points de l'instrument sont confondus.

## 2.2 Modèles

L'analyse des phénomènes d'airglow ne peut se faire sans une compréhension détaillée des mécanismes lui donnant naissance. Dans cette optique, l'utilisation de modèles tentant

de reproduire l'airglow s'impose. Ces derniers permettent également de tirer de nouvelles conclusions et d'élaborer de nouvelles perspectives sur d'autres phénomènes physiques ou constantes de l'atmosphère de Vénus et de Mars. Comme expliqué dans l'introduction de ce chapitre, on peut distinguer les modèles qui s'attachent directement à reproduire les émissions de nightglow ou de dayglow, et les modèles dont on se servira essentiellement comme outils ou comme entrées des modèles d'airglow. Commençons par la description de ces derniers.

### 2.2.1 NCAR Mars GCM - Mars TGCM couplé

Ce modèle 3D utilisé par la NASA est en fait constitué de deux modèles indépendants fonctionnant chacun dans une gamme d'altitudes prédéfinies. L'interface entre les deux modèles se fait à  $1,32 \mu\text{bar}$ , c'est à dire environ entre 60 et 80 km d'altitude. Ce couplage a été effectué au départ pour permettre la comparaison aux données récoltées par Mars Global Surveyor (MGS), Mars Odyssey (MO) et Mars Reconnaissance Orbiter (MRO). Il a entre autre permis la reproduction du réchauffement polaire durant l'hiver martien ainsi que l'établissement de la circulation inter-hémisphérique représentée par les différentes cellules de Hadley. Il a également été récemment utilisé pour étudier les tempêtes de poussières dans l'atmosphère, connues pour perturber significativement les isobares de pression.

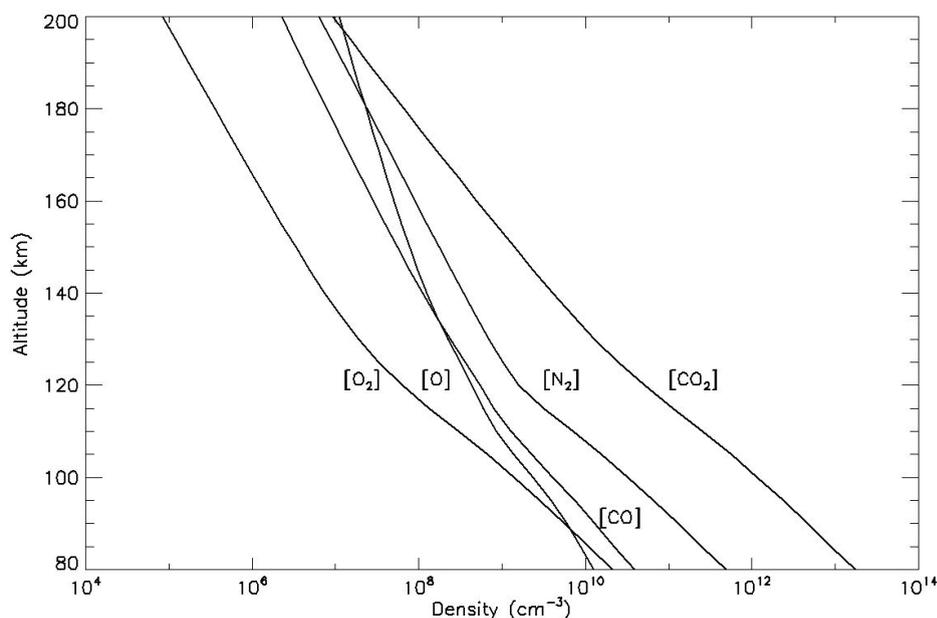


FIGURE 2.9: Densités calculées par le modèle du NCAR, pour une longitude solaire de  $90^\circ$ , une latitude de  $2.5^\circ$ , un temps local de 14:00, et pour l'année 2004.

Ce modèle 3D est à différences finies, auto-consistant, résout toutes les équations fondamentales de la dynamique et calcule les températures de l'atmosphère, les densités des différents constituants principaux ainsi que les vents. Les constituants dont la densité est calculée (voir figure 2.9) sont  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{O}$ , les constituants minoritaires  $\text{Ar}$ ,  $\text{NO}$ ,  $\text{N}$ ,  $\text{O}_2$ , ainsi que plusieurs ions tels  $\text{O}_2^+$ ,  $\text{CO}_2^+$ ,  $\text{O}^+$  et  $\text{N}^+$  (du côté jour). Ces différents champs sont évalués sur un maillage de 33 niveaux de pression au dessus de  $1,32 \mu\text{bar}$  (environ entre 70 et 300 km) et de  $5^\circ$  de latitude et de longitude. Les paramètres d'entrée sont principalement le flux solaire ultraviolet représenté par l'index  $F_{10.7}$ , la distance héliocentrique de Mars et sa déclinaison solaire. Ces modèles sont dépendants du temps et le pas utilisé est de 2 minutes. La plupart des résultats présentés dans la littérature sont ceux de l'état stationnaire. Notons également que les paramètres sont principalement passés de la basse atmosphère vers la thermosphère ; le couplage inverse n'ayant que peu d'impact sur l'atmosphère.

### 2.2.2 LMD GCM

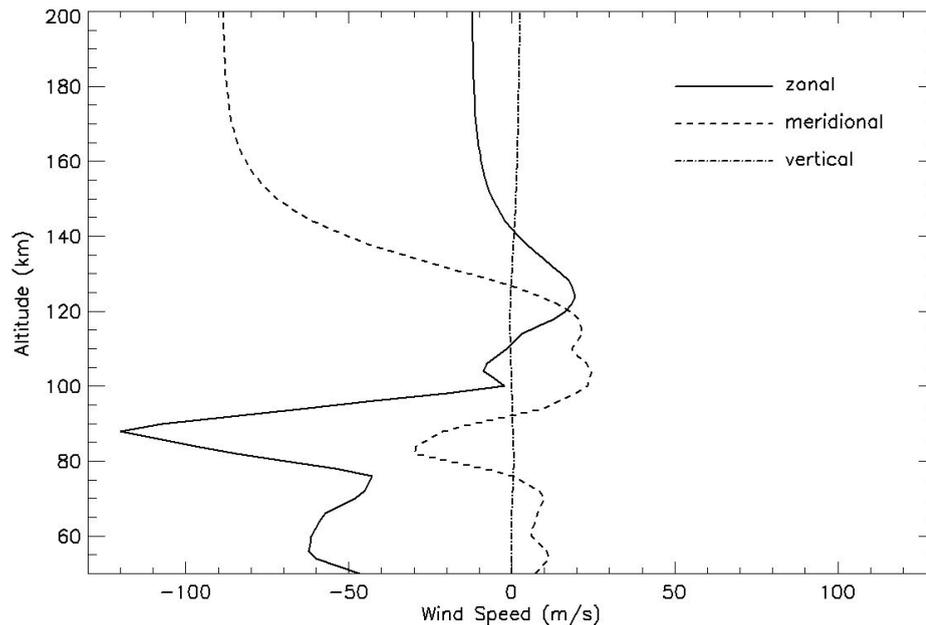


FIGURE 2.10: Profils de vents calculés par le modèle du LMD, pour une longitude solaire de  $190^\circ$ , une latitude de  $12,5^\circ$ , une longitude de  $15^\circ$ , et un temps local de 00:00. Cette simulation correspondant à l'orbite numéro 1599 de la sonde Mars Express.

Le modèle martien du LMD (Laboratoire de Météorologie Dynamique) est un modèle 3D qui se base sur les équations de la dynamique déjà appliquées à l'atmosphère terrestre. Ce modèle, tout comme celui du NCAR, est résolu par schéma aux différences finies. Certaines approximations y sont faites : l'atmosphère se comporte comme un gaz parfait, elle est verticalement en équilibre hydrostatique, et on considère que la dimension

verticale de l'atmosphère est bien plus petite que le rayon de la planète. Après plusieurs années de recherche, la limite supérieure du modèle est passée de 80 km à l'exosphère et couvre donc aujourd'hui toute l'atmosphère de Mars. Le modèle calcule la température, la dynamique de l'atmosphère dont un exemple est présenté à la figure 2.10, ainsi que 12 de ses constituants chimiques dans lesquels interviennent les atomes de carbone, d'oxygène et d'hydrogène (voir figure 2.11). C'est le modèle de référence de l'ESA pour la planète Mars.

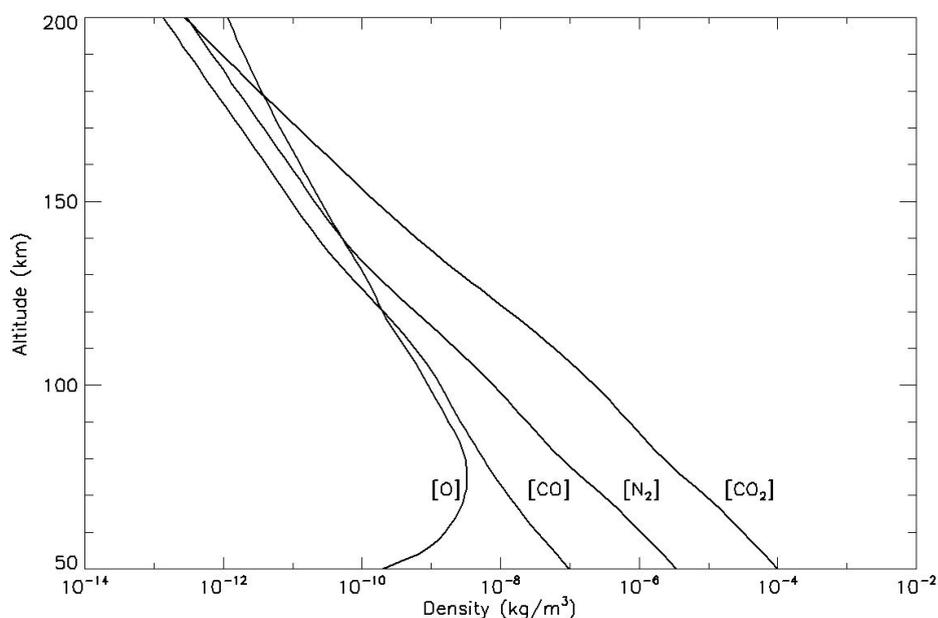


FIGURE 2.11: Densités calculées par le modèle du LMD, pour une longitude solaire de 190°, une latitude de 12,5°, une longitude de 15°, et un temps local de 00:00. Cette simulation correspondant à l'orbite numéro 1599 de la sonde Mars Express.

### 2.2.3 NCAR Venus TGCM

Le modèle global d'atmosphère pour Vénus, vieux d'environ deux décennies, est un modèle 3D semblable à celui de Mars. Il repose sur un schéma aux différences finies et résout les équations fondamentales de la dynamique. Les mailles ont une dimension de 5° × 5° (latitude-longitude) et s'échelonnent sur 46 niveaux de pression depuis 80 km jusqu'à environ 200 km. Ce modèle reproduit assez fidèlement la circulation subsolaire antisolaire introduite au début de cette thèse, ainsi que la superrotation de la planète. Au rythme de ses améliorations, il a été comparé aux données récoltées par Pioneer Venus, Magellan et dans une certaine mesure, Venus Express. Les constituants dont la densité est calculée sont les mêmes que pour son homologue martien. Son entrée principale est également le flux solaire représenté par l'index  $F_{10.7}$  et les calculs sont principalement effectués pour prédire la structure et la circulation dans la thermosphère de la planète pour

différentes conditions de flux solaire incident. Plusieurs résultats provenant de ce modèle sont présentés à la figure 2.12. Il s'agit d'une coupe équatoriale de l'atmosphère simulée pour laquelle l'indice  $F_{10.7}$  a été pris égal à 70. Rappelons aussi que ce modèle peut prédire les taux d'émission pour le nightglow ultraviolet et infrarouge de la planète, mais rencontre encore quelques difficultés à reproduire fidèlement les observations effectuées à l'aide de la sonde Venus Express (en terme d'altitude et d'emplacement géographique des couches d'émission). Ce modèle, comme ceux évoqués précédemment, reproduisent et prédisent des moyennes globales pour les différents champs calculés et sont actuellement encore incapables de reproduire la variabilité des observations in situ, sur la face éclairée comme sur la face nocturne de la planète.

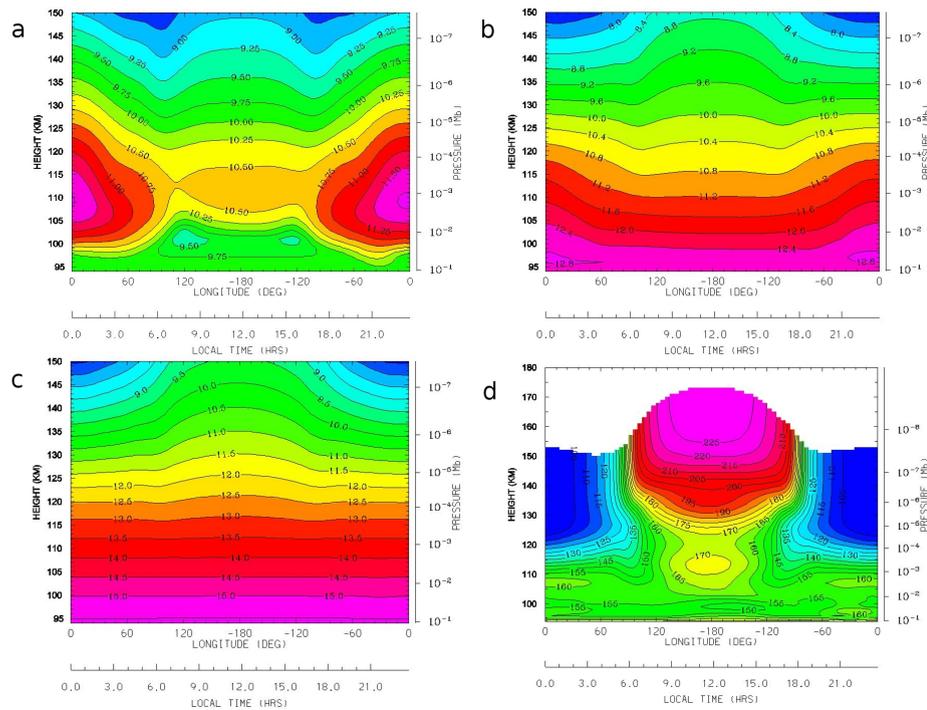


FIGURE 2.12: Champs calculés par le modèle de Vénus du NCAR, coupe équatoriale. a : Oxygène atomique  $\log_{10}[\text{O}]$  ( $\text{cm}^{-3}$ ), b : Monoxyde de carbone  $\log_{10}[\text{CO}]$  ( $\text{cm}^{-3}$ ), c : Dioxyde de carbone  $\log_{10}[\text{CO}_2]$  ( $\text{cm}^{-3}$ ), d : Température (K) [Bougher, 2007, communication personnelle].

## 2.2.4 Les modèles empiriques VTS3 et VIRA

Il existe, outre les modèles résolvant les équations de la physique pour prédire la valeur de différents champs, des modèles se basant sur les observations globales effectuées par différents instruments de mesure. Ces modèles sont donc des modèles à posteriori, dits "empiriques". Les valeurs manquantes sont approchées ou interpolées grâce à certains outils physiques. Dans cette classe de modèle, VTS3 fait référence pour la planète Vénus depuis plus de 20 ans. Il est, au départ, élaboré à partir des observations effectuées par

Pioneer Venus [*Hedin et al.*, 1983] qui a fourni assez de mesures pour pouvoir mener à bien un tel projet. Ce modèle empirique fournit des informations sur la thermosphère de Vénus, principalement au niveau de sa température (voir figure 2.14) et de la densité de ses constituants principaux :  $\text{CO}_2$ , O, CO, He, N,  $\text{N}_2$  (voir figure 2.13). Ces champs sont développés au-dessus de 142 km en harmoniques sphériques pour permettre de prédire leurs variations par rapport aux différentes positions géographiques dans l'atmosphère et sont modifiés de manière adéquate pour répondre à des variations de flux solaire ultraviolet incident.

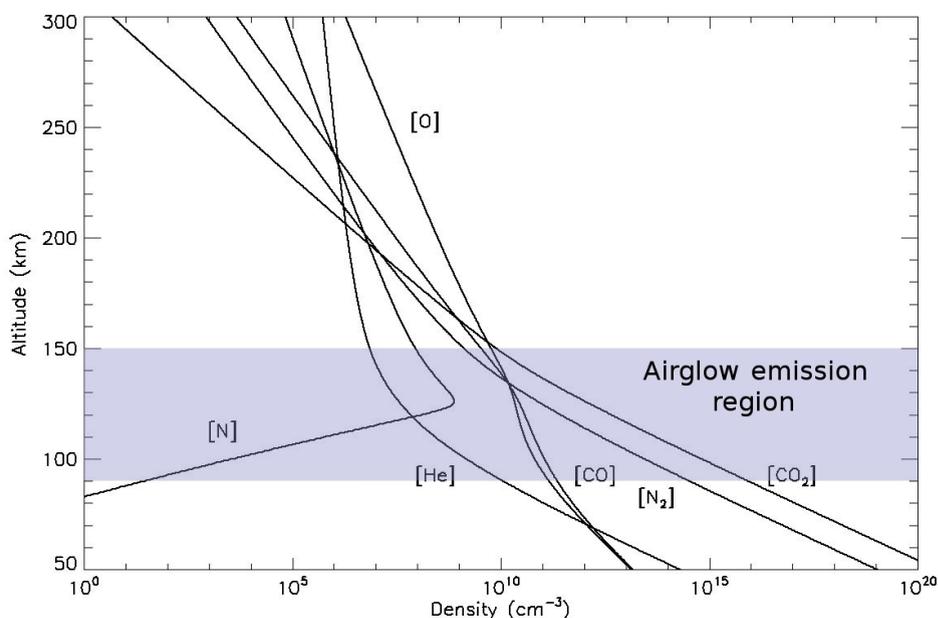


FIGURE 2.13: Densités calculées par VTS3 pour l'année 2004, un index  $F_{10.7}$  de 214, au point subsolaire (côté jour de Vénus).

En dessous de 145 km, les densités calculées par VTS3 sont approchées en supposant l'équilibre hydrostatique dans l'atmosphère. C'est d'ailleurs la raison pour laquelle on ne retrouve pas de maximum d'oxygène à la figure 2.13. En effet, les données récoltées par Pioneer Venus et incluses dans ce modèle ont été principalement enregistrées entre 142 km (périgée de la sonde) et 250 km par l'Orbiter Neutral Mass Spectrometer (ONMS) pendant la période s'écoulant entre le 23 décembre 1978 et le 16 août 1980. D'autres données y ont été intégrées, notamment les densités déduites (hélium et  $\text{CO}_2$ ) dans les travaux de *Seiff et al.* [1980] et *von Zahn et al.* [1979] pour des gammes d'altitudes s'étendant parfois à de plus basses altitudes. Les entrées de ce modèle sont donc l'activité solaire représentée par l'index  $F_{10.7}$ , l'année et la situation géographique (latitude, heure locale et altitudes).

Finalement, le Venus International Reference Atmosphere est un modèle empirique se basant sur les travaux de *Hedin et al.* [1983] auquel ont été ajoutées les densités déduites

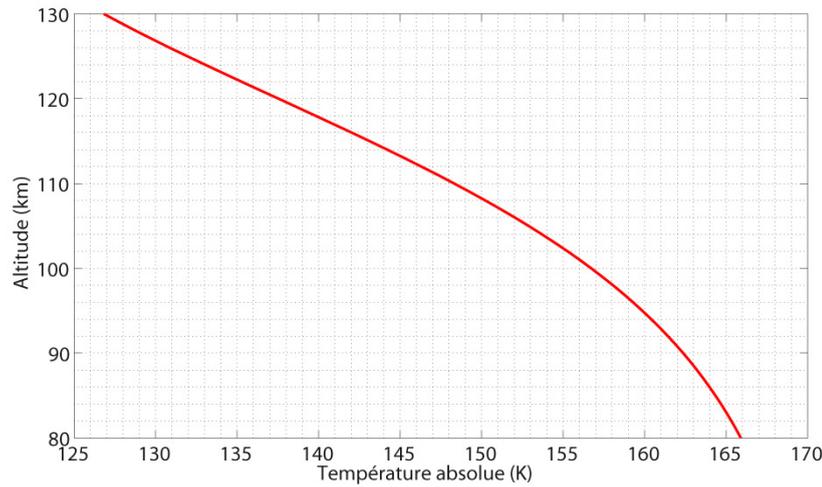


FIGURE 2.14: Température calculée par VTS3 en fonction de l'altitude (80-130 km) au point antisolaire pour un indice  $F_{10.7}$  égal à 90.

par le modèle de *Massie et al.* [1983]. Ces densités, en dessous de 142 km ont été normalisées dans le prolongement des profils de *Hedin et al.* [1983]. Ces profils sont présentés à la figure 2.15.

Notons tout de même que certaines interpolations effectuées en dessous du périhélie de Pioneer Venus ont été aujourd'hui largement mises en défaut ; c'est le cas de l'oxygène atomique qui, dans le modèle croît exponentiellement lorsque l'altitude diminue, alors que nous savons maintenant que sa densité présente un pic aux alentours de 105 km [*Gérard et al.*, 2009a]. Citons également le pic de température dans la même région mis en évidence par *Bertaux et al.* [2007b] à l'aide des données recueillies par SPICAV qui dépasse de plusieurs dizaines de degrés les valeurs du modèle empirique.

### 2.2.5 Solar 2000

Le modèle Solar 2000 [*Tobiska, 2004*] est un modèle empirique qui permet de déterminer l'irradiance solaire à une date prédéterminée. Il génère le spectre solaire depuis le domaine des rayons X jusqu'à l'infrarouge lointain avec une résolution spectrale minimale de 1 nm. Le modèle peut fournir ces valeurs pour chaque jour depuis le 14 février 1947. Il s'étend donc aujourd'hui sur 5 cycles solaires différents. Une version IDL du code est mise à la disposition de la communauté scientifique sur un site web. La base de données est régulièrement mise à jour et de nouvelles informations, notamment en termes d'intensités à de nouvelles longueurs d'onde, voient régulièrement le jour. Un exemple de flux utilisé dans la modélisation des données du chapitre 5 est présenté à la figure 2.17 et correspond à la date du 21 janvier 2005.

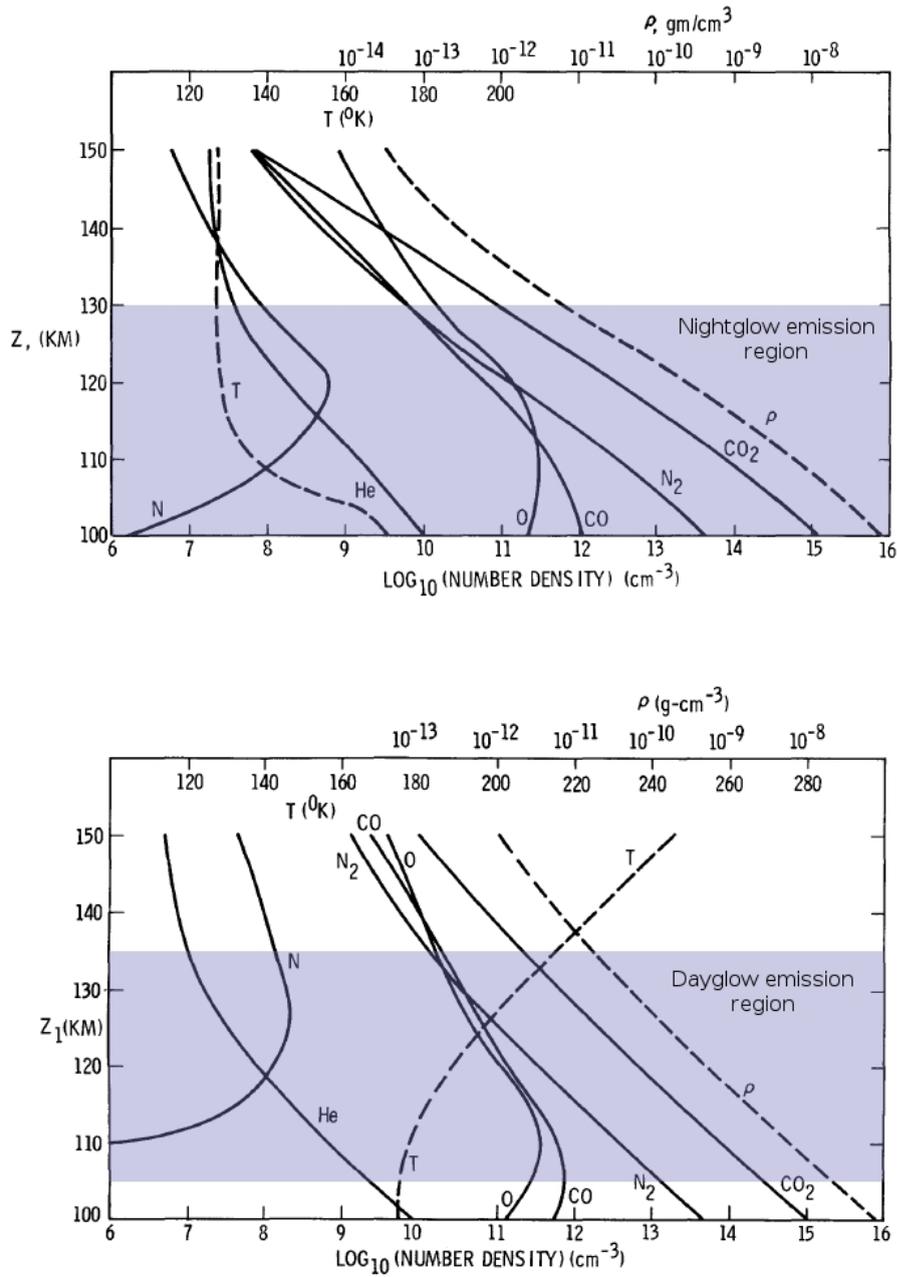


FIGURE 2.15: L'atmosphère de Vénus fournie par VIRI, entre 100 km et 150 km. En haut : côté nocturne, en bas : côté éclairé [Keating et al., 1985].

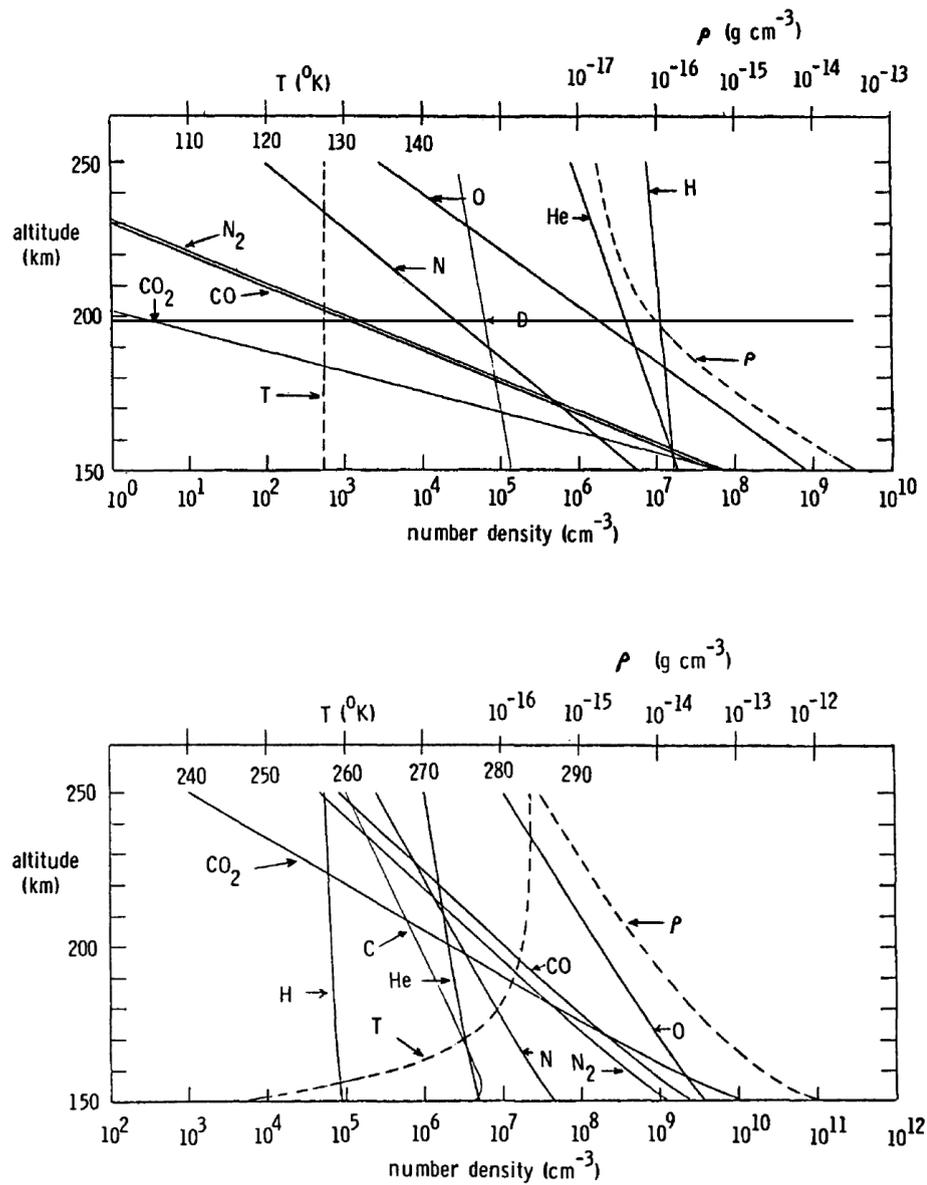


FIGURE 2.16: L'atmosphère de Vénus implémentée dans VIRI, entre 150 km et 250 km. En haut : côté nocturne, en bas : côté éclairé [Keating et al., 1985].

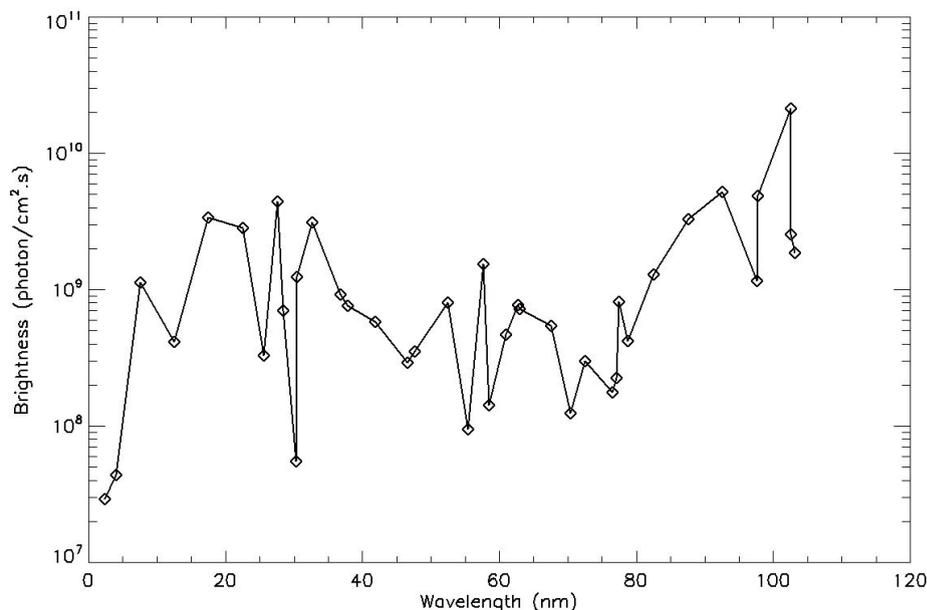


FIGURE 2.17: Flux solaire ultraviolet extrait du modèle empirique SOLAR2000, pour la date du 21/01/2005.

### 2.2.6 Le modèle Monte-Carlo du dayglow martien et vénusien

Le modèle d'airglow utilisé pour la comparaison avec les observations du dayglow enregistrées par SPICAM a été décrit par *Shematovich et al.* [2008] et simule les émissions du dayglow sur Mars et Vénus [*Gérard et al.*, 2008b]. Le spectre d'énergie des photoélectrons est basé sur une approche utilisant la méthode de Simulation Directe de Monte-Carlo (Direct Simulation Monte Carlo Method) où la dégradation en énergie intègre directement les processus physiques. Dans les atmosphères de Mars et de Vénus, les photoélectrons sont principalement produits par photoionisation de CO<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, CO et O. Ils perdent leur énergie par collisions avec le gaz ambiant :

- certaines collisions engendrent l'ionisation de la molécule cible. De nouveaux électrons énergétiques sont alors créés et peuvent jouer un nouveau rôle dans le schéma des collisions. Leur angle de diffusion ainsi que leur énergie sont calculés en utilisant une forme intégrale de la formule de *Green and Sawada* [1972], ainsi que diverses sections efficaces correspondant aux différentes molécules cibles,
- l'angle de diffusion des collisions élastiques est directement attribué aux photoélectrons concernés en utilisant l'expression décrite par *Porter and Jump* [1978] et *Porter et al.* [1987] pour la diffusion angulaire des électrons,
- finalement, les collisions inélastiques sont traitées en utilisant l'approximation de diffusion vers l'avant.

La cinétique et le transport de tels électrons sont décrits par l'équation cinétique de Boltzmann, décrivant leur perte en énergie cinétique due aux collisions avec le gaz ambiant :

$$\vec{v} \frac{\partial}{\partial \vec{r}} f_e + \vec{s} \frac{\partial}{\partial \vec{v}} f_e = Q_{e,photo}(\vec{v}) + Q_{e,secondary}(\vec{v}) + \sum_{M=O,CO,N_2,CO_2} J(f_e, f_M) \quad (2.58)$$

où  $f_e(\vec{r}, \vec{v})$  et  $f_M(\vec{r}, \vec{v})$  sont les fonctions de distribution de vitesses pour, respectivement, les électrons et les espèces chimiques du gaz ambiant. Le membre de droite de l'équation 2.58 traduit le transport des électrons dans le champ gravitationnel  $s$  de la planète.  $Q_{e,photo}$  et  $Q_{e,secondary}$  sont respectivement les taux de production des électrons primaires et secondaires.  $J$  est le terme de diffusion élastique et inélastique pour les collisions d'électrons avec les espèces chimiques. La répartition en énergie du flux d'électrons est présentée à la figure 2.18 conjointement à d'autres distributions provenant d'autres modèles.

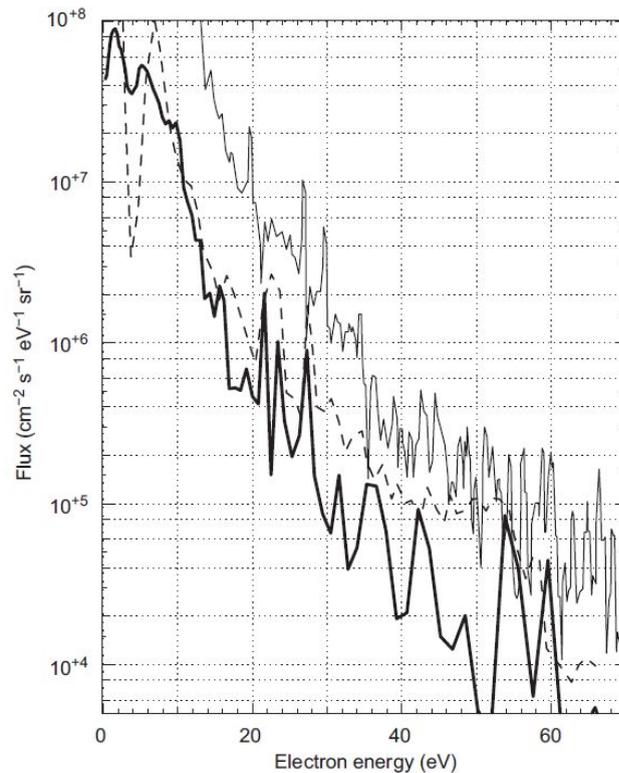


FIGURE 2.18: Flux descendants à l'état stationnaire calculés par Trans-Mars (trait plein épais) à 130 km d'altitude [Simon et al., 2009], comparés à ceux de Fox and Dalgarno [1979] (trait pointillé) et de Shematovich et al. [2008] à 135 km (trait plein fin). Le même comportement général est observé.

Des détails à propos de cette méthode sont donnés dans les précédents travaux de [Shematovich et al. \[1994, 2008\]](#); [Bisikalo et al. \[1995\]](#); [Gérard et al. \[2000\]](#). De manière à éviter les effets de frontières (l'influence des conditions aux limites), les limites du modèle ont été fixées à 75 km et 250 km.

Les paramètres d'entrée de ce modèle sont l'angle solaire zénithal local, les densités d'espèces neutres déterminées par la latitude, le temps local et la saison (ou longitude solaire), ainsi que le flux solaire détaillé. Les densités d'espèces neutres sont extraites du MTGCM de [Bougher et al. \[2006, 2009\]](#). Plus précisément, les profils de densités sont choisis parmi un assortiment de 48 sorties du MTGCM de manière à ce que les paramètres correspondants soient les plus proches possibles des paramètres d'observation. Les flux d'entrée sont obtenus à l'aide de SOLAR2000 v2.27, qui fournit, comme nous l'avons vu, les intensités du flux solaire de 1,86 nm à 105 nm.

### 2.2.7 Le modèle 1D du nightglow vénusien et martien

Ce modèle a été développé au LPAP par A. Saglam (pour la partie code) et moi-même (pour le choix du schéma de résolution, de la stabilité du schéma et des références bibliographiques des entrées du modèle) [[Cox et al., 2008](#)]. Le développement d'un modèle à unidimensionnel du nightglow est motivé par la présence d'un flux vertical descendant d'atomes d'azote et d'oxygène qui se recombinent pour donner naissance au nightglow de la molécule de NO. Sur Vénus, ces flux sont représentés par la branche descendante de la circulation SSAS du côté nocturne. [Bertaux et al. \[2005a\]](#) ont suggéré un transport vertical similaire sur Mars, malgré le fait que l'atmosphère est clairement sujette à un cycle d'illumination diurne bien plus rapide. Ce modèle repose sur les équations d'advection/diffusion ainsi que les réactions chimiques de perte et de création. Plus précisément, l'équation de continuité pour un constituant minoritaire  $i$  peut être écrite :

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = -\frac{\partial \phi_i}{\partial z} + P_i - L_i - \frac{\partial(n_i w)}{\partial z} \quad (2.59)$$

où le flux diffusif vertical  $\phi_i$  du constituant minoritaire  $i$  est donné par :

$$\phi_i = -(D_i + K) \left( \frac{\partial n_i}{\partial z} + \frac{n_i}{T} \frac{\partial T}{\partial z} \right) - \left( \frac{D_i}{H_i} + \frac{K}{H} n_i \right) \quad (2.60)$$

où  $D_i$  est le coefficient de diffusion moléculaire du constituant  $i$ ,  $K$  est le coefficient de diffusion turbulente,  $H_i$  est la hauteur d'échelle locale du  $i^{\text{ème}}$  constituant,  $H$  est la hauteur d'échelle atmosphérique,  $T$  est la température du gaz neutre,  $n_i$  est la densité de la  $i^{\text{ème}}$  espèce chimique,  $z$  est l'altitude,  $t$  est le temps,  $P_i$  est le taux de production de

l'espèce  $i$ ,  $L_i$  est son taux de perte et  $w$  est la vitesse verticale considérée positive vers le haut. Le dernier terme dans l'équation 2.59 correspond au flux de diffusion verticale.

Le coefficient de diffusion turbulente  $K$  est utilisé sous une forme dépendant de l'altitude [von Zahn et al., 1979; Gérard et al., 1981], c'est à dire :

$$K(z) = \frac{A}{\sqrt{n(z)}} \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1} \quad (2.61)$$

où  $n(z)$  est la densité totale de l'atmosphère à l'altitude  $z$  et  $A$  est un paramètre libre du modèle qui est constant par rapport à l'altitude. La formulation de notre paramètre  $K$  dépend donc exclusivement de l'altitude et est le même pour chaque constituant.

Le coefficient de diffusion moléculaire  $D_i$  est donné directement par Banks and Kockarts [1973] :

$$D_i(z) = 1.52 \cdot 10^{18} \frac{\sqrt{T(z) \left( \frac{m_0}{m} + \frac{m_0}{m_i} \right)}}{n(z)} \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1} \quad (2.62)$$

où  $m_0$ ,  $m_i$  et  $m$  sont respectivement la masse d'un atome d'hydrogène, la masse moléculaire de l'espèce  $i$ , et la masse moléculaire moyenne de l'atmosphère concernée, prise égale à  $43 \text{ g mol}^{-1}$  et constante avec l'altitude (cette approximation est correcte pour le domaine d'altitudes concerné).

Le modèle 1D résout alors l'équation 2.59 pour les espèces  $\text{O}(^3P)$ ,  $\text{N}(^4S)$ ,  $\text{NO}$  et  $\text{O}_2(^1\Delta)$ . Cette dernière espèce n'intervient pas dans le cadre de l'étude du nightglow ultraviolet mais a été introduite pour permettre l'étude de l'émission infrarouge à  $1,27 \mu\text{m}$ , dans un cadre plus général. Un exemple de simulation est présenté à la figure 2.19 pour des conditions standards ( $A = 2 \times 10^{13}$ ,  $\phi_{\text{O}} = 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ,  $\phi_{\text{N}} = 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ).

Les coefficients  $P_i$  et  $L_i$  dépendent du choix des différentes réactions chimiques incluses dans le modèle et décrites au tableau 2.1 avec leur taux de réaction respectifs.

#	Réaction	Taux	Référence
1	$\text{N} + \text{O} \rightarrow \text{NO} + h\nu$	$1,92 \times 10^{-17} \times (300/T)^{1/2} \times (1 - 0,57T^{1/2}) \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	Dalgarno et al. [1992]
2	$\text{N} + \text{O} + \text{CO}_2 \rightarrow \text{NO} + \text{CO}_2$	$2 \times 10^{-32} \times (300/T)^{1/2} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$	Campbell and Thrush [1966]
3	$\text{N} + \text{NO} \rightarrow \text{N}_2 + \text{O}$	$2,5 \times 10^{-10} \times (T/300)^{1/2} \times \exp(-600/T) \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	Fox [1994]
4	$\text{O} + \text{O} + \text{CO}_2 \rightarrow \text{O}_2 + \text{CO}_2$	$2,8 \times 10^{-32} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$	Campbell and Gray [1973]*
5	$\text{O}_2(^1\Delta) + \text{CO}_2 \rightarrow \text{O}_2 + \text{CO}_2^*$	$3 \times 10^{-20} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$	Yung and Demore [1982]
6	$\text{O}_2(^1\Delta) \rightarrow \text{O}_2 + h\nu$	$2,19 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$	Newman et al. [1999]

TABLEAU 2.1: Réactions chimiques intervenant dans la création et la destruction du nightglow de  $\text{NO}$  et  $\text{O}_2$ . \* Cette valeur a été multipliée par 2,5 pour tenir compte de l'efficacité de la molécule de  $\text{CO}_2$  dans la réaction à trois corps [Nair et al., 1994].

On trouve alors les valeurs suivantes des taux de pertes et de production pour chaque espèce calculée :

$$P_1 = 0 \text{ et } L_1 = k_1[N][O] + k_2[N][O][CO_2] + k_3[N][NO] \quad (2.63)$$

$$P_2 = k_3[N][NO] \text{ et } L_2 = k_1[N][O] + k_2[N][O][CO_2] + k_4[O_2]^2[CO_2] \quad (2.64)$$

$$P_3 = k_1[N][O] + k_2[N][O][CO_2] \text{ et } L_3 = k_3[NO][N] \quad (2.65)$$

$$P_4 = (\epsilon k_4)[O_2]^2[CO_2] \text{ et } L_4 = k_5[O_2(^1\Delta)][CO_2] + k_6[O_2(^1\Delta)] \quad (2.66)$$

Où  $\epsilon$  est le facteur d'efficacité quantique de production du nightglow infrarouge de l'oxygène qui signifie que toutes les molécules d'oxygène produites dans un état excité ne vont pas forcément transiter par l'état ( $^1\Delta$ ). Ce facteur est pris égal à 0,75.

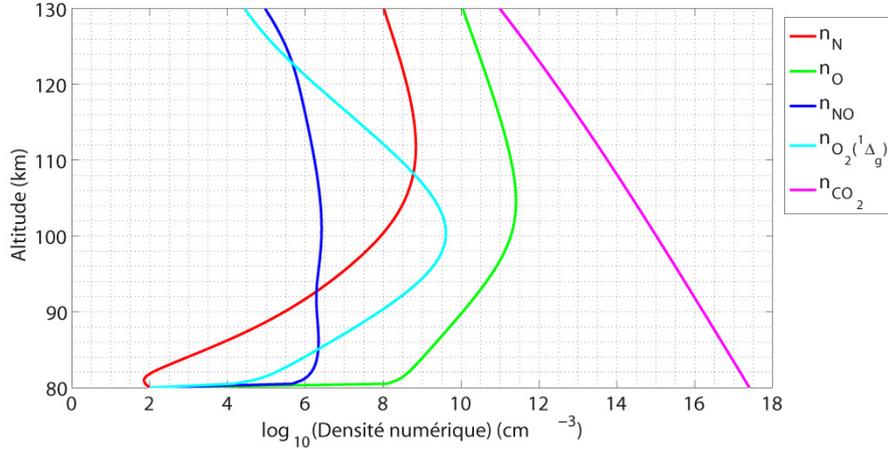


FIGURE 2.19: Densités typiques des constituants minoritaires calculées par le modèle 1D [Gérard et al., 2008a; Collet et al., 2010].

Les équations chimiques décrites au tableau 2.1, associées à leur taux de réactions respectifs, les  $k_i$  donnés dans la 3ème colonne, permettent également de définir les temps caractéristiques (présentés au tableau 2.2 et à la figure 2.20) des différents constituants vis-à-vis de chaque réaction.

De plus, si l'on veut déterminer un temps caractéristique  $\tau$  pour un constituant donné vis-à-vis de l'ensemble des réactions auxquelles il est soumis, on peut utiliser la formule des résistances en parallèle [Jacobson, 2005] :

$$\tau = \frac{1}{1/\tau_1 + 1/\tau_2 + \dots} \quad (2.67)$$

#	$\tau_N$	$\tau_O$	$\tau_{NO}$	$\tau_{O_2(^1\Delta)}$
1	$1/k_1[O]$	$1/k_1[N]$		
2	$1/k_2[O][CO_2]$	$1/k_2[N][CO_2]$		
3	$1/k_3[NO]$		$1/k_3[N]$	
4		$1/k_4[O][CO_2]$		
5				$1/k_5[CO_2]$
6				$1/k_6$

TABLEAU 2.2: Définition des temps caractéristiques de chaque constituant vis-à-vis de chaque réaction.

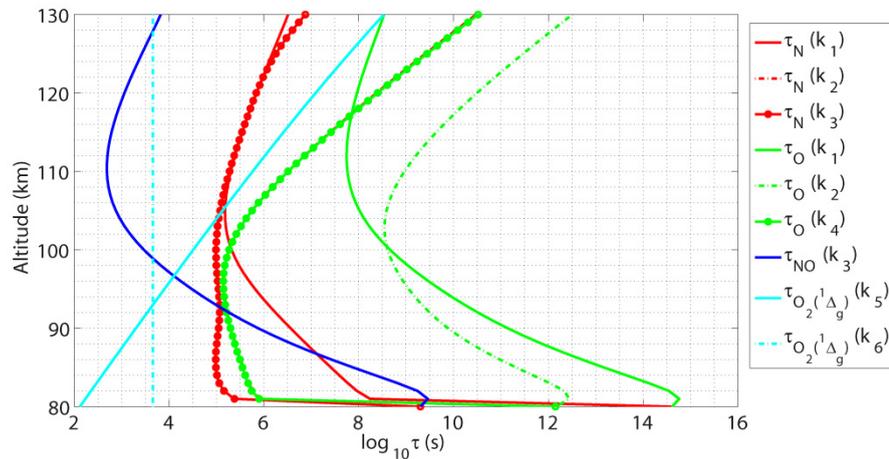


FIGURE 2.20: Temps caractéristiques de différents constituants sur Vénus vis-à-vis des réactions chimiques.

Ces temps caractéristiques sont représentés en fonction de l'altitude à la figure 2.21. La variation en altitude est présente parce que les taux de réaction définis au tableau 2.1 peuvent dépendre de la température, qui elle-même dépend de l'altitude. Dans les figures 2.20 et 2.21, la température ainsi que la densité de  $CO_2$  du modèle empirique VTS3 ont été utilisées.

Revenons maintenant à notre résolution de modèle. L'équation 2.59 est alors résolue numériquement entre 30 et 100 km pour Mars et 80 et 130 km pour Vénus, en utilisant la méthode des volumes finis appliquée à une dimension. L'équation 2.59 pour un constituant arbitraire intégrée sur une cellule de hauteur  $\Delta z$  devient :

$$\frac{\partial n_m}{\partial t} \Delta z = -[\phi]_{m-\frac{1}{2}}^{m+\frac{1}{2}} + (P_m - L_m) \Delta z - [nw]_{m-\frac{1}{2}}^{m+\frac{1}{2}} \quad (2.68)$$

et en utilisant une discrétisation décentrée avant pour la dérivée temporelle, on obtient :

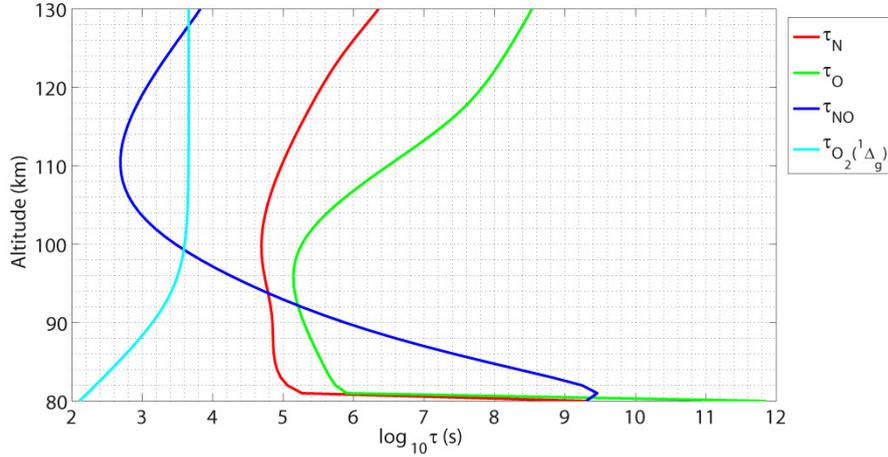


FIGURE 2.21: Temps caractéristiques globaux des atomes d'oxygène et d'azote, ainsi que des molécules NO et  $O_2(^1\Delta)$  [Collet *et al.*, 2010].

$$n_m^{l+1} = \frac{\Delta t}{\Delta z} \left( \frac{\Delta z}{\Delta t} n_m^l - [\phi]_{m-\frac{1}{2}}^{m+\frac{1}{2}} + (P_m^l - L_m^l) \Delta z - [n^l w]_{m-\frac{1}{2}}^{m+\frac{1}{2}} \right) \quad (2.69)$$

où  $m$  et  $l$  sont respectivement les indices de discrétisation spatiale et temporelle et où  $\Delta t$  est le pas de temps écoulé entre les instants  $l$  et  $l+1$ . Nous devons alors itérer l'équation (2.69) jusqu'à ce que le critère suivant soit vérifié pour chaque espèce chimique

$$\frac{n_m^{l+1} - n_m^l}{n_m^{l+1}} \leq 10^{-4} \quad (2.70)$$

et en conservant les conditions aux frontières constantes pour chaque itération temporelle. Des vecteurs de densités nulles sont appliqués pour les conditions initiales (excepté aux frontières). Ce modèle est donc paramétrisé par  $A$ ,  $w(z)$ , et  $\phi_N$ . Notons également que le choix des conditions à la limite inférieure du modèle n'influence pas les solutions de manière significative car cette frontière a été fixée à une altitude suffisamment éloignée de l'altitude supposée des pics d'émission. Le flux d'oxygène  $\phi_O$  à la frontière supérieure ne fait pas réellement partie des variables de notre modèle puisque nous le fixons égal à 100 fois le flux d'azote  $\phi_N$ . Ce rapport est en réalité déduit du rapport des densités d'oxygène et d'azote mesurées à l'aide du spectromètre de masse de Pioneer Venus dans la thermosphère éclairée. La stabilité de la convergence vers l'état stationnaire est établie grâce au critère Courant-Friedrichs-Lewy (CFL) qui peut s'écrire :

$$\Delta t \leq \frac{\Delta z}{(K + D)_{max}} \quad (2.71)$$

qui détermine alors le pas de temps  $\Delta t$ . Notons tout de même que ce critère est nécessaire et non suffisant. Les tests effectués ont toutefois démontré que ce choix du pas de temps ne posait pas de problème lors des différentes simulations. Le pas spatial dans la dimension verticale  $\Delta z$  est choisi égal à 0,5 km et le pas de temps est fixé à 99% du membre de droite de l'inégalité (2.71).

### 2.2.8 Le modèle 2D du nightglow vénusien

L'observation du nightglow sur Vénus, aussi bien dans le domaine ultraviolet que dans l'infrarouge, a montré qu'il existe une grande variabilité spatiale ainsi que temporelle des émissions. Des décorrélatons spatiales et temporelles entre les deux nightglows sont clairement apparues [Gérard *et al.*, 2009b] et la nécessité de passer à une modélisation à deux dimensions s'est progressivement imposée. On sait que l'effet du transport horizontal n'est pas négligeable et que l'approche du modèle à une dimension ne suffit pas toujours à rendre compte des observations conjointes des nightglows de NO et O<sub>2</sub>. Le modèle décrit ci-dessous est une extension et amélioration du modèle 1D présenté à la section précédente et a été réalisé par A. Collet dans le cadre de son travail de fin d'études de master en sciences spatiales [Collet *et al.*, 2010] sous la direction de J.-C. Gérard et moi-même pour la description physique du modèle.

L'équation résolue dans ce modèle est la même que pour le modèle 1D, généralisée à plusieurs dimensions :

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot \vec{\phi}_{adv,i} - \vec{\nabla} \cdot \vec{\phi}_{diff,i} + P_i - L_i \quad (2.72)$$

où  $\vec{\phi}_{adv,i}$  est le flux advectif du constituant  $i$  et  $\vec{\phi}_{diff,i}$  est le flux diffusif du constituant  $i$ . Les deux dimensions spatiales intervenant dans ce modèle sont bien entendu l'altitude  $z$  (déjà implémentée dans la version 1D) et la direction principale d'advection horizontale, que nous appellerons  $x$  pour plus de simplicité. La gamme d'altitudes englobée par le modèle est la même que pour sa version 1D (de 80 km à 130 km) et l'approximation en couches d'émission planes est effectuée (on néglige la sphéricité du problème, notamment grâce à la grande valeur du rayon vénusien par rapport à la taille verticale du domaine de résolution). Le domaine de résolution selon  $x$  n'est pas fixé a priori mais il sera choisi suffisamment grand que pour pouvoir observer les phénomènes de transport dans cette direction.

Pour simplifier les choses, le phénomène de transport diffusif sera seulement considéré dans la direction  $z$ . La diffusion dans la direction horizontale étant très faible par rapport à l'advection (plusieurs centaines de mètres par seconde). La température sera

considérée comme homogène dans la direction horizontale du modèle. Même s'il existe des variations réelles de température dans cette direction, des tests effectués avec le modèle 1D ont montré qu'elles n'avaient que peu d'impact sur la valeur de la solution. Les temps caractéristiques de transport dans le modèle 2D sont illustrés à la figure 2.22 où l'on a utilisé les mêmes conditions dynamiques que pour le modèle 1D ainsi qu'un vent horizontal de 25 m/s. Les modèles de densités et de températures utilisés seront les mêmes que pour le modèle 1D, à savoir ceux fournis par le modèle empirique VTS3 décrit précédemment.

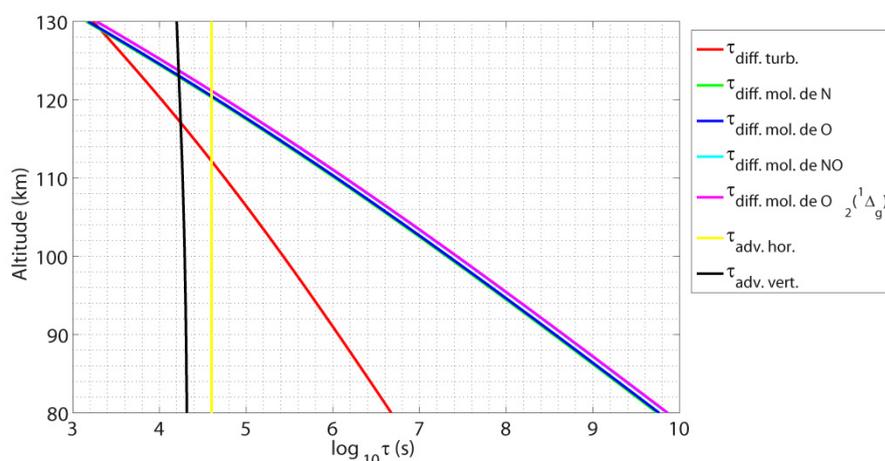


FIGURE 2.22: Temps caractéristiques de transport du nightglow sur Vénus [Collet et al., 2010].

Les vitesses des vents sont des données supposées connues du problème et ne sont pas calculées (à l'inverse des modèles 3D comme ceux du NCAR). Il est important de noter que ces matrices de vents doivent vérifier l'équation générale de continuité appliquée à l'atmosphère globale de Vénus, en prenant par exemple la densité de  $\text{CO}_2$  comme variable. Dans les tests du modèle 2D, une valeur nulle a été prise pour la vitesse verticale  $w$  (celle-ci étant très faible dans la réalité), et une valeur constante en  $x$  et en  $z$  pour la vitesse horizontale  $u$ . Le fait de rendre compte, comme nous l'avons également fait dans le modèle 1D, du transport vertical uniquement par les phénomènes diffusifs n'est a priori pas physiquement correct. Il revient à intégrer le phénomène advectif vertical dans le coefficient de diffusion turbulente  $K$ . Cette démarche a déjà été entreprise par le passé, notamment par Roble and Gary [1979] et Gérard et al. [2008a]. Cette procédure aura pour conséquence de nécessiter des coefficients  $K$  plus grands que leur valeurs réelles et également plus élevés que les valeurs utilisées dans les modèles à 3 dimensions où toutes les composantes advectives et diffusives sont explicitées. Les champs calculés par le modèle sont les mêmes que pour le modèle 1D (N, O, NO, et  $\text{O}_2(^1\Delta)$ ). Finalement, l'équation (2.72) peut se réécrire :

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = - \left( \frac{\partial n_i u}{\partial x} + \frac{\partial n_i w}{\partial z} \right) + P_i - L_i - \frac{\partial(n_i w)}{\partial z} \quad (2.73)$$

Et à titre informatif, cette équation peut se mettre aisément sous forme quasi-linéaire :

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = A_i \frac{\partial^2 n_i}{\partial z^2} + B_i \frac{\partial n_i}{\partial z} + C_i \frac{\partial n_i}{\partial x} + E_i n_i + F_i \quad \forall i = 1, 2, 3, 4 \quad (2.74)$$

avec

$$A_i = D_i + K \quad (2.75)$$

$$B_i = -w + \frac{\partial(D_i + K)}{\partial z} + (D_i + K) \frac{\partial(\ln T)}{\partial z} + \left( \frac{D_i}{H_i} + \frac{K}{H} \right) \quad (2.76)$$

$$C_i = -u \quad (2.77)$$

$$\begin{aligned} E_i = & - \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + (D_i + K) \frac{\partial^2(\ln T)}{\partial z^2} \\ & + \frac{\partial(D_i + K)}{\partial z} \frac{\partial(\ln T)}{\partial z} + \frac{1}{H_i} \frac{\partial D_i}{\partial z} \\ & + \frac{1}{H} \frac{\partial K}{\partial z} - \frac{D_i}{H_i^2} \frac{\partial H_i}{\partial z} - \frac{K}{H^2} \frac{\partial H}{\partial z} \end{aligned} \quad (2.78)$$

et où les  $F_i$  sont égaux aux  $P_i - L_i$  définis à la section précédente.

La méthode de résolution numérique est la méthode des volumes finis qui utilise la forme intégrale de l'équation de continuité (2.73). Le schéma numérique retenu est du premier ordre de précision selon la direction  $x$  et du second ordre selon  $z$ . La résolution du schéma est explicite, ce qui impose une certaine rigidité au niveau du choix du pas de temps. Afin de garantir la stabilité de la résolution numérique, celui-ci ne devra pas être pris trop grand. En pratique, ce pas est fixé suffisamment petit pour que la solution ne diverge pas, et suffisamment grand lorsque l'on voudra converger vers l'état stationnaire.



## Chapitre 3

# Le Nightglow de Mars

Les observations au limbe à l'aide de l'instrument SPICAM à bord de la sonde Mars Express ont révélé l'émission du nightglow ultraviolet dans les bandes  $\delta$  et  $\gamma$  de la molécule de NO. Comme expliqué dans l'introduction de ce travail, cette émission provient de la recombinaison radiative entre les atomes  $O(^3P)$  et  $N(^4S)$  qui sont produits du côté jour de la planète et forment des molécules d'oxyde d'azote dans un état excité du côté nuit. Dans ce chapitre, j'analyse les observations au limbe obtenues durant toute la mission MEX. En particulier, je décris la variabilité de l'intensité de l'émission, ainsi que de l'altitude de son pic. Nous examinons alors les éventuelles corrélations avec la latitude, le temps local, le champ magnétique rémanent ou encore l'activité solaire. Nous montrons que l'altitude du maximum d'émission varie entre 55 km et 92 km alors que l'intensité correspondante prend des valeurs allant de 0,2 kR à 10,5 kR. L'émission verticale, quant à elle, varie de 8 à 237 R autour d'une valeur moyenne égale à  $36 \pm 52$  R. La hauteur d'échelle de la partie supérieure des profils varie entre 3,8 et 11 km, avec une valeur moyenne de  $6 \pm 1,7$  km. Nous utilisons ensuite le modèle chimique/diffusif de nightglow présenté au chapitre précédent où le coefficient de diffusion turbulente  $K$ , dont la valeur dans l'atmosphère de Mars est incertaine, sera utilisé pour approcher les observations. A l'aide de ce dernier, nous montrons que les valeurs de flux descendant d'atomes de N à 100 km d'altitude peuvent varier sur deux ordres de grandeur, de  $10^7$  à  $10^9$  atomes  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ .

### 3.1 L'émission NO nocturne de Mars : chimie et dynamique

L'airglow ultraviolet de la molécule d'oxyde d'azote a été détectée et identifiée très récemment sur Mars par *Bertaux et al.* [2005a] à l'aide de l'instrument SPICAM. Les processus de production de ce nightglow sont décrits à la section 1.2.3 de l'introduction.

En conséquence de ces processus, l'émission ultraviolette totale (la somme des bandes  $\delta$  et  $\gamma$ ) est proportionnelle au taux de recombinaison des atomes d'oxygène et d'azote et dépend des densités de ces deux constituants. L'intensité du nightglow reflète ces densités du côté nocturne de la planète considérée (ici Mars). L'advection horizontale ainsi que le transport par cellules de Hadley vers les pôles sont les mécanismes principaux qui peuvent amener les atomes d'O et de N depuis le côté jour vers le côté nuit. Les atomes d'oxygène sont produits par photodissociation des molécules de CO<sub>2</sub>, CO et dans une moindre mesure O<sub>2</sub> alors que les atomes d'azote proviennent de la photodissociation et de l'impact dissociatif d'électrons sur la molécule de N<sub>2</sub> ainsi que de réactions mettant en jeu certains ions. Les densités et flux correspondants sont alors régulés par la dynamique du côté nuit de Mars qui fait intervenir les vents ainsi que la diffusion turbulente. Les observations et modélisation des densités peuvent dès lors aider à l'estimation de ces paramètres de nature dynamique.

L'évaluation du coefficient de diffusion turbulente verticale et le calcul des densités et des flux dans l'atmosphère de Mars sont les deux principaux objectifs de ce chapitre. Des estimations du coefficient  $K$  ont été réalisées par *Kahn* [1990], qui a montré que sa valeur numérique peut varier de trois ordres de grandeurs aux altitudes qui nous concernent. *Nair et al.* [1994] ont, quant à eux, proposé un profil (en fonction de l'altitude) de diffusion turbulente basé sur les calculs de plusieurs modèles développés au cours des 30 années précédant leur étude. Les valeurs déduites de  $K$  variaient alors de  $10^5$  à  $10^8$  cm<sup>2</sup>/s dans la basse atmosphère éclairée (en dessous de 100 km) [*McElroy and Donahue*, 1972; *Liu and Donahue*, 1976; *Kong and McElroy*, 1977; *Yung et al.*, 1988; *Krasnopolskiy and Parshev*, 1979; *Shimazaki*, 1989; *Krasnopolsky*, 1993; *Atreya and Gu*, 1994]. *Krasnopolsky* [2002] a utilisé dans son étude un coefficient proportionnel à l'inverse de la racine carrée de la densité totale d'atmosphère pour les altitudes supérieures à 80 km. *Krasnopolsky* [2006] a ensuite modélisé la photochimie de l'atmosphère de Mars dans une nouvelle étude où il proposa un nouveau profil allant de  $3 \times 10^6$  à  $10^7$  cm<sup>2</sup> s<sup>-1</sup> pour la basse atmosphère.

## 3.2 Observations SPICAM de l'émission NO

L'instrument SPICAM a été longuement décrit dans l'introduction de cette thèse. Après avoir parcouru la base de données des observations ultraviolettes de l'instrument, un total de 21 orbites présentant des observations intéressantes ont été sélectionnées. Ces observations sont effectuées en utilisant le mode limbe rasant qui permet de maximiser le temps d'observation et où la ligne de visée croise deux fois la couche d'émission (en anglais, ces deux segments sont appelés "ingress" et "egress", c'est-à-dire littéralement entrée et sortie). L'altitude du point tangent dans l'atmosphère forme alors au cours du temps une parabole. Typiquement, une observation est effectuée par orbite et celle-ci dure environ 20 minutes.

La combinaison des différents paramètres d'observation (FOV, BIN, distance de la sonde à la planète) mènent à des résolutions verticales de quelques kilomètres ou moins. Vu le temps d'observation, chaque tempo-image contient environ 1000 spectres et chaque observation apporte environ 5000 spectres à la base de données.

Suivant la méthode décrite par *Leblanc et al.* [2006a] et présentée également dans la section 1.3.3.3 de l'introduction, les données sont calibrées et l'on y soustrait (cfr Annexe A) le courant d'obscurité, l'"offset", ainsi qu'un éventuel signal de fond résiduel. Pour cette étude, nous avons intégré les bandes  $\delta$  et  $\gamma$  directement sur leur domaine de longueurs d'onde, entre 190 nm et 260 nm. La figure 3.1, déjà présentée à l'introduction et reprise dans le présent chapitre pour plus de clarté, montre une comparaison entre la somme de plus d'un millier de spectres acquis par SPICAM et un spectre enregistré en laboratoire. On peut y remarquer les différentes bandes  $\delta$  et  $\gamma$  provenant du niveau vibrationnel  $v' = 0$  des états  $C^2\Pi$  et  $A^2\Sigma^+$  de NO. Nous n'avons pas identifié d'autres émissions dans le spectre observé. L'intégration sur ce domaine spectral fournit alors une brillance en kR pour chaque altitude balayée par la ligne de visée. En raison de la géométrie particulière de l'observation, SPICAM fournit deux ensembles de 5, pour les 5 bins spatiaux, profils d'émission à chaque orbite où l'émission a été enregistrée.

Le bruit statistique de l'émission dans la dimension spatiale a été retiré en utilisant un filtre passe-bas. Cette méthode a l'avantage de fournir un pic d'émission bien déterminé en altitude. La figure 3.2 montre un profil au limbe du nightglow de NO mesuré sur l'entrée et la sortie de l'orbite 734 (symboles x). La courbe pleine est obtenue en appliquant ce filtre passe-bas aux points individuels enregistrés. La fréquence de coupure du filtre est ajustée pour obtenir un profil ne présentant qu'un seul pic d'émission. Les latitudes des segments d'entrée et de sortie sont respectivement  $30,9^\circ\text{S}$  et  $58^\circ\text{S}$  et les temps locaux sont égaux à 20,3 LT et 21,8 LT. Les intensités au pic sont de 0,5 et 4,9 kR, ce qui illustre déjà l'inhomogénéité de la distribution du nightglow NO.

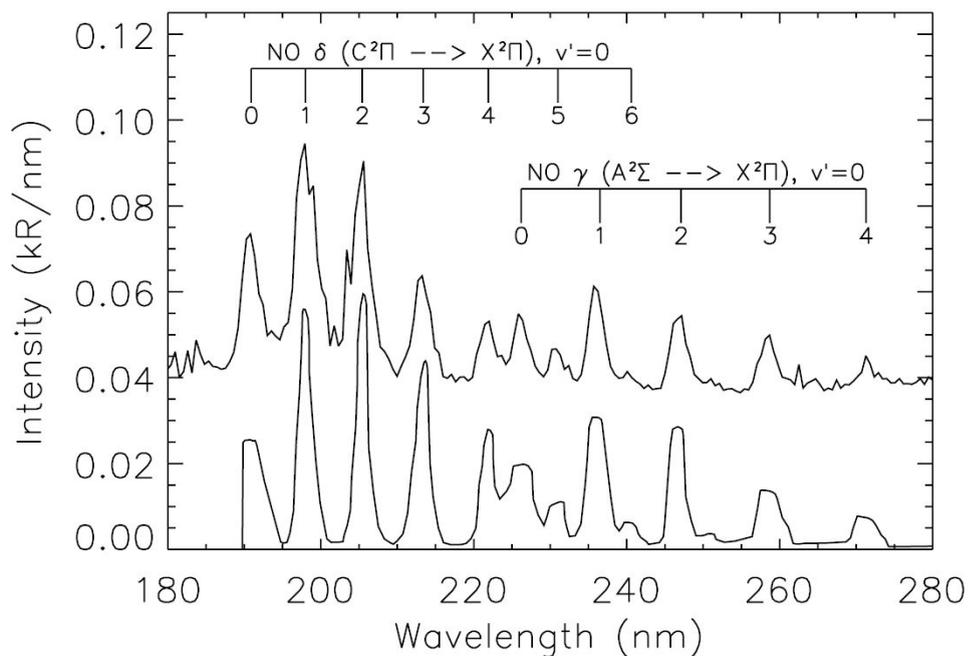


FIGURE 3.1: Haut : somme de 1060 spectres enregistrés par SPICAM lors de l'orbite 734 (bin spatiaux 1 et 2). Bas : spectre de laboratoire [Groth, 1971] réduit à la résolution spectrale de SPICAM.

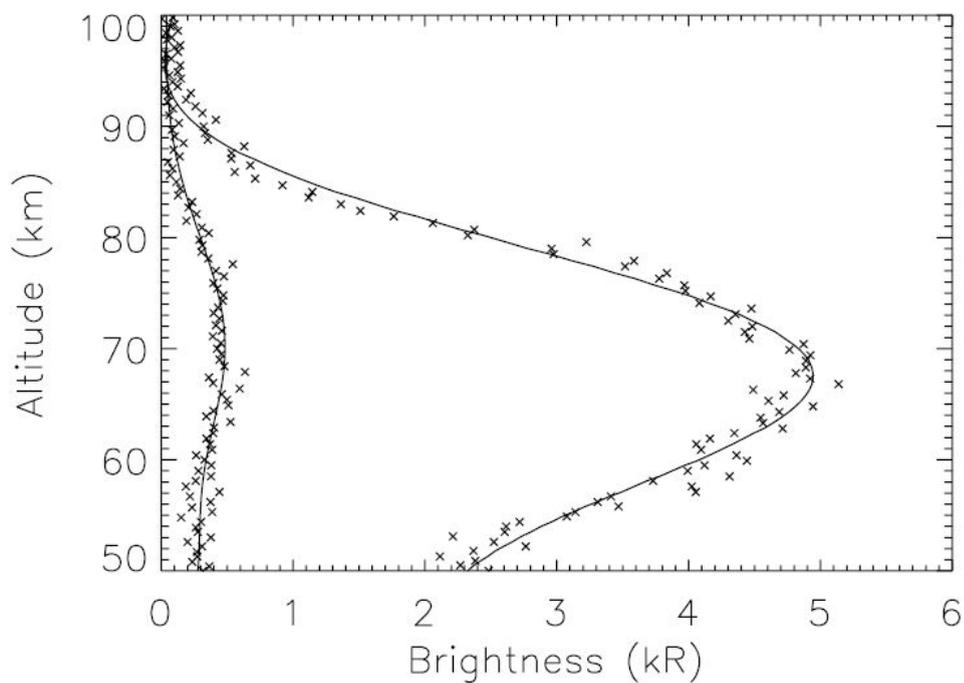


FIGURE 3.2: Profils de nightglow au limbe obtenus par SPICAM lors de l'orbite 734. Le profil le moins intense correspond au segment d'entrée de l'observation et le plus intense au segment de sortie. Les symboles  $\times$  représentent les données brutes et la ligne pleine les données filtrées.

Chaque profil au limbe observé peut être caractérisé par l'altitude et la brillance de son pic, mais également par d'autres paramètres comme la latitude et le temps local du point tangent le long de la ligne de visée ou encore la longitude solaire correspondant à la date d'observation. Dans le but de fournir davantage d'informations, nous avons cherché à approcher chaque profil observé par une courbe de Chapman intégrée le long de la ligne de visée. Les considérations mathématiques de cette méthode sont décrites au chapitre 2 à la section 2.1.4. Puisque la fonction de Chapman est connue, nous pouvons dès lors en déduire d'autres paramètres intéressants, comme la hauteur d'échelle de l'émission ou encore l'émission verticale (l'intensité nadir). Toutes les valeurs de ces différentes quantités sont fournies au tableau 3.1. Les valeurs déduites de profils approchés par des profils de Chapman où l'erreur sur l'ajustement est plus grande que 10% ne sont pas prises en compte. D'une manière générale, l'erreur moyenne sur l'ajustement est de 5%. Au tableau 3.1, j'ai délibérément choisi de ne pas représenter toutes les données au limbe contenant l'émission NO. Plus précisément, les numéros fournis pour chaque partie entrée/sortie de l'orbite considérée correspondent à l'un des cinq regroupements spatiaux de l'instrument. Nous avons procédé de la sorte parce que les autres profils provenant d'autres bins spatiaux étaient soit similaires à celui déjà présenté, soit présentaient un rapport signal sur bruit trop faible, c'est souvent le cas lorsque la petite fente est utilisée sur SPICAM et que l'on observe cette émission. En plus des orbites présentées, Nous avons également identifié 10 orbites où SPICAM observait le côté nocturne de Mars et où aucune émission NO n'était observée. Les latitudes et temps locaux balayés par la ligne de visée durant ces observations particulières sont réparties plus ou moins uniformément sur tout l'hémisphère nocturne de la planète. Cela donne également un aperçu de la variabilité de l'intensité de l'émission.

Si les orbites où l'on ne mesure pas de signal étaient prises en considération, en égalant la brillance maximale des spectres acquis au seuil de détectabilité de l'instrument qui est d'environ 0,1 kR, ou en l'égalant à 0 kR, l'altitude moyenne et la brillance moyenne pour toutes les observations réunies seraient respectivement de  $73,0 \pm 8,2$  km et  $1,2 \pm 1,5$  kR. La valeur moyenne de l'intensité nadir est obtenue de la même manière et vaut  $36 \pm 52$  R.

### 3.3 Corrélations

On peut maintenant noter dans au tableau 3.1 les grandes variations entre les valeurs mesurées des différents profils au limbe. La brillance des pics des profils observés par l'instrument varie sur deux ordres de grandeur et l'altitude correspondante prend des valeurs dans un domaine large de 35 km. Nous avons donc naturellement cherché toute

Orbite	Date	LS (°)	$F_{10.7}$	bin spa- tial	partie d'or- bite	lat (°)	LT (h)	$I_{L,peak}$ (kR)	$z_{L,peak}$ (km)	$P_0$ (R/km)	$z_{L,peak}$ (km)	$H$ (km)	$I_N$ (R)
0716A01	11/08/04	72,5	107,2	5	entrée	-33,7	20,5	1,00	70,6	1,88	74,9	4,95	28,1
0716A01	11/08/04	72,5	107,2	5	sortie	-59,1	22,1	8,13	61,6	14,39	65,9	5,90	236,8
0734A01	16/08/04	74,7	87,7	5	entrée	-30,9	20,3	0,48	70,0	0,79	75,5	6,97	15,4
0734A01	16/08/04	74,7	87,7	5	sortie	-58,0	21,8	4,94	67,3	7,85	73,0	7,48	162,5
1563A01	05/04/05	187,7	78,6	5	entrée								
1563A01	05/04/05	187,7	78,6	5	sortie	60,9	1,7	2,45	66,8	5,13	69,4	4,43	59,0
1577A01	09/04/05	190,0	80,2	5	entrée	28,3	0,5	0,39	73,3	0,68	76,5	6,23	11,5
1577A01	09/04/05	190,0	80,2	5	sortie	57,9	1,3	1,34	55,3	2,27	59,6	6,42	39,6
1599A01	15/04/05	193,6	87,9	5	entrée	13,6	0,3	3,69	80,7	6,65	85,5	5,51	107,8
1599A01	15/04/05	193,6	87,9	3	sortie	49,2	0,3	0,58	73,4	0,88	77,7	8,07	19,4
1782A01	05/06/05	224,6	99,0	5	entrée	20,1	20,8	0,45	91,0	1,09	92,2	3,70	17,7
1782A01	05/06/05	224,6	99,0	5	sortie	51,3	21,9	0,56	67,8	0,82	71,6	7,46	28,5
2535A01	02/01/06	350,2	81,2	4	entrée	-7,46	1,1	1,07	69,6	1,58	72,2	7,36	49,3
2535A01	02/01/06	350,2	81,2	4	sortie								
2611A01	23/01/06	1,0	84,2	4	entrée								
2611A01	23/01/06	1,0	84,2	4	sortie	-0,71	0,2	2,03	65,6	2,34	67,2	11,04	155,1
2615A01	24/01/06	1,6	81,0	4	entrée								
2615A01	24/01/06	1,6	81,0	4	sortie	-2,12	0,0	1,92	85,6	3,58	91,0	3,98	58,4
2620A01	26/01/06	2,3	77,2	4	entrée								
2620A01	26/01/06	2,3	77,2	4	sortie	5,18	0,3	0,57	63,9	...	...	...	...
2623A01	27/01/06	2,7	76,5	4	entrée								
2623A01	27/01/06	2,7	76,5	4	sortie	4,48	0,2	0,51	76,5	...	...	...	...
2625A01	27/01/06	2,9	76,5	4	entrée								
2625A01	27/01/06	2,9	76,5	4	sortie	4,49	0,2	0,18	79,0	...	...	...	...
2645A01	02/02/06	5,7	74,2	4	entrée								
2645A01	02/02/06	5,7	74,2	4	sortie	3,05	23,8	1,46	73,1	...	...	...	...
2771A01	09/03/06	22,6	72,8	4	entrée	-30,0	20,9	0,28	83,2	0,49	89,6	3,77	9,56
2771A01	09/03/06	22,6	72,8	4	sortie	-53,9	22,0	1,23	64,9	2,48	68,1	4,53	30,7
2800A02	17/03/06	26,4	75,4	5	entrée	-28,8	20,6	2,40	70,1	...	...	...	...
2800A02	17/03/06	26,4	75,4	5	sortie								
2832A01	26/03/06	30,5	86,1	5	entrée	-24,4	20,2	1,46	64,1	3,13	67,3	3,86	35,2
2832A01	26/03/06	30,5	86,1	5	sortie								
2900A02	14/04/06	39,2	79,3	5	entrée	-34,3	19,7	1,40	83,7	2,67	88,1	4,79	38,7
2900A02	14/04/06	39,2	79,3	5	sortie	-46,3	21,4	1,08	76,1	1,87	81,3	6,25	33,3
2966A02	03/05/06	47,4	79,8	2	entrée	-31,7	23,5	0,92	72,0	...	...	...	...
2966A02	03/05/06	47,4	79,8	2	sortie								
2987A01	09/05/06	50,0	73,1	1	entrée	-33,1	23,1	3,28	61,3	...	...	...	...
2987A01	09/05/06	50,0	73,1	1	sortie	-8,81	0,2	2,30	87,2	...	...	...	...
2988A01	09/05/06	50,2	73,1	4	entrée	-36,7	20,1	1,36	72,7	2,26	76,8	6,64	40,7
2988A01	09/05/06	50,2	73,1	4	sortie	-39,3	21,2	2,30	72,2	4,03	75,8	6,01	65,3
3007A02	14/05/06	52,5	79,4	5	entrée	-26,0	18,8	0,30	77,4	0,57	81,1	5,10	8,0
3007A02	14/05/06	52,5	79,4	5	sortie	-36,5	20,1	1,55	80,8	2,53	85,3	6,94	47,5
Valeurs moyennes ( $I_L$ pour obs. sans nightglow = 0,1 kR)								1,18	73,0	1,97	76,8	5,97	36,2
1-Sigma								1,53	8,2	2,81	8,8	1,70	51,8
Valeurs moyennes ( $I_L$ pour obs. sans nightglow = 0 kR)								1,15	73,0	1,89	76,8	5,97	35,1
1-Sigma								1,55	8,2	2,86	8,8	1,70	52,5

TABLEAU 3.1: Caractéristiques des profils au limbe enregistrés par SPICAM. Les cellules sans valeur correspondent à des parties d'observation où l'observation n'a pas été effectuée ou à des profils ne présentant pas de pic d'émission. Les quatre dernières colonnes correspondent à des valeurs obtenues à l'aide de l'ajustement d'un profil de Chapman intégré le long de la ligne de visée. Les cellules présentant des pointillés correspondent à des données qui n'ont pas pu être approchées à l'aide d'un profil de Chapman intégré.

corrélation qui pourrait exister entre les valeurs des 6 dernières colonnes et les paramètres géométriques des observations. Les paramètres qui pourraient contrôler les profils d'émission sont la latitude, le temps local et les différentes saisons martiennes représentées par quatre intervalles de longitude solaire (LS). Les domaines de latitudes et de temps locaux couverts par l'ensemble des observations sont montrés à la figure 3.3 qui représente la distribution spatiale des données. Nous pouvons aisément noter qu'il n'y a pas de données disponibles après 02:00 LT, ni à des latitudes supérieures à 60° nord ou sud. Les cercles, qui caractérisent les zones dont le profil d'émission ne présente aucun pic, sont étalés sur toute la carte. Comme discuté précédemment, ce résultat est cohérent avec le fait que le nightglow martien est hautement variable et présente un comportement aléatoire. Les latitudes varient de 59,3°S à 60,9°N.

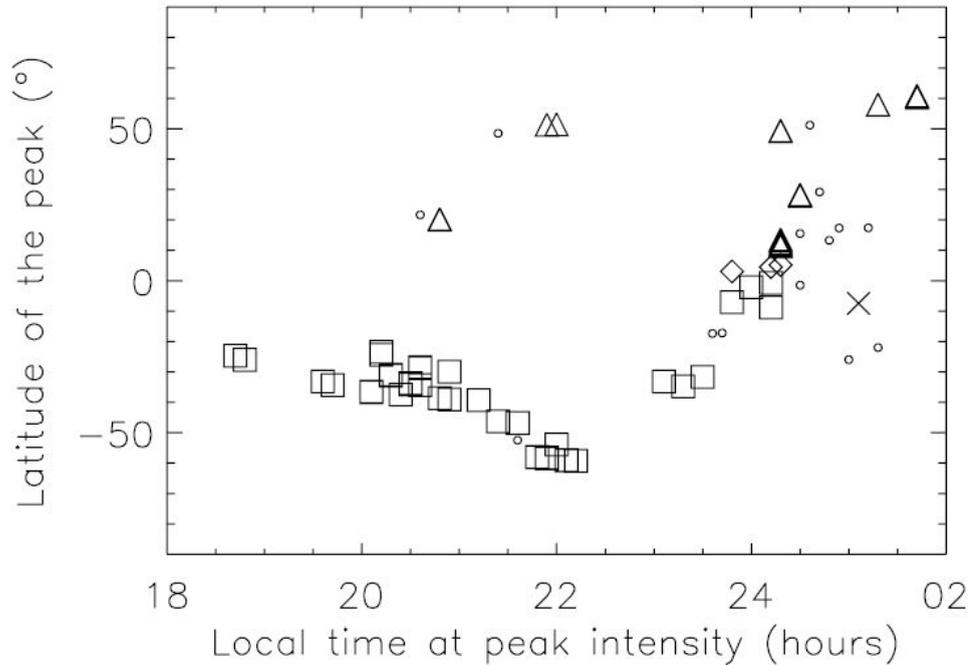


FIGURE 3.3: Localisation des observations individuelles de nightglow. Les losanges correspondent au printemps dans l'hémisphère nord ( $LS = [0,90]^\circ$ ), les triangles correspondent à l'automne dans l'hémisphère nord ( $LS = [180,270]^\circ$ ), les carrés correspondent au printemps dans l'hémisphère sud ( $LS = [180,270]^\circ$ ) et les croix correspondent à l'hiver dans l'hémisphère sud ( $LS = [90,180]^\circ$ ). Les petits cercles représentent quant à eux les données ne présentant pas de pics et dont l'intensité reste typiquement en dessous de 0,5 kR, en toute saison.

Dans cet intervalle, nous avons analysé la variabilité de la brillance et de l'altitude du pic. Nous n'avons trouvé aucune tendance claire pour la variation en brillance, comme illustré à la figure 3.4. La seule conclusion qui peut être tirée indique que les plus hautes valeurs d'intensité sont situées près de  $60^\circ S$  alors que les plus faibles sont réparties sur tout le domaine de latitude. Nous pouvons également noter que les points correspondant à des profils présentant une brillance intense appartiennent à la saison du printemps martien dans l'hémisphère sud ( $LS=[180,270]^\circ$ ). Si nous considérons maintenant le graphique des altitudes de pic en fonction de la latitude présenté à la figure 3.5, nous pouvons observer deux tendances particulières, une dans l'hémisphère nord et l'autre dans l'hémisphère sud. La première est composée de données correspondant à une longitude solaire comprise entre  $185^\circ$  et  $225^\circ$  (automne) alors que la deuxième correspond au domaine  $35^\circ$  à  $75^\circ$  (printemps). Les points sont trop éparpillés pour fournir une courbe de régression mais nous pouvons conclure que plus la latitude est élevée, plus l'altitude du pic sera faible. Toutefois, nous avons également noté que quelques points appartenant à d'autres saisons, ou d'autres valeurs de LS, et qui sont centrés près de l'équateur, ne présentent pas nécessairement la même tendance. Cette diminution de l'altitude du pic quand les latitudes augmentent peut être liée au comportement des isobares, ou plus

précisément, des isosurfaces de pression. Toutefois, une étude précise réalisée à l'aide du modèle MGCM du LMD montre que, bien qu'une décroissance des isobares est présente en fonction de la latitude pour les deux saisons, cette diminution est assez confinée dans les hautes latitudes et sa valeur est d'environ 10 km. En conséquence, cet effet ne peut être qu'une contribution à la variation de l'altitude du pic en fonction de la latitude. D'autres processus, par exemple de nature dynamique, doivent agir ici. Nous pouvons conclure que la latitude peut jouer un rôle dans la distribution de la couche de nightglow en fonction de la saison. Une telle corrélation ne pourrait être révélée qu'à l'aide d'un modèle photochimique tridimensionnel d'airglow.

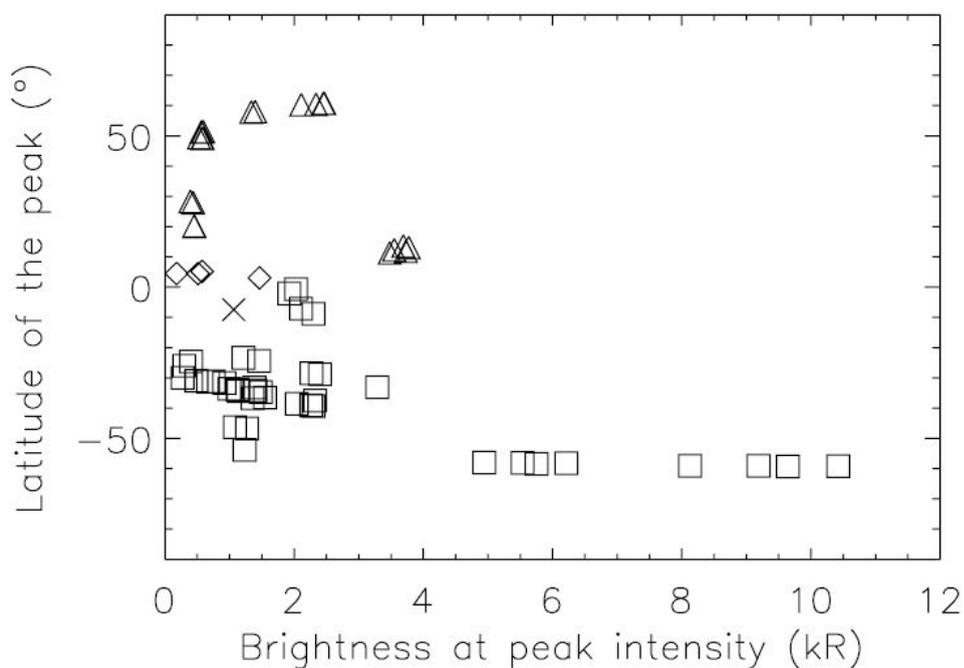


FIGURE 3.4: Variation de la brillance du pic d'émission en fonction de la latitude. Les hautes intensités sont situées près de 60°S. Les losanges correspondent au printemps dans l'hémisphère nord ( $LS = [0,90]^\circ$ ), les triangles correspondent à l'automne dans l'hémisphère nord ( $LS = [180,270]^\circ$ ), les carrés correspondent au printemps dans l'hémisphère sud ( $LS = [180,270]^\circ$ ) et les croix correspondent à l'hiver dans l'hémisphère sud ( $LS = [90,180]^\circ$ ).

Examinons maintenant la corrélation possible entre l'intensité du pic d'émission et son altitude. Le résultat est représenté à la figure 3.6. Comme mentionné au début de cette section, nous pouvons voir que la brillance du pic varie de 0,2 kR à 10,5 kR alors que l'altitude du pic varie elle entre 55 km et 92 km. Les hautes intensités sont généralement associées aux basses altitudes mais nous ne relevons pas de dépendance systématique. De fait, les points présentant les plus hautes intensités peuvent provenir de leur position en latitude (près de 60°S) ou en temps local (près de 22:00 LT) et aucun élément dans cette étude ne permet de discriminer entre ces paramètres. Une étude plus détaillée de chaque

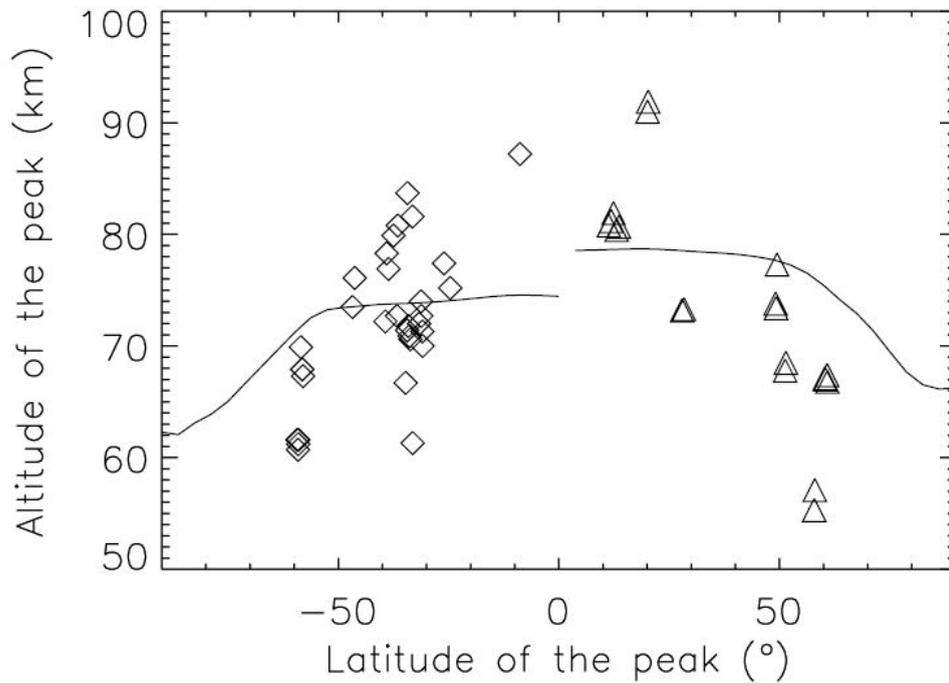


FIGURE 3.5: Variation des altitudes de pic en fonction de la latitude. Les losanges proviennent de  $LS = [35,75]^\circ$  et les triangles de  $LS = [185,225]^\circ$ . Les traits pleins représentent les isobares à 0,1 Pa pour  $LS = 40^\circ$  (gauche) et  $LS = 190^\circ$  (droite).

facteur individuel influençant l'intensité du pic aurait demandé bien plus de données réparties de manière homogène sur chaque domaine de paramètres pouvant entrer en jeu. Nous avons également comparé la distribution en intensité et en altitude des pics d'émission avec l'intensité du champ magnétique rémanent de la planète, normalisé à 200 km. La carte du champ magnétique a été obtenue à l'aide de Mars Global Surveyor (MGS) [Purucker *et al.*, 2000]. Cette étude n'a montré aucune corrélation entre ces différentes quantités. Ce résultat n'est pas surprenant puisque nous avons émis l'hypothèse que le nightglow UV était un processus ne faisant entrer en jeu que des atomes et molécules neutres.

En raison de la dépendance naturelle du taux de production d'azote et d'oxygène du côté éclairé en fonction de l'activité solaire, il est pertinent d'étudier une possible corrélation entre l'intensité du nightglow et l'activité solaire. Dans ce but, nous avons utilisé l'indice  $F_{10.7}$  présenté au chapitre précédent où l'on a tenu compte des positions relatives de Mars et de la Terre par rapport au soleil. Nous avons alors porté en graphique la brillance du pic d'émission de chaque profil enregistré en fonction des index  $F_{10.7}$  correspondants. Les résultats nous montrent que, même si la plus grande valeur de l'indice est liée au profil présentant la plus grande intensité au pic, aucune dépendance n'apparaît clairement (le coefficient de corrélation du nuage de points n'est que de 0,31). Ceci peut être en

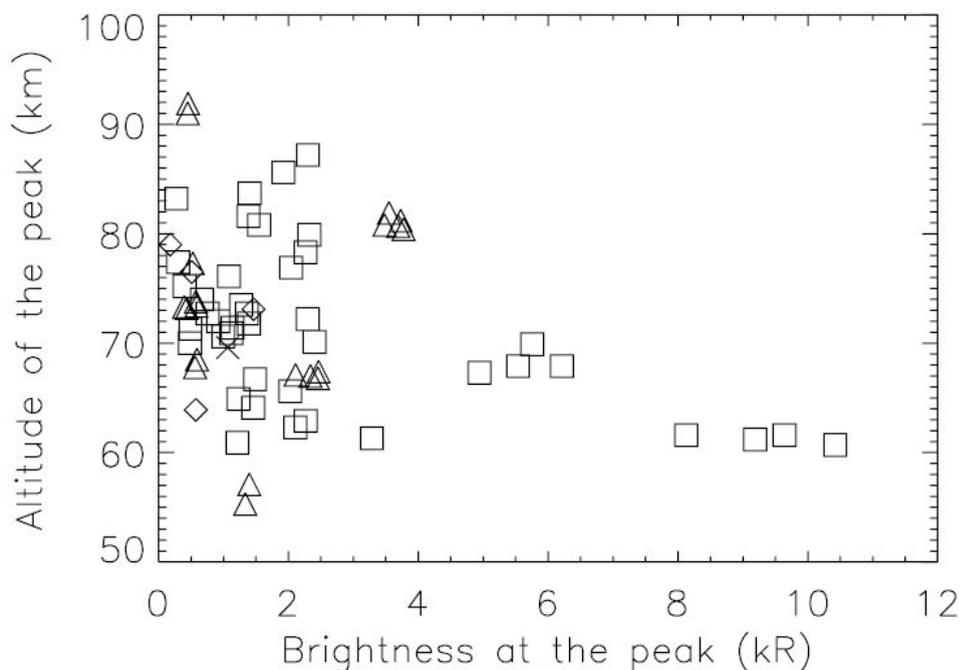


FIGURE 3.6: Variation des altitudes de pic en fonction de l'intensité correspondante. L'ensemble des données utilisables est représenté sur ce graphique. Les hautes brillances semblent être liées aux basses altitudes (en dessous de 70 km). Les losanges correspondent au printemps dans l'hémisphère nord, les triangles à l'automne dans l'hémisphère nord, les carrés au printemps dans l'hémisphère sud et les croix à l'hiver dans l'hémisphère sud.

partie expliqué par le fait que l'émission NO ultraviolette n'est pas répartie de manière homogène sur l'hémisphère nuit de Mars mais apparaît par taches d'émission avec des zones plus intenses que d'autres. Dans ce jeu de données, SPICAM n'a balayé qu'une petite fraction de l'hémisphère nocturne et ces mesures ne représentent pas la moyenne hémisphérique qui pourrait être tout de même corrélée à l'activité solaire. De plus, notons que ces observations ont été effectuées durant des saisons martiennes (LS) différentes.

### 3.4 Modélisation

Afin de retrouver les flux d'azote et d'oxygène entrant en jeu du côté nuit de Mars, mais également dans le but plus général de comprendre la mécanique du nightglow sur la planète, nous avons utilisé le modèle 1D de nightglow présenté au chapitre précédent. Puisque nous savons grâce aux observations que l'altitude du pic du nightglow varie dans un domaine particulier, les frontières inférieures et supérieures pour Mars ont été fixées respectivement à 30 km et 100 km. Les flux d'oxyde d'azote et d'oxygène moléculaire dans l'état ( $^1\Delta$ ) ont été fixés à 0 à la frontière supérieure. Par contre, les flux d'azote et

d'oxygène ne le sont pas et représentent des entrées du modèle que nous pouvons ajuster pour représenter au mieux les observations. En réalité, seul le flux d'azote reste libre car nous avons choisi de fixer le flux d'oxygène à 100 fois le flux d'azote (voir section 2.2.7). Le paramètre libre  $A$  intervenant dans l'expression de la diffusion turbulente à l'équation 2.61 nous aidera également à ajuster le modèle aux données.

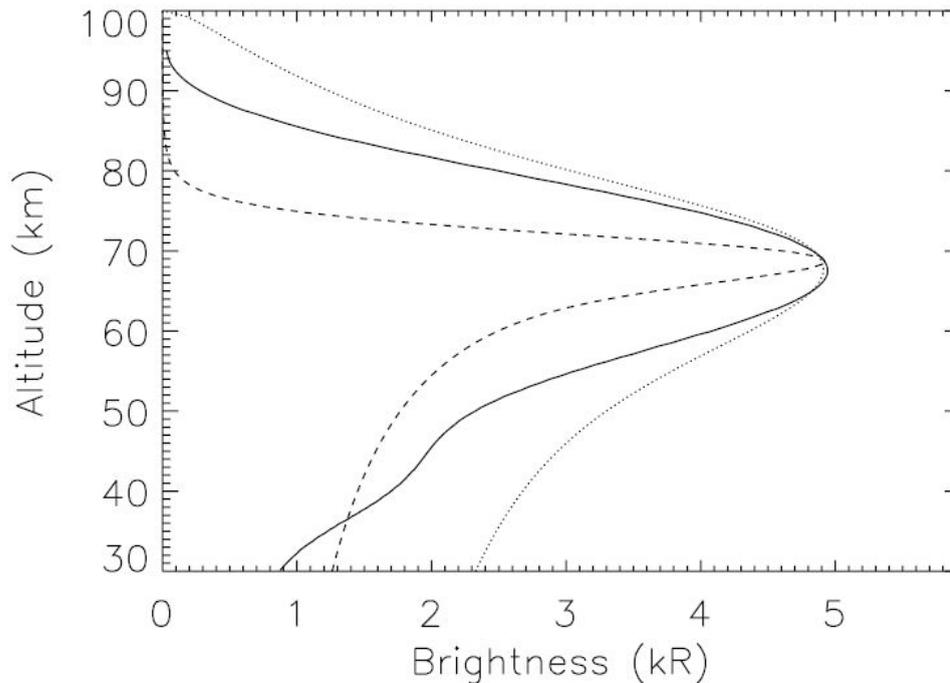


FIGURE 3.7: Profil au limbe de l'orbite 734. Le trait plein représente l'observation, les pointillés le profil calculé pour  $w(z) = 0$  et les traits interrompus le profil calculé pour  $w(z)$  provenant du modèle du LMD.

Avant de comparer observations et modèle, examinons d'abord la position de l'homopause sur Mars. Celle-ci peut être déduite des profils de densité de  $\text{CO}_2$  et de température en égalant les équations 2.61 et 2.62. Ces égalités mènent toujours à des altitudes plus grandes que 100 km, indiquant par conséquent que la région modélisée est complètement comprise dans l'homosphère. La plupart des modèles 1D n'inclut habituellement pas les termes d'advection verticale. En conséquence, et comme nous en avons déjà discuté au chapitre précédent, les coefficients de diffusion turbulente  $K$  qui seront déduits devront seuls rendre compte de tout le transport vertical. C'est pourquoi les valeurs de  $K$ , ou plus généralement le paramètre  $A$ , seront plus grandes lorsque nous utiliserons  $w = 0$  m/s pour le champ de vitesse verticale. Toutefois, dans le but de quantifier cet effet, nous présenterons deux cas où le champ  $w$  ne sera pas nul.

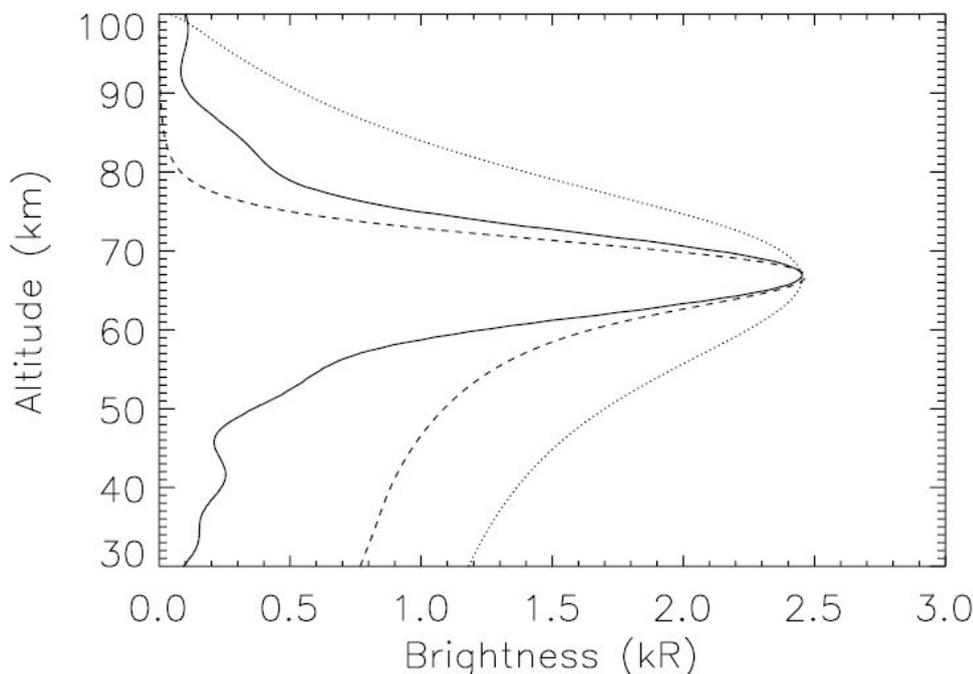


FIGURE 3.8: Profil au limbe de l'orbite 1563. Le trait plein représente l'observation, les pointillés le profil calculé pour  $w(z) = 0$  et les traits interrompus le profil calculé pour  $w(z)$  provenant du modèle du LMD.

Examinons maintenant les résultats obtenus à l'aide du modèle pour quelques simulations. Ces simulations sont effectuées à l'aide de profils de densité de  $\text{CO}_2$  et de température provenant du modèle MGCM du LMD [Forget et al., 1999; Angelats i Coll et al., 2005]. Les figures 3.7 et 3.8 montrent les profils modélisés pour les conditions d'observation des orbites 734 et 1563 (et plus précisément, les paramètres géométriques du 5ème bin spatial). On remarque qu'il est possible de reproduire l'altitude et l'intensité du pic en ajustant les différents paramètres libres du modèle. Pour  $w(z) = 0$ , les flux d'oxygène utilisés à la frontière supérieure du modèle pour les orbites 734 et 1563 sont respectivement de  $3,8 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  et  $2,0 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  et 1% de ces valeurs pour les flux d'azote. Les coefficients  $A$  utilisés dans la formule de  $K$  sont, eux, égaux à  $6,4 \times 10^{12}$  et  $5,6 \times 10^{12}$ , ce qui donne des valeurs de  $8,4 \times 10^5 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  et  $5,9 \times 10^5 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  pour  $K$  à des altitudes de pics de 67,3 km et 66,8 km. Selon Nair et al. [1994], les taux de photodissociation intégrés verticalement de  $\text{CO}_2$  et de  $\text{O}_2$  sont égaux à  $1,1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  et  $2,1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  respectivement. Ces taux fournissent une production totale d'oxygène du côté jour de  $1,3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . La production d'atomes d'oxygène disponible pour être amenés vers l'atmosphère nocturne doit toutefois être considérée au-dessus de 80 km, où elle retombe à environ un quart de sa valeur totale [Krasnopolsky, 2006], c'est à dire  $3,3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Cette valeur est assez grande, environ 10 fois, pour attester du besoin en oxygène à la frontière supérieure du modèle du côté nocturne. De plus, il

est important de noter que la production d'azote calculée, qui est de  $2,8 \times 10^9 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  sert principalement à former des molécules de NO du côté jour qui est le composant d'azote non-apparié majoritaire dans la haute atmosphère de Mars, selon les mesures effectuées par la sonde Viking [Fox et al., 1996]. Les atomes d'azote restants sont alors utilisés principalement dans leur réaction chimique avec NO du côté jour, et le flux net d'azote disponible pour le nightglow est faible : de l'ordre de  $10^7 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Cette valeur moyenne est clairement trop faible pour rendre compte des phénomènes de nightglow observés sur Mars, et observés au cours des orbites 734 et 1563. Toutefois, notons que ces orbites sont parmi les plus intenses du jeu de données. Si nous exprimons que le flux d'azote est utilisé par les réactions (1) et (2) (voir section 2.2.7) :

$$\phi_N = -2 \int_{z=30km}^{z=100km} (k_1 + k_2[CO_2])[O][N]dz \quad (3.1)$$

en négligeant la réaction à trois corps qui contribue pour moins de 2% au niveau du pic d'émission, on trouve que :

$$\phi_N \approx -2 \int_{z=30km}^{z=100km} k_1[O][N]dz = -2 I_{NO*}^{NADIR} \quad (3.2)$$

où  $I_{NO*}^{NADIR}$  est le taux d'émission vertical total. En utilisant la valeur moyenne de l'intensité verticale du nightglow déduite du tableau 3.1 dans l'équation (3.2), on obtient un flux d'azote moyen de  $7 \times 10^7 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  qui est plus proche du flux d'azote disponible venant du côté jour. De manière plus générale, cette valeur déduite est égale à 2,5% du taux de production total d'azote dans l'atmosphère éclairée de Mars.

Dans le cas où  $w(z) \neq 0$  (quelques mètres par seconde), on obtient un flux d'oxygène de  $2,0 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  pour l'orbite 734 et  $2,5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  pour l'orbite 1563, 100 fois moins pour le flux d'azote, ainsi que des valeurs de  $4,0 \times 10^{13}$  et  $7,0 \times 10^{13}$  pour les coefficients  $A$  et  $5,3 \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  et  $9,1 \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  pour le coefficient  $K$  aux mêmes altitudes de pics. Ces dernières valeurs de  $K$  sont très grandes et résultent du fait que, aux altitudes de pic considérées, le vent utilisé dans le modèle est dirigé vers le haut et doit par conséquent être contrebalancé par une forte diffusion turbulente (un grand coefficient  $K$ ) pour maintenir le pic à la même altitude. Cet effet est illustré aux figures 3.9 et 3.10 pour les deux orbites traitées. Comme on peut le remarquer aux figures 3.7 et 3.8, les profils calculés avec un vent vertical sont plus minces, plus comprimés que ceux obtenus avec un coefficient  $K$  global, c'est à dire en l'absence de vent vertical. Notons également que la hauteur d'échelle change, entre les deux cas, d'un facteur 5. Pour l'orbite 734, le profil calculé sans vent est plus proche de l'observation alors que pour l'orbite 1563, c'est celui avec vent qui s'en rapproche le plus.

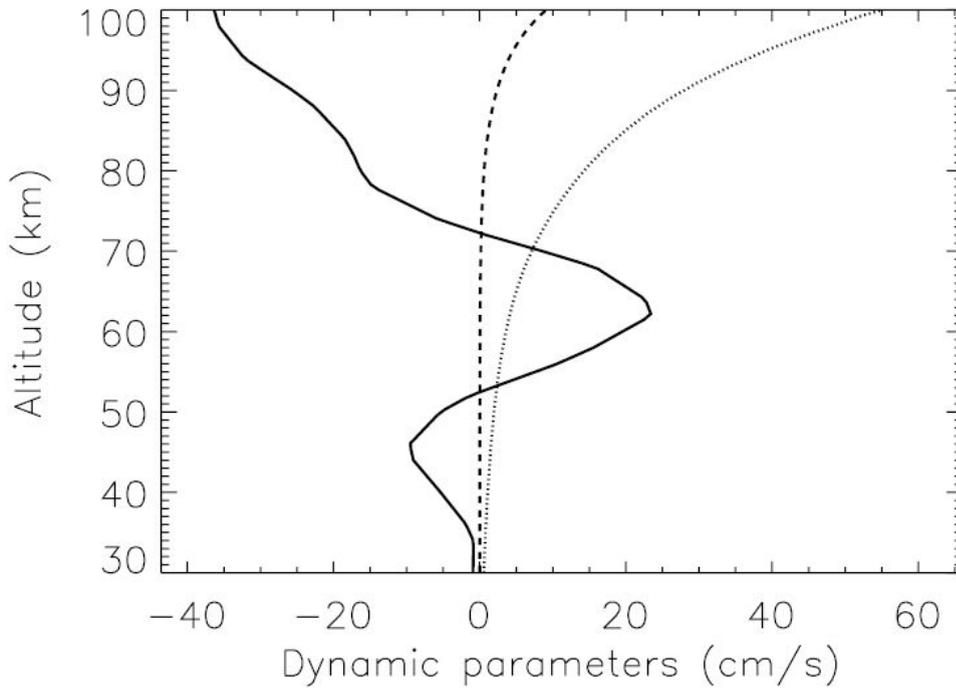


FIGURE 3.9: Cette figure illustre les trois différents paramètres dynamiques pour la modélisation du profil enregistré lors de l'orbite 734. Le trait plein correspond au profil de vent  $w(z)$  extrait du modèle du LMD, les pointillées représentent la vitesse de diffusion turbulente  $K(z)/H(z)$  et les traits interrompus représentent la vitesse de diffusion moléculaire  $D(z)/H(z)$  pour l'oxygène.

Examinons maintenant les valeurs de  $K$  et du flux descendant total aux orbites 716 et 1577. L'orbite 716 correspond au profil présentant la plus grande brillance alors que l'orbite 1577 correspond à celui présentant l'altitude de pic la plus basse avec une valeur de brillance proche de la moyenne calculée au tableau 3.1. Nous avons alors tenté de modéliser ces profils aux limbes extrêmes afin d'obtenir des valeurs limites des quantités citées ci-dessus. Les résultats sont résumés au tableau 3.2 et les profils correspondants sont présentés aux figures 3.11 et 3.12.

Orbit	Type	Spatial BIN	Type	A	$K(z_{pic})$ $\text{cm}^2 \text{s}^{-1}$	$\phi_O(100\text{km})$ $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$	$n_O(z_{pic})$ $\text{cm}^{-3}$	$n_N(z_{pic})$ $\text{cm}^{-3}$
0716A01	int max	1	sortie	$1,7 \times 10^{13}$	$1,5 \times 10^6$	$8,7 \times 10^{10}$	$5,3 \times 10^{10}$	$8,1 \times 10^7$
1577A01	alt min	4	sortie	$1,0 \times 10^{13}$	$6,4 \times 10^5$	$1,2 \times 10^{10}$	$1,4 \times 10^{10}$	$4,0 \times 10^7$

TABEAU 3.2: Paramètres d'ajustement et densités aux pics des profils d'émission.

Les deux profils calculés ont été correctement ajustés aux pics observés, et la hauteur d'échelle des profils reste fort semblable entre modèle et observations. Les données provenant de l'orbite 716 fournissent un profil maximum de  $K(z)$  en fonction de l'altitude pour l'atmosphère martienne du côté nuit et un profil de densité d'oxygène (et donc d'azote) maximum. Ces profils sont présentés à la figure 3.13 en fonction de l'altitude et

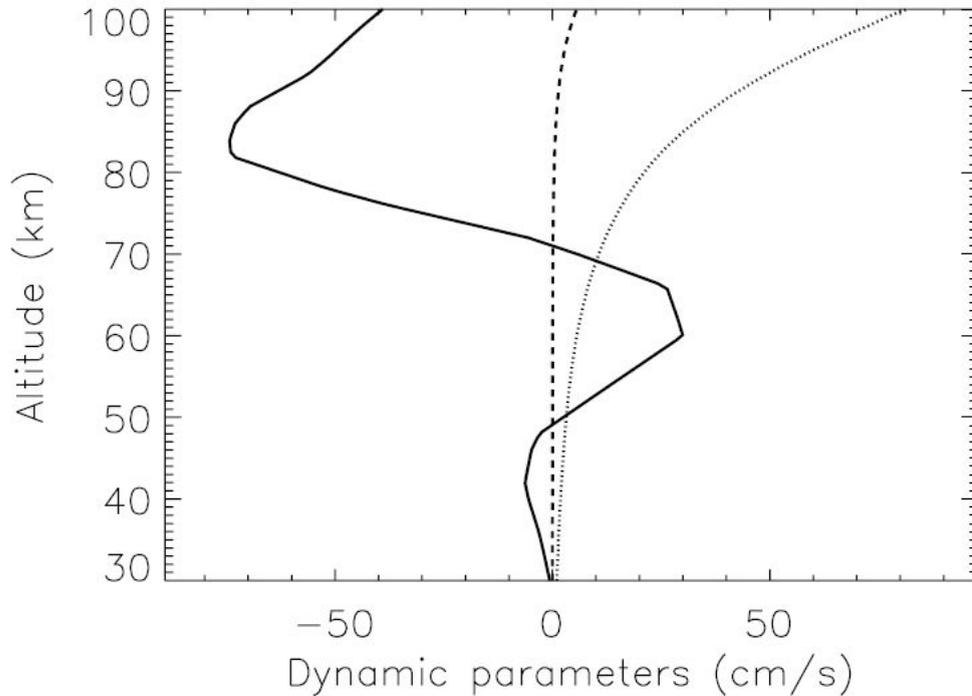


FIGURE 3.10: Cette figure illustre les trois différents paramètres dynamiques pour la modélisation du profil enregistré lors de l'orbite 1563. Le trait plein correspond au profil de vent  $w(z)$  extrait du modèle du LMD, les pointillées représentent la vitesse de diffusion turbulente  $K(z)/H(z)$  et les traits interrompus représentent la vitesse de diffusion moléculaire  $D(z)/H(z)$  pour l'oxygène.

les pics de densité sont respectivement de 58,7 km et 74,1 km pour l'oxygène et l'azote (orbite 716), et de 58,0 km et 69,9 km pour l'orbite 1577. Les valeurs de densités correspondantes valent  $5,4 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  et  $1,4 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$  pour l'orbite 716 et de  $1,4 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  et  $5,5 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$  pour l'orbite 1577. La différence entre les altitudes de pic des profils de densité d'oxygène et d'azote peut être comprise à l'aide de leur mécanisme de destruction. En effet, l'azote est principalement utilisé par les réactions (1) et (2) du tableau 2.1 alors que l'oxygène est aussi détruit par la réaction (4), réaction à trois corps, qui fait entrer en jeu la densité de  $\text{CO}_2$ . Notons que la valeur  $K_{peak}$  pour l'orbite 716 est plus grande que celle calculée pour l'orbite 1577. Cela résulte d'une combinaison de deux effets. Premièrement, pour l'orbite 1577, le pic se situe à une altitude basse et la valeur de  $K$  est par conséquent plus faible qu'elle ne l'aurait été à l'altitude du pic enregistré dans l'orbite 716. Deuxièmement, l'intensité de l'orbite 716 est la plus grande de tout le jeu de données et elle ne peut être modélisée qu'en utilisant un flux d'atomes très grand à la frontière supérieure. Augmenter le flux entraîne une augmentation de l'altitude du pic et donc une valeur plus élevée de  $K$  pour maintenir le pic à la bonne altitude. Ceci peut être facilement compris à l'aide de la formule suivante utilisée pour la première fois par *Stewart et al.* [1980] dans une tentative d'explication du même phénomène sur

Vénus :

$$n(z_{pic}) = \frac{A^2}{2k |\phi_O| H^3} \quad (3.3)$$

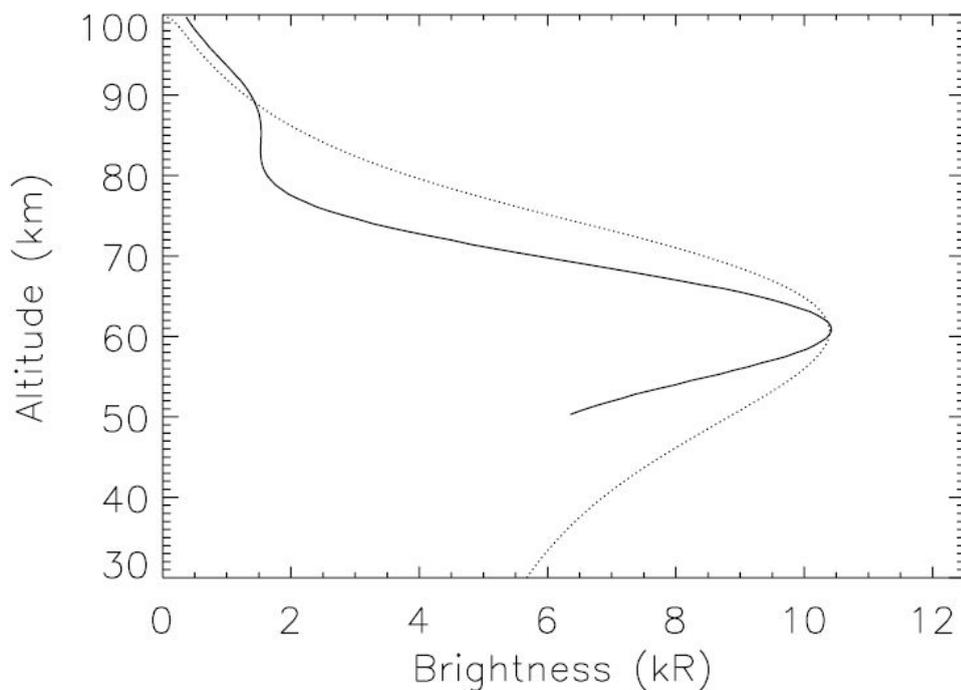


FIGURE 3.11: Profils observé et modélisé correspondant à l'observation effectuée durant l'orbite 716. Le trait plein représente le profil observé et les pointillés correspondent au profil modélisé dont les paramètres sont donnés au tableau 3.2.

où  $n$  est la densité totale de l'atmosphère,  $k$  est le taux de la réaction (1) (voir 2.2.7) et  $\phi_O$  est le flux d'oxygène à la frontière supérieure du modèle. Cette équation est satisfaite à l'altitude du pic d'émission. Par conséquent, si  $\phi_O$  augmente,  $n(z_{pic})$  diminue, et puisque  $n(z)$  diminue avec l'altitude, ce changement va inévitablement mener à une valeur plus grande de  $z_{pic}$ .

A la figure 3.14, nous notons que les profils de diffusion turbulente utilisés par *Nair et al.* [1994] et *Krasnopolsky* [2006] (voir tableau 3.3), qui sont basés sur des résultats plus anciens, sont plus élevés que les profils utilisés pour modéliser les observations. Ces derniers présentent également une tendance quasi exponentielle avec l'altitude. Toutefois, le profil de  $K$  utilisé par *Krasnopolsky* [2002] pour la haute atmosphère ( $> 80$  km) trouve sa place entre les profils  $K(z)$  obtenus à partir des orbites 1577 et 716.

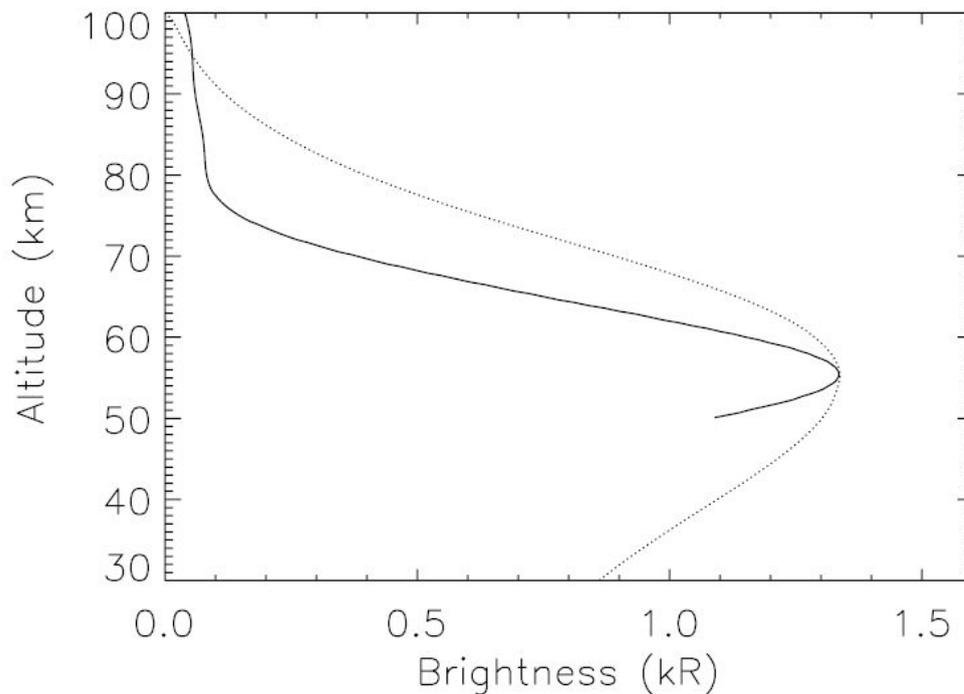


FIGURE 3.12: Profils observé et modélisé correspondant à l'observation effectuée durant l'orbite 1577. Le trait plein représente le profil observé et les pointillés correspondent au profil modélisé dont les paramètres sont donnés au tableau 3.2.

30 km : $1 - 3 \times 10^6$ ; 60 km : $10^7$ ; 80km : $10^7$	<i>Krasnopolsky</i> [2006]
80-100 km : $1,7 \times 10^{13} \times n(z)^{-1/2}$	<i>Krasnopolsky</i> [2002]
0 km : $10^5$ ; 40 km : $10^7$ ; 70 km : $10^7$ ; 100 km : $10^8$	<i>Nair et al.</i> [1994]

TABEAU 3.3: Coefficients de diffusion turbulente. Les valeurs proposées par *Nair et al.* [1994] sont typiques de l'atmosphère côté jour.

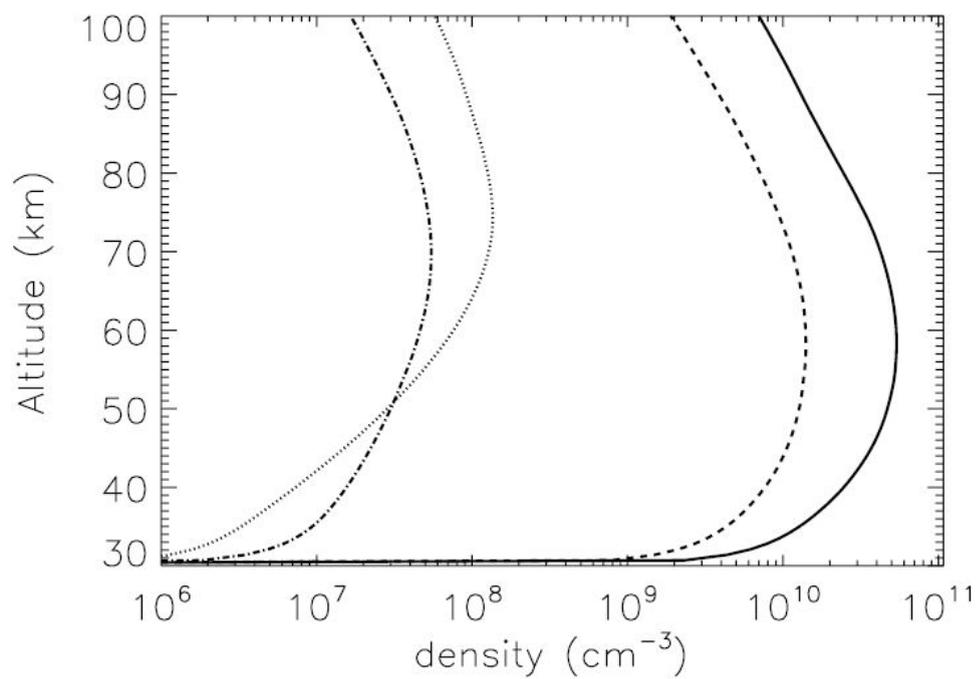


FIGURE 3.13: Profils de densité de O et N. La ligne pleine et la ligne pointillée correspondent respectivement aux profils de densité d'oxygène et d'azote tirés de l'observation effectuée à l'orbite 716. La ligne en traits interrompus et la ligne pointillée-trait interrompus correspondent respectivement aux profils de densité d'oxygène et d'azote tirés de l'observation effectuée à l'orbite 1577.

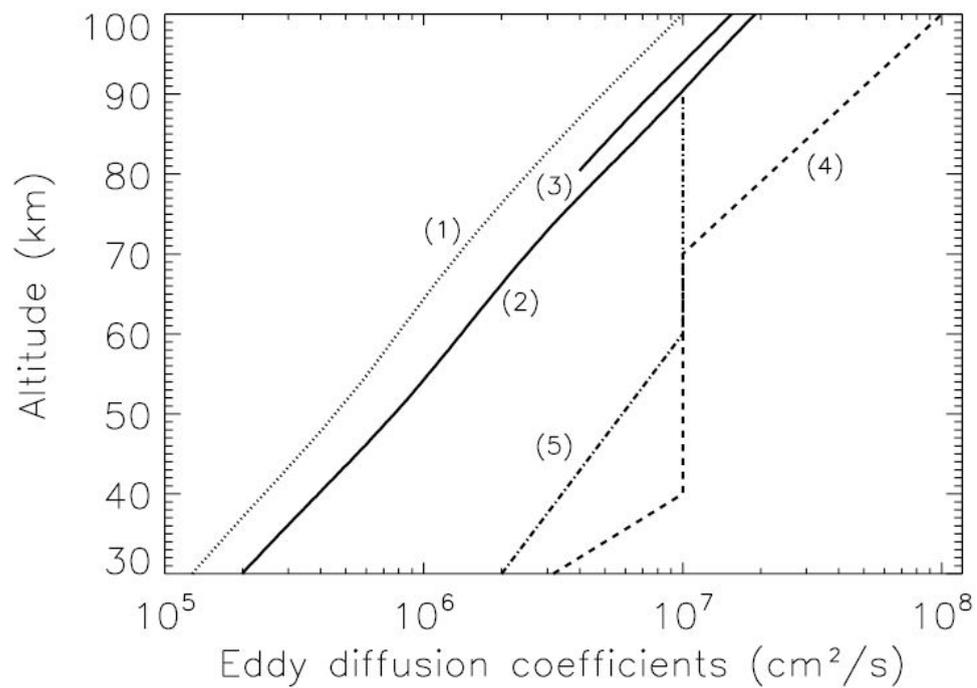


FIGURE 3.14: Profils de diffusion turbulente  $K(z)$  dans l'atmosphère nocturne de Mars. (1) provient de l'ajustement du profil de l'orbite 1577. (2) est déduit de l'ajustement du profil de l'orbite 716. (3) est le profil  $K(z)$  utilisé par [Krasnopolsky \[2002\]](#) alors que (4) et (5) sont respectivement les profils de  $K(z)$  utilisés par [Nair et al. \[1994\]](#) et [Krasnopolsky \[2006\]](#) dans leurs modèles photochimiques de l'atmosphère martienne.



## Chapitre 4

# Le Nightglow de Vénus

L'analyse des données présentée ici est tirée principalement du travail de [Gérard et al. \[2008a\]](#), dans lequel nous avons traité un ensemble de 201 profils au limbe. De plus, des observations complémentaires portant la base de données à 780 profils, non publiés, feront l'objet d'une mise à niveau des résultats en fin de chapitre. Le lecteur pourra ainsi prendre conscience de l'évolution du travail effectué et de l'amélioration de la qualité des résultats.

Ces observations au limbe du spectre de l'émission nightglow dans les bandes  $\delta$  (190-240 nm) et  $\gamma$  (225-270 nm) de la molécule d'oxyde d'azote ont été effectuées à l'aide du spectromètre ultraviolet SPICAV. Comme pour Mars, cette émission est produite par la recombinaison radiative entre les atomes  $O(^3P)$  et  $N(^4S)$  dans l'atmosphère côté nocturne de Vénus. L'altitude moyenne de la couche d'émission est égale à 113 km, mais comme nous allons le voir, elle peut varier entre 95 et 132 km. La brillance moyenne de l'émission totale au limbe (bandes  $\delta$  et  $\gamma$  réunies) est de 32 kR, mais elle s'avère très variable avec des intensités allant jusqu'à 440 kR à de basses latitudes et des valeurs aussi faibles que 5 kR à des latitudes plus élevées de l'hémisphère nord. Aucune dépendance systématique n'a pu être formulée entre la brillance du pic d'émission au limbe et la latitude, mais nous avons trouvé que l'altitude du pic d'émission présentait une décroissance systématique (mais faible) vers les hautes latitudes. Des profils au limbe représentatifs seront présentés et comparés à des simulations du modèle 1D déjà utilisé pour Mars dans le chapitre précédent. A l'aide du modèle, nous avons pu déduire des flux d'atomes d'azote à 130 km qui varient typiquement entre  $1 \times 10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  et  $4 \times 10^9 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Des comparaisons entre la hauteur d'échelle observée des profils au limbe et celle des profils modélisés et dégradés au champ de vue de l'instrument ont permis de mettre en exergue la compatibilité du modèle avec l'idée des flux verticaux d'azote et d'oxygène à 130 km au-dessus des pics d'émission. Le coefficient de diffusion turbulente

$K$  déduit des comparaisons du modèle aux observations est moindre que celui déterminé grâce aux observations effectuées à l'aide du spectromètre ultraviolet de Pioneer Venus pour les basses latitudes durant une période d'activité solaire intense.

## 4.1 L'émission NO nocturne de Vénus : chimie et dynamique

La présence des bandes  $\delta$  et  $\gamma$  de la molécule d'oxyde d'azote dans le nightglow vénusien a été détectée et identifiée pour la première fois par *Feldman et al.* [1979] à l'aide du spectrographe ultraviolet à bord de l'International Ultraviolet Explorer (IUE). Les processus de production de ce nightglow ainsi que leurs implications ont été décrits à la section 1.2.3 de l'introduction.

Des images créées à partir des balayages angulaires de la bande  $\delta$  (0,1) à 198 nm ont été obtenues durant la mission Pioneer Venus lorsque la sonde passait près de l'apogée de son orbite [*Stewart et al.*, 1980]. Celles-ci indiquaient d'importantes variations journalières de l'émission. Des taches d'intensité plus ou moins forte semblaient varier de position dans l'hémisphère nocturne et aucune corrélation n'a été trouvée en fonction de l'activité solaire. La situation des maxima de brillance pour ces zones d'émission variait entre 21:30 LT et 03:00 LT et entre 39°S et 60°N de latitude. Cette variabilité a été attribuée à des changements temporels (d'environ 1 jour terrestre ou moins) dans la circulation thermosphérique de la planète. Ces changements pouvaient être causés par des instabilités dans le schéma de circulation SSAS, et notamment par le cisaillement des vents près du terminateur ou par des ondes de gravité provenant d'altitudes plus basses. Toutefois, aucune modélisation qui aurait pu amener des preuves quantitatives de cette variabilité n'a été effectuée jusqu'à présent. *Stewart et al.* [1980] ont également montré que l'émission était statistiquement située à 02:00 en temps local, juste au sud de l'équateur (voir figure 4.1). Après révision de la calibration de l'instrument [*Bougher et al.*, 1990], le taux d'émission de cette région moyenne a été estimé à 1,9 kR.

A partir de ces observations, on a déduit que l'émission du nightglow de la molécule NO est produite à partir des atomes d'azote et d'oxygène provenant du côté jour et transportés vers l'hémisphère nocturne par la circulation SSAS. Des paramètres tels que le flux d'azote et d'oxygène, ou encore le transport vertical par diffusion turbulente, injectés dans un modèle 1D semblable à celui présenté à la section 2.2.7, pouvaient dès lors être ajustés afin de reproduire l'émission moyenne de NO. Comme l'attitude de la sonde n'était pas connue avec une précision suffisante, la détermination du pic d'altitude dans les observations près du périastre fut indirecte et basée sur l'absorption de l'émission par la molécule de CO<sub>2</sub>. *Gérard et al.* [1981] ont observé que cette altitude devait être proche de 115 km. Ils ont montré que le transport vertical par la seule diffusion moléculaire n'était pas suffisant pour reproduire les observations. Ils ont alors utilisé dans leur modèle le paramètre de diffusion turbulente  $K$ , approximativement égal à  $8 \times 10^{12} \times n^{-1/2} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ , où  $n$  est la densité atmosphérique totale. Cette valeur de  $K$

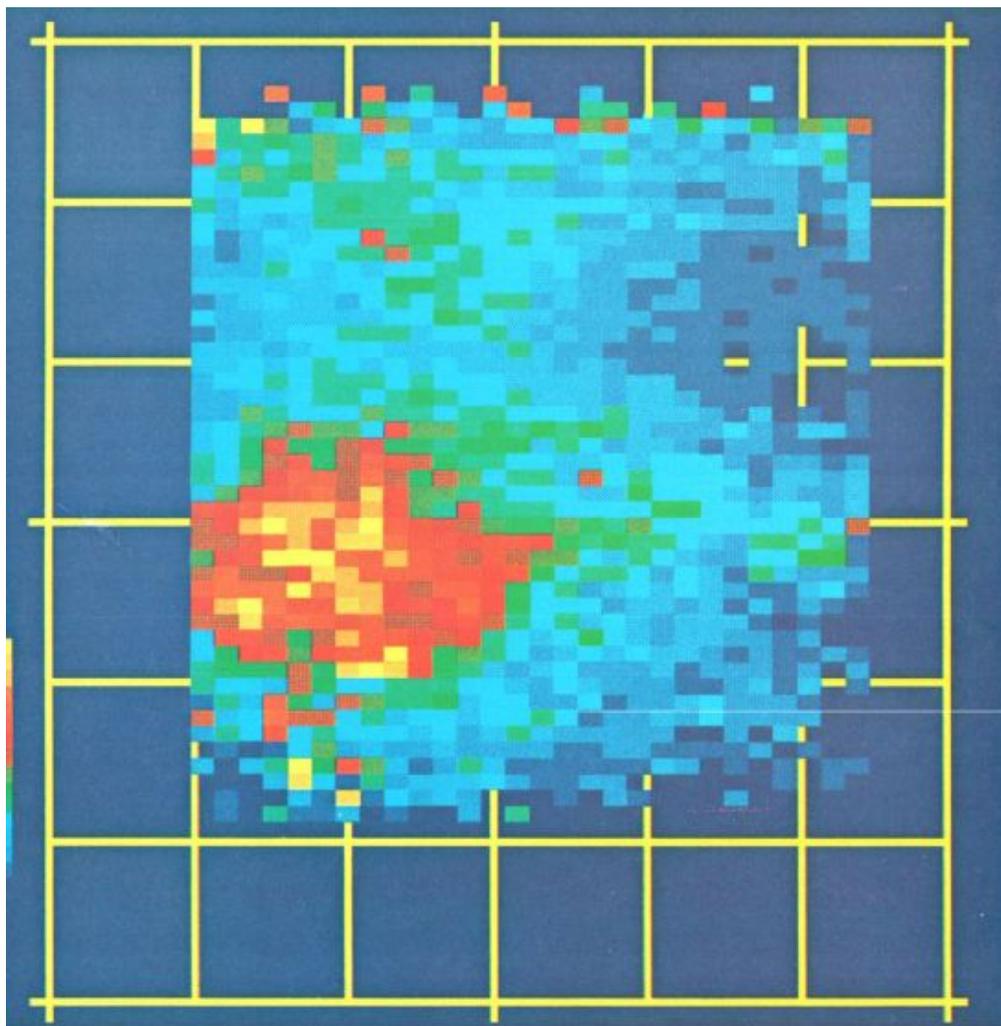


FIGURE 4.1: Carte moyenne de la bande  $\delta$  (0,1) de l'émission NO obtenue à partir de la somme de 35 orbites. L'échelle de couleur utilisée est de 200 R par niveau [Stewart *et al.*, 1980].

était proche de celle déduite par *von Zahn et al.* [1979] de l'analyse de la composition neutre mesurée près du terminateur côté matin, qui montrait une altitude de l'homopause égale à 135 km.

Globalement, cette idée générale de production d'oxygène et d'azote, suivie du transport vers le côté nuit par la circulation SSAS, puis par le transport par diffusion turbulente, et enfin par la recombinaison radiative, est apparue cohérente avec les observations de Pioneer Venus. D'autres validations quantitatives de ce schéma ont été obtenues à l'aide de simulations du VTGCM (Bougher *et al.*, 1990]. Des calculs 1D du transport de ces constituants et de leurs réactions chimiques du côté jour ont indiqué que la production moyenne d'atomes d'azote devait être d'environ  $1,3 \times 10^{10}$  atomes  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  pour un maximum d'activité solaire ( $F_{10.7}$  de 180 à 200) [Gérard *et al.*, 1981]. L'ajustement de certains paramètres dans le VTGCM a conclu à une production moyenne de  $9 \times 10^9$

atomes  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ , approximativement 3 fois la quantité nécessaire pour reproduire la valeur moyenne observée de l'intensité de NO. La position statistique de l'émission fut raisonnablement bien reproduite par le modèle 3D qui faisait mettre en jeu des vents d'environ de 50 à 75  $\text{m s}^{-1}$  dans la région de 115 à 150 km. Toutefois, les paramètres du modèle pouvaient être ajustés pour reproduire correctement soit le nightglow ultraviolet, soit la densité d'azote mesurée du côté jour, mais pas les deux. Des prédictions pour des conditions d'activité solaire minimale ont indiqué une réduction de l'émission par un facteur d'environ 3. Cette réduction est une conséquence directe du niveau de production d'azote et d'oxygène du côté jour ainsi que de l'intensité réduite de la circulation dans la thermosphère. Le déplacement vers le matin (02:00 LT) de l'émission maximale, était toujours bien reproduit par le VTGCM.

L'airglow de NO sur Vénus est donc un traceur de la circulation thermosphérique de Vénus et sa distribution ainsi que sa brillance fournissent des contraintes utiles aux modèles de transport dans une région où l'atmosphère vénusienne reste difficile à sonder par des méthodes classiques de télédétection. Dans cette étude, nous allons décrire de nouvelles observations du nightglow de NO, récoltées dans l'hémisphère nord de la planète à l'aide de l'instrument SPICAV. En particulier, nous examinerons quelle est la distribution en altitude et en brillance du nightglow, ainsi que sa variabilité spatiale. Nous analyserons des relations possibles entre l'intensité de l'émission, son altitude et la latitude où l'enregistrement a été effectué. Nous comparerons finalement les résultats des observations au limbe avec les résultats du modèle 1D présenté à la section 2.2.7.

## 4.2 Observations SPICAV de l'émission NO

L'instrument SPICAV a été longuement décrit dans l'introduction de cette thèse. Les observations sont effectuées en utilisant le mode limbe rasant qui permet de maximiser le temps d'observation et où la ligne de visée croise deux fois la couche d'émission (entrée et sortie). L'altitude du point tangent dans l'atmosphère forme alors au cours du temps une parabole. Typiquement, la ligne de visée balaye des altitudes situées entre 70 km et 400 km. Afin de maximiser le nombre d'observations, nous avons programmé avec l'aide d'Eric Villard du LATMOS (France) trois observations au cours d'une même orbite. Ce type de séquences d'observation est présenté à la figure 4.2. En conséquence, jusqu'à 30 profils au limbe peuvent être enregistrés lors d'une même orbite en tenant compte de la présence des cinq bins spatiaux.

Lors de cette étude, un total de 17 orbites, proposant 201 profils au limbe a été analysé. Une fois tous les profils compilés en une seule base de données, le champ de vue fini de l'instrument est pris en considération. Pour une couche d'airglow donnée, l'altitude

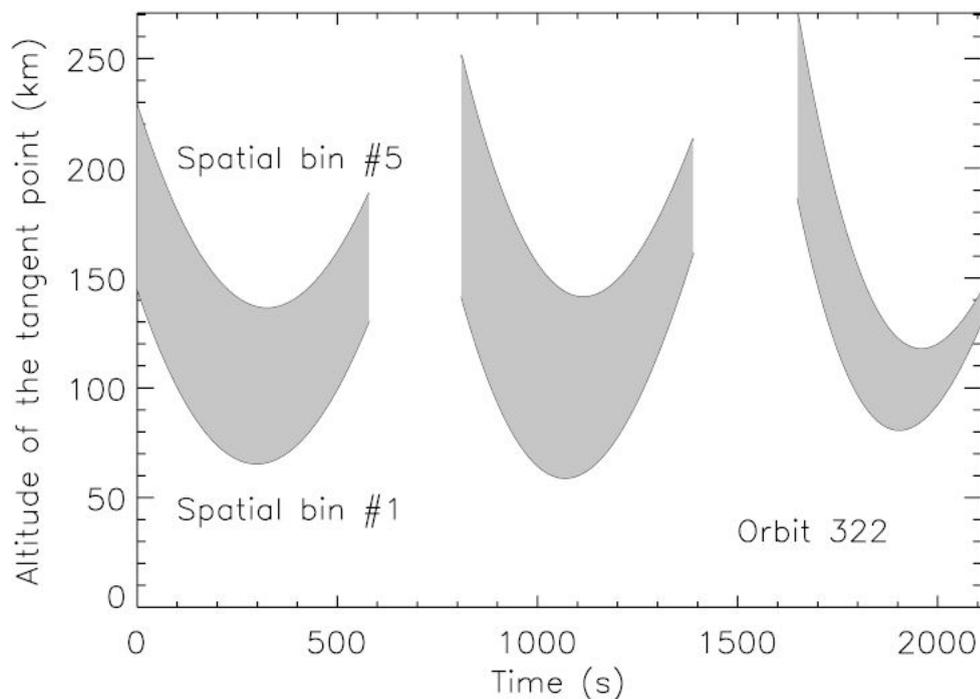


FIGURE 4.2: Variation de l'altitude du point tangent correspondant au centre du champ de vue de SPICAV pour les bins spatiaux 1 à 5, lors de l'observation en mode limbe rasant effectuée à l'orbite 322. Les altitudes des bins spatiaux 2 à 4 sont comprises dans la surface grisée.

apparente du pic d'émission et l'intensité maximale dépendent de la valeur de ce champ de vue. Exprimé angulairement, celui-ci vaut 0,7 arcmin et le paramètre de regroupement (BIN) varie entre 2 et 32. La distance entre le point tangent observé et l'instrument varie entre 3000 et 12000 km, et l'angle entre la fente de diffraction de SPICAV et la verticale au limbe peut prendre des valeurs comprises entre  $15^\circ$  et  $72^\circ$ . En conséquence, pour chaque observation, cet ensemble de paramètres est utilisé afin de déterminer le champ de vue vertical projeté au limbe. Celui-ci peut varier entre 3 et 27 km, mais reste généralement entre 12 et 22 km avec une valeur moyenne de 14,9 km. Nous avons recherché les effets produits par le lissage dû au champ de vue fini sur un profil d'émission de type Chapman (voir section 2.1.4) intégré le long de la ligne de visée, et pour lequel nous avons fixé la hauteur d'échelle. Nous avons alors remarqué que le pic d'émission voit son intensité diminuer d'un facteur 1 à 2 et que son altitude est inférieure à celle du profil réel. Les données présentées aux figures 4.7 à 4.11 ont été corrigées de cet effet de lissage en transformant les valeurs d'intensités au pic et d'altitudes du pic par les facteurs adéquats.

Pour cette étude, chaque spectre est intégré sur les bandes  $\delta$  et  $\gamma$  entières entre 190 nm et 260 nm. Comme discuté précédemment, le taux d'émission total des deux systèmes moléculaires est égal au taux de recombinaison d'atomes d'azote et d'oxygène pour

former NO. La figure 4.3, montre une somme de 771 spectres individuels de nightglow obtenus entre 90 km et 120 km au cours de l'orbite 516. Une comparaison avec le spectre de laboratoire de *Groth* [1971] confirme que ce domaine spectral d'émission du nightglow ultraviolet ne contient pas d'autres émissions que celles provenant des états  $C^2\Pi$  et  $A^2\Sigma$  de NO. L'intégration de chaque spectre individuel sur ce domaine spectral fournit alors la brillance totale de l'émission de NO en kR pour chaque altitude balayée. La figure 4.4 présente des profils au limbe de l'émission mesurés lors de l'entrée et la sortie de la ligne de visée durant l'orbite 271 (sélectionnée aléatoirement comme exemple).

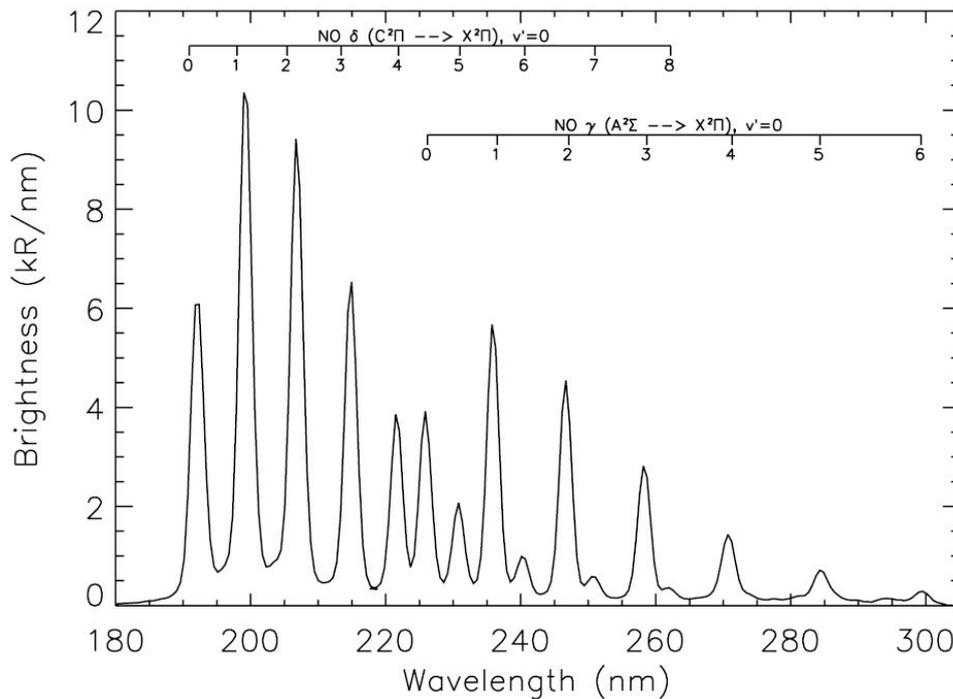


FIGURE 4.3: Spectre du nightglow de la molécule NO obtenu en sommant 771 spectres individuels collectés avec l'instrument SPICAV entre 90 et 120 km lors de l'orbite VEX 516.

Dans ce graphique, puisque les profils au limbe de chaque bin spatial de cette orbite particulière sont fort similaires, les points des bins spatiaux 1 et 2 (ceux vus à travers la petite fente) ont été groupés : les points ont d'abord été moyennés par gamme d'altitudes (avec un pas de 2 km), et ces profils moyennés ont ensuite été sommés ensemble (en gardant bien séparées les parties "entrée" et "sortie" de l'observation). Chaque domaine d'altitudes dans lequel une moyenne a été faite comprend entre 10 et 20 spectres et, par conséquent, les barres d'erreurs présentées sont assez petites. Les latitudes du pic d'émission correspondant aux segments entrée et sortie sont de  $21,7^\circ\text{N}$  et  $29,7^\circ\text{N}$  et les temps locaux valent respectivement 23:48 LT et 23:30 LT. Les intensités au pic sont égales à 46 kR et 35 kR, indiquant qu'un gradient non négligeable d'intensité doit être présent sur les  $8^\circ$  de latitude de différence. Ces profils au limbe ont été inversés en

utilisant l'algorithme d'Abel décrit à la section 2.1.7 afin de calculer les taux d'émission verticaux qui sont alors égaux à 0,8 kR et 0,9 kR. Ces valeurs peuvent être comparées avec la moyenne statistique de 1,9 kR observée par PVOUVS.

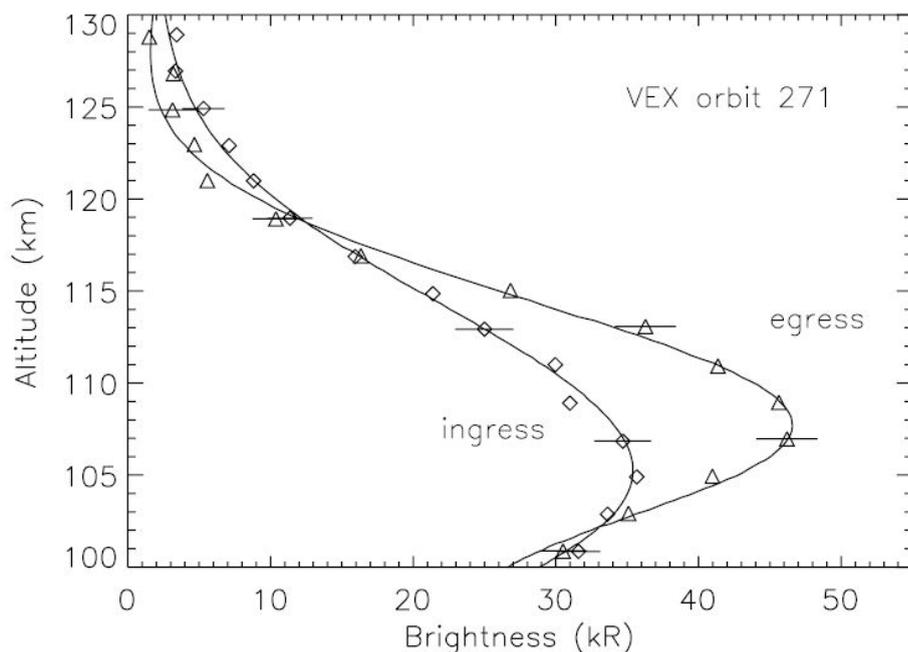


FIGURE 4.4: Profils au limbe du nightglow de la molécule NO mesurés durant l'entrée et la sortie de la ligne de visée de l'orbite 271 le 17 janvier 2007. Les latitudes du pic d'émission sont de  $21,7^{\circ}\text{N}$  et  $29,7^{\circ}\text{N}$  et les temps locaux valent respectivement 23:48 LT et 23:30 LT. Les données brutes regroupées par gammes d'altitudes sont représentées par les triangles et losanges, alors que les profils lissés par filtrage de Fourier sont en traits pleins. Les barres d'erreurs tiennent compte du bruit statistique des photons et du retrait du bruit thermique engendré par le détecteur.

Comme nous venons de le mentionner, les profils au limbe observés dans les 2 premiers bins spatiaux lors de l'orbite 271 sont similaires. Toutefois, de forts gradients horizontaux se présentent occasionnellement et des différences notables entre les profils de chaque bin spatial peuvent être observées. Un exemple est fourni à la figure 4.5 qui montre les quatre premiers bins spatiaux de la partie entrée de l'orbite 322. La ligne de visée du cinquième bin spatial n'a pas intercepté le domaine d'altitudes qui nous intéresse et c'est la raison pour laquelle les données correspondantes ne sont pas présentées à la figure 4.5.

En passant du bin spatial 1 à 4, l'intensité au limbe augmente d'abord puis chute entre des bins spatiaux séparés angulairement de 5,6 arcmin. Les distances correspondantes entre les différents points tangents le long des 4 lignes de visées sont 197 km, 158 km et 374 km. De manière similaire, l'altitude du pic d'émission varie également lorsque l'on passe d'un bin spatial à l'autre. Cette différence de forme, d'altitude de pic et d'intensité que l'on peut remarquer dans cette observation indique que, dans ce cas, la distribution de la couche d'émission est significativement inhomogène, même sur les petits intervalles

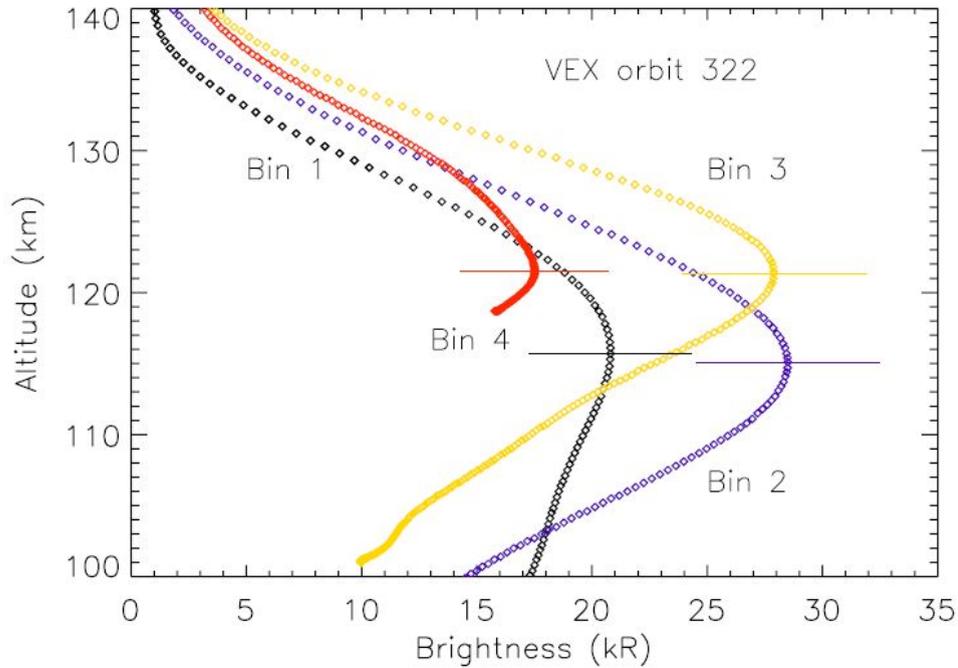


FIGURE 4.5: Profils au limbe lissés enregistrés durant l'entrée de l'orbite 327 dans quatre bin spatiaux adjacents du détecteur. Les barres d'erreurs incluent l'effet de la statistique des photons et le bruit thermique du détecteur.

de latitudes considérés. Toutefois, il est également important de noter que ces gradients latitudinaux sont habituellement plus petits, comme c'était le cas à la figure 4.4.

Chaque profil au limbe peut donc être caractérisé par son altitude, sa brillance, sa latitude et son temps local, au pic d'émission. Après avoir soustrait le signal thermique du détecteur (cfr Annexe A), nous avons appliqué à chaque profil de la base de données un filtre passe-bas en vue d'éliminer les hautes fréquences spatiales apparaissant dans le signal. Ce filtrage (ou lissage) nous permet, comme il a été fait pour les données de SPICAM, de déterminer une altitude et une intensité de pic bien précise pour chaque profil d'émission. Nous avons également enregistré pour chaque profil sa hauteur d'échelle. Pour cette étude, la base de données des profils couvre la période du 17 janvier 2007 au 19 septembre 2007, avec un total de 201 profils au limbe disponibles. Leurs temps locaux couvrent un domaine entre 20:00 LT et 03:00 LT. La distribution des données en temps local et en latitude est représentée à la figure 4.6. Celle-ci montre que les observations récoltées sont principalement divisées en deux groupes : le groupe 1 inclut des profils dont la latitude est comprise entre  $6,1^{\circ}\text{N}$  et  $71,8^{\circ}\text{N}$ , dans le secteur post-minuit (24:00 LT à 03:00 LT), alors que le groupe 2 dont les données sont plus étalées correspond à des latitudes plus basses et des temps locaux compris entre 20:00 LT et 22:00 LT (secteur pré-minuit). Notons également qu'aucune observation n'a été effectuée durant ces dates

dans la région où le maximum d'émission moyenne observé par PV-OUVS était censé se trouver (dans le secteur post-minuit, juste au sud de l'équateur).

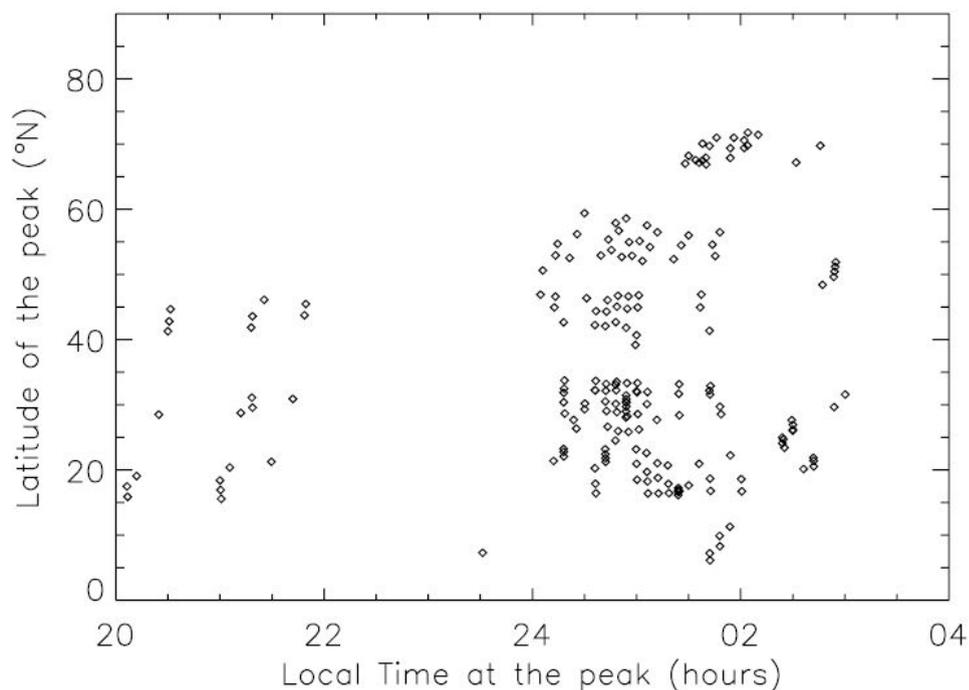


FIGURE 4.6: Temps locaux et couverture latitudinale des profils au limbe utilisés dans l'étude statistique de la distribution du nightglow NO.

### 4.3 Corrélations

Examinons tout d'abord la distribution statistique de l'altitude du pic d'émission, corrigée de l'effet de lissage dû au champ fini de l'instrument. La figure 4.7 montre la distribution, où les points ont été répartis dans des gammes de 2,5 km d'altitude. Cette distribution est assez symétrique autour de sa moyenne, avec certaines valeurs plus grandes que 125 km et d'autres plus petites que 100 km. La valeur moyenne de la distribution est de 112,6 km avec un écart type de 5,8 km, et est assez proche de la médiane qui vaut 112,9 km. Par ailleurs, remarquons que nous assumons implicitement une certaine homogénéité horizontale dans la couche d'airglow. Si l'émission n'était pas présente au point tangent (ou assez faible) et présente (ou plus forte) en avant de la ligne de visée, l'altitude du pic dans le profil au limbe serait nécessairement plus basse que l'altitude réelle du pic d'émission au point tangent. Toutefois, cet effet ne peut pas expliquer les grandes différences d'altitudes reportées à la figure 4.7.

La distribution des intensités aux pics d'émission est présentée à la figure 4.8 par groupes de 6 kR. Comme nous pouvons le remarquer, la distribution est bien moins symétrique

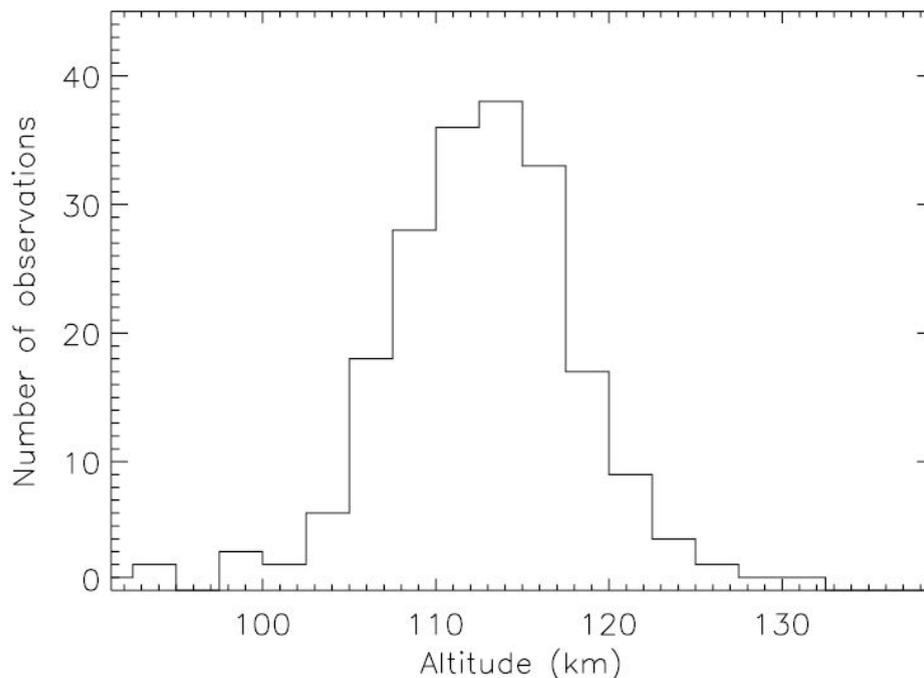


FIGURE 4.7: Distribution des altitudes des points tangents correspondant au pic d'émission dans les profils au limbe analysés dans cette étude. Les altitudes ont été corrigées du champ de vue fini de l'instrument (voir texte).

et présente une queue étendue vers les valeurs les plus grandes. La valeur moyenne du jeu de données est de 32 kR avec un écart type de 60 kR et une médiane de 19 kR. Le pic d'émission intense de 440 kR enregistré lors de l'orbite 516 (le 19 septembre 2007) n'a pas été inclus dans cette figure (ni dans les suivantes pour des raisons évidentes de représentation graphique). La grande dispersion des intensités suggère que les vents agissant dans la thermosphère et qui transportent les atomes d'azote et d'oxygène depuis le côté jour sont intrinsèquement variables. Les atomes sont alors transportés vers l'hémisphère nocturne de Vénus avec des vitesses de vents verticaux plus ou moins fortes. La région de subsidence où l'émission se produit fluctue et produit la variabilité observée dans les données SPICAV.

Examinons maintenant les corrélations possibles entre l'altitude du pic d'émission, son intensité et la latitude à laquelle les observations sont effectuées. La figure 4.9 montre la variation d'altitude du pic en fonction de la latitude (entre 11°N et 85°N). Une légère diminution est alors observée lorsque la latitude augmente, comme indiqué par la droite de régression linéaire obtenue par moindres carrés. Cette décroissance est d'environ 5 km sur l'intervalle de latitudes considéré. La figure 4.10 démontre l'absence de corrélation ( $r = -0,19$ ) entre la brillance au pic d'émission et la latitude correspondante. Néanmoins, notons que les intensités les plus élevées sont observées entre 20°N et 50°N et entre 65°N et 70°N, ce qui se trouve loin du maximum d'émission statistique observé par PVOUVS.

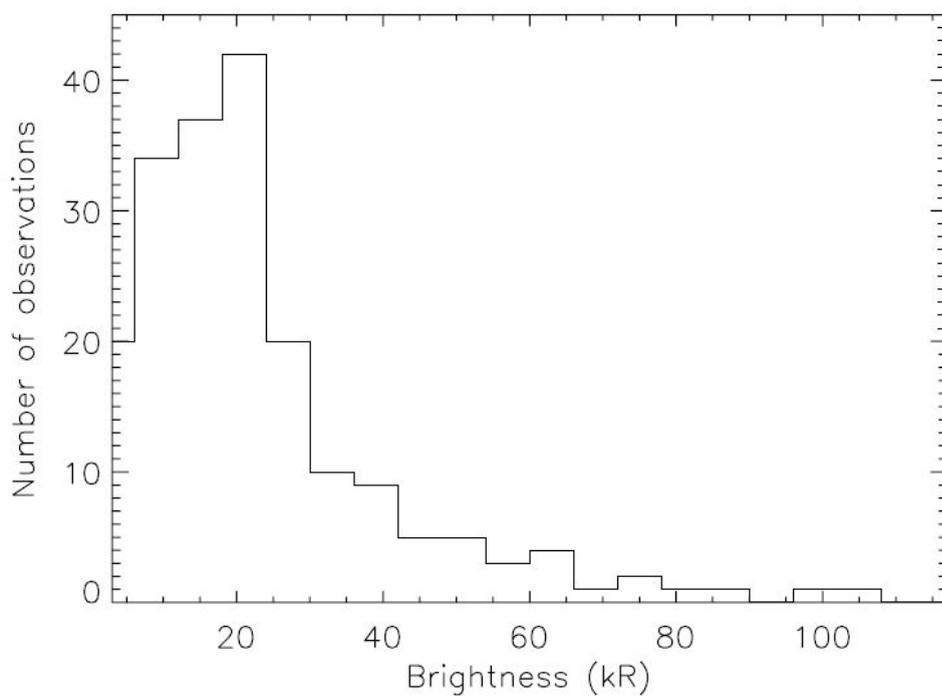


FIGURE 4.8: Distribution des intensités au pic parmi les profils au limbe analysés dans cette étude. Les intensités ont été corrigées du lissage introduit par le champ de vue fini de l'instrument.

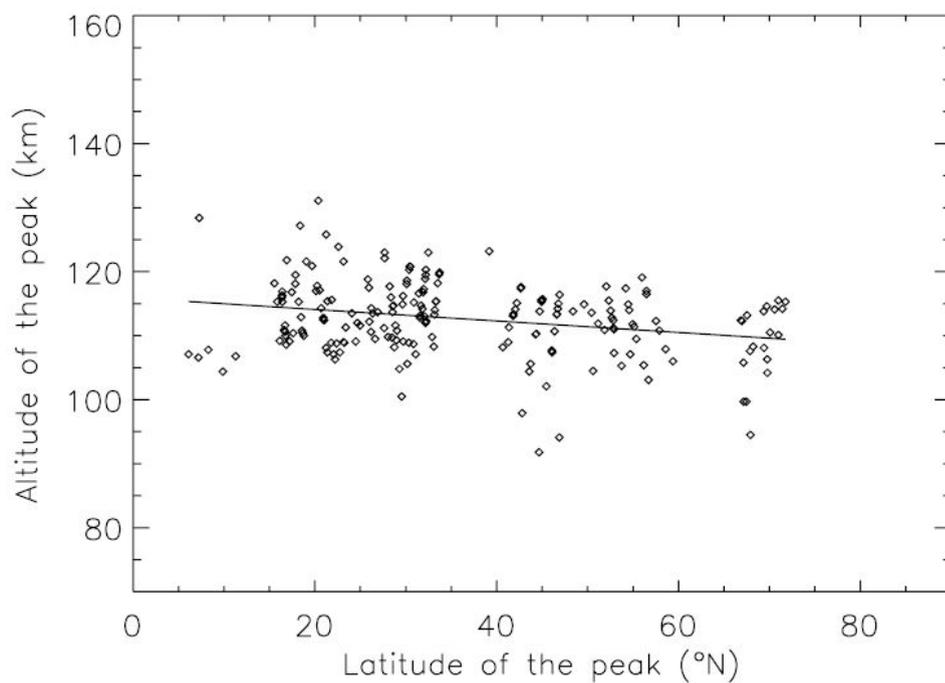


FIGURE 4.9: Relation entre l'altitude du point tangent correspondant au pic d'émission et la latitude.

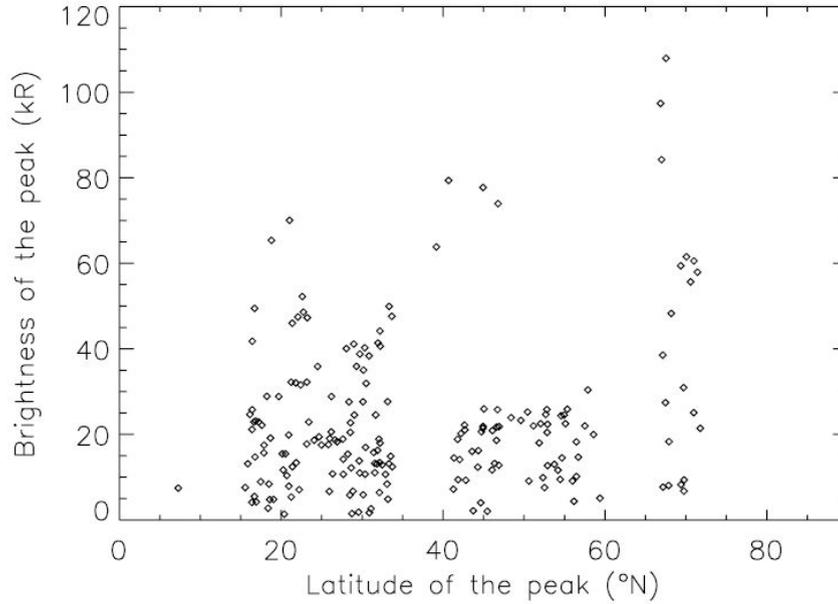


FIGURE 4.10: Relation entre la brillance au pic d'émission et la latitude correspondante.

La figure 4.11 illustre la façon dont la brillance au pic est distribuée vis à vis de l'altitude du pic. Bien qu'une dispersion considérable soit observée ( $r = -0,16$ ), il apparaît que les valeurs d'intensités les plus fortes sont généralement centrées autour d'une altitude égale à  $113 \text{ km} \pm 4 \text{ km}$ , valeur très proche de l'altitude moyenne de la couche de nightglow déduite précédemment. Contrairement à cette tendance, les profils présentant des brillances au pic moins intenses possèdent des altitudes de pic variant d'environ 90 km à 130 km.

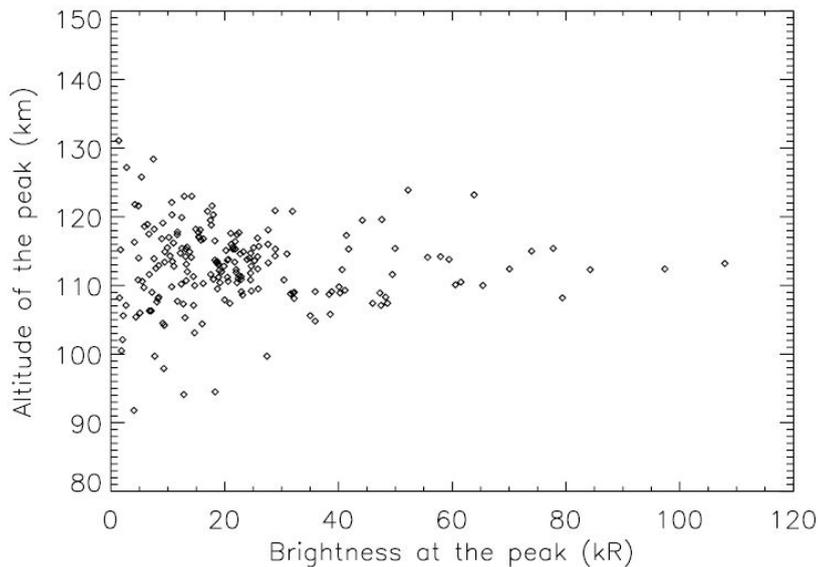


FIGURE 4.11: Relation entre l'altitude du pic d'émission au limbe et sa brillance.

## 4.4 Modélisation

Comme pour Mars, l'utilisation du modèle 1D va rendre possible l'évaluation des flux descendants d'azote et d'oxygène atomique qui se recombinent ensuite pour produire l'émission nightglow de la molécule NO. Comme décrite dans la première section de ce chapitre, l'idée actuelle repose sur le fait que la circulation SSAS amène les atomes depuis le côté éclairé vers le côté nocturne, où la combinaison de la circulation générale et de la diffusion turbulente transporte les atomes dans la région où ils se recombinent (vers 113 km comme nous l'avons vu). La formulation du modèle 1D est identique à celle utilisée pour Mars et est présentée à la section 2.2.7. Les frontières du domaine sont fixées à 80 km et 130 km.

Présentons maintenant les résultats obtenus où nous avons utilisé des profils de densité de CO<sub>2</sub> et de température déduits du modèle VIRA. La figure 4.12 présente une comparaison entre trois profils au limbe différents pour lesquels nous avons comparé observations et modélisations. L'absorption par CO<sub>2</sub> est de moins d'1% dans le domaine d'altitudes considérées ici et est donc négligeable. Les paramètres de chaque modélisation sont ajustés afin que le pic d'émission modélisé approche le plus possible celui de l'observation. Comme pour les études antérieures [Stewart et al., 1980; Gérard et al., 1981], nous avons fait l'hypothèse que le flux d'azote était 100 fois plus faible que celui d'oxygène, de manière à conserver le rapport [O]/[N] moyen mesuré dans la thermosphère éclairée de la planète à l'aide du spectromètre de masse à bord de Pioneer Venus. Les profils correspondant aux observations ont été filtrés, comme expliqué précédemment. A la figure 4.12, les trois profils présentés ont été choisis pour couvrir un domaine assez large de brillances et d'altitudes de pic. Le profil correspondant à l'orbite 320 et obtenu le 7 mars 2007 à 32,3°N et 00:36 LT présente un maximum d'intensité à 112 km et sa morphologie est typique de celles rencontrées dans notre base de données analysées. L'intensité au pic atteint les 39 kR, une valeur qui est plus élevée que la médiane du jeu de données mais reste proche de sa valeur moyenne, comme présenté à la figure 4.8. Le profil modélisé correspondant a été convolué par le champ de vue de l'instrument présent lors de l'observation. Les paramètres du modèle pour cette simulation sont  $\phi_O = 2,1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ,  $\phi_N = 2,1 \times 10^9 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , et  $A = 7,4 \times 10^{11}$ . La distribution des intensités en altitude est assez bien reproduite et la hauteur d'échelle concorde alors que la décroissance du profil en dessous du pic d'émission est moins forte que pour le profil observé.

Bertaux et al. [2007b] ont montré que les occultations stellaires produites par la molécule de CO<sub>2</sub> dans la thermosphère vénusienne suggèrent que les températures sont au moins 40 K plus élevées que celles données par le modèle VIRA dans la région du point antisolaire. L'effet de cette différence de distribution de températures a été testé en substituant

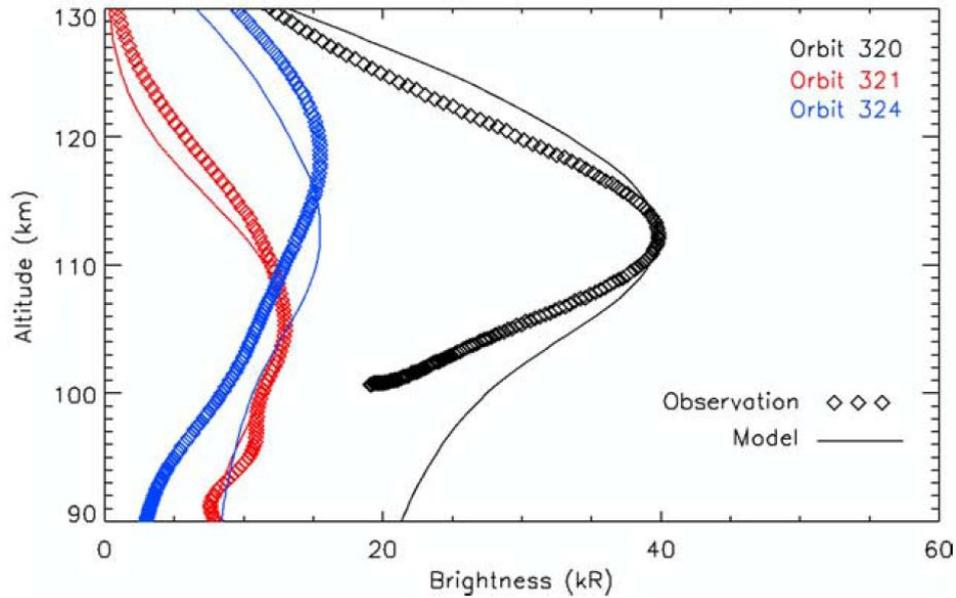


FIGURE 4.12: Exemples de profils au limbe de nightglow présentant des altitudes de pic différentes. Les traits pleins correspondent aux simulations du modèle 1D.

dans nos modélisations le profil de  $\text{CO}_2$  de VIRA par celui déterminé par [Bertaux et al. \[2007b\]](#) à l'orbite 104. La forme du profil et les valeurs des intensités restent presque inchangées quand ces valeurs de  $\text{CO}_2$  et de températures sont utilisées.

Examinons maintenant la hauteur d'échelle des profils d'émission au limbe. Pour chaque profil, nous avons déterminé la valeur de la hauteur d'échelle apparente  $H$  sur des régions comprises entre  $Z_p+5$  km et  $Z_p+15$  km (sauf si la hauteur d'échelle varie trop rapidement sur ce domaine), où  $Z_p$  est l'altitude du pic d'émission. La distribution statistique des hauteurs d'échelle est présentée à la figure 4.13. Les valeurs de  $H$  couvrent plus d'un ordre de grandeur, allant de 2 km à plus de 30 km. Si l'homopause était située au dessus du pic d'émission (comme suggéré par les observations du sondeur de Pioneer Venus), la couche de nightglow serait située dans l'homosphère, dominée par la diffusion turbulente. Dans ces conditions, la solution analytique des équations 2.59 et 2.60 indique que la hauteur d'échelle des constituants transportés vers le bas varierait comme  $1/K$  où  $K$  est le coefficient de diffusion turbulente. Suite à la dépendance en altitude de  $K$  adoptée dans notre modèle, cela impliquerait que la densité d'oxygène atomique ainsi que celle d'azote atomique devraient varier comme la racine carrée de la densité de  $\text{CO}_2$ . En conséquence, puisque le taux d'émission volumique du nightglow est proportionnel au produit  $[O] \times [N]$ , la hauteur d'échelle du nightglow au-dessus du pic d'émission devrait être proche de celle du gaz majoritaire, c'est-à-dire  $\text{CO}_2$ . D'après le modèle VIRA, cette hauteur d'échelle est de l'ordre de 3,1 km à 00:00 LT, près de l'équateur. Maintenant, si l'émission était localisée au-dessus de l'homopause et donc contrôlée par

la diffusion moléculaire (et sans vent), la hauteur d'échelle du nightglow devrait être égale à la moyenne géométrique, 4,6 km, des hauteurs d'échelle individuelles de  $O$  et de  $N$ . Ces deux valeurs clés sont indiquées à la figure 4.13 et représentées par des barres verticales sur le graphique. La hauteur d'échelle déterminée grâce à l'analyse de profils au limbe observée par PV-OUVS [Gérard *et al.*, 1981] était de 3,2 km, en accord avec notre première estimation analytique. D'après notre analyse, il semble clair que plus de 90% des observations utilisées présentent une hauteur d'échelle plus grande que ces dernières valeurs. Toutefois, nous estimons que la plupart de ces grandes valeurs de hauteur d'échelle sont le fruit d'effets observationnels dus à la combinaison de plusieurs facteurs :

- le champ de vue fini de l'instrument dont la valeur dépend du paramètre de regroupement utilisé,
- la distance entre le satellite et le limbe observé,
- l'orientation de la fente de diffraction par rapport à la verticale projetée au limbe.

Comme mentionné précédemment, le champ de vue projeté au limbe varie entre 3 km et 27 km, ce qui tend à lisser les profils au limbe observés et à augmenter la hauteur d'échelle apparente.

La figure 4.14 montre les distributions verticales des densités d'oxygène atomique et d'azote atomique calculées à partir de la modélisation des profils observés à l'orbite 320 (voir figure 4.12). La densité maximale d'oxygène est prédite à 111 km où elle atteint la valeur de  $4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ . Cette valeur est en bon accord avec la densité d'oxygène atomique déterminée par Drossart *et al.* [2007] et par Gérard *et al.* [2008c] à partir des distributions verticales du nightglow infrarouge  $O_2(^1\Delta)$  observé par l'instrument VIRTIS également à bord de Venus Express. Le profil de densité d'azote atomique présente un pic de  $2 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$  à 122 km. Ce résultat peut être comparé avec la densité de N calculée antérieurement par Stewart *et al.* [1980] et par Bougher *et al.* [1990] pour un maximum d'activité solaire à 24 :00 LT à l'aide du VTGCM et du modèle VIRA (voir leur figure 5). Leur maximum de densité de N était d'environ  $7 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$  à 112 km, ce qui est en très bon accord avec les résultats de la figure 4.14, en considérant la différence entre les niveaux d'activité solaire ainsi que les différents temps locaux.

Revenons à la figure 4.12 où deux autres simulations sont comparées aux profils au limbe observés. Le premier profil (Orbite 321, 53,8°N, 00 :48 LT) présente un pic à 105 km et est très bien reproduit par le modèle 1D. Le deuxième (orbite 324, 17,9°N, 01:18 LT) présente un pic élevé à 119 km, alors que sa meilleure modélisation ne peut produire un pic qu'à 112 km. Les paramètres de l'approche pour l'orbite 321 sont  $\phi_O = 6,6 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  et  $A = 4 \times 10^{12}$ . Pour l'orbite 324, ils sont  $\phi_O = 8,2 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , et  $A = 0$ . Pour ce dernier cas, seul le transport vertical par diffusion moléculaire est pris

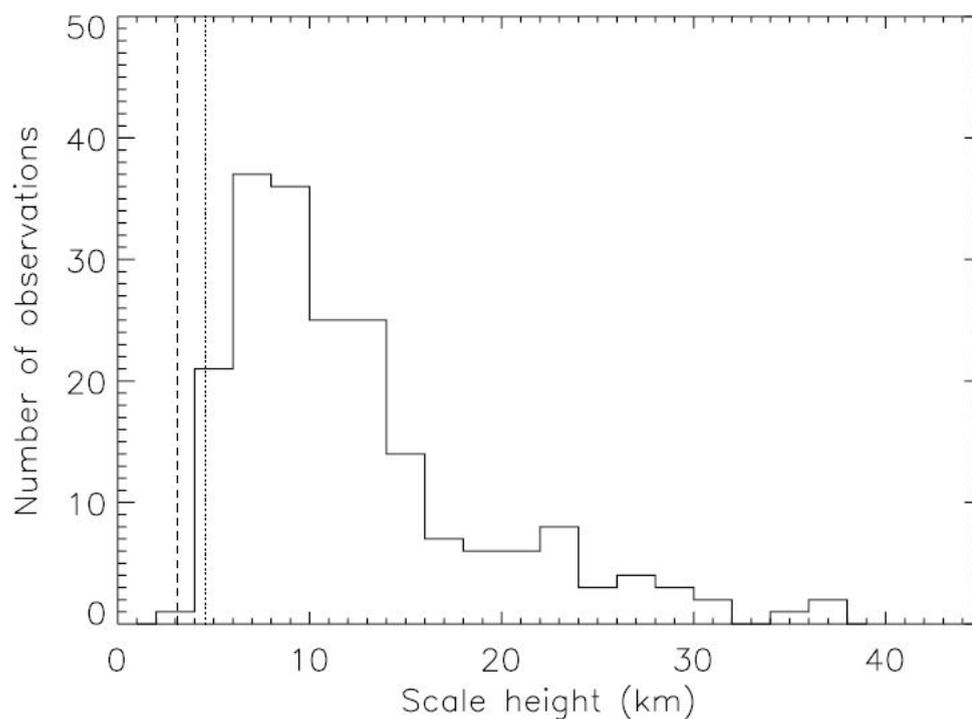


FIGURE 4.13: Distribution des hauteurs d'échelle apparentes du nightglow calculées à partir des profils au limbe enregistrés par SPICAV. Deux lignes verticales ont été ajoutées pour la comparaison : la ligne pointillée indique la valeur de la hauteur d'échelle lorsque l'équilibre diffusif de O et N est considéré et la ligne en traits interrompus donne la valeur pour un flux d'atomes présent dans l'homosphère (voir texte).

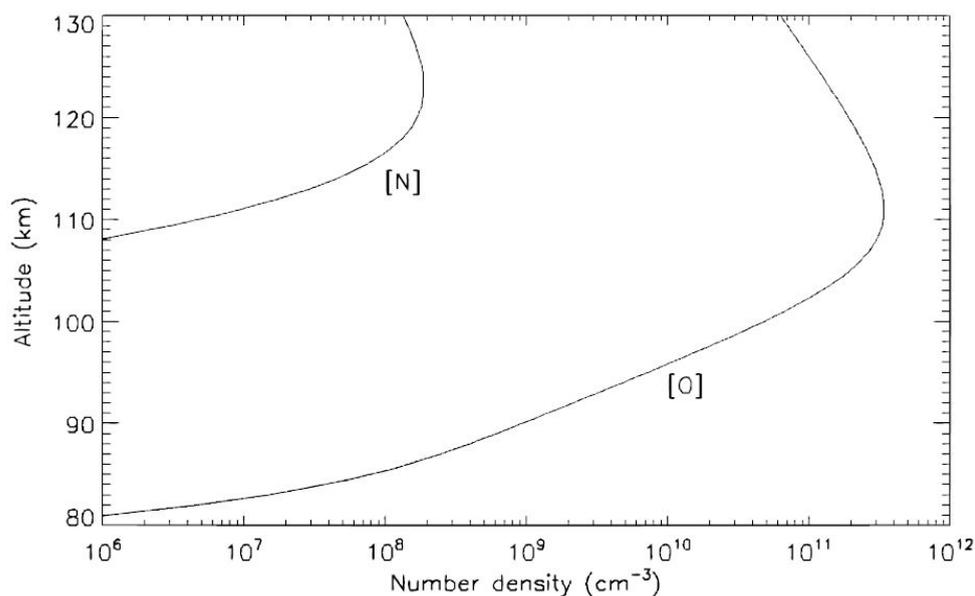


FIGURE 4.14: Distributions verticales des densités d'oxygène et d'azote atomiques obtenues par modélisation des profils au limbe enregistrés durant l'orbite 320 présentés à la figure 4.12.

en compte et reste même trop important pour arriver à produire un pic à 119 km. Ces résultats suggèrent que la diffusion turbulente peut être localement très faible ou que des vents verticaux dirigés vers le haut agissent pour relever l'altitude de la couche de nightglow. Les hauteurs d'échelle observées sont de 13,3 km (orbite 320), 16 km (orbite 321) et 14,5 km (orbite 324). Les trois profils simulés par le modèle, lissés pour rendre compte du champ de vue fini de l'instrument, présentent des valeurs de  $H$  en accord avec la décroissance observée dans les profils enregistrés. Les hauteurs d'échelle correspondantes avant lissage sont de 3,6 km, 3,7 km et 4,6 km respectivement. Ces valeurs sont bien comprises entre les hauteurs d'échelle considérées lorsque l'on suppose la couche d'émission dans ou en dehors de l'homosphère comme discuté précédemment.

## 4.5 Mise à jour de la base de données

Deux années après cette étude, de nouvelles observations ont été effectuées grâce à l'instrument SPICAV. Ces observations appartiennent à deux types différents : des observations au limbe comme présentées dans les sections précédentes et des observations au nadir. Les observations au limbe sont identiques à celle menées antérieurement par l'instrument et viennent s'y ajouter pour améliorer l'étude statistique de l'émission NO. Les observations au nadir ont été programmées lorsque le satellite était situé dans le cône d'ombre de Vénus. En effet, c'est dans cette configuration uniquement que le signal acquis, qui est plus faible que lors des observations au limbe, n'est pas entaché d'une composante spectrale provenant du flux solaire. Si l'instrument observe l'hémisphère nuit en dehors de ce cône d'ombre, le flux provenant du soleil peut atteindre l'instrument, soit par diffusion directe à l'intérieur de celui-ci, soit par réflexion sur le limbe de la planète. Les configurations permettant de telles observations au nadir se présentent 4 fois par ans : 2 fois lorsque le satellite est sur la branche ascendante de son orbite et 2 fois lorsqu'il est sur sa branche descendante. Ces 4 périodes ont des durées d'environ 1 mois chacune. De telles observations peuvent donc être effectuées durant un tiers de l'année terrestre. Cette section va présenter de manière détaillée les résultats obtenus à l'aide de ces nouvelles observations. Ceux-ci doivent être envisagés comme une mise à jour des résultats énoncés précédemment. En effet, les paramètres statistiques obtenus sont légèrement différents et de nouvelles informations sont présentées à l'aide des données au nadir.

### 4.5.1 Analyse des profils au limbe

Les profils au limbe analysés précédemment présentaient la particularité d'être lissés par le champ de vue fini de l'instrument. Celui-ci pouvait être assez grand avec des valeurs

allant jusqu'à 27 km. L'impact de ce lissage sur les brillances au pic et les altitudes au pic des profils était assez important. Ce lissage perturbait également le calcul des hauteurs d'échelle des différents profils, augmentant significativement leur valeur apparente. La méthode présentée dans les sections précédentes avait pour avantage qu'elle était rapide et facile à mettre en oeuvre. Toutefois, celle-ci se basait sur l'hypothèse que chaque profil pouvait être modélisé de manière parfaite à l'aide d'un profil analytique de Chapman intégré le long de la ligne de visée. Afin d'améliorer les résultats obtenus, il a été décidé de traiter directement le profil observé au limbe. La méthode adoptée est l'algorithme de déconvolution de Lucy-Richardson présenté à la section 2.1.6 du chapitre 2. Grâce à cette dernière, nous avons pu transformer tous les profils acquis par l'instrument afin de recréer une nouvelle base de données permettant de travailler avec plus de précision. Cette nouvelle base de données se compose actuellement de 725 profils au limbe, chacun composé de spectres acquis avec la haute résolution spectrale de l'instrument SPICAV.

Les profils au limbe présentent le désavantage d'intégrer les processus locaux le long d'une ligne de visée. L'information initiale, c'est-à-dire le taux volumique d'émission, est donc transformé avant d'atteindre le détecteur de l'instrument. Il est toutefois possible, moyennant certaines hypothèses, de remonter au taux d'émission locale du nightglow dans l'atmosphère vénusienne. Cela nous permettrait d'ajouter des paramètres supplémentaires à notre étude statistique tels que le pic d'émission du taux local, sa hauteur d'échelle véritable, bien que comme nous l'avons vu, celle-ci ne doit pas être différente de la hauteur d'échelle du profil au limbe, ou encore le taux d'émission vertical, ou émission au nadir. Ces paramètres sont utiles pour effectuer des comparaisons avec la théorie, avec d'autres études ou encore avec des modélisations uni ou tri-dimensionnelles. Une fois tous les profils au limbe déconvolués, nous les avons donc inversés en utilisant la transformée d'Abel inverse. Cette procédure suppose une symétrie sphérique parfaite du nightglow de la molécule NO. En réalité, comme nous avons pu le voir, des gradients horizontaux peuvent apparaître dans la couche d'émission, générant des profils au limbe présentant alors des doubles pics. Les profils incomplets en altitude, perturbés par des ondes de gravité, présentant des oscillations en altitude, ou encore ceux présentant des doubles pics ont été exclus de la base de données avant l'inversion pour atteindre le nombre final de 725 profils au limbe et 725 profils d'émission locale répartis sur 153 orbites. Cette accroissement de la base de données a pour principal avantage de mener à des gammes de latitudes et de temps locaux répartis sur presque tout leur domaine (voir figure 4.15) pour les profils enregistrés. En comparaison, la base de données du nightglow observé sur Mars est environ 35 fois plus limitée.

La figure 4.16 présente quatre distributions statistiques. A la figure 4.16a, on a porté en graphique la distribution des brillances de pic des profils au limbe déconvolués. Nous avons opté pour un axe des abscisses logarithmique car la distribution se structure

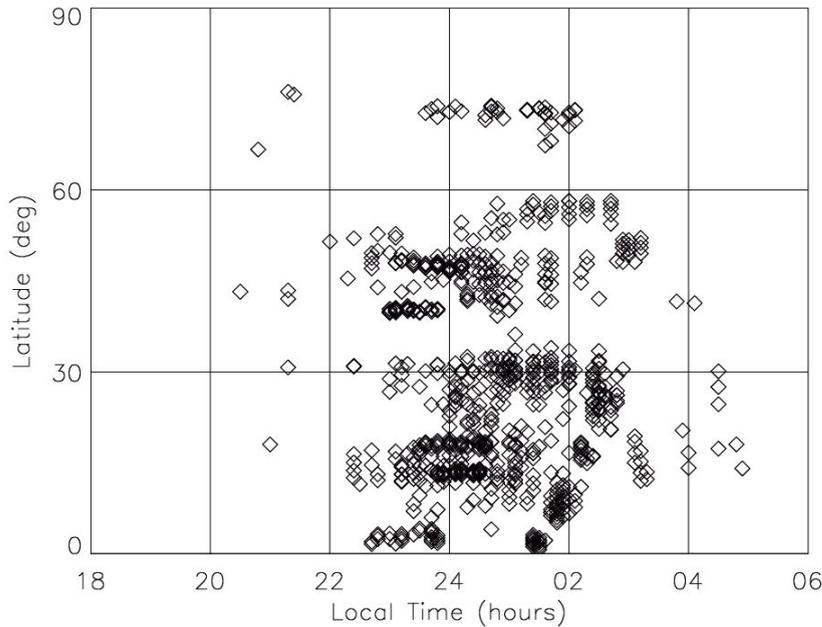


FIGURE 4.15: Répartition des données au limbe obtenues par SPICAV.

pour prendre des allures de gaussienne. Il en va de même pour la figure 4.16c que nous aborderons plus tard. La moyenne des brillances des pics au limbe est maintenant égale à 54,95 kR. On remarque dans les graphiques que la variabilité de l'émission s'étend sur environ deux ordres de grandeur de  $10^{0,5}$  à  $10^{2,5}$ . Cette valeur moyenne est plus grande de 71% par rapport à la valeur déterminée précédemment. Les profils au limbe qui ont été ajoutés à la base de données sont donc légèrement globalement plus intenses que les précédents. La figure 4.16b présente la distribution des altitudes de pic des profils au limbe déconvolués. L'altitude moyenne du pic est de  $110,0 \text{ km} \pm 5,4 \text{ km}$  alors qu'elle était avant de  $113,0 \text{ km}$ . Comme l'intégration le long de la ligne de visée a pour effet de projeter dans les observations au limbe des altitudes de pic qui sont légèrement plus basses que les altitudes de pic des profils d'émission locale, on devrait obtenir pour la figure 4.16d qui présente ces dernières une moyenne plus élevée. De fait, on obtient une valeur de  $114,8 \text{ km} \pm 5,8 \text{ km}$ . Finalement, la figure 4.16c fournit des informations sur la distribution des intensités de pic des profils d'émission locale. La moyenne d'émission est de  $759 \text{ photons cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$  avec une variabilité similaire à celle de la distribution des brillances de pic au limbe. Puisque la base de données compte désormais bien plus de profils que précédemment et que ceux-ci couvrent en temps locaux et latitudes une portion bien plus grande de l'hémisphère nocturne de la planète, la confiance que nous pouvons désormais placer en ces valeurs est ainsi renforcée.

La distribution des intensités verticales peut être simulée à partir des profils d'émission

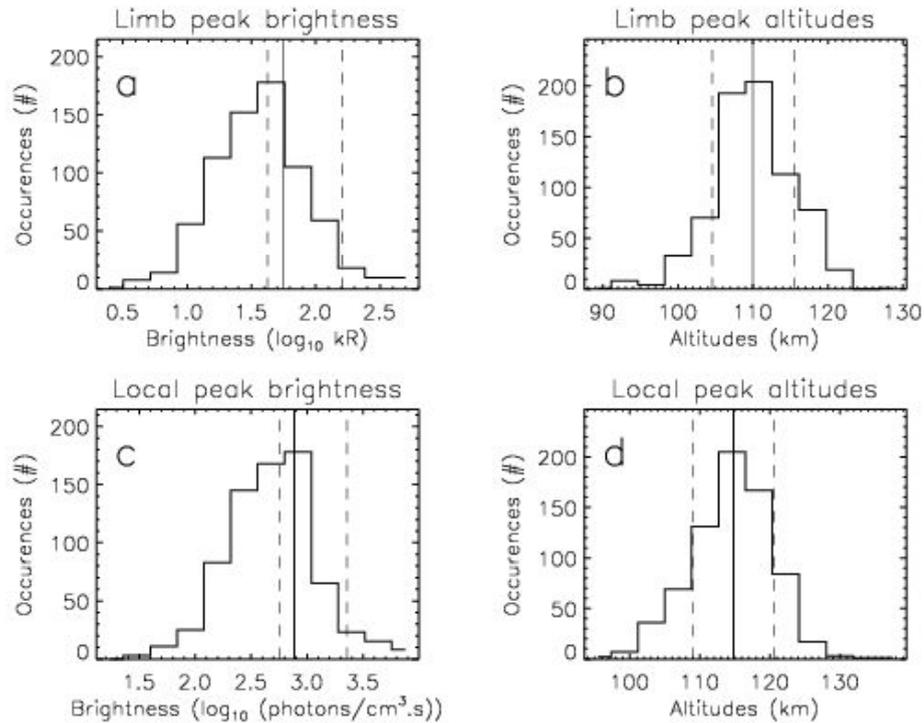


FIGURE 4.16: Distributions statistiques des paramètres de la nouvelle base de données. a : distribution des brillances de pic des profils au limbe déconvolués, b : distribution des altitudes de pic des profils au limbe déconvolués, c : distribution des intensités de pic des profils d'émission locale, d : distribution des altitudes de pic des profils d'émission locale.

locale. En effet, il suffit maintenant d'intégrer verticalement ces profils pour obtenir ces dernières. Cette distribution est présentée à la figure 4.17 où l'on peut remarquer une valeur moyenne de 1,16 kR. Cette valeur moyenne est à comparer avec la moyenne hémisphérique de 1,9 kR observée lors de la mission Pioneer Venus. Sachant que l'activité solaire était alors plus intense, on peut établir que notre valeur est en bon accord avec celle qui était attendue.

Attachons-nous maintenant à la répartition des intensités et des altitudes de pic en fonction des différents paramètres géométriques d'observation comme la latitude, le temps local ou encore l'angle solaire zénithal. Comme le nombre de données a considérablement augmenté, il est plus intéressant de moyenniser la brillance ou l'altitude par tranches prédéfinies des paramètres géométriques avant de les porter en graphique. La variabilité intrinsèque à chaque groupe (possédant la valeur moyenne du paramètre analysé) sera alors représentée par des écarts-types. Puisque la variabilité des brillances est très grande (2 ordres de grandeur), il sera avisé de diviser les écarts-types correspondants selon que l'observation est supérieure ou inférieure à la valeur moyenne.

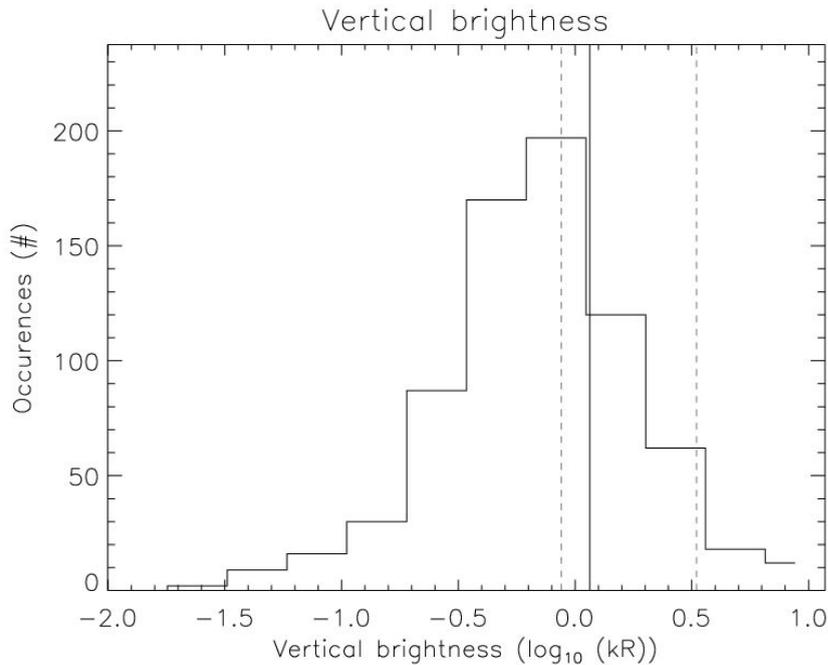


FIGURE 4.17: Distribution des intensités verticales obtenues à partir des profils au limbe.

On peut alors remarquer à la figure 4.18 que la valeur la plus intense se situe à la latitude la plus proche de l'équateur de la planète. Ce taux d'émission est d'environ  $1800 \text{ photons cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$  alors que les autres latitudes présentent des taux d'émissions avoisinant les  $600 \text{ photons cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ . Cette valeur élevée du taux d'émission à de basses latitudes est en parfait accord avec l'idée que la zone d'émission intense se trouve statistiquement au voisinage de l'équateur [Stewart et al., 1980].

La figure 4.19, qui montre maintenant la variation de cette même intensité en fonction du temps local, confirme bien que le maximum statistique d'émission se situe dans le secteur post-minuit, vers 01:30 LT, avec une valeur approchant les  $1000 \text{ photons cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ . Toutefois, ce maximum en fonction du temps local n'est pas aussi marqué que lorsque l'on observe la variation d'intensité en fonction de la latitude. Les valeurs d'intensité de part et d'autre de 01:30 LT ne sont que légèrement inférieures, et suggèrent une répartition en forme de palier étendu entre 22:00 LT et 04:00 LT. Afin de fixer les idées sur la localisation statistique des émissions les plus intenses, il pourrait être intéressant de porter en graphique l'intensité du pic d'émission locale en fonction d'un angle solaire zénithal décentré par rapport au point antisolaire. Appelons  $\theta_{ASZA}$  ce pseudo anti-angle solaire zénithal et fixons le point à partir duquel il est calculé en fonction des maxima repérés dans les figures 4.18 ( $0,5^\circ\text{N}$ ) et 4.19 (01:30 LT).

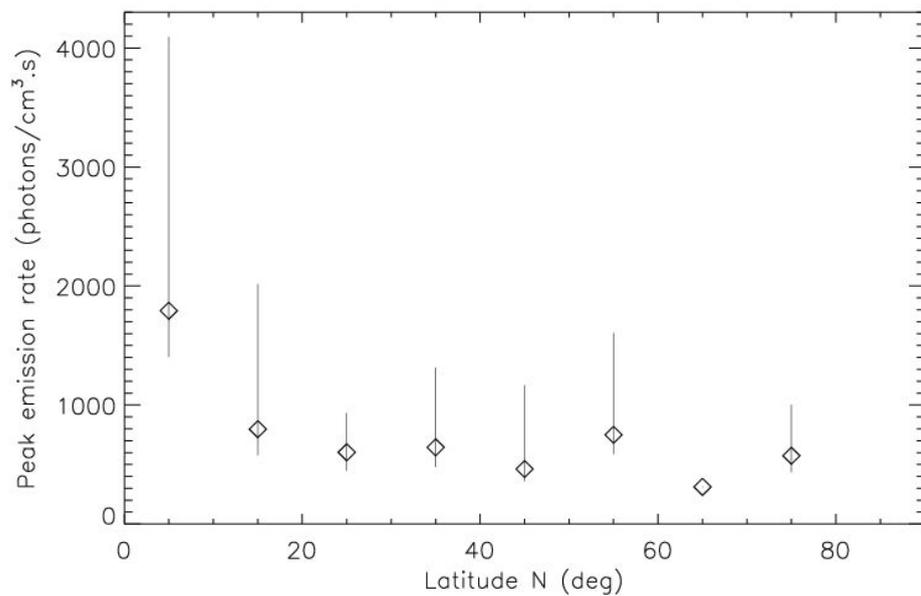


FIGURE 4.18: Variation de l'intensité du pic d'émission locale en fonction de la latitude. Les écarts-types ont été calculés pour des groupes d'intensités plus grandes ou plus petites que la moyenne correspondante.

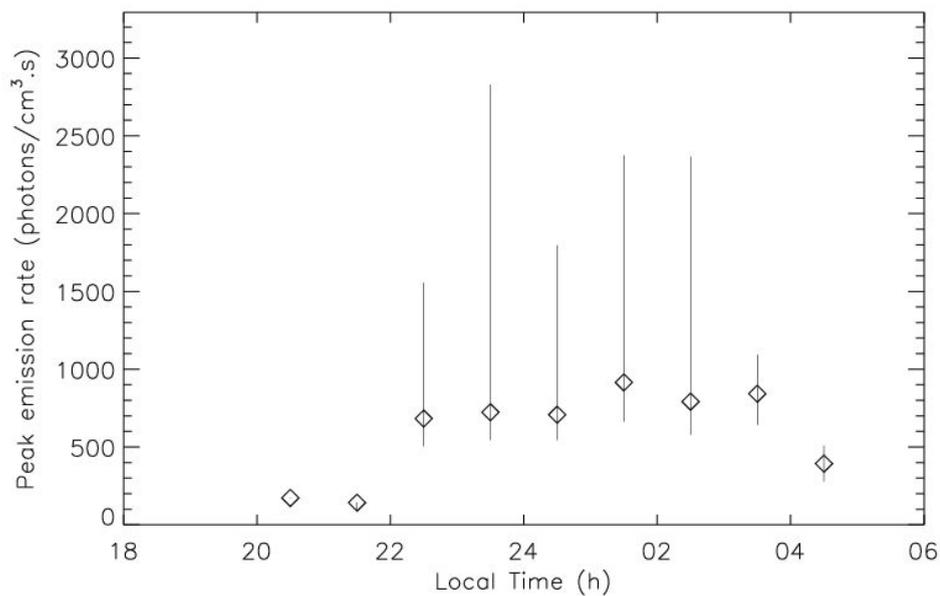


FIGURE 4.19: Variation de l'intensité du pic d'émission locale en fonction du temps local. Les écarts-types ont été calculés pour des groupes d'intensités plus grandes ou plus petites que la moyenne correspondante.

Portons maintenant en graphique à la figure 4.20 l'intensité du pic d'émission locale en fonction de  $\theta_{ASZA}$ . On remarque maintenant aisément que l'intensité la plus forte se trouve bien près du point d'origine choisi pour mesurer notre angle solaire zénithal, avec une valeur proche de  $1800 \text{ photons cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ . Les intensités augmentent en se rapprochant de ce point. Remarquons également que la variabilité en intensité de l'émission augmente également. Toutes ces observations concordent et dirigent nos conclusions dans le même sens : le maximum statistique d'émission du nightglow NO semble se trouver au même emplacement que lorsqu'il a été étudié par Pioneer Venus 20 ans plus tôt pour des conditions d'activité solaire différentes. Afin de confirmer cet important résultat, nous nous pencherons dans la section qui suit sur l'analyse statistique des observations au nadir qui nous fournit directement l'intensité verticale de l'émission pour un endroit donné de l'hémisphère nocturne. Mais avant cela, examinons la variabilité de l'altitude du pic d'émission locale.

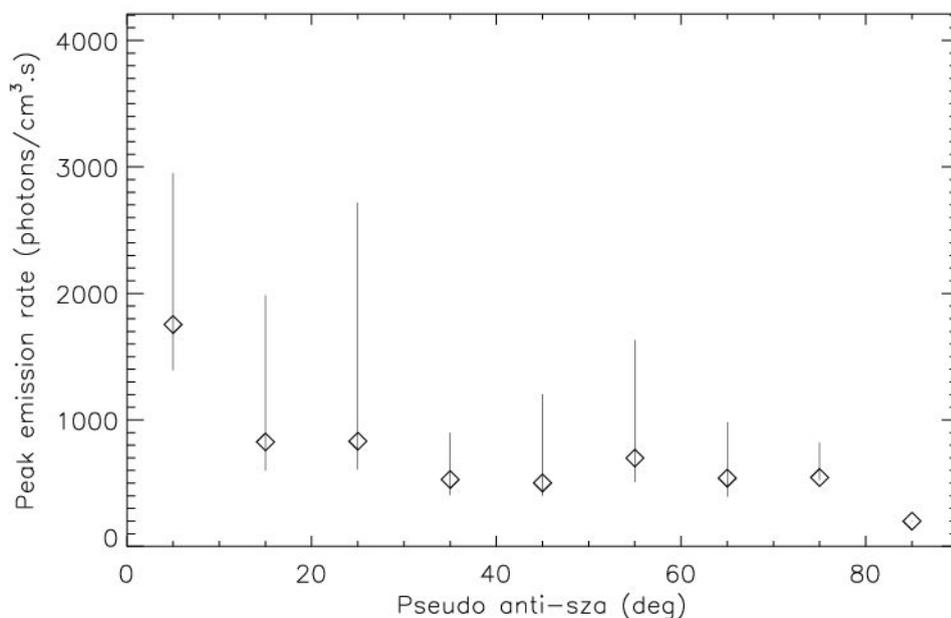


FIGURE 4.20: Variation de l'intensité du pic d'émission locale en fonction de  $\theta_{ASZA}$ . Les écarts-types ont été calculés pour des groupes d'intensités plus grandes ou plus petites que la moyenne correspondante.

Les figures 4.21 et 4.22 présentent, comme nous l'avons fait pour l'intensité, la variation de l'altitude du pic en fonction de la latitude et du temps local respectivement. Les points pour lesquels les barres de variabilité ne sont pas visibles représentent des moyennes composées d'un trop petit nombre de données, et ne sont donc pas fiables. On remarque dès lors à la figure 4.21 que les plus hautes altitudes se répartissent sur un palier allant de  $0^\circ\text{N}$  à  $60^\circ\text{N}$  de latitude avec une valeur moyenne de 115 km. Elles chutent ensuite à 110 km lorsque l'on se rapproche du pôle nord de la planète. Si on examine maintenant à la

figure 4.22, l'altitude moyenne la plus élevée se trouve vers 02:00 LT avec une valeur de 117 km. En se rapprochant du côté soir, l'altitude du pic semble diminuer légèrement au voisinage du terminateur soir. Si l'on effectue la même manipulation que pour la figure 4.20, à savoir ramener les deux graphiques des figures 4.21 et 4.22 à une seule étude de la variation du pic d'altitude en fonction de l'angle  $\theta_{ASZA}$ , on obtient la tendance présentée à la figure 4.23. Depuis le point située à  $0,5^\circ N$  de latitude et 01:30 LT, on remarque un palier s'étendant dans toutes les directions sur des angles allant jusqu'à  $45^\circ$  (plus ou moins 4500 km de distance d'arc) avec une valeur moyenne d'altitude de pic de 115 km. Au-delà, l'altitude de pic chute presque linéairement à une valeur de 108 km à  $75^\circ$  de distance angulaire.

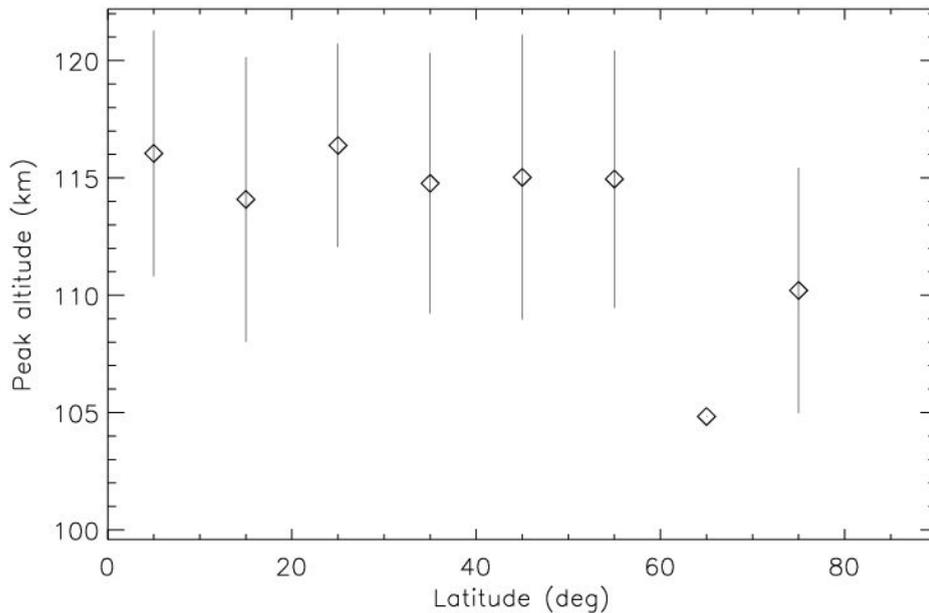


FIGURE 4.21: Variation de l'altitude du pic d'émission locale en fonction de la latitude.

La valeur calculée de l'altitude de la couche par *Gérard et al.* [1981] était de 115 km. Puisque cette étude se base sur les observations au limbe effectuées durant la mission Pioneer Venus et que les émissions du nightglow ont été effectuées à des basses altitudes, on peut conclure que, selon les figures 4.21 et 4.23, nos résultats sont encore une fois en parfait accord avec les études antérieures et viennent compléter de manière plus précise la variation d'altitude du pic en fonction de l'endroit considéré du côté nuit de la planète.

Comme discuté à la section précédente, la hauteur d'échelle des profils d'émission devrait se trouver entre les valeurs 3,1 km et 4,6 km. Nous avons compilé tous les profils d'émission locale dont l'altitude de pic se trouve comprise dans le domaine défini par  $z_{pic,moy} \pm 2km$  où  $z_{pic,moy}$  est l'altitude moyenne de la couche d'émission. Afin d'éviter la détermination de hauteurs d'échelle de profils présentant de légères oscillations,

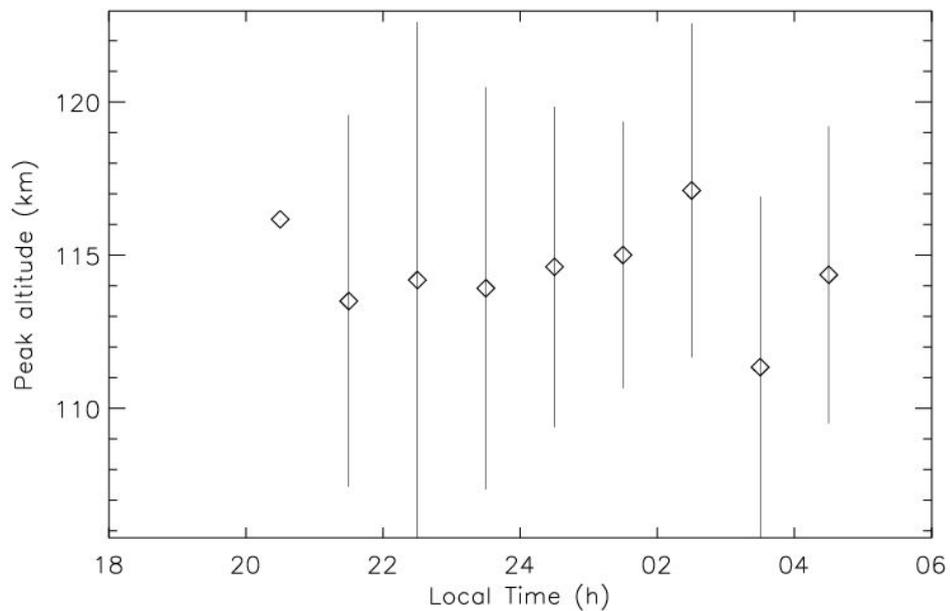


FIGURE 4.22: Variation de l'altitude du pic d'émission locale en fonction du temps local.

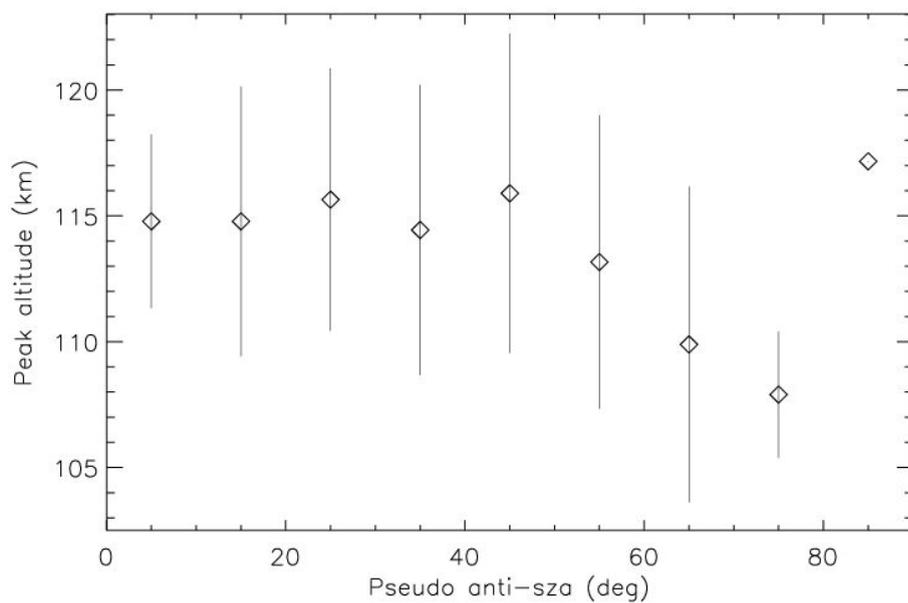


FIGURE 4.23: Variation de l'altitude du pic d'émission locale en fonction de  $\theta_{ASZA}$ .

nous avons préféré sommer tous les profils contenus dans la gamme d'altitudes définie ci-dessus pour en déduire une hauteur d'échelle moyenne. Le profil d'émission locale moyen est présenté à la figure 4.24.

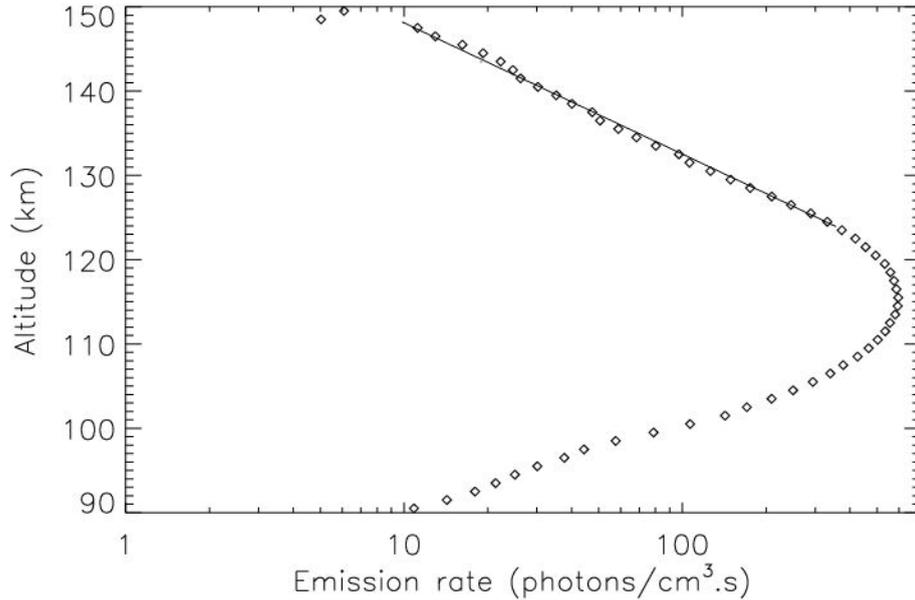


FIGURE 4.24: Profil moyen du taux d'émission locale. Le pas en altitude est de 1 km. Ce profil a été construit à partir des profils présentant une altitude de pic comprise dans le domaine défini par l'altitude de pic moyenne  $\pm 2$  km. La hauteur d'échelle du profil, représentée par la droite pleine, est de 6,77 km.

On remarque que l'altitude du pic de ce profil moyen se situe bien vers 115 km. La hauteur d'échelle calculée à partir de ce profil, qui présente une décroissance exponentielle presque parfaite, est de 6,77 km. Ce résultat est assez étonnant puisque nous attendions des valeurs environ deux fois plus petites. Deux explications possibles se présentent :

- Il peut s'agir d'un phénomène instrumental dû au champ de vue fini de SPICAV. Normalement, nous nous sommes affranchis de cet effet entachant les données lors de la déconvolution des profils au limbe. Toutefois, l'algorithme de Lucy-Richardson a peut-être été arrêté trop tôt dans le processus de déconvolution. Bien que des précautions aient été prises afin de déterminer avec exactitude le nombre d'itérations nécessaire pour effectuer la déconvolution, la hauteur d'échelle du profil déconvolué reste très sensible à de petites erreurs. Toutefois, l'analyse de profil au limbe effectuée avec un champ de vue fini assez petit, de l'ordre de 2 km, montre que de grandes hauteurs d'échelle peuvent quand même être présentes.
- Comme nous l'avons vu pour Mars, le vent vertical, bien que faible, peut influencer fortement la hauteur d'échelle d'un profil d'émission. En conséquence, nous pouvons

imaginer que la dynamique verticale de l'atmosphère était différente lorsque les données SPICAV ont été enregistrées, par rapport à ce qu'elle était lorsque les données de Pioneer Venus ont été enregistrées, lesquelles fournissent une hauteur d'échelle de 3,1 km [Gérard *et al.*, 1981]. L'impact de l'activité solaire sur cette dynamique pourrait être une des causes expliquant la différence.

#### 4.5.2 Analyse des mesures au nadir

Les données nadir sont acquises lorsque l'instrument pointe directement vers la surface de la planète. La ligne de visée croise alors plus ou moins perpendiculairement la couche d'émission et le signal enregistré provient des différentes altitudes où l'émission se produit : il est intégré verticalement. Comme expliqué dans l'introduction de cette section, j'ai compilé toutes les observations au nadir effectuées dans le cône d'ombre de la planète afin d'éviter toute contamination des spectres enregistrés par le flux solaire. Les observations au nadir sont effectuées durant une dizaine de minutes, au rythme d'un spectre enregistré chaque seconde pour chaque bin spatial. Le paramètre de regroupement utilisé est habituellement de 32 et le temps d'intégration est de 640 msec. Le plus souvent, tous les bins spatiaux acquièrent des données provenant de la petite fente de l'instrument, à haute résolution. La base de données ainsi formée possède 77 séquences d'observations différentes et 74 orbites différentes. Ces 77 séquences d'observation regroupent pas moins de 443558 spectres, ce qui correspond, compte tenu du temps d'intégration, à une période d'enregistrement totale de 283877 secondes, soit 78,85 heures. Les observations effectuées ne sont pas réparties uniformément sur l'hémisphère nocturne de Vénus. En effet, il est géométriquement plus facile, en terme de nombre d'occurrences, de pointer vers le point antisolaire plutôt que vers des angles antisolaires zénithaux plus élevés. Le temps d'observation moyen d'une cellule est de 627 secondes, soit environ 10 minutes.

A chaque spectre acquis a été attribué une latitude et un temps local, comme nous l'avions fait pour les paramètres des profils au limbe. Chaque spectre a été intégré sur le domaine de longueurs d'onde de l'émission NO pour fournir une émission verticale totale exprimée en kilorayleighs. Chaque angle d'observation de l'émission par rapport à la verticale locale a également été calculé de manière à corriger la valeur de l'émission de l'effet introduit par l'angle de vue (voir section 2.1.5 du chapitre 2). La surface interceptée par l'angle de vue solide de l'instrument, à hauteur de la couche d'émission, a également été calculée pour chaque spectre acquis, afin d'estimer le poids à attacher à chaque valeur d'émission verticale.

Finalement, j'ai créé un tableau dont les colonnes représentent les différents temps locaux et les lignes les différentes latitudes. Ce tableau représente l'hémisphère nocturne

de la planète. Chaque valeur d'émission verticale  $y$  est rangée dans la cellule correspondante, en fonction de la latitude et au temps local qui lui sont liés. Chacune des valeurs d'émission a également été corrigée de l'angle de vue et pondérée par la surface observée afin d'éviter un éventuel biais dans les données. Finalement, une moyenne de chaque cellule du tableau est effectuée pour générer une carte moyenne d'émission du nightglow de la planète.

Les intervalles originaux entre chaque cellule du tableau, ou de la carte, est de  $3,75^\circ$ , en latitude comme en temps local. Comme certaines cellules ne comportent aucun spectre enregistré, nous avons cherché à interpoler le signal pour leur attribuer une valeur et éviter les lacunes dans la carte. Nous avons également ré-interpolé toute la carte à l'aide de fonctions cubiques afin de présenter au lecteur un résultat plus clair de la façon dont peut se répartir l'émission. La carte ainsi obtenue est présentée à la figure 4.25.

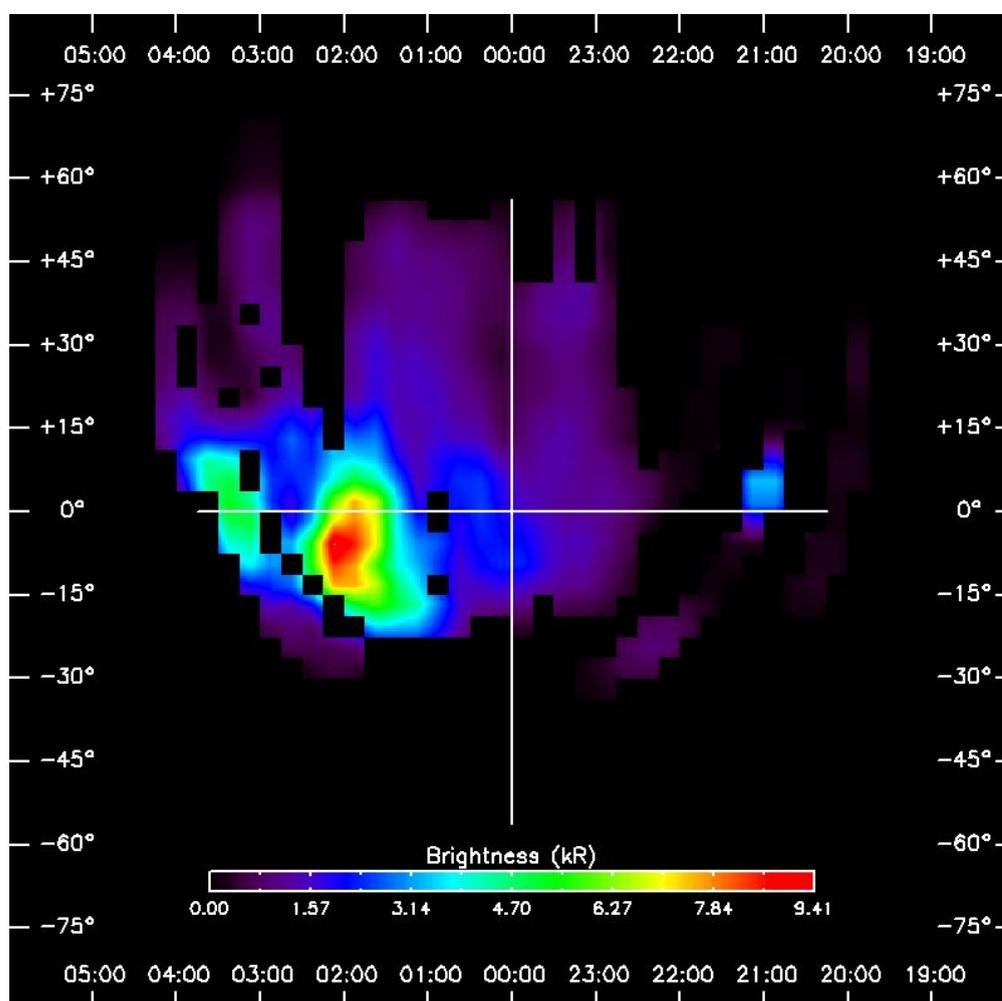


FIGURE 4.25: Carte hémisphérique de l'émission NO - vue au nadir. Le côté matin a été représenté à gauche pour une comparaison plus aisée avec la figure 4.1.

On peut immédiatement remarquer que le maximum d'émission prend la forme d'une tache brillante assez localisée et située à 02:00 LT et à 7°S de latitude. Ce résultat est à comparer avec celui obtenu grâce à Pioneer Venus [*Stewart et al.*, 1980] repris à la figure 4.1. La tache d'émission est exactement localisée au même endroit. Le point de subsidence des atomes d'azote et d'oxygène provenant du côté jour et transportés par la circulation SSAS n'a pas évolué lorsque l'activité solaire a diminué pour passer d'un maximum à un minimum. En outre, nous pouvons également, grâce à cette carte, calculer la moyenne hémisphérique d'émission verticale. Comme la carte n'est pas complète (tout l'hémisphère nuit n'est pas encore couvert), deux manières d'effectuer cette moyenne s'offrent à nous : soit calculer la moyenne en attribuant à chaque zone non observée une valeur d'émission verticale nulle, soit calculer la moyenne uniquement sur les cellules comptant au moins un spectre acquis. Les deux valeurs obtenues devraient alors encadrer la valeur réelle qui aurait été trouvée si tout l'hémisphère avait été couvert. Ces valeurs sont respectivement égales à 0,36 kR et 1,83 kR. Remarquons qu'elles encadrent la valeur d'intensité verticale déterminée grâce aux données au limbe et qui était de 1,16 kR.

Finalement, nous pouvons dresser un histogramme de distribution des intensités au nadir, construit à partir de chaque cellule de la carte d'émission NO où des observations ont été effectuées. Cette distribution, à comparer directement avec la figure 4.17, est donnée à la figure 4.26. Elle nous renseigne sur la façon dont se distribue la brillance de l'émission NO, de manière moyenne cette fois. Le plus grand nombre d'occurrences correspond à une valeur de brillance proche de celle déduite des émissions au limbe (droite rouge).

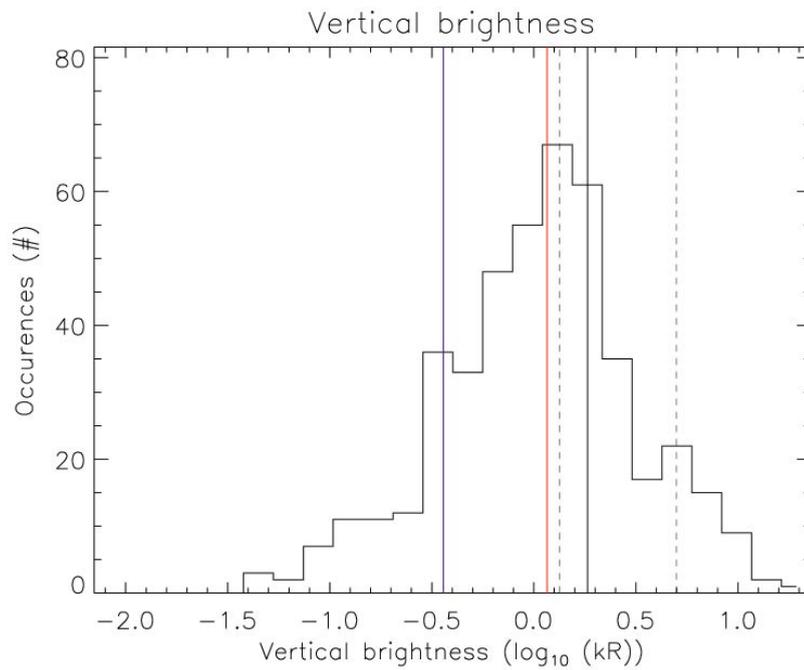


FIGURE 4.26: Distribution des intensités verticales à partir des observations au nadir. La droite verticale noire est la moyenne des intensités. Les droites verticales en pointillés représentent les écarts-types calculés à droite et à gauche de cette moyenne. La droite verticale bleue est la valeur moyenne hémisphérique où l'on a considéré les cellules de la carte sans donnée comme ayant une intensité nulle. La droite verticale rouge est la valeur moyenne correspondant aux observations aux limbes inversées puis intégrées verticalement.



## Chapitre 5

# Le Dayglow de Mars

Les émissions ultraviolettes du dayglow des bandes de CO Cameron et du doublet  $\text{CO}_2^+$  dans l'atmosphère de Mars ont été observées à l'aide de l'instrument SPICAM à bord du satellite Mars Express. Un grand nombre de profils au limbe a été obtenu, rendant ainsi possible l'analyse de la variabilité de la brillance et de l'altitude des pics d'émission. Dans cette étude, nous nous sommes concentré sur une saison martienne spécifique ( $L_s=[90,180]^\circ$ ), où nous avons trouvé que la brillance moyenne du pic de l'émission CO Cameron était de  $118 \pm 33$  kR, à une altitude de pic de  $121,1 \pm 6,5$  km. De manière similaire, l'émission du doublet  $\text{CO}_2^+$  montre une brillance de pic moyenne de  $21,6 \pm 7,2$  kR avec un pic situé à  $119,1 \pm 7,0$  km d'altitude. Nous montrons que la brillance de ces deux dayglows est principalement contrôlée par l'angle solaire zénithal et par l'activité solaire. De plus, durant l'été martien de l'année 2005, une augmentation de l'altitude du maximum d'émission du dayglow a été observée pour une longitude solaire allant de  $L_s = 120^\circ$  à  $180^\circ$ . Nous démontrons que cette variation est due à un changement dans la densité thermosphérique de  $\text{CO}_2$ , en accord avec les observations effectuées par occultation stellaire. Avec l'aide du modèle Monte Carlo de dayglow, nous montrons également que les principales caractéristiques des profils d'émission peuvent être reproduites quantitativement. Dans cette dernière partie, nous devons toutefois corriger les brillances calculées d'un facteur fixé.

## 5.1 Le dayglow de l'atmosphère de Mars : brève revue

Comme énoncé dans l'introduction, le système de bandes de CO Cameron et l'émission du doublet  $\text{CO}_2^+$  sont des manifestations d'airglow bien connues de l'atmosphère de Mars. Elles ont été observées pour la première fois par *Barth et al.* [1971] durant la mission Mariner 6 et ont été étudiées depuis par différents instruments, à bord de plusieurs satellites. Une liste des précédentes observations est donnée au tableau 5.1.

Mission	Année	Instrument	Références
Mariner 6 et 7	1969	UVS	<i>Barth et al.</i> [1971], <i>Stewart</i> [1972], <i>Strickland et al.</i> [1972]
Mariner 9	1971	UVS	<i>Stewart et al.</i> [1972], <i>Strickland et al.</i> [1973], <i>Barth et al.</i> [1972]
Astro-2	1995	HUT	<i>Feldman et al.</i> [2000]
Mars Express	2003	SPICAM	<i>Leblanc et al.</i> [2006a]

TABLEAU 5.1: Observations du dayglow ultraviolet de Mars.

Comme on le voit à la figure 5.1, les bandes de CO Cameron sont émises dans un domaine de longueurs d'onde allant de 170 nm à 270 nm. Elles correspondent à des transitions interdites des molécules de CO de l'état excité ( $a^3\Pi$ ) vers l'état fondamental. Les processus qui contribuent majoritairement à cette émission sont repris au tableau 5.2. Le doublet  $\text{CO}_2^+$  est, quant à lui, observé à 298 nm et 299 nm et correspond à la transition  $\text{CO}_2^+$  ( $B^2\Sigma \rightarrow X^2\Sigma$ ). Il est produit principalement par les mécanismes repris au tableau 5.3.

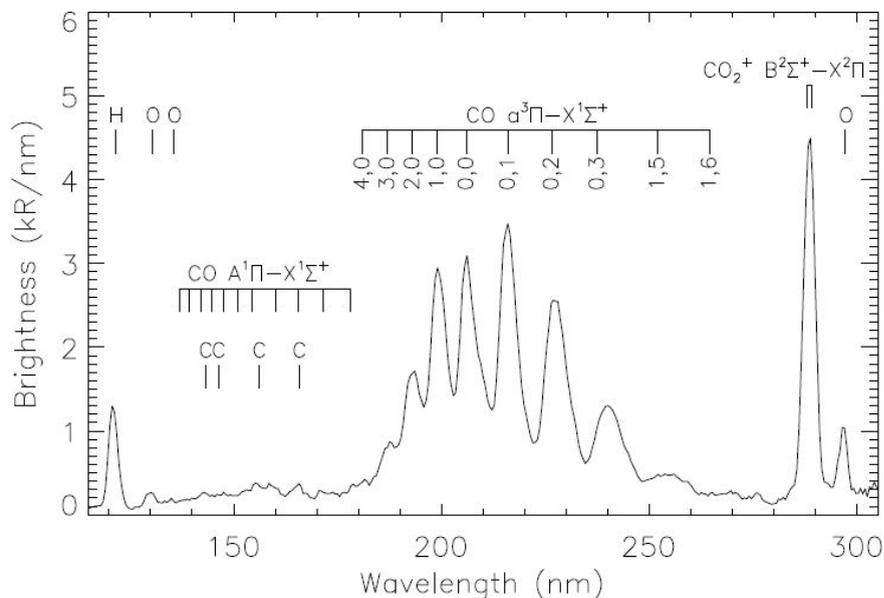


FIGURE 5.1: Spectre du dayglow ultraviolet de Mars. Ce graphique a été obtenu en moyennant tous les spectres enregistrés par SPICAM durant l'orbite 1267 alors que la ligne de visée traversait des altitudes comprises entre 100 km et 150 km.

Processus	Réactions	Références
1	$\text{CO} + \text{e}^- \rightarrow \text{CO}^* + \text{e}^-$	<i>Shirai et al.</i> [2001]
2	$\text{CO}_2 + \text{e}^- \rightarrow \text{CO}^* + \text{O}^* + \text{e}^-$	<i>Shirai et al.</i> [2001]
3	$\text{CO}_2 + h\nu \rightarrow \text{CO}^* + \text{O}^*$	<i>Lawrence</i> [1972]
4	$\text{CO}_2^+ + \text{e}^- \rightarrow \text{CO}^* + \text{O}$	<i>Fox</i> [2004], <i>Hanson et al.</i> [1977], <i>Seiersen et al.</i> [2003], <i>Skrzypkowski et al.</i> [1998], <i>Rosati et al.</i> [2003]

TABLEAU 5.2: Processus de production de  $\text{CO}^*$  pour l'émission des bandes de Cameron et références pour les sections efficaces et coefficients de réactions correspondants. Les sections efficaces de photoionisation et photoabsorption, et les taux de réactions pour  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{O}$  et  $\text{N}_2$  sont tirés de la base de données "Photo Cross Sections and Rate Coefficients" de W. Huebner et R. Link (<http://amop.space.swri.edu/>) [*Huebner et al.*, 1992]. La section efficace pour le processus 3 a été calculée comme étant la section efficace totale de photoabsorption de  $\text{CO}_2$  multipliée par le taux de réaction pris par *Lawrence* [1972]. Pour évaluer la contribution de la recombinaison dissociative de  $\text{CO}_2^+$  comme source de l'émission des bandes de  $\text{CO}$  Cameron (processus 4), nous avons utilisé les résultats de *Fox* [2004] où les densités de  $\text{CO}_2^+$  et d'électrons ont été calculées pour une basse activité solaire. La température des électrons provient de *Hanson et al.* [1977], le coefficient de réaction est pris de *Seiersen et al.* [2003], et les taux de réactions de recombinaison dissociative de  $\text{CO}_2^+$  vers l'état  $a^3\Sigma$  ont été établis par *Skrzypkowski et al.* [1998] et *Rosati et al.* [2003].

Processus	Réactions	Références
5	$\text{CO}_2 + h\nu \rightarrow (\text{CO}_2^+)^* + \text{e}^-$	<i>Padial et al.</i> [1981]
6	$\text{CO}_2 + \text{e}^- \rightarrow (\text{CO}_2^+)^* + 2\text{e}^-$	<i>Itikawa</i> [2002]

TABLEAU 5.3: Processus de production de  $(\text{CO}_2^+)^*$  pour l'émission du doublet  $\text{CO}_2^+$  et références pour les sections efficaces et coefficients de réactions correspondants. Les sections efficaces de photoionisation et photoabsorption, et les taux de réactions pour  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{O}$  et  $\text{N}_2$  sont tirés de la base de données "Photo Cross Sections and Rate Coefficients" de W. Huebner et R. Link (<http://amop.space.swri.edu/>) [*Huebner et al.*, 1992]. La section efficace pour le processus 5 a été calculée comme étant la section efficace totale de photoionisation de  $\text{CO}_2$  multipliée par le taux de réaction utilisé par *Padial et al.* [1981].

Les molécules dans un état excité se désexcitent vers leur état fondamental en émettant un photon dans le domaine ultraviolet. En considérant les processus repris aux tableaux 5.2 et 5.3 et les résultats d'études antérieures, nous savons que ces émissions sont principalement contrôlées par la densité de  $\text{CO}_2$  et par le spectre des photoélectrons ainsi que le flux solaire incident à la haute atmosphère de Mars. Comme nous connaissons ces processus, l'étude de ces émissions peut fournir d'intéressantes informations sur le constituant majoritaire de l'atmosphère de Mars, à savoir  $\text{CO}_2$ . Cela peut être quantifié à l'aide de modèles qui calculent les différentes sources d'excitation, et dépendent de plusieurs grandeurs comme l'angle solaire zénithal, la longitude solaire, la latitude et l'activité solaire (voir 2.2.6).

La plupart des émissions du dayglow martien, reprises au tableau 1.4 de l'introduction, ne peuvent pas être analysées quantitativement à l'aide des données SPICAM car leur rapport signal sur bruit est trop faible. Toutefois, les émissions de  $\text{CO}$  Cameron et du doublet  $\text{CO}_2^+$  peuvent être étudiées en détails et comparées aux calculs du modèle 1D de dayglow.

## 5.2 Les observations SPICAM du dayglow

Le fonctionnement de l'instrument SPICAM, ainsi que l'orbite du satellite Mars Express ont été décrits en détails dans l'introduction. Les observations du dayglow menées à l'aide de ce spectromètre ont été effectuées en mode limbe rasant essentiellement. En effet, bien que les intensités des deux émissions analysées dans ce chapitre soient élevées, elles ne peuvent être enregistrées en mode nadir en raison de l'albédo élevé de l'atmosphère de la planète dans l'ultraviolet qui provoque une forte réflexion du flux solaire depuis le limbe vers l'instrument. Le temps d'observation dans ce mode est de l'ordre de 20 minutes et permet d'éviter la saturation du détecteur par le spectre solaire, sauf dans quelques cas comme nous le verrons dans la suite. Les résolutions spatiales menant aux profils au limbe ne sont que de quelques kilomètres ou moins, rendant inutile la déconvolution le signal, contrairement au nightglow de Vénus. Depuis le début de la mission, des centaines d'observations du dayglow de Mars ont été effectuées. Toutefois, une part substantielle de ces données n'est pas utilisable pour l'analyse quantitative que nous avons menée, en raison de différents facteurs : premièrement, la ligne de visée de l'instrument croise parfois le limbe à des altitudes où les photons solaires sont réfléchis par les brumes de l'atmosphère, menant à une saturation du détecteur CCD ; deuxièmement, depuis le MTP (Medium Term Plan) 23, le 13 février 2006, jusqu'à aujourd'hui, une composante anormale de bruit de haute fréquence apparaît aléatoirement dans les spectres enregistrés. Finalement, un signal parasite apparaît parfois comme un large pic centré à 250 nm [Bertaux *et al.*, 2006, figure 17] et est dû à la diffusion solaire à l'intérieur de l'instrument. Une fois que toute la base de données a été triée, nous avons sélectionné un total de 46 orbites présentant des observations de dayglow utilisables. Ces observations sont ensuite soumises à une chaîne de traitements en vue de les calibrer et de leur retirer le bruit thermique engendré par le détecteur ainsi que l'offset. Cette étape est effectuée à l'aide d'observations technologiques obtenues avec une amplification nulle et où l'on a utilisé exactement les mêmes paramètres observationnels (BIN, première ligne lue et temps d'intégration) que pour les observations à traiter.

Pour cette analyse, nous avons choisi d'utiliser seulement les données enregistrées à travers la petite fente en vue d'obtenir une résolution spectrale suffisante et parce que la grande fente présentait parfois des signaux saturés. Tous les bins spatiaux sont alors sommés pour former une seule observation par orbite, fournissant dès lors deux profils au limbe : un pour l'entrée et un pour la sortie de la ligne de visée, comme illustré pour SPICAV à la figure 4.2. Chaque spectre est ensuite intégré sur son intervalle respectif de longueurs d'onde. Comme discuté dans Simon *et al.* [2009], l'intervalle spectral des bandes de CO Cameron contiennent aussi de faibles émissions provenant du quatrième système positif de CO ( $A^1\Pi - X^1\Sigma^+$ ). L'intégration directe sur le domaine d'émission de

CO Cameron peut dès lors mener à des brillances observées surestimées d'environ 15%. En conséquence, nos brillances calculées pour cette émission sont obtenues en corrigeant l'intégrale de cette contribution additionnelle. La brillance de l'émission CO Cameron réfère donc à l'émission totale intégrée sur son domaine spectral, corrigée des émissions plus faibles présentes également dans ce domaine.

Comme illustré à la figure 5.2, en vue de limiter l'effet des variations saisonnières, nous avons également restreint notre jeu de données à une saison spécifique déterminée par une longitude solaire variant de  $90^\circ$  à  $180^\circ$  et incluse dans l'année martienne 27 (voir *McDunn et al.* [2010, figure 2] pour plus de détails). Cette sélection réduit notre nombre total d'orbites à 33 au lieu des 46 initiales. Finalement, 66 profils au limbe ont été analysés (un pour l'entrée et un pour la sortie). Afin d'obtenir des profils lisses et pour déterminer facilement le pic d'émission, nous avons procédé comme précédemment où nous appliquons un filtre passe-bas à la dimension spatiale du profil. Un profil au limbe typique extrait de l'orbite 1267, 12 janvier 2005, est présenté à la figure 5.3, où nous avons également porté en graphique les brillances brutes moyennées par groupes d'altitudes de 5 km. Les bandes d'émission de CO Cameron et le doublet  $\text{CO}_2^+$  sont montrées et présentent des pics de brillance de respectivement 115,2 kR et 19,7 kR à des altitudes de 125,5 km et 124,5 km.

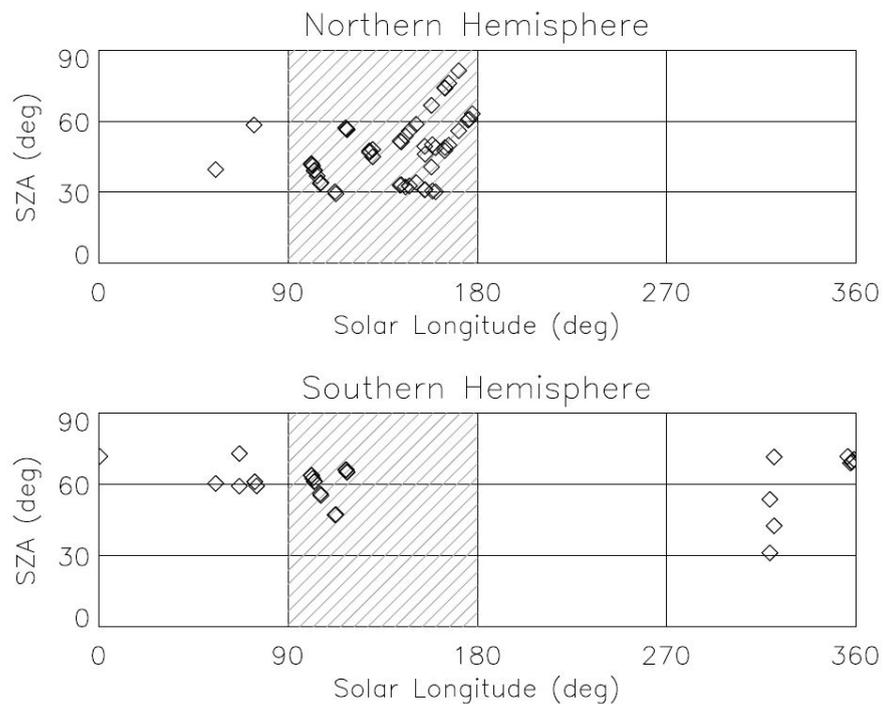


FIGURE 5.2: Couverture des observations de dayglow en angle solaire zénithal suivant les différentes saisons martiennes (représentées par leur longitude solaire). Au-dessus : l'hémisphère nord, au-dessous : l'hémisphère sud. La région hachurée représente la saison sur laquelle porte cette étude.

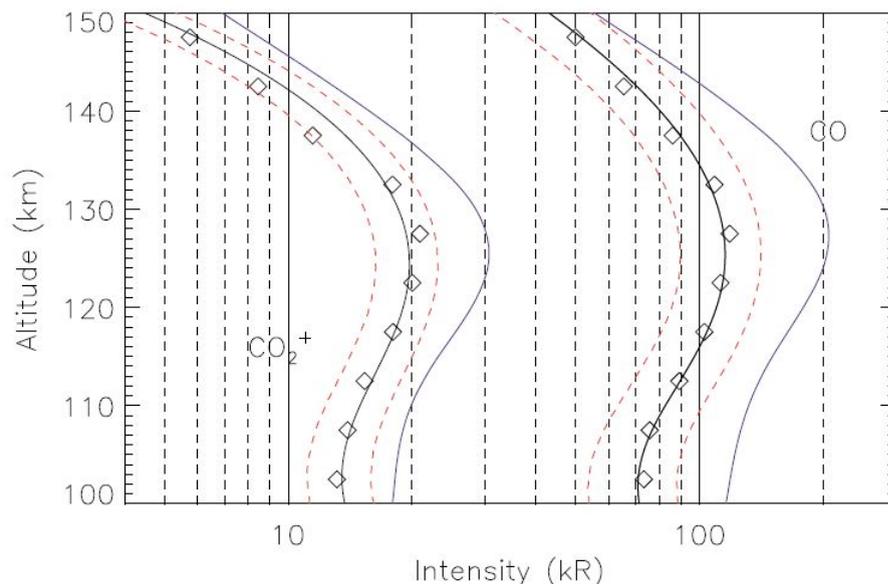


FIGURE 5.3: Profils au limbe typiques de dayglow, observés durant l'orbite 1267 (lat=54°N, SZA= 52°, Ls = 143°). Les brillances observées de CO Cameron et du doublet  $\text{CO}_2^+$  ont été moyennées par groupes de 5 km d'altitudes et sont représentées par des losanges. Les courbes en traits interrompus rouges correspondent à ces profils respectifs plus ou moins 1 sigma. Les courbes bleues ont été calculées avec le modèle de dayglow pour les mêmes conditions observationnelles que les observations.

En adoptant la même méthodologie pour toutes nos orbites sélectionnées, nous avons construit des histogrammes de distribution des altitudes de pic et de brillances de pic pour les deux émissions étudiées. Ces graphiques sont présentés aux figures 5.4a, 5.4c, 5.4e, 5.4g. La comparaison avec les profils modélisés présentés aux graphiques conjoints sera discutée plus tard. Les caractéristiques de ces distributions sont données au tableau 5.4 où l'on peut noter que les altitudes moyennes des pic d'émission de  $\text{CO}_2^+$  et de CO Cameron sont très proches, avec le pic d'émission de CO Cameron situé statistiquement 2 km au dessus de celui du doublet  $\text{CO}_2^+$ . Les écarts-types des altitudes proposées au tableau 5.4 ne reflètent que la variabilité réelle de l'altitude d'émission puisque ces valeurs sont bien plus grandes que la précision de pointage de l'instrument. L'écart entre les deux couches d'émission est donc significatif puisqu'il a été enregistré lors de chaque observation et qu'il possède un écart-type propre de 1,3 km, indiquant que les deux couches de dayglow évoluent de la même manière dans l'atmosphère.

	<i>CO</i> Cameron		Doublet $\text{CO}_2^+$	
	Brillance de pic moyenne	Altitude de pic moyenne	Brillance de pic moyenne	Altitude de pic moyenne
Observations	118 ± 33 kR	121,1 ± 6,5 km	21,6 ± 7,2 kR	119,1 ± 7,0 km
Modèle	205 ± 59 kR	124,1 ± 3,9 km	31,0 ± 8,5 kR	122,3 ± 4,3 km

TABEAU 5.4: Caractéristiques des distributions des observations et du modèle. Les incertitudes calculées pour les observations et le modèle correspondent à un écart-type.

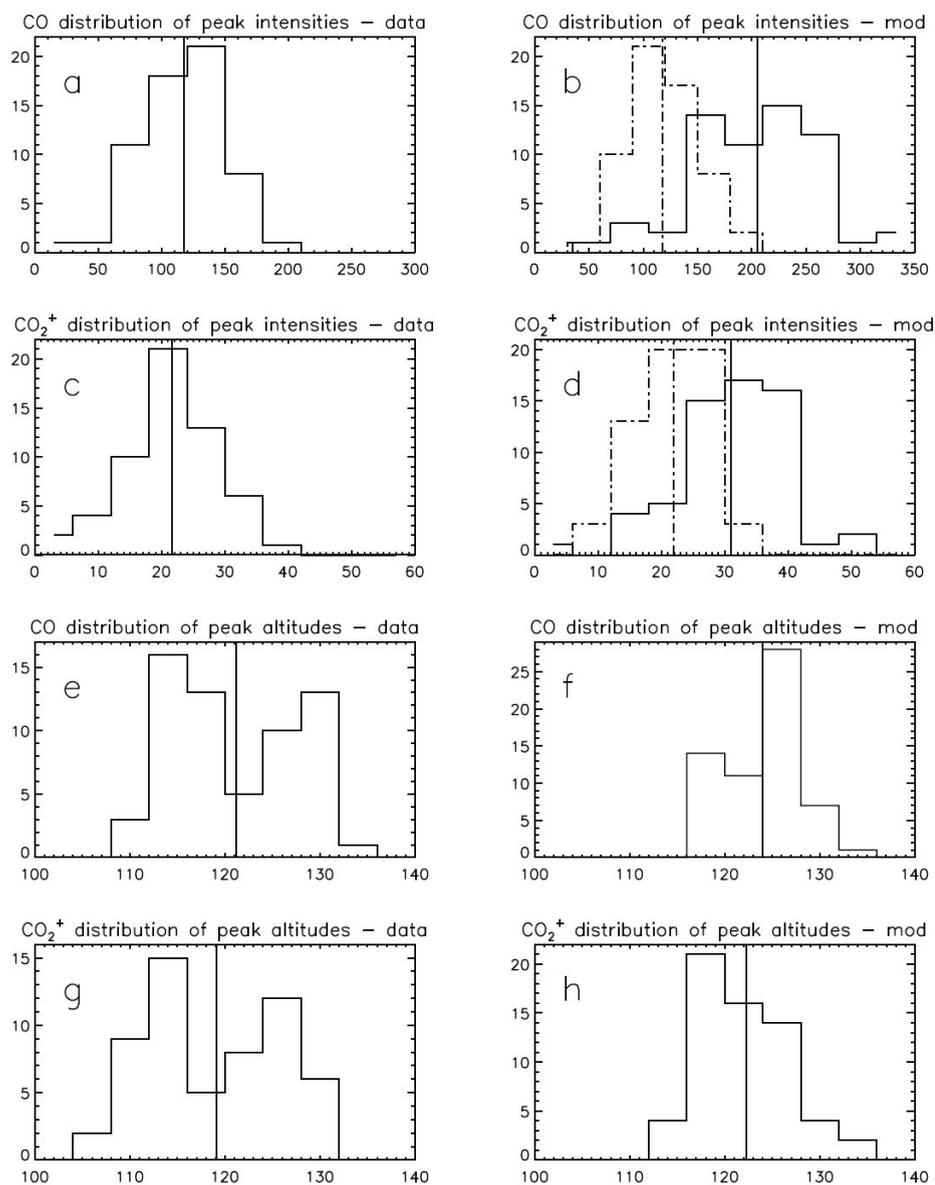


FIGURE 5.4: Histogrammes de distribution des données. (a) Brillance au pic de CO Cameron (données). (b) Brillance au pic de CO Cameron (modèle). Les histogrammes en traits pointillés interrompus correspondent à la brillance corrigée (voir texte). (c) Brillance au pic de CO<sub>2</sub><sup>+</sup> (données). (d) Brillance au pic de CO<sub>2</sub><sup>+</sup> (modèle). (e) altitude du pic de CO Cameron (données). (f) altitude du pic de CO Cameron (modèle). (g) altitude du pic de CO<sub>2</sub><sup>+</sup> (données). (h) altitude du pic de CO<sub>2</sub><sup>+</sup> (modèle). Les lignes verticales indiquent les valeurs moyennes.

La brillance de l'émission CO Cameron est environ 5 fois plus élevée que celle du doublet  $\text{CO}_2^+$ . Notons également que ces distributions sont étalées sur un large domaine de valeurs, avec des écarts-types allant jusqu'à 28% pour la brillance de CO Cameron. Cette variabilité reflète la manière avec laquelle des processus physiques différents entrent en jeu pour contrôler la brillance des émissions ainsi que l'altitude de leur maximum. Afin de trouver les contributions de chacun de ces processus, nous allons présenter une série de figures (5.5, 5.6, 5.7, 5.8, 5.9) qui expliquent en détails les différents mécanismes qui peuvent modifier les caractéristiques des profils d'émission au limbe.

Examinons tout d'abord la figure 5.5 où l'on remarque que les émissions CO Cameron et  $\text{CO}_2^+$  sont liées. Limitons-nous pour l'instant aux figures 5.5a et 5.5b, qui présentent respectivement la brillance de l'émission de CO en fonction de celle de  $\text{CO}_2^+$  et l'altitude de l'émission de CO en fonction de celle de  $\text{CO}_2^+$ . Il apparaît clairement que la brillance des émissions est fortement corrélée, avec un coefficient de corrélation  $r$  de 0,98 et un rapport moyen de 4,7 entre les deux intensités. Ce résultat était attendu puisque nous savons que les états de CO ( $a^3\Pi$ ) et de  $\text{CO}_2^+$  ( $B^2\Sigma^+$ ) sont principalement produits par des processus impliquant  $\text{CO}_2$  comme molécule cible [Barth et al., 1971]. Bien qu'elles ne soient pas identiques, nous pouvons également remarquer que les altitudes de pic des émissions covarient. En utilisant les données de MARINER 9, Stewart et al. [1972] ont trouvé que le rapport entre les brillances des deux émissions était de 4,2, ce qui est très proche de la valeur déduite des données SPICAM. Comme ces deux émissions se comportent de manière similaire, nous nous concentrerons dans la suite de cette analyse principalement sur des graphiques présentant uniquement l'émission de CO Cameron.

Le comportement des brillances de CO Cameron a déjà été discuté par Leblanc et al. [2006a]. Dans leur étude, les auteurs ont présenté la variation de la brillance au pic en fonction de l'angle solaire zénithal du point tangent le long de la ligne de visée. Comme ces intensités sont maintenant corrigées des émissions des bandes de CO 4P, nous les présentons à nouveau à la figure 5.6a. Nous trouvons alors une dépendance claire : le flux solaire diminue lorsqu'il pénètre moins profondément dans l'atmosphère aux grands angles solaires zénithaux. Ce comportement est attendu pour une couche de Chapman [Hantsch and Bauer, 1990], selon l'expression :

$$I \propto \sqrt{\cos(SZA)} \quad (5.1)$$

qui décrit une dépendance claire entre l'intensité et l'angle solaire zénithal.

Un autre aspect des variations d'intensité peut être décrit par la dépendance vis-à-vis de l'index du flux solaire  $F_{10.7}$ . Puisque cet index est mesuré sur Terre, nous avons d'abord du décaler sa valeur pour tenir compte de l'angle formé par la Terre, le Soleil et Mars

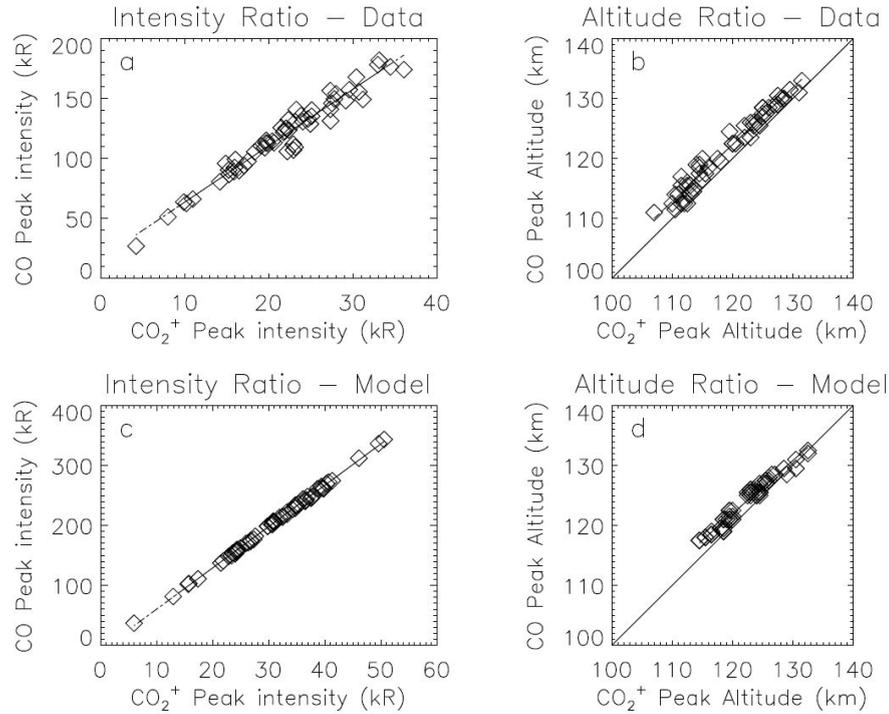


FIGURE 5.5: (a) Rapport entre les brillances au pic de CO Cameron et CO<sub>2</sub><sup>+</sup> observées au point tangent le long de la ligne de visée. Le rapport de régression linéaire est égal à 4,7, et le coefficient de corrélation est de 0,98. (b) Rapport entre les pics d'altitude de CO Cameron et CO<sub>2</sub><sup>+</sup> observés. La différence moyenne d'altitude est de 2,4 km et le coefficient de corrélation linéaire est de 0,98. (c) Rapport entre les brillances au pic de CO Cameron et CO<sub>2</sub><sup>+</sup> calculées au point tangent le long de la ligne de visée. Le rapport de régression linéaire est égal à 6,0, et le coefficient de corrélation linéaire est de 1. (d) Rapport entre les pics d'altitude de CO Cameron et CO<sub>2</sub><sup>+</sup> calculés. La différence moyenne d'altitude est de 1,7 km et le coefficient de corrélation linéaire est de 0,98.

(voir section 2.1.2 du chapitre 2). La figure 5.7 montre la brillance au pic des profils au limbe en fonction de l'index  $F_{10.7}$  corrigé des distances Mars-Soleil (en fonction des différents Ls). L'ensemble des données est divisé en trois sous-ensembles correspondant à des angles solaires zénithaux allant de 0° à 35° (courbe rouge), de 35° à 55° (courbe verte), et de 55° et 90° (courbe bleue). Le graphique présente une faible relation entre les brillances au pic et les index solaires. Notons également que la tendance est globalement la même pour les différents groupes d'angles solaires zénithaux. Maintenant, si nous examinons de plus près la relation entre brillance et index solaire pour les faibles angles solaires zénithaux, l'expression linéaire suivante est obtenue :

$$I_L = 0,82 F_{10.7} + 74,9 \quad (5.2)$$

où  $I_L$  est la brillance au pic enregistrée en mode limbe et exprimée en kilorayleighs. Sur base des observations de MARINER 9, *Stewart et al.* [1972] ont déduit une formule

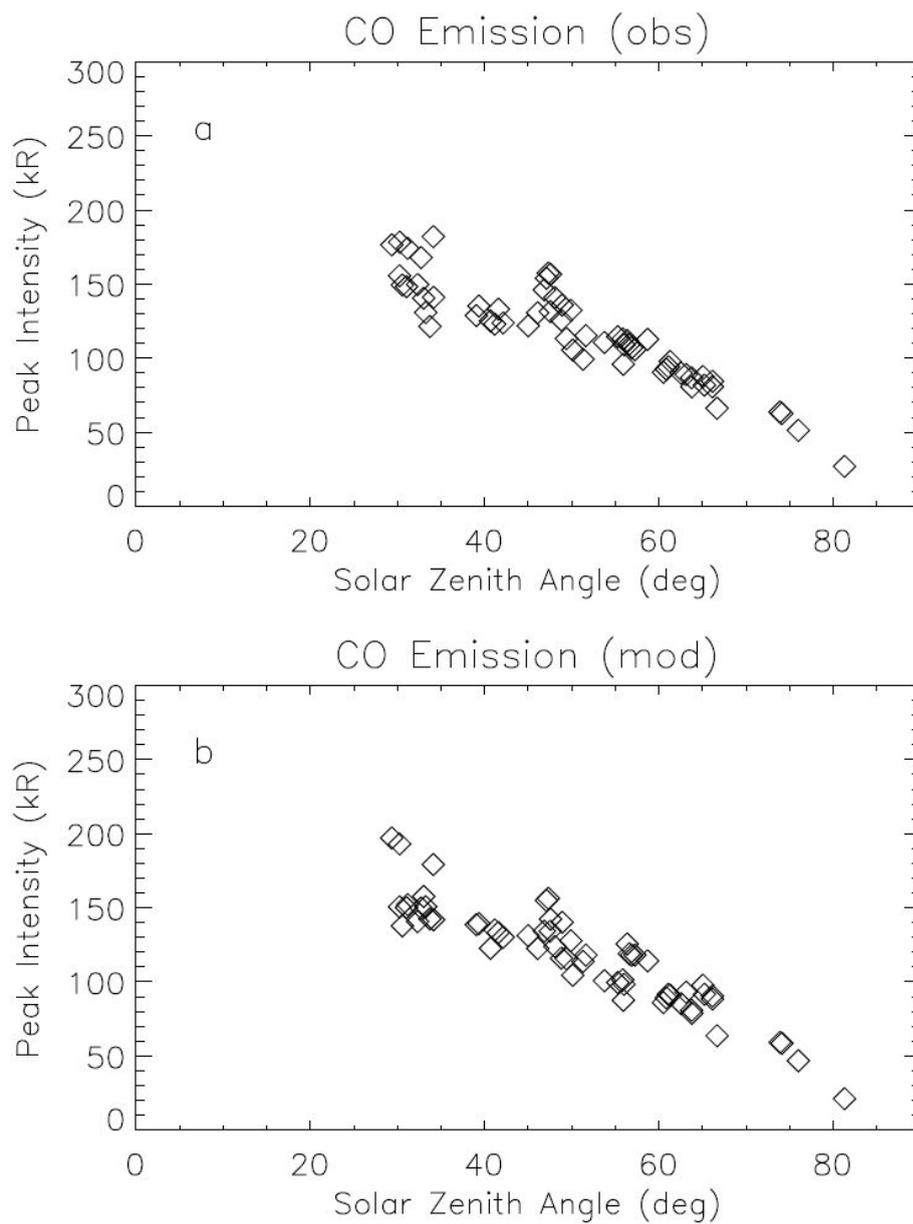


FIGURE 5.6: Variation de la brillance au pic des bandes de CO Cameron en fonction de l'angle solaire zénithal. Chaque cas est représenté par un losange. (a) Valeurs observées. (b) Valeur calculées. Les tendances dans les deux figures sont clairement observables avec des coefficients de corrélation proches de l'unité.

similaire adaptée au point subsolaire dans l'atmosphère de Mars :

$$I_N = 0,0620 F_{10.7} + 4,588 \quad (5.3)$$

où  $I_N$  est la brillance au zénith exprimée en kR. Si nous supposons que le taux d'émission locale en fonction de l'altitude peut être représenté par un profil de Chapman comme décrit en 2.1.4, on obtient la relation suivante entre  $I_L$  et  $I_N$  :

$$I_L = 23,2 I_N \text{ pour } H = 14,0 \text{ km} \quad (\text{observations SPICAM}) \quad (5.4)$$

et

$$I_L = 20,5 I_N \text{ pour } H = 17,8 \text{ km} \quad (\text{observations MARINER 9}) \quad (5.5)$$

Les relations ci-dessus ont été déduites en intégrant numériquement les profils de Chapman correspondants le long de la ligne de visée. Ces relations ne dépendent pas de l'altitude du pic intervenant dans l'expression donnée en 2.1.4 si celle-ci reste dans un domaine raisonnable ( $z_{moy} \pm 30$  km). Nous pouvons maintenant reformuler 5.2 comme suit :

$$I_N = 0,034 F_{10.7} + 3,125 \quad (5.6)$$

qui est environ à un facteur 2 de la relation déduite à partir des données MARINER 9. De plus, notons que la saison pendant laquelle les observations SPICAM ont été effectuées n'est pas la même que celle où les données MARINER 9 ont été acquises. MARINER 9 a observé le dayglow de Mars au voisinage de  $L_s = 312^\circ$  alors que SPICAM a recueilli ses données pour des valeurs de  $L_s$  comprises entre  $90^\circ$  et  $180^\circ$ , pour notre étude, avec un  $L_s$  moyen de  $134,6^\circ$ . La différence de longitudes solaires, pour un indice  $F_{10.7}$  donné, peut alors générer une variation de flux solaire incident à cause de la distance changeante entre Mars et le Soleil. Cette variation est donnée par le coefficient calculé à la section 2.3. En utilisant les valeurs  $L_{SPI} = 134,6^\circ$  et  $L_{MAR} = 312^\circ$ , on obtient un coefficient  $\alpha$  de 1,31, ce qui nous permet de déduire une nouvelle formule pour  $I_N$  adaptée aux conditions de MARINER 9 :

$$I_N = 0,044 F_{10.7} + 4,093 \quad (5.7)$$

En comparant cette expression avec 5.3, on constate que les brillances obtenues durant les deux missions ne sont plus que dans un rapport de 1,27. Ce résultat réduit donc largement les différences pointées dans les travaux de *Leblanc et al.* [2006a].

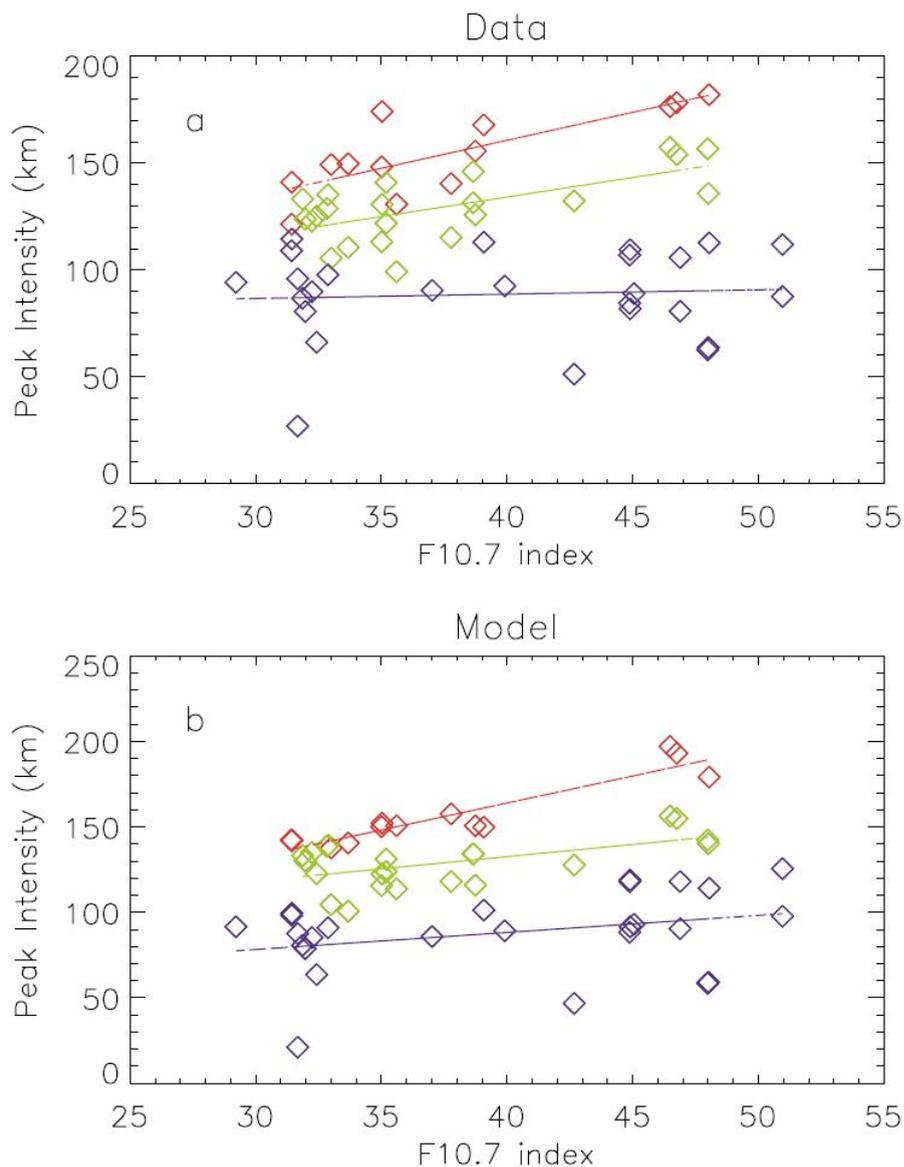


FIGURE 5.7: Variation de la brillance au pic des bandes de CO Cameron en fonction du flux solaire à  $F_{10.7}$  cm estimé à la distance de Mars. Chaque cas est représenté par un losange. Les courbes rouge, verte et bleue correspondent respectivement à des angles solaires zénithaux allant de  $0^\circ$  à  $35^\circ$ , de  $35^\circ$  à  $55^\circ$ , et de  $55^\circ$  à  $90^\circ$ . (a) Valeurs observées. (b) Valeurs calculées. Les tendances dans les deux figures sont facilement observables, bien qu'elles soient moins marquées pour la figure 5.7b.

Attachons nous maintenant à l'altitude de pic des deux émissions. La figure 5.8a présente la façon dont varie l'altitude du maximum des profils au limbe en fonction de la saison considérée, représentée par la longitude solaire  $L_s$ . Une tendance évidente apparaît, montrant que les plus hautes altitudes semblent liées aux plus grandes valeurs

de Ls. Le changement d'altitude de pic dans les profils de CO Cameron reflète en fait clairement un changement dans la densité de CO<sub>2</sub> à l'altitude où l'émission apparaît. Les temps locaux moyens correspondant aux valeurs de Ls comprises entre 90° et 135° et entre 135° et 180° sont respectivement de 15:06 LT et de 14:11 LT, alors que les latitudes moyennes sont respectivement de 3,9° et de 50,9°. Comme il a été discuté par [Hantsch and Bauer \[1990\]](#), une dépendance de l'altitude de pic en fonction de l'angle solaire zénithal est attendue. Nous sommes donc en présence de 2 effets possibles pour expliquer notre changement d'altitude de pic : une influence de la longitude (ou de l'angle solaire zénithal) ou une influence de la saison. Le travail récent de [Forget et al. \[2009\]](#) a permis de montrer que la densité de CO<sub>2</sub> à 130 km était directement dépendante de la charge en poussières de l'atmosphère martienne. La densité de CO<sub>2</sub> augmente en effet d'un large facteur en passant de Ls = 90° à Ls = 180°, pour tous les domaines de latitudes et de temps locaux considérés. Pour vérifier cet effet, nous avons également cherché à mettre en avant un effet possible de l'angle solaire zénithal sur l'altitude de pic de l'airglow et nous avons trouvé que, pour un domaine restreint d'angles solaires zénithaux (entre 45° et 60°), l'augmentation d'altitude de pic en fonction du Ls était toujours reproduite. Ces points sont indiqués en rouge à la figure 5.8a. Avec l'aide du modèle dont nous allons nous servir dans la suite, nous avons calculé que l'augmentation d'altitude de pic, pour un modèle d'atmosphère neutre fixe, n'était que de 3,5 km lorsque l'angle solaire zénithal passait de 45° à 60°. Cela indique clairement que le facteur principal contrôlant l'altitude de la couche d'émission est le profil de densité de CO<sub>2</sub> qui peut varier de manière considérable durant la saison considérée. En conséquence, la figure 5.8a reflète principalement la variation de densité locale de CO<sub>2</sub> et démontre que l'airglow de CO Cameron ou du doublet CO<sub>2</sub><sup>+</sup> peut être un excellent indicateur de changement de densité atmosphérique dans sa région d'émission et un traceur de charge en poussières dans la troposphère.

### 5.3 Modélisation du dayglow de Mars

Le modèle d'airglow utilisé pour effectuer des comparaisons avec les observations a été décrit par [Shematovich et al. \[2008\]](#) et peut simuler les émissions de dayglow présentes sur Mars et Vénus. Les grandes lignes de ce modèle stochastique sont reprises à la section 2.2.6 du chapitre 2 de cette thèse.

La figure 5.9 illustre les différents processus pris en considération par le modèle en fonction de l'altitude, établis dans la simulation correspondant à l'orbite 1267. Les figures 5.9a et 5.9b présentent respectivement les processus produisant l'émission de CO Cameron et le doublet CO<sub>2</sub><sup>+</sup>. Pour l'émission de CO Cameron, notons que le processus #2 (la dissociation de CO<sub>2</sub> par impact électronique) domine les autres sources de plus d'un

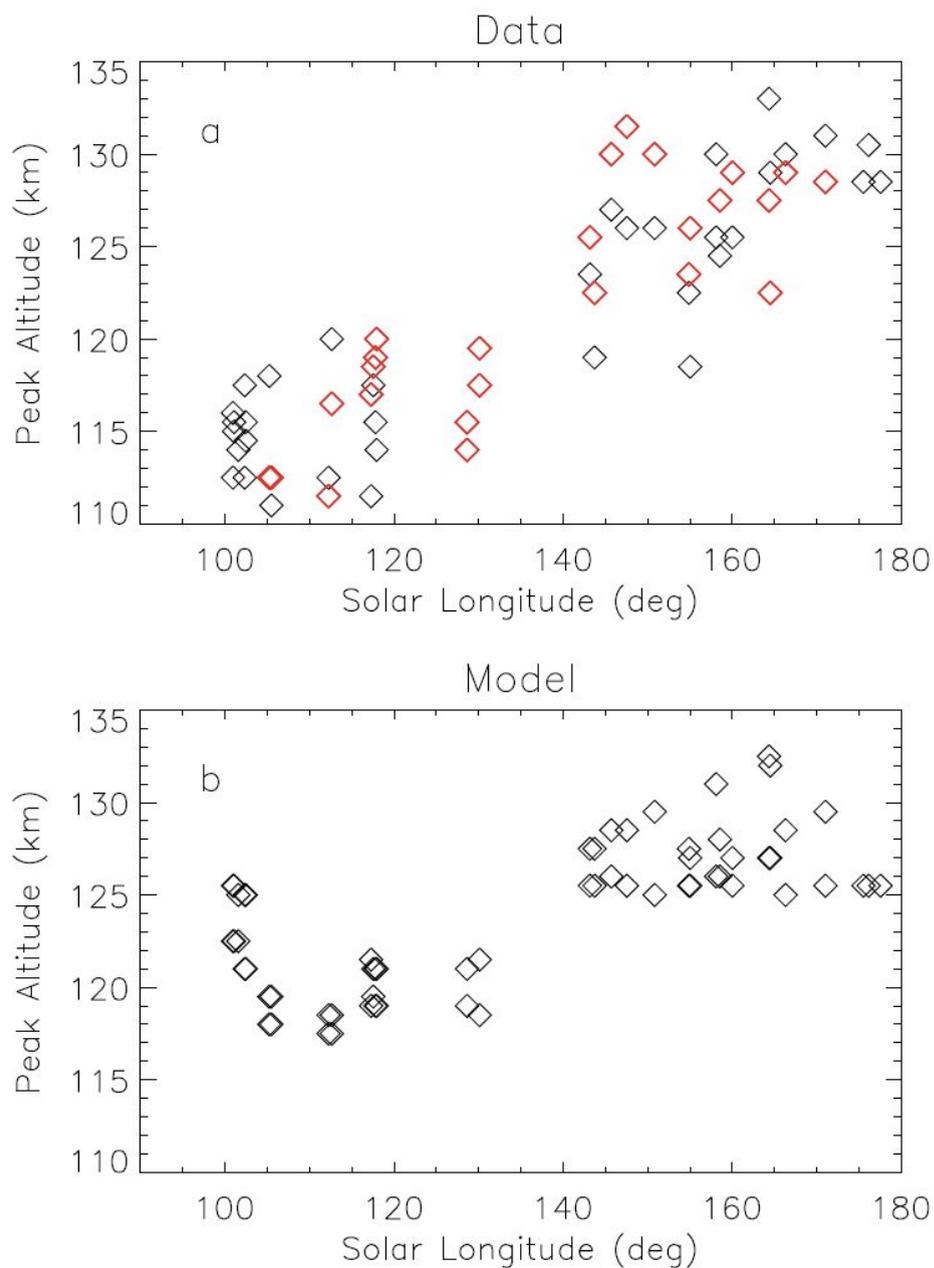


FIGURE 5.8: Variation de l'altitude de pic des bandes d'émission de CO Cameron en fonction de la longitude solaire. Chaque cas est représenté par un losange. (a) Valeurs observées; les points rouges représentent les données pour un angle solaire zénithal allant de  $45^\circ$  à  $60^\circ$ . (b) Valeurs calculées.

facteur 2 alors que c'est le processus #5 (la photoionization de  $\text{CO}_2$ ) qui est principalement impliqué dans l'émission du doublet  $\text{CO}_2^+$ . Ce résultat a déjà été mis en lumière par *Leblanc et al.* [2006a] et *Simon et al.* [2009], qui ont discuté des différents processus menant à l'émission d'airglow. Les taux d'émission relatifs à chaque processus dans les autres observations (autres que celle de l'orbite 1267) ont été analysés et présentent la même importance relative que ceux présentés à la figure 5.9.

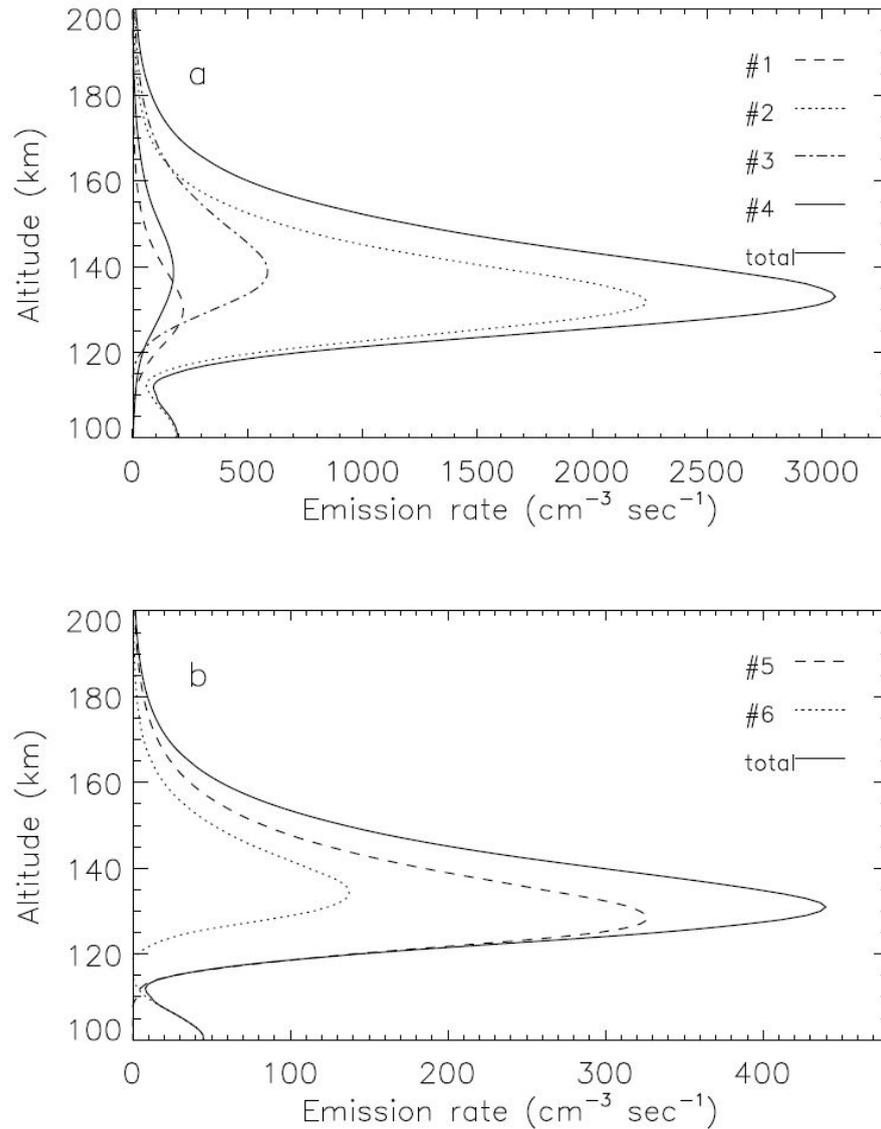


FIGURE 5.9: (a) Taux d'émissions en fonction de l'altitude pour l'émission CO Cameron. Les différents processus sont repris au tableau 5.2. (b) Taux d'émissions en fonction de l'altitude pour l'émission  $\text{CO}_2^+$ . Les différents processus sont repris au tableau 5.3.

Afin d'investiguer plus avant la variabilité observée du dayglow de Mars, nous avons simulé à l'aide du modèle chaque profil observé de notre base de données, autant pour CO Cameron que pour le doublet  $\text{CO}_2^+$ . Le code a été soumis individuellement pour

les conditions particulières qui correspondent à chacun des 66 profils au limbe. Le taux d'émission volumique de CO Cameron et de  $\text{CO}_2^+$  a été calculé et ensuite intégré le long de la ligne de visée afin de simuler au mieux les observations. L'altitude du maximum d'émission et la valeur de brillance correspondante ont ensuite été enregistrées pour être comparées aux observations.

A la figure 5.10, nous avons porté en graphique la brillance des émissions de CO et de  $\text{CO}_2^+$  obtenues durant les observations en fonction de celles calculées avec le modèle. Il apparaît dès lors que notre modèle surestime la brillance de CO Cameron de 74% en moyenne et la brillance de  $\text{CO}_2^+$  de 41%. Ces différences peuvent être la conséquence de plusieurs facteurs :

- (1) : un biais général dans les intensités calculées par SOLAR2000 et utilisées comme entrées du modèle de dayglow,
- (2) : un problème de calibration de l'instrument ou de soustraction de bruit,
- (3) : des incertitudes sur les sections efficaces utilisées dans le code du modèle de dayglow.

La première source possible de différences peut être rapidement exclue puisqu'un tel biais n'a jamais été relevé pour SOLAR2000 dans le passé. De plus, une erreur de calibration ou de soustraction de bruit peut aussi être éliminée car nous connaissons l'ordre de grandeur de telles erreurs : l'incertitude sur la calibration [Leblanc *et al.*, 2006a] est de 15% et les erreurs déjà présentées à la figure 5.3 (qui tiennent compte de la soustraction du bruit) sont plus faibles que la différence relevée entre les données et le modèle. Une telle différence ne peut pas non plus être attribuée à des profils de  $\text{CO}_2^+$  inadéquats parce que ceux-ci jouent principalement, comme nous l'avons vu, sur l'altitude du pic d'émission et non pas sur la brillance. La section efficace d'impact électronique pour l'excitation du système de Cameron proposée par Itikawa [2002] est, quant à elle, connue à un facteur 2 près, d'après une comparaison critique menée vis-à-vis d'autres études plus anciennes [Furlong and Newell, 1996; Erdman and Zipf, 1983]. De plus, la section efficace de photoionisation de  $\text{CO}_2$  pour produire  $\text{CO}_2^+$  dans l'état énergétique B est sujette à certaines incertitudes. En effet, une transition "de croisement", autorisée par la mécanique quantique, apparaît entre les états A et B de l'ion  $\text{CO}_2^+$ , menant à une efficacité quantique différente de l'unité pour la transition ( $B^2\Sigma \rightarrow X^2\Sigma$ ). Johnson *et al.* [1984] ont suggéré un rapport de transition de l'état B vers l'état A de  $0,42 \pm 0,07$ . L'application de ce rapport réduirait notre différence à seulement un facteur 1,04 à la place de 1,41 pour l'émission du doublet  $\text{CO}_2^+$ , provoquant un accord excellent entre les observations et le modèle de dayglow que nous utilisons. Dans cette étude, nous avons toutefois utilisé la section efficace d'ionisation calculée par Padial *et al.* [1981] avec une efficacité quantique de 100%, en attendant qu'une analyse plus détaillée de cette question de transition entre

états énergétiques proches soit menée. Toutes ces incertitudes peuvent être la source qui expliquerait la différence relevée entre les données SPICAM et notre modélisation du dayglow. De manière similaire, *Simon et al.* [2009] ont dû réduire les brillances calculées par leur modèle pour pouvoir également reproduire les observations SPICAM. Ils attribuèrent aussi cette différence aux incertitudes des sections efficaces entrant en jeu dans la production du dayglow. Afin de comparer plus aisément les observations aux résultats du modèle de dayglow et de mettre en évidence la variabilité de l'émission plutôt que les brillances absolues, nous avons empiriquement divisé toutes les intensités modélisées dans les figures 5.6b et 5.7b par les facteurs correspondants. De plus, on peut noter que certaines différences apparaissent lorsque l'on compare les sorties de modèle que nous avons obtenues, avec celles calculées par *Shematovich et al.* [2008]. Cette différence peut être le résultat de plusieurs causes :

- Le code de Monte Carlo a été mis à jour grâce à des sections efficaces de collision plus récentes ainsi que de nouveaux paramètres intrinsèques au code. En conséquence la version du modèle de dayglow utilisée ici n'est pas rigoureusement la même que celle utilisée dans *Shematovich et al.* [2008].
- Nos brillances de dayglow sont corrigées des émissions plus faibles pouvant avoir lieu sur le même domaine de longueurs d'onde. Elles peuvent apparaître plus faibles, et augmenter le contraste de leur comparaison avec le modèle.
- La façon dont les flux solaires utilisés en entrée du modèle de dayglow sont obtenus pour une date donnée est différente.
- Finalement, l'atmosphère neutre utilisée en entrée du modèle est fournie par une version mise à jour du modèle MTGCM.

Les résultats du modèle de dayglow sont présentés conjointement aux observations aux figures 5.3 à 5.8. A la figure 5.3, les valeurs d'altitudes du pic observées sont très bien reproduites par le modèle dont les valeurs sont représentées en bleu. La différence discutée ci-avant entre les brillances y est également apparente. Elle est également présente dans les histogrammes de distribution présents aux figures 5.4b et 5.4d. Par contre, en ce qui concerne la variabilité de la brillance au pic, l'étalement des deux distributions (CO Cameron et CO<sub>2</sub><sup>+</sup>) est assez bien reproduit par le modèle de dayglow couplé aux sorties du MTGCM. Toutefois, les distributions des altitudes au pic des profils au limbe modélisés ne sont pas exactement reproduites par le modèle. Cette différence sera analysée plus loin dans le texte. A la figure 5.5c, on peut remarquer que la proportionnalité linéaire entre les brillances du doublet CO<sub>2</sub><sup>+</sup> et celles de CO Cameron est bien reproduite. De même, à la figure 5.5d, la différence d'altitudes au pic entre les deux dayglows est également bien simulée. Cela suggère que les différents processus mis en jeu dans la formation du dayglow et calculés par le modèle sont très bien estimés. A la figure 5.6b, notons que la variation de brillance au pic en fonction de l'angle solaire zénithal est également bien

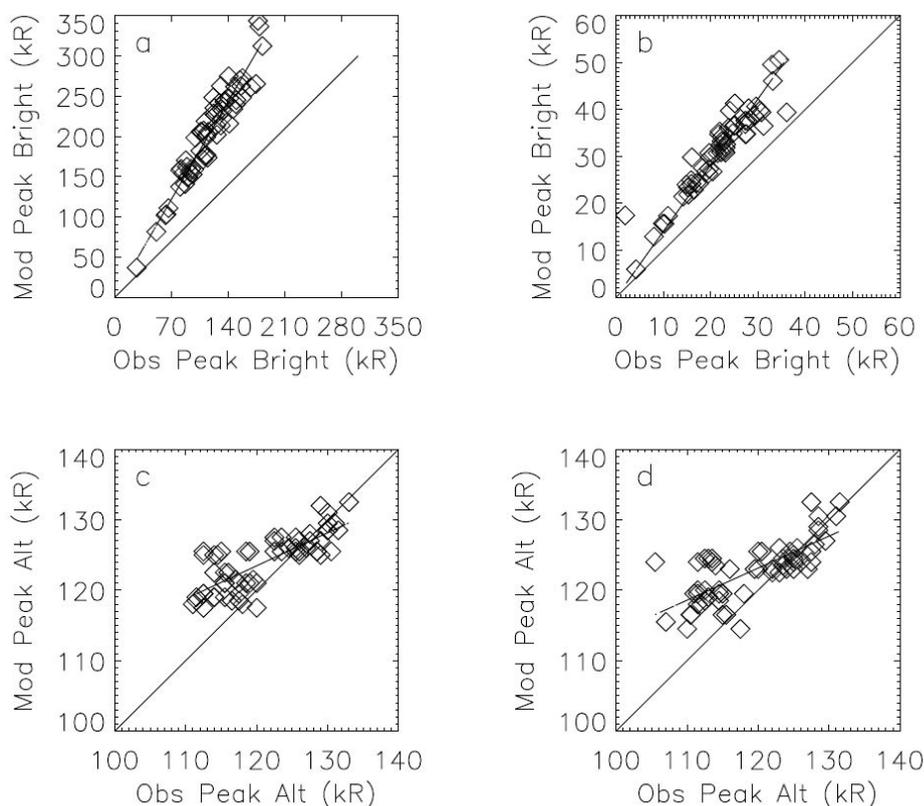


FIGURE 5.10: (a) Rapport entre les brillances au pic de CO Cameron des données modélisées et observées. Le rapport d'intensité est de 1,74, ce qui implique que le modèle surestime systématiquement la brillance de l'émission CO Cameron (voir texte). (b) Rapport entre les valeurs modélisées et observées de la brillance de pic de l'émission  $\text{CO}_2^+$ . (c) Altitudes au pic modélisées de CO Cameron en fonction des valeurs observées. (d) Altitudes au pic modélisées du doublet  $\text{CO}_2^+$  en fonction des valeurs observées.

reproduite. Le modèle est aussi capable de rendre compte efficacement des variations dues à l'angle solaire zénithal et de la chute d'intensités de brillance observées dans les régions éloignées du point subsolaire. La figure 5.7b illustre la dépendance de la brillance en fonction de l'activité solaire définie par l'index  $F_{10.7}$ , utilisé comme approximation du flux solaire EUV. La corrélation observée entre les deux variables est bien prédite par le modèle. Puisque les processus #1, #4 et #6 sont directement contrôlés par le flux solaire incident, cette corrélation dans le modèle était attendue.

Notons maintenant à la figure 5.8b que l'augmentation générale d'altitude des pics est également simulée par le modèle. Toutefois, les altitudes au pic d'émission pour une longitude solaire allant de  $90^\circ$  à  $135^\circ$  sont surestimées d'environ 5 km par le modèle. Nous avons démontré à la section précédente que l'altitude de la couche d'airglow reflète la densité locale de  $\text{CO}_2$  au point d'émission; nous pouvons alors conclure que cette surestimation résulte de différences entre le profil de  $\text{CO}_2$  réellement présent lors de l'observation et celui utilisé comme entrée du modèle de dayglow et provenant du

MTGCM. Notons que la région où apparaît cette différence inclut des latitudes équatoriales alors que la partie de droite de la figure 5.8b contient des données récoltées à une latitude moyenne de 50,9°N. Comme il a été montré par *Forget et al.* [2009], l'augmentation de la densité de CO<sub>2</sub> à 130 km était très brusque lors de cette saison et ce type de variation peut difficilement être reproduit grâce aux simulations moyennes des GCMs [*Forget et al.*, 2009, figure 11]. De plus, des simulations pour la même période d'observation (Ls=90° à 135°) ont été effectuées par *McDunn et al.* [2010] à l'aide du MTGCM et montrent également une surestimation de la densité de CO<sub>2</sub> à 130 km (voir *McDunn et al.* [2010, figure 7]) malgré les densités empiriques de poussières utilisées dans le modèle. Ce résultat est très semblable à celui décrit par *Forget et al.* [2009]. De mauvaises distributions verticales de poussières en entrées des GCM peuvent être responsables des différences observées par ces deux modèles. En conséquence, des altitudes au pic surestimées sont simulées dans notre étude pour des Ls variant de 90° à 135°. Notons toutefois que, dans les histogrammes présentés à la figure 5.4, les valeurs moyennes d'altitudes du pic sont assez bien estimées avec un écart par rapport aux données de 2 à 3 km, approximativement égal à la résolution verticale du modèle de dayglow.



## Chapitre 6

# Perspectives

Bien que les données provenant des spectromètres ultraviolets SPICAM et SPICAV aient été analysées en détails durant ces quatre dernières années, certaines nouvelles perspectives sont à mettre en lumière. De nouveaux travaux, dépassant le cadre de cette thèse, peuvent être entrepris afin d'enrichir la connaissance des phénomènes d'airglow et renforcer la compréhension des atmosphères planétaires de Mars et de Vénus. En effet, au cours des trois travaux principaux présentés dans cette thèse, j'ai eu l'occasion de déceler quelques pistes intéressantes de recherche pour l'avenir. D'autre part, certains phénomènes qui auraient pu être analysés dans cette thèse n'ont pas pu l'être pour diverses causes qui seront exposées ci-après et sur lesquelles il me paraît utile de revenir. C'est la raison pour laquelle j'ai décidé de rédiger ce chapitre : exposer ce qu'il reste à entreprendre et initier quelques travaux qui pourraient se révéler utiles dans le futur.

## 6.1 Le dayglow de Vénus

Comme exposé dans l'introduction, l'atmosphère éclairée de la planète Vénus est également le siège de phénomènes d'airglow. Comme les constituants majoritaires de cette atmosphère sont identiques à ceux de Mars, on s'attend à ce que ces émissions soient très proches, du point de vue spectral, de celles analysées dans cette thèse. L'analyse de ces émissions à l'aide du spectromètre SPICAV a été tentée à plusieurs reprises durant la mission Venus-Express. Ces observations ne sont malheureusement toujours pas utilisables.

Lorsque la ligne de visée de l'instrument pénètre dans l'atmosphère de Vénus, et que l'instrument pointe le limbe, celle-ci va rencontrer des altitudes de plus en plus basses. Le signal transitant par la grande fente de l'instrument est acquis à des altitudes inférieures à celles acquises via la petite fente. Cette configuration spatiale est simplement due au fait que l'on ne peut pas exposer au Soleil la face -X du satellite. En effet, c'est sur cette face que sont fixés les radiateurs servant au refroidissement de l'instrument VIRTIS (fonctionnant dans les domaines visible et infrarouge) et ceux-ci doivent impérativement être exposés à l'espace froid. En conclusion, la grande fente doit pénétrer la première vers le limbe de la planète. Comme sur Mars, le limbe de Vénus réfléchit et diffuse le flux provenant du Soleil à des altitudes légèrement inférieures à celles où l'on suppose que le dayglow vénusien se produit. On appelle couramment cette partie du limbe de la planète le "limbe brillant"; il est représenté schématiquement en jaune à la figure 6.1. La partie technique de ce problème, relative à la position de la grande fente projetée au limbe, est traitée en détails dans [Villard \[2009\]](#).

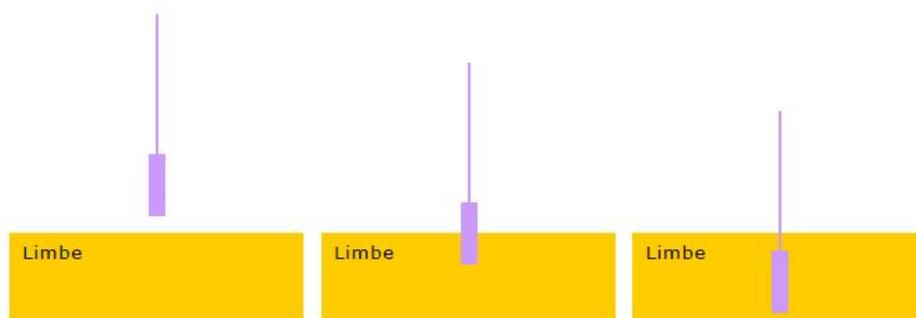


FIGURE 6.1: Observations au limbe du côté éclairé de Vénus. De gauche à droite : les fentes de l'instrument observent des altitudes de plus en plus basses et finissent par enregistrer le signal provenant du limbe brillant de la planète (voir texte) [[Villard, 2009](#)].

On remarque à la figure 6.2 que la partie du CCD correspondant au signal acquis à travers la grande fente est illuminée par une composante spectrale s'étendant sur des pixels allant de 0 à 240. Grâce à la représentation à droite de cette figure, on remarque

que la grande fente ne croise pas encore les altitudes du limbe brillant (environ 80 km). Si l'on s'attache maintenant à une observation effectuée lorsque des altitudes plus basses sont balayées (voir figure 6.3), on peut noter que le CCD est en grande partie saturé, alors même que la petite fente ne croise pas encore les altitudes du limbe brillant. Ceci est un phénomène de "bavement" du signal très intense venant des lignes supérieures du détecteur CCD vers les lignes inférieures. On comprend dès lors facilement qu'il va être impossible dans cette configuration d'étudier les émissions du dayglow qui se situent à des altitudes un peu plus élevées à cause de ce signal parasite provenant du flux solaire et venant perturber le signal utile.

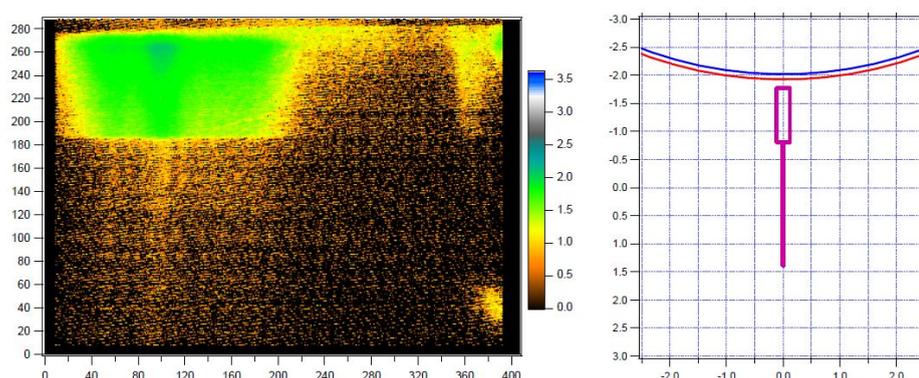


FIGURE 6.2: Image complète du CCD lors d'une observation au limbe. La position des fentes par rapport au limbe brillant est représentée à droite [Villard, 2009].

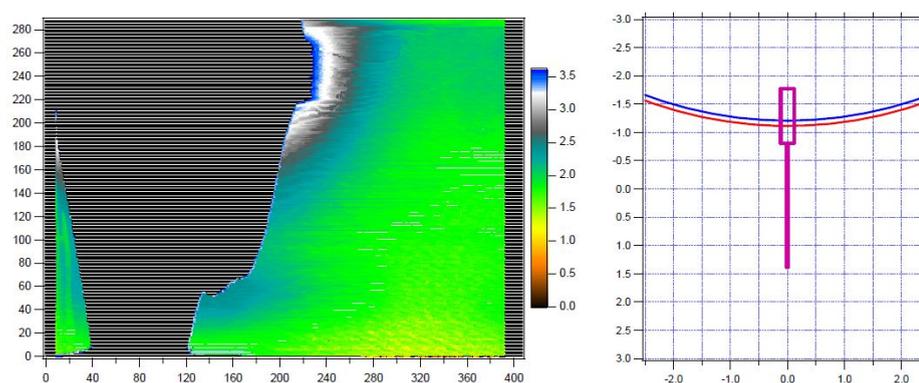


FIGURE 6.3: Image complète du CCD lors d'une observation au limbe. La position des fentes par rapport au limbe brillant est représentée à droite [Villard, 2009].

Les observations correspondant aux figures 6.2 et 6.3 ont été effectuées avec un temps d'intégration de 640 ms et avec une HT de 73. En vue de réduire l'intensité du signal acquis par le détecteur, la première étape est de réduire le gain de l'intensificateur en modifiant la HT. En réduisant sa valeur au minimum possible, sachant qu'à  $HT = 0$ , aucun photon n'est transmis au détecteur, on pourrait espérer ne pas saturer le détecteur CCD lors d'une observation de dayglow.

La figure 6.4 présente une moyenne de 24 images CCD acquises lors de l'orbite 848A03 (le 16 Août 2008). Les paramètres d'observation étaient alors de 640 ms pour le temps d'intégration et de 1 pour la HT. Même avec ce niveau d'intensification, on peut remarquer que les valeurs des lignes du CCD visant les hautes altitudes sont perturbées par le signal intense enregistré via la grande fente, et ne peuvent pas être utilisées pour une analyse, quantitative ou même qualitative, du dayglow. Notons que l'on distingue légèrement ce qui pourrait être l'émission de  $\text{CO}_2^+$  en bas à gauche du détecteur, au niveau de la colonne 20.

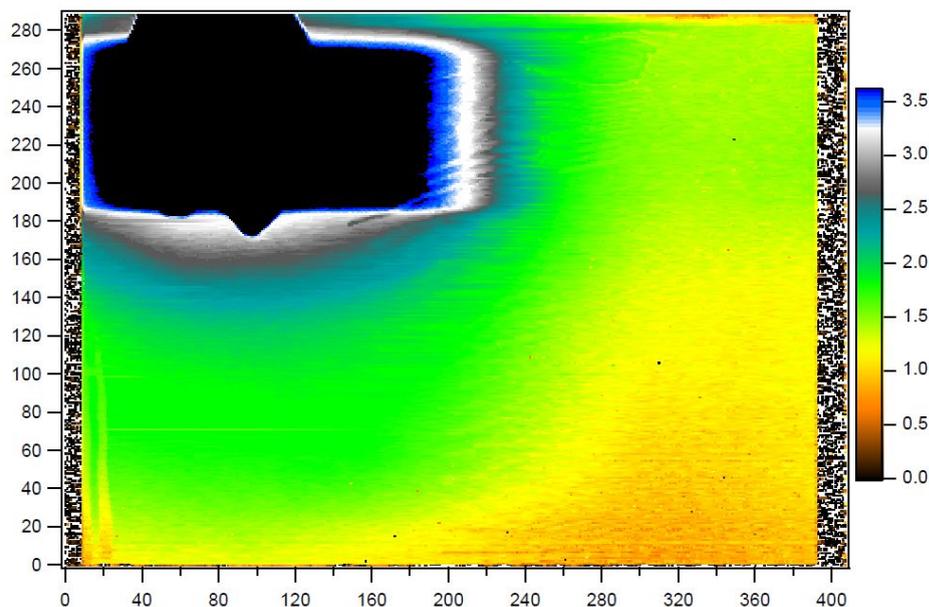


FIGURE 6.4: Moyenne des 24 images CCD acquises au cours de l'observation 848A03 (16/08/2008) [Villard, 2009].

L'analyse du dayglow de Vénus semble être vouée à l'échec à cause de cette configuration géométrique particulière de l'instrument et du satellite. Toutefois, de nouvelles observations du dayglow ont été récemment tentées dans une nouvelle configuration de pointage. Celle-ci consiste à positionner la fente de l'instrument parallèlement au limbe de Vénus. En effet, comme la largeur des fentes est bien plus petite que leur longueur, il devrait être possible de balayer avec l'instrument des altitudes plus basses avant d'être gêné par le limbe brillant de la planète. Cette configuration correspond au cas extrême d'éclairement encore acceptable de la face -X du satellite et des radiateurs qui y sont présents. Ce type d'observation doit également impliquer d'autres contraintes : le champ de vue de l'instrument projeté verticalement au limbe doit être petit. Ce champ de vue dans cette configuration particulière n'est plus dicté que par la distance entre l'instrument et le point tangent le long de la ligne de visée. On a donc intérêt à se trouver le plus proche possible de la planète. Dans une moindre mesure, si la fente n'est pas parfaitement parallèle au limbe, ce champ de vue sera légèrement influencé par le paramètre

BIN que l'on pourrait réduire au minimum (l'intensité du signal étant grande, ceci ne devrait pas poser de problème). Les fichiers d'archives correspondant à ces observations ne sont, à l'heure actuelle, pas encore disponibles dans la banque de données SPICAV.

Si ces tentatives d'observations devaient se révéler concluantes, une analyse similaire à celle effectuée au chapitre 5 pour la planète Mars pourrait alors être entreprise. Des conclusions pourraient être tirées de ces observations, et le modèle de dayglow basé sur un code de Monte Carlo pourrait également être utilisé à des fins comparatives.

## 6.2 Analyse des phénomènes auroraux du côté nocturne de Vénus

Les phénomènes auroraux sont habituellement observés sur des planètes présentant des champs magnétiques d'intensité suffisamment élevée : les quatre planètes géantes ainsi que la Terre. Ces phénomènes sont définis comme étant des émissions provenant de l'impact des constituants par des particules énergétiques autres que des photoélectrons. Ces phénomènes sont facilement observables la nuit et produisent souvent des spectres d'émission similaires à ceux du dayglow. Toutefois, des phénomènes auroraux ont également été mis en évidence sur Vénus et sur Mars [*Bertaux et al.*, 2005b], à des altitudes de 60 à 80 km pour cette dernière. Sur Vénus, c'est grâce aux données enregistrées par Pioneer Venus que *Phillips et al.* [1986] ont pu analyser l'émission de l'oxygène atomique à 130,4 nm et 135,6 nm dont le mécanisme de production fut étudié par *Fox and Stewart* [1991] quelques années plus tard et par *Gérard et al.* [2008b] plus récemment. L'analyse spectrale de la première aurore enregistrée par SPICAM et provenant de l'atmosphère de Mars est présentée à la figure 6.5.

La figure 6.6 tirée des récents travaux de *Leblanc et al.* [2006b] présente une comparaison entre un spectre de dayglow et un spectre auroral à basse résolution tous deux tirés des observations effectuées avec SPICAM. On notera la ressemblance frappante entre les deux émissions ainsi que le rapport signal sur bruit bien plus faible pour l'émission aurorale.

Toutefois, les émissions aurorales étudiées sur Vénus durant la mission Pioneer Venus présentaient des brillances de l'ordre de quelques dizaines de Rayleighs seulement. On peut dès lors s'attendre à ce que les émissions de CO Cameron et de  $\text{CO}_2^+$  détectables avec SPICAV présentent des brillances au limbe de plusieurs centaines de Rayleighs, ce qui serait juste au niveau du seuil de détectabilité de l'instrument. Toutefois, il semble que ces intensités ne sont applicables que pour des périodes de maximum d'activité solaire. Sachant que la période que nous venons de traverser présentait des activités

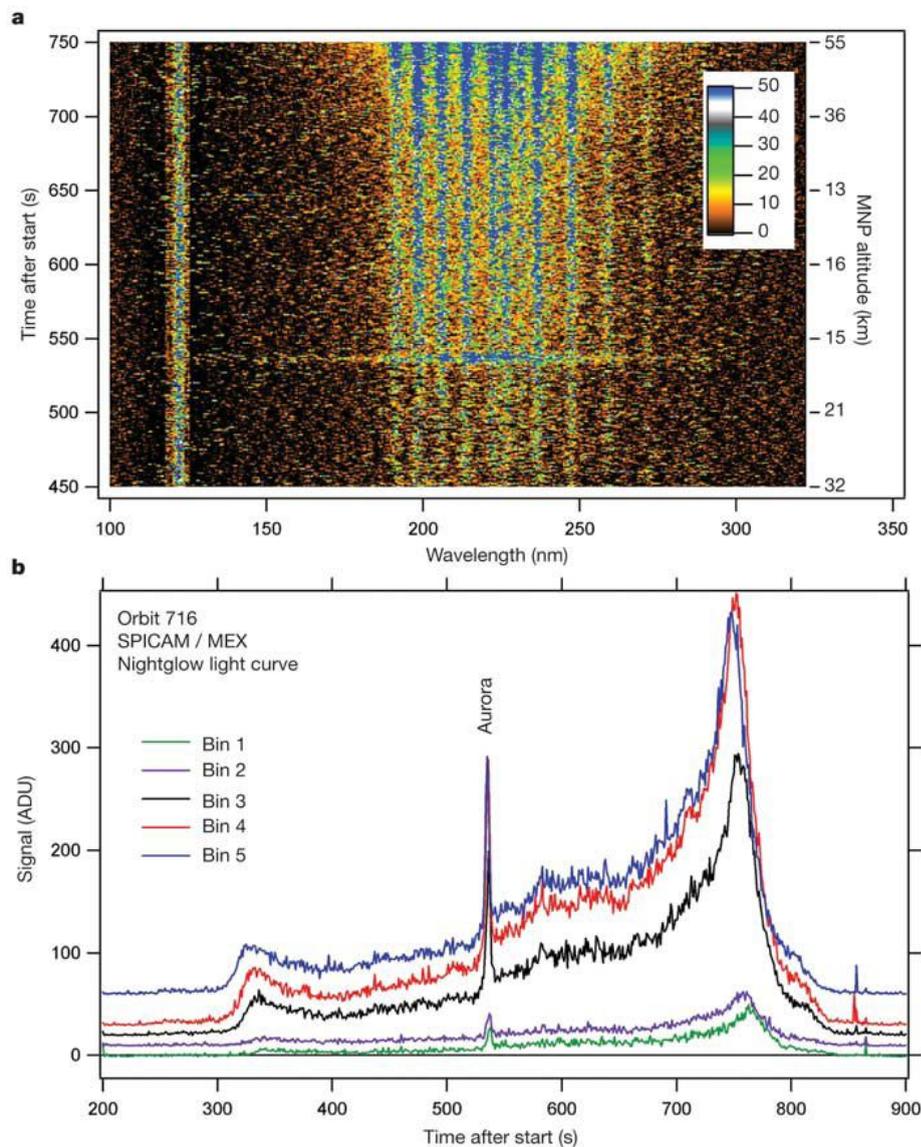


FIGURE 6.5: a : Spectre d'aurore détecté sur Mars lors de l'enregistrement du signal de nightglow NO [Bertaux *et al.*, 2005b]. b : Intensité associée au graphique (a), en fonction du temps.

solaires très faibles, il faudra attendre que celle-ci augmente avant de pouvoir espérer enregistrer une aurore avec l'instrument SPICAV. A ce jour, toute la base de données disponible (environ les 1000 premières orbites) de SPICAV a été analysée pour rechercher ces signatures aurorales, mais aucune n'a encore été détectée.

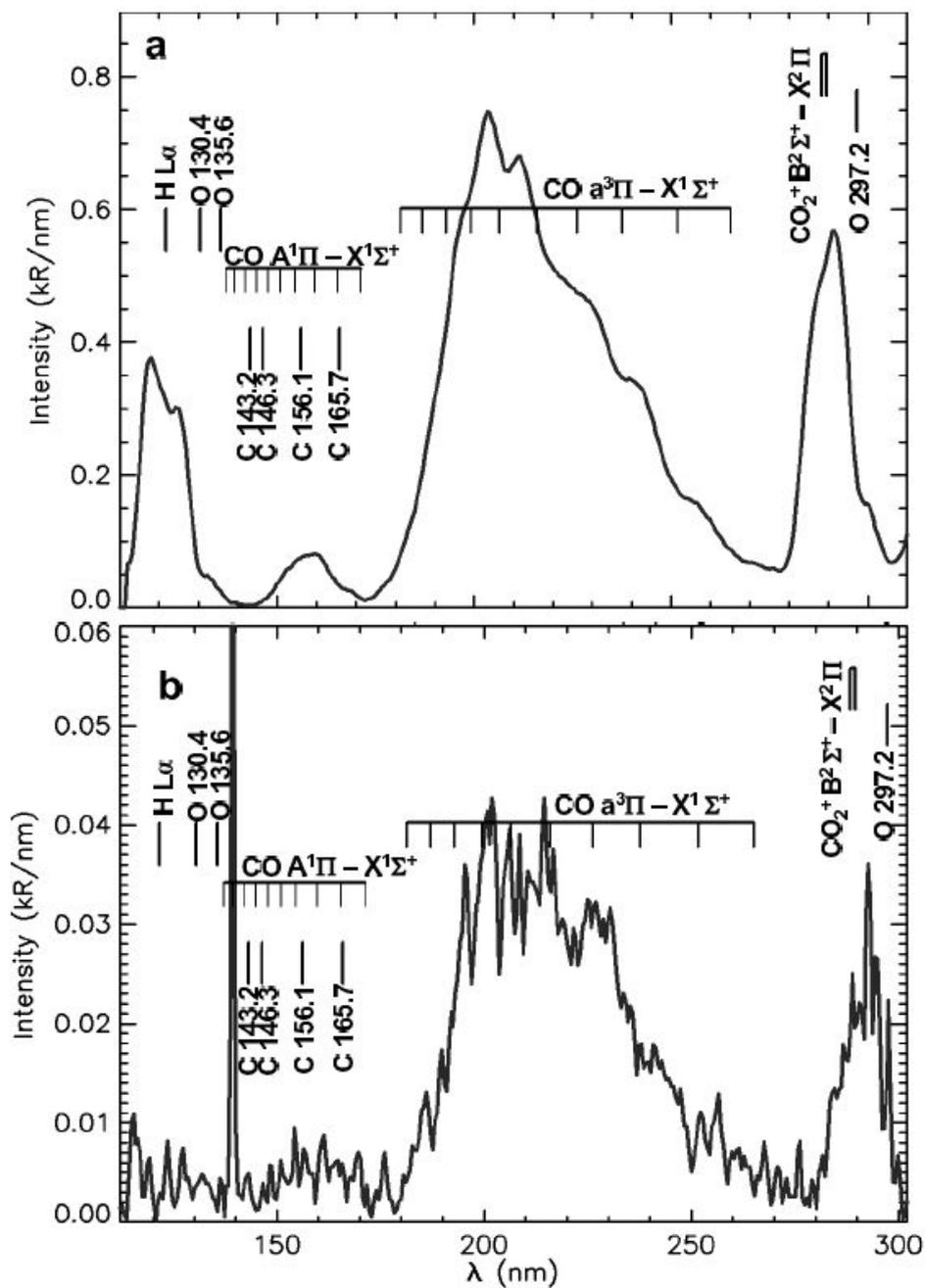


FIGURE 6.6: a : Spectre de dayglow martien observé par SPICAM (grande fente).  
 b : Spectre auroral martien observé par SPICAM, après soustraction de l'émission du nightglow (grande fente) [Leblanc *et al.*, 2006b].

### 6.3 Analyse fine du spectre d'émission de NO de l'atmosphère vénusienne

Au chapitre 4, j'ai rappelé que, au premier ordre, le spectre enregistré par SPICAV et provenant de l'atmosphère nocturne de Vénus ne contenait que l'émission des bandes  $\delta$  et  $\gamma$  de NO, et, de temps à autre, de l'émission Lyman- $\alpha$ . Si l'on tente maintenant de sommer tous les spectres acquis par SPICAV depuis le début de la mission sur des altitudes comprises entre 80 km et 120 km, nous obtenons des spectres moyens possédant un excellent rapport signal sur bruit et se distinguant les uns des autres par de subtiles différences lorsque nous les différencions en fonction de l'altitude.

La figure 6.7 présente ces spectres, moyennés pour des groupes d'altitudes larges de 5 km entre 80 km et 120 km. Ces spectres dont l'affichage a été normalisé peuvent dès lors être aisément comparés les uns aux autres. Plusieurs constats sont à faire :

- La bande d'émission provenant de l'état  $\nu = 0'$  vers les états  $\nu'' = 0$  et  $\nu'' = 1$  de l'émission  $\delta$  n'a pas la même importance relative en fonction de l'altitude. Ce léger effet provient simplement de l'absorption des émissions ultraviolettes par la molécule de CO<sub>2</sub>. En effet, la section efficace de CO<sub>2</sub> pour l'absorption dans l'ultraviolet varie en fonction de la longueur d'onde et est plus faible aux grandes qu'aux faibles longueurs d'onde. Dès lors, il est normal que le début du spectre d'émission de NO soit absorbé alors que ses composantes à plus hautes longueurs d'onde ne le sont pas. Comme cette absorption dépend également de la densité de CO<sub>2</sub>, qui est elle-même fonction de l'altitude, il est également normal de retrouver une absorption différentielle en fonction de l'altitude à laquelle le spectre est acquis. On remarque à la figure 6.7 que ce n'est que vers 95 km que cet effet se fait ressentir dans le spectre, conformément à l'analyse effectuée antérieurement par *Gérard et al.* [1981].
- De plus, attachons nous maintenant aux longueurs d'onde plus élevées que 250 nm ; nous pouvons facilement remarquer que le spectre ne présente pas exactement les mêmes composantes en fonction de l'altitude à laquelle il est acquis. De multiples émissions, particulièrement entre 82,5 km et 97,5 km, semblent apparaître entre 250 nm et 300 nm (les longueurs d'ondes plus élevées que 300 nm ne sont pas à prendre en considération car la sensibilité de l'instrument chute fortement à partir de cette limite). Chaque spectre acquis est en réalité la somme de 14000 à 18000 spectres individuels. Si l'on juge la soustraction du bruit suffisamment bonne, chacun des pics d'émission apparaissant dans cet intervalle de longueurs d'onde est à prendre en considération. Une explication possible, dont l'étude devrait être menée en détails dans le futur, est que ces émissions proviennent de transitions entre états électroniques de la molécule d'oxygène. En effet, les molécules d'oxygène excitées émettent principalement dans

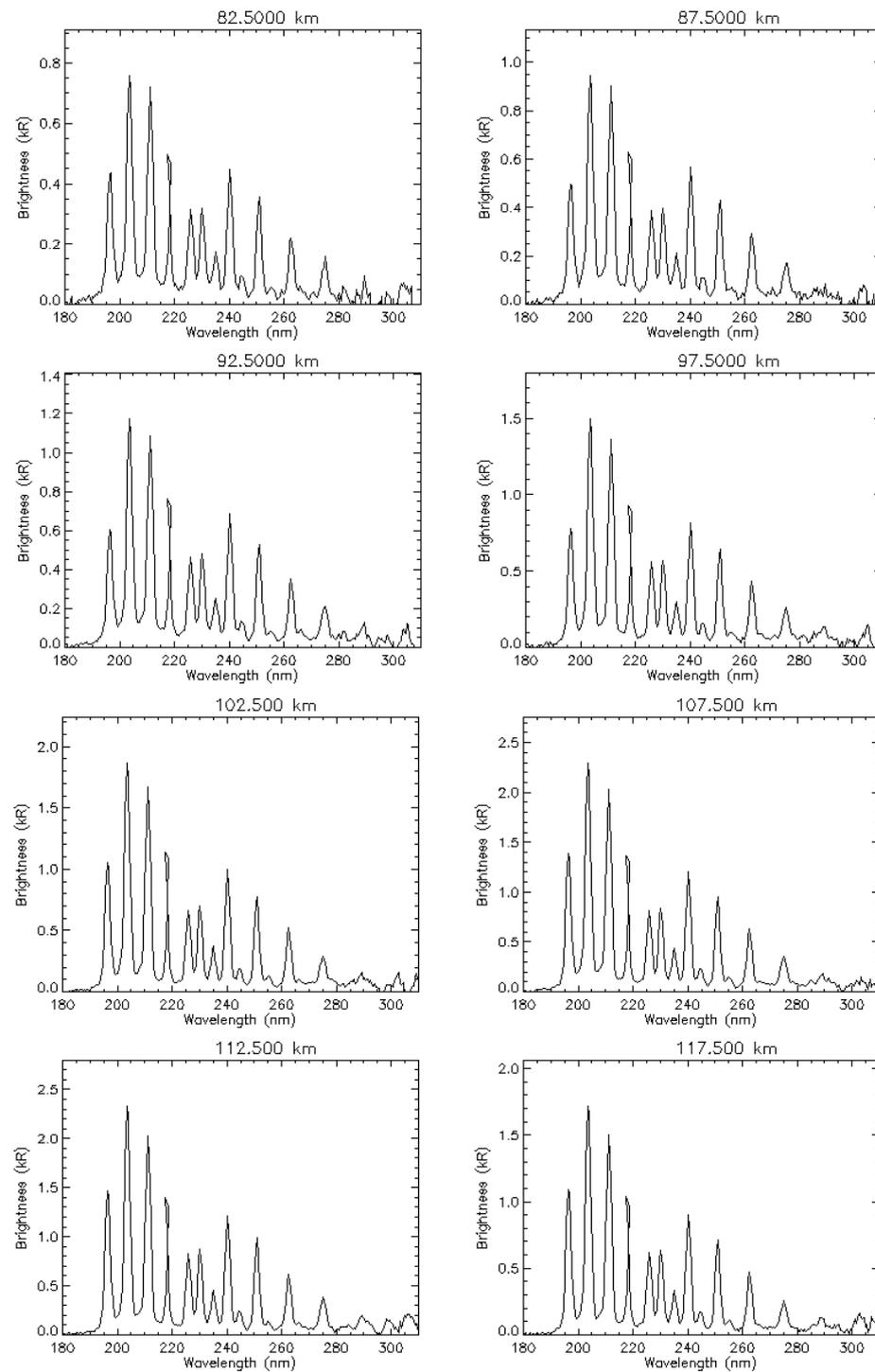


FIGURE 6.7: Spectres acquis par SPICAV en fonction de l'altitude et dont l'affichage a été normalisé pour une comparaison plus aisée.

l'infrarouge à  $1.27 \mu\text{m}$  et sont produites principalement à des altitudes proches de 97 km. L'énergie de dissociation de la molécule d'oxygène ne permettant pas des émissions à des longueurs d'onde plus courtes que 244 nm, la molécule  $\text{O}_2$  constitue un bon candidat pour expliquer les émissions enregistrées par SPICAV et présentées à la figure 6.7.

En soustrayant un spectre de laboratoire, où un spectre d'émission NO acquis par SPICAV à haute altitude, sans autre émission que celle de NO, en dehors des spectres présentés ici, il serait possible de voir apparaître de nouvelles émissions de faibles intensités à des longueurs d'onde inférieures à 244 nm. Cette recherche requiert une analyse minutieuse et pourrait déboucher sur la détection de nouvelles émissions ou sur une meilleure caractérisation de celles que nous connaissons déjà.

## 6.4 Amélioration de la soustraction du bruit thermique

Comme il est possible de s'en rendre compte à l'annexe A, la soustraction du courant d'obscurité dans les observations SPICAV et SPICAM est un processus délicat auquel il faut attacher une attention particulière. En effet, mieux cette source de signal non désirée sera éliminée, plus les observations présenteront un bon rapport signal sur bruit. Il sera dès lors possible de déterminer de faibles composantes d'émissions dans les spectres enregistrés par les instruments.

Revenons à la détermination des coefficients  $a(j)$  et  $b(j)$  discutée dans l'annexe A. Nous avons succinctement évoqué le fait que le motif de non uniformité du DCNU était déterminé par les paramètres de regroupement (BIN) et première ligne lue et pouvait légèrement évoluer dans le temps. La méthode développée dans cette annexe ignore cette variation temporelle. En théorie, celle-ci ne devrait pas avoir lieu : un comportement d'un pixel du CCD vis-à-vis du courant d'obscurité qu'il contient devrait être le même pour n'importe quel temps sélectionné de la mission. Or, nous observons de légères variations dans ce motif, ou plus pratiquement, des valeurs de  $a(j)$  et  $b(j)$  pour un même groupe de paramètres de regroupement et première ligne lue. Dans la méthode utilisée actuellement, ce sont les valeurs de  $a(j)$  et  $b(j)$  correspondant aux bons paramètres observationnels et à l'observation technologique la plus proche temporellement de l'observation à traiter qui sont sélectionnés.

Comment alors expliquer ces variations ? Elles rendent en fait compte du comportement du DCNU vis-à-vis de la température de fonctionnement pour un pixel donné du CCD. Théoriquement, le courant d'obscurité dans un pixel donné varie en fonction de la température selon une loi modifiée d'Arrhenius :

$$De = De_{0,diff}T^3e^{-E_g/kT} + De_{0,dep}T^{3/2}e^{-E_g/2kT} \quad (6.1)$$

où  $E_g$  est l'énergie de lacune ("gap" en anglais) du semi-conducteur utilisé dans le CCD et dépend également de la température, et où

$$De_{0,diff} = \frac{C^2 A_{pix} D_n}{N_A x_{ff}} \quad (6.2)$$

et

$$De_{0,dep} = \frac{C A_{pix} x_{dep}}{2\tau} \quad (6.3)$$

où  $C$ ,  $A_{pix}$ ,  $D_n$ ,  $N_A$ ,  $x_{ff}$ ,  $x_{dep}$  et  $\tau$  sont des constantes connues ou qui dépendent du type de semi-conducteur employé dans le détecteur CCD.

Lorsqu'un rayon gamma percute un pixel du CCD, certaines de ces constantes peuvent être modifiées et par conséquent, engendrer une réponse différente du courant d'obscurité vis-à-vis de la température. Afin de vérifier cela, toutes les observations technologiques où l'intégralité de la matrice CCD était lue ont été utilisées. Ces observations ont été effectuées à des températures de fonctionnement différentes et possèdent des niveaux distincts de courant d'obscurité.

Au lieu de vérifier la dépendance du courant d'obscurité vis-à-vis de la température, j'ai plutôt choisi de vérifier la dépendance entre le courant d'obscurité compris dans un pixel par rapport au courant d'obscurité moyenné dans les pixels masqués (ce qui revient au même, par transition des relations de proportionnalité). Nous pouvons nous attendre à une relation linéaire comme décrite dans l'annexe A pour chacun des pixels du CCD.

C'est bien ce que nous pouvons noter à la figure 6.8 : pour ce pixel sélectionné au hasard dans le CCD, tous les points correspondant à des valeurs différentes du courant d'obscurité s'alignent selon une droite. Si l'on calcule pour chacun des pixels du CCD le coefficient de corrélation linéaire de cette droite et que nous les moyennons tous, nous obtenons la valeur 0,96, ce qui semble indiquer que la relation linéaire est satisfaisante sur l'ensemble du CCD. Toutefois, on peut également calculer que la valeur minimale de ces coefficients de corrélation est de 0,69, ce qui semble faible vu la manière dont les points doivent s'aligner. En examinant le graphique de corrélation linéaire correspondant à cette dernière valeur, on obtient la tendance présentée à la figure 6.9.

Au lieu de s'aligner selon une droite bien précise, les points s'alignent maintenant sur deux droites séparées. Si l'on suppose que le comportement du courant d'obscurité dans

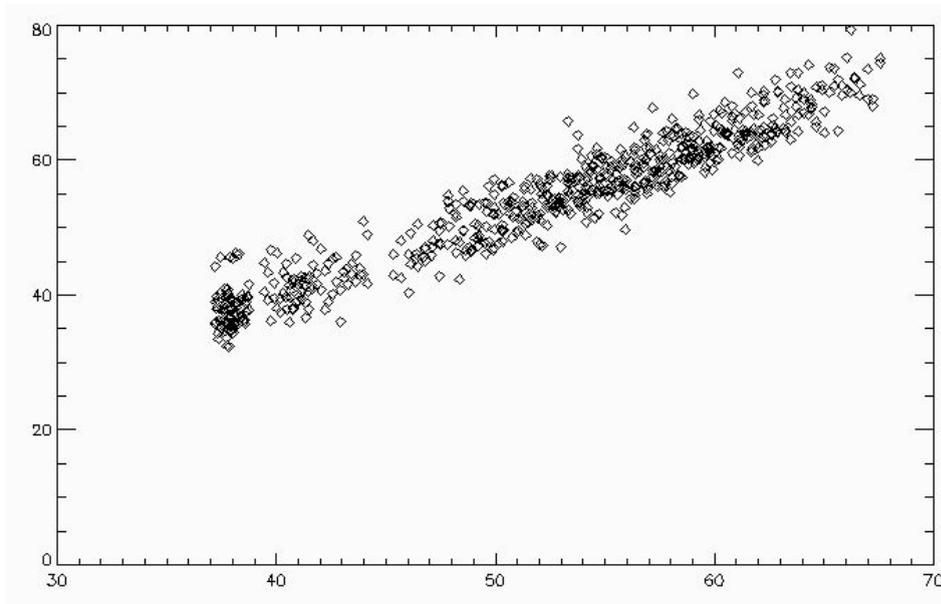


FIGURE 6.8: Relation linéaire entre le courant d'obscurité d'un pixel du CCD et la moyenne des courants d'obscurité des pixels masqués à la même ligne. Chaque losange correspond à une observation technologique différente.

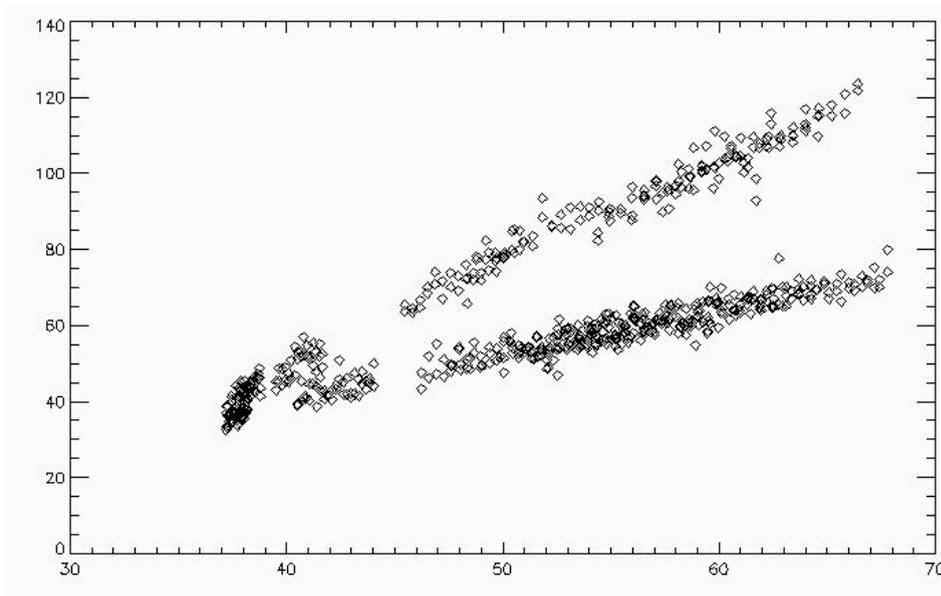


FIGURE 6.9: Double relation linéaire entre le courant d'obscurité d'un pixel du CCD et la moyenne des courants d'obscurité des pixels masqués à la même ligne. Chaque losange correspond à une observation technologique différente.

les pixels masqués vis-à-vis de la température n'a pas changé, cela signifie que c'est le comportement du courant d'obscurité dans le pixel sélectionné vis-à-vis de la température qui se modifie à un instant donné de la mission. On peut également y remarquer qu'il existe environ un facteur 2 entre les deux relations linéaires apparaissant sur le graphique.

Ce facteur 2 est toutefois trop grand pour expliquer les variations temporelles rencontrées dans les valeurs des coefficients  $a(j)$  et  $b(j)$ . Ceci est normal, puisque nous travaillons directement sur la matrice du CCD et non pas sur une tempo-image. Dans une tempo-image, les spectres acquis sont en réalité des moyennes des spectres acquis sur plusieurs lignes du CCD. Après étude approfondie, ce phénomène de saut de comportement a été quantifié et apparaît environ 3 fois toutes les 2 lignes du CCD (1,5 fois par ligne). Si le paramètre BIN utilisé est de 32, le nombre de mauvais pixels est de 48 (48 valeurs de  $j$ ) sur tout le spectre. Sachant qu'un spectre est composé d'une ligne de 384 pixels, cela correspond à environ 1 mauvais pixel sur 8. Comme 32 lignes sont moyennées, l'effet de ce facteur 2 déterminé ci-avant est également moyenné avec 31 facteurs 1, si l'on suppose que le phénomène a lieu à chaque fois dans une colonne différente. L'effet sur le spectre final est de 1 valeur sur 8 perturbée par un facteur  $(1 \times 2 + 31 \times 1)/32 = 1,031$ . Ce facteur rend bien compte des légères variations temporelles observées dans les valeurs de  $a(j)$  et  $b(j)$ . Maintenant, si le paramètre BIN utilisé est d'une valeur moindre, l'effet sur les valeurs de ces coefficients se répétera à un nombre d'indices spectraux  $j$  moindre, mais sera d'intensité plus élevée.

Finalement, notons qu'une fois le pixel percuté par un rayon gamma, le comportement de son courant d'obscurité ne change pas définitivement. En effet, les dates correspondant aux différentes observations technologiques ayant servi à construire le graphique de la figure 6.9 ne sont pas séparées en deux périodes temporelles distinctes. Cela signifie qu'une fois que le rayon gamma a perturbé le pixel, celui-ci peut aléatoirement choisir de présenter un comportement anormal du DC vis-à-vis de la température ou revenir à son comportement initial.

Notons enfin que certains pixels, moins nombreux toutefois, peuvent présenter jusqu'à trois tendances différentes de comportement du courant d'obscurité en fonction de la température. Un travail de fond reste donc à effectuer ici afin d'améliorer les valeurs des  $a(j)$  et  $b(j)$  utilisées lors de la soustraction du courant d'obscurité.



# Chapitre 7

## Conclusions

### 7.1 Le nightglow de Mars

Nous avons montré que l'émission nightglow de la molécule NO était un très bon traceur pour étudier la dynamique du côté nuit de l'atmosphère de Mars entre 30 km et 100 km. La basse thermosphère du côté nuit de la planète restait jusqu'à présent relativement peu explorée et spécialement en ce qui concerne les densités des constituants minoritaires et leur dynamique. Les observations SPICAM du nightglow NO ont fourni un ensemble de profils au limbe qui a été utilisé pour l'analyse en détails de l'émission.

Le résultat principal de cette étude est la mise en évidence de la grande variabilité observée dans le nightglow de NO, tant au niveau de l'altitude du pic que de sa brillance. L'altitude du pic varie sur un domaine de 37 km et l'intensité peut varier sur deux ordres de grandeur. Les observations présentant des intensités en dessous du seuil de détectabilité de l'instrument SPICAM sont parfois situées à côté d'autres présentant des brillances bien plus intenses et dont le pic d'émission est enregistrable. Cela nous permet de souligner une fois encore la difficulté de déterminer à priori les valeurs que prendront le profil d'émission lors d'une observation donnée à une latitude et un temps local particuliers. Notre étude de corrélations suggère que la latitude contrôle en partie ces variations, avec les valeurs de plus grandes brillances situées aux basses latitudes. Toutefois, les résultats moyens obtenus dans ce travail pourraient être utilisés dans de futures études faisant intervenir des simulations de modèles GCM. Nous avons également déduit une brillance verticale moyenne de 36 kR à l'aide de l'ajustement d'un profil de Chapman, que nous avons reliée à un flux d'azote vertical moyen de  $7,0 \times 10^7 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

Grâce à la comparaison effectuée à l'aide du modèle 1D de nightglow, nous avons pu déterminer des valeurs pour le coefficient de diffusion turbulente ainsi que pour les densités d'oxygène et d'azote. Ces profils de densité présentent des altitudes de pics à 60 km

et 70 km respectivement. Les profils d'oxygène calculés sont en bon accord avec ceux de *Krasnopolsky* [2006, figures 7 et 10] pour le côté nuit de la planète. Nous avons également montré que notre analyse fournissait des valeurs de  $K$  plus élevées d'environ un ordre de grandeur par rapport à celles utilisées dans des modèles plus anciens, à l'exception du profil  $K(z)$  proposé par *Krasnopolsky* [2002] pour les altitudes supérieures à 80 km. Nous avons ensuite illustré l'effet de l'advection dans notre modèle unidimensionnel. La présence explicite de vents verticaux modifie assez fortement la hauteur d'échelle des profils d'émission mais ne fournit pas nécessairement un meilleur accord avec les observations. La plupart des profils calculés par le modèle sont similaires à ceux présentés dans les différentes figures et les profils observés sont intermédiaires aux deux cas présentés ( $w = 0$  m/s et  $w \neq 0$  m/s). De plus, l'ajout des termes d'advection dans le modèle fait en sorte que les valeurs de la diffusion turbulente augmentent pour atteindre des valeurs similaires à celles proposées par *Krasnopolsky* [2006] et *Nair et al.* [1994].

## 7.2 Le nightglow de Vénus

L'émission nightglow de la molécule NO est un excellent traceur de la dynamique de la thermosphère de Vénus. Tout comme Mars, la basse thermosphère du côté nocturne de la planète restait relativement inexplorée, spécialement en ce qui concerne les densités des constituants minoritaires et leur dynamique. Les observations du nightglow enregistrées par SPICAV ont fourni de nombreux profils au limbe qui ont été utilisés pour étudier la distribution verticale du nightglow. Grâce à la comparaison avec le modèle 1D, nous avons pu déterminer des valeurs pour le coefficient  $K$  de diffusion turbulente. La valeur du paramètre  $A$  dans la formule 2.61 est de  $7,4 \times 10^{11}$ ,  $4 \times 10^{12}$  et 0 pour les trois cas analysés dans cette étude. Les deux premières valeurs sont respectivement 0,09 et 0,5 fois la valeur déterminée à partir des observations du nightglow effectuées par Pioneer Venus. Notons toutefois que les observations au limbe effectuées avec PV-OUVS ont été enregistrées à de basses latitudes lors d'un maximum d'activité solaire. Les profils présentés ici ont, pour leur part, été acquis dans l'hémisphère nord et à des endroits généralement éloignés de la tache statistique d'émission maximum calculée par *Stewart et al.* [1980]. Les flux d'azote à 130 km varient de  $1 \times 10^8$  cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> à  $4 \times 10^9$  cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> avec une valeur typique de  $2 \times 10^9$  cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>. Les flux d'oxygène également déduits de la modélisation sont moindres que le taux moyen intégré verticalement de production d'atomes d'oxygène du côté jour de Vénus et qui a été estimé à  $8 \times 10^{12}$  cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> par *Leu and Yung* [1987], en accord avec la discussion de *Gérard et al.* [2008a]. De manière similaire, la production d'atomes d'azote du côté jour est d'environ  $1,3 \times 10^{10}$  cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> [*Gérard et al.*, 1988] pour un maximum d'activité solaire et d'environ  $9 \times 10^9$  cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> lorsque cette valeur est calculée par le VTGCM [*Bougher et al.*, 1990]. Les flux

verticaux d'azote déduits de nos modélisations, du côté nuit, apparaissent également compatibles avec la disponibilité d'atomes du côté jour. Nous avons également montré que la hauteur d'échelle de l'émission pouvait être en accord avec ce qui était attendu lorsque l'on suppose l'équilibre diffusif dans le domaine considéré.

Un des résultats majeurs des observations effectuées par SPICAV à bord de Venus Express est la grande variabilité de l'émission en termes de brillance. Cette question avait déjà été abordée lors de la mission Pioneer Venus, notamment dans les cartes obtenues par l'instrument PV-OUVS et présentées par *Stewart et al.* [1980] et dans la figure 9 de *Bougher et al.* [1990]. Cette variabilité ne semble toutefois pas être liée à l'activité solaire qui est restée à un niveau très bas durant toute la période d'observations effectuées par SPICAV. Les temps caractéristiques de variation impliqués sont d'un jour terrestre ou moins. Une variabilité similaire a pu être déduite des observations du nightglow infrarouge  $O_2 (^1\Delta)$  provenant de la recombinaison à trois corps d'atomes d'oxygène et observé avec l'instrument VIRTIS à bord de la même mission. Les observations au limbe et les observations nadir de cet instrument [*Drossart et al.*, 2007; *Gérard et al.*, 2008c; *Hueso et al.*, 2008; *Piccioni et al.*, 2009] indiquent que la brillance de cette émission et l'altitude de son maximum d'intensité présentent des variations substantielles sur des périodes de l'ordre de l'heure. Cette variabilité peut être le fruit de variations temporelles dans les ondes de gravité qui relâchent leur énergie dans la thermosphère, décélérant potentiellement les flux provenant de la circulation SSAS.

Les observations au limbe de SPICAV confirment et complètent également l'idée d'une émission créée par des atomes d'azote et d'oxygène produits du côté jour et transportés sur la face nocturne par la circulation SSAS. Ces mêmes observations ont aussi montré la présence sporadique d'importants gradients horizontaux de brillance et d'altitude de pic. De tels gradients peuvent être interprétés comme étant la signature de régions localisées où les flux descendants augmentent ou diminuent, produisant les taches d'émissions enregistrées dans les images acquises par Pioneer Venus. Dans l'hémisphère sud, la grande distance entre l'instrument (ou la sonde) et la planète ne permet pas d'obtenir des résultats avec une résolution spatiale suffisante. En conséquence, le maximum statistique d'émission localisé dans le secteur post-minuit juste au sud de l'équateur n'a pas pu être confirmé par les observations SPICAV, lors de cette première étude. Si cela devait être le cas, la comparaison avec la morphologie de l'émission  $O_2 (^1\Delta)$  qui présente un maximum centré sur le point antisolaire suggérerait que les vents qui déplacent l'émission de NO vers le matin à 113 km d'altitude devraient présenter un régime différent à 96 km d'altitude, altitude de la couche d'émission de  $O_2 (^1\Delta)$ . Quoiqu'il en soit, les résultats présentés dans cette étude sont autant de contraintes intéressantes pour les futures modélisations tridimensionnelles de l'atmosphère nuit de Vénus.

Une mise à jour de cette étude a été récemment effectuée, amenant de nouvelles conclusions quant aux valeurs moyennes de l'émission et précisant la morphologie de l'émission NO dans l'atmosphère nuit de Vénus. A partir d'une nouvelle chaîne de traitement des données, il a été possible d'analyser les profils au limbe comme s'ils avaient été observés avec un champ de vue infinitésimal. Ces profils au limbe ont ensuite pu être inversés pour en déduire les profils d'émissions locales correspondants. A partir de là, nous avons pu déterminer de nouvelles moyennes de brillances au limbe (54,95 kR), de taux d'émission volumique de NO ( $759 \text{ photons cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ ), d'altitude réelle de la couche d'émission (114,8 km) et de hauteur d'échelle. Tous ces résultats sont prépondérants par rapport à ceux déterminés précédemment simplement parce qu'ils se basent sur un jeu plus étendu de données. Les profils d'émissions locales ont également pu être intégrés verticalement et ont mené à une valeur moyenne d'émissions verticales de 1,16 kR, en excellent accord avec la valeur déterminée par Pioneer Venus.

De plus, de nouvelles observations au nadir ont également permis la construction d'une carte moyenne hémisphérique de l'émission du nightglow de NO. Cette carte, bien qu'encore lacunaire, est similaire à celle provenant de l'étude de [Stewart et al. \[1980\]](#) et démontre que la morphologie moyenne de l'émission n'a pas changé sur les 25 années qui se sont écoulées depuis la mission Pioneer Venus et que l'activité solaire ne modifie pas la localisation de la tache d'émission intense dans l'hémisphère nuit de la planète. J'ai également montré que la moyenne hémisphérique de brillance verticale déduite à partir de cette carte devait se situer entre deux valeurs : 0,36 kR et 1,83 kR. Ces valeurs encadrent bien la valeur déduite à partir des observations au limbe et fournissent des bornes intéressantes pour la simulation de l'émission NO dans de nouveaux modèles.

### 7.3 Le dayglow de Mars

Les émissions des bandes de CO Cameron et du doublet  $\text{CO}_2^+$  dans l'atmosphère de Mars sont hautement variables. En restreignant notre étude à une saison spécifique,  $L_s = 90^\circ$  à  $180^\circ$ , nous avons montré que la distribution des brillances du pic d'émission était très étalée avec une déviation standard d'environ 30%. Les altitudes du pic, quant à elles, variaient dans un domaine large de 25 km pour les deux émissions, avec un écart-type de 7 km. Nous avons montré que cette variabilité est contrôlée par plusieurs paramètres. L'angle solaire zénithal influence directement l'intensité de brillance des émissions. L'activité solaire représentée par l'index  $F_{10.7}$  contrôle également les brillances, mais dans une moindre mesure. De plus, nous avons démontré que la relation déduite entre l'index  $F_{10.7}$  et la brillance au pic des profils au limbe était en bon accord avec les résultats antérieurs déduits de la mission MARINER 9 par [Stewart et al. \[1972\]](#).

Nous avons ensuite noté que l'altitude des pics d'émission augmentait entre les longitudes solaires  $L_s = 90^\circ$  et  $L_s = 180^\circ$ . Nous interprétons cette augmentation comme une conséquence de changements dans le profil local de  $\text{CO}_2$  qui introduisent une dépendance saisonnière du dayglow, particulièrement durant cette année d'observations. En conséquence, les dayglows de CO Cameron et du doublet  $\text{CO}_2^+$  sont de très bons traceurs qui permettent de contrôler la densité de  $\text{CO}_2$  dans l'atmosphère éclairée de la planète.

Chaque profil d'émission observé a ensuite été comparé au résultat d'un modèle de dayglow basé sur un code développé par *Shematovich et al.* [2008]. Nous trouvons que le modèle surestime la brillance de CO Cameron d'un facteur 1,74 et celle de  $\text{CO}_2^+$  d'un facteur 1,41. Toutefois, ces facteurs restent constants quand l'angle solaire zénithal ou le flux solaire changent, ce qui implique que le modèle est capable de reproduire efficacement les variations de brillance en fonction de ces paramètres et indique que ces paramètres sont bien les sources de la variabilité observée. Ces différences de brillance relevées peuvent résulter d'incertitudes sur la section efficace d'impact électronique de CO ( $a^3\Pi$ ) qui n'est connue qu'à un facteur 2 près. De façon similaire, la section efficace d'excitation de  $\text{CO}_2$  vers l'ion  $\text{CO}_2^+$  ( $B^2 \rightarrow X^2\Sigma$ ) doit être corrigée d'une efficacité  $\epsilon < 1$ , ce qui donne une explication à la surestimation de l'émission du doublet  $\text{CO}_2^+$ . Notons finalement que le modèle n'était pas capable de simuler correctement les altitudes de pic des profils au limbe pour des valeurs de  $L_s$  allant de  $90^\circ$  à  $135^\circ$ . Puisque l'altitude de la couche de dayglow est principalement contrôlée par la densité de  $\text{CO}_2$  à l'endroit d'où provient l'émission, des profils plus réalistes de  $\text{CO}_2$  pourraient, à l'avenir, permettre au modèle de dayglow de mieux reproduire la variabilité d'altitude observée. Des améliorations dans les profils de poussières verticaux utilisés dans les GCMs pourraient également être requises.



## Annexe A

# Retrait des composantes parasites du signal

Cette annexe est consacrée à un point crucial du traitement des données ultraviolettes de SPICAV et SPICAM : l'élimination du bruit et du signal parasite liés à l'observation. En effet, pour restituer le signal tel qu'il est émis par sa source, il est important de tenir compte des phénomènes physiques introduits par toute la chaîne d'acquisition de ce signal qui introduisent des perturbations parfois conséquentes à ce dernier. Nous dénommerons "bruit" tout phénomène physique engendré par l'instrument lui-même et venant perturber les données. De manière similaire, nous appellerons "signal parasite" toute trace de signal engendrée par des phénomènes externes à l'instrument. Afin de discriminer entre le signal émis, les différents bruits et le signal parasite, reprenons le spectre de laboratoire de [Groth \[1971\]](#) à la figure [A.1](#) pour nous donner une idée du but à atteindre lors de la soustraction de toutes ces composantes non désirées.

Décrivons maintenant de manière complète ce que nous connaissons sur le signal tel qu'il est acquis par l'instrument. Ce signal est la somme de plusieurs contributions qui devront être évaluées :

$$I_{rec}(i, j) = I_{em}(i, j) + I_{dcnu}(i, j) + I_{off}(j) + I_{lec}(i, j) + I_{pol}(i, j) \quad (\text{A.1})$$

Où  $I_{rec}$  est le signal enregistré,  $I_{em}$  est le signal émis,  $I_{dcnu}$  est le bruit d'obscurité,  $I_{off}$  est l'offset,  $I_{lec}$  est le bruit de lecture et  $I_{pol}$  est un éventuel signal parasite,  $i$  et  $j$  étant respectivement l'indice temporel et l'indice de longueur d'onde (ou de pixel) d'une tempo-image. Considérons en détails chacune de ces contributions.

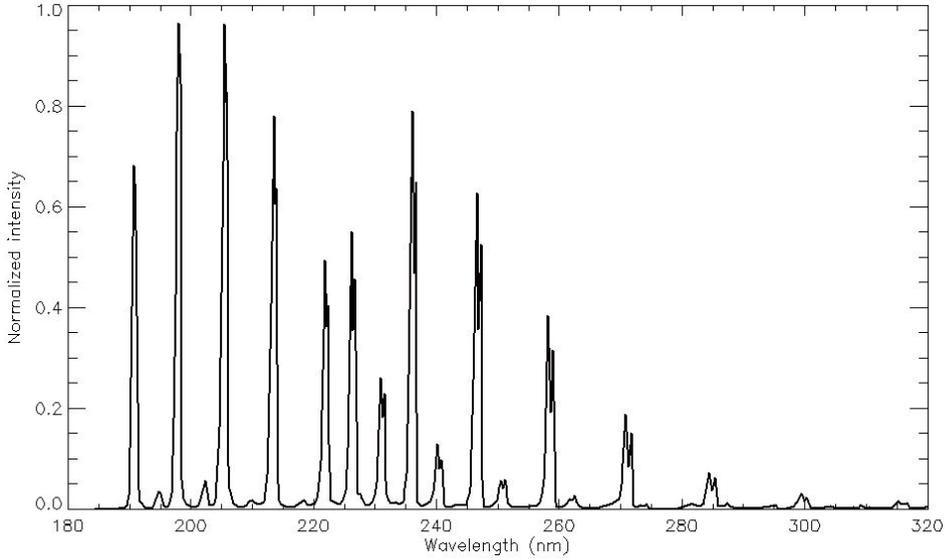


FIGURE A.1: Spectre de laboratoire de l'émission de NO provenant de la recombinaison  $N + O \rightarrow NO$  [Groth, 1971].

## A.1 Le signal émis $I_{em}$

Comme l'émission de photons de la molécule  $NO$  est un phénomène probabiliste lié à un grand nombre d'occurrences, il s'agit d'un signal poissonien. Il est donc nécessaire de travailler avec des sommes de spectres (somme sur l'indice  $i$ ), car cela nous permet de nous rapprocher de la vraie moyenne en intensité : plus le nombre de spectres sommés sera grand, plus l'estimation du spectre moyen sera proche de la réalité et plus la variation poissonnienne autour de cette moyenne sera faible. Ceci est souhaitable pour les futures comparaisons et observations dans le sujet qui nous occupe. Passons maintenant en revue les autres sources de signal.

## A.2 Le bruit d'obscurité $I_{dcnu}$

Le bruit d'obscurité est lié au courant d'obscurité dans le CCD. celui-ci est créé par l'apparition d'électrons et de trous dans le semi-conducteur du CCD. Son intensité est proportionnelle à la température du semi-conducteur et il s'agit également d'un phénomène poissonien. Il est ici noté DCNU (Dark Current Non Uniform) car son intensité varie en fonction du pixel, ou de la longueur d'onde, c'est à dire l'indice  $j$ . On peut aussi l'écrire sous la forme suivante :

$$I_{dcnu}(i, j) = I_{dc}(i) \times I_{nu}(j) \quad (\text{A.2})$$

où  $I_{dc}$  est le dcnu moyen à la ligne  $i$  et  $I_{nu}$  est un motif qui rend compte de la variation du dcnu en fonction de l'indice  $j$ . Ce motif varie en fonction de la portion du CCD qui est lue juste après l'intégration du signal et varie très légèrement dans le temps, par un phénomène que nous supposerons inconnu pour l'instant.

Pour notre chaîne de traitement et la soustraction de ce bruit, nous devons évaluer  $I_{dcnu}$  à l'aide des paramètres liés à l'acquisition d'une observation. Dans ce but, nous utilisons les observations effectuées à HT=0 (c'est-à-dire lorsque l'intensificateur est coupé), dites observations technologiques. L'intérêt de ces observations réside dans le fait qu'elles n'enregistrent aucun signal extérieur. Dans le cas d'une telle observation, l'équation (A.1) devient :

$$I_{rec}(i, j) = I_{dcnu}(i, j) + I_{off}(j) + I_{lec}(i, j) + I_{pol}(i, j) \quad (\text{A.3})$$

ou encore, s'il n'y a pas de signaux parasites :

$$I_{rec}(i, j) = I_{dcnu}(i, j) + I_{off}(j) + I_{lec}(i, j) \quad (\text{A.4})$$

Appelons maintenant la moyenne des pixels masqués  $I_{pxm}(i)$ . Ces pixels masqués sont en réalité sensés contenir la somme d'un signal d'offset  $I_{off}(j)$  et d'un estimateur du courant d'obscurité moyen :  $est(I_{dc}(i))$ . Nous savons qu'il existe une relation linéaire, au cours du temps, entre cette moyenne des pixels masqués et la somme de l'offset et du courant d'obscurité non uniforme pour chaque colonne  $j$  :

$$I_{dcnu}(i, j) + I_{off}(j) = a(j) \times I_{pxm}(i) + b(j) \quad (\text{A.5})$$

Grâce aux observations technologiques, il est directement possible d'approcher la relation (A.5) par moindres carrés. Comme nous le verrons plus tard, la valeur  $I_{lec}(i, j)$  varie aléatoirement avec  $i$ . Lorsque l'on ajuste  $I_{dcnu}(i, j) + I_{off}(j)$  pour chaque  $j$ , nous ajustons réellement  $I_{dcnu}(i, j) + I_{off}(j) + I_{lec}(i, j)$ , mais cela n'a comme conséquence que d'augmenter légèrement le résidu de l'ajustement et produit un résultat tout à fait similaire au cas où nous aurions d'abord pu soustraire  $I_{lec}(i, j)$ . Pour chaque groupe de paramètres BIN et première ligne lue, nous compilons donc 384 valeurs de coefficients  $a$  et de coefficients  $b$ .

Maintenant que nous connaissons les coefficients  $a(j)$  et  $b(j)$  pour chaque observation, nous pouvons à l'aide de la relation (A.5) soustraire le courant d'obscurité non uniforme en-dehors du signal enregistré :

$$I_{em}(i, j) + I_{lec}(i, j) = I_{rec}(i, j) - a(j) \times I_{pxm}(i) - b(j) \quad (\text{A.6})$$

en supposant toujours qu'aucun signal parasite n'est venu perturber l'acquisition des données (ou qu'il a été retiré) ni les observations technologiques qui ont servi à déterminer les  $a(j)$  et  $b(j)$ .

Il reste maintenant à soustraire la composante due au bruit de lecture dont l'amplitude est bien moindre que celle du courant d'obscurité. Notons également en bonne approximation, que si  $I_{dcnu}(i, j)$  est nul,  $est(I_{dcnu}(i, j))$  le sera également. Ceci nous permet d'écrire :

$$I_{dcnu}(i, j) + I_{off}(j) = a(j) \times I_{pxm}(i) + b(j) \quad (\text{A.7})$$

$$I_{dcnu}(i, j) + I_{off}(j) = a(j) \times (est(I_{dcnu}(i, j)) + I_{off}(j)) + b(j) \quad (\text{A.8})$$

$$0 + I_{off}(j) = a(j) \times (0 + I_{off}(j)) + b(j) \quad (\text{A.9})$$

ou encore :

$$I_{off}(j) = \frac{b(j)}{1 - a(j)} \quad (\text{A.10})$$

Puisque nous connaissons  $a$  et  $b$ , et grâce à l'équation (A.4), nous pouvons désormais, si nous le désirons, calculer les valeurs de  $I_{off}(j)$  et  $I_{dcnu}(i, j)$  distinctement.

### A.3 Le bruit de lecture $I_{lec}$

Le bruit de lecture apparaît comme une composante périodique en fonction de  $j$  à chaque ligne (ou temps)  $i$  d'une tempo-image. Après plusieurs analyses faisant intervenir nombre d'observations, il est apparu que seule la phase de ce signal variait en changeant de ligne dans la tempo-image. En conséquence, le bruit de lecture  $I_{lec}(i, j)$  peut s'écrire sous la forme :

$$I_{lec}(i, j) = A \times f(wj + \phi(i)) \quad (\text{A.11})$$

où  $A$  est l'amplitude de la fonction périodique,  $f$  la fonction périodique,  $w$  représente les diverses fréquences pouvant intervenir dans la périodicité de la fonction et  $\phi(i)$  rend

compte du déphasage différent pour chaque ligne  $i$ . En bonne approximation, la fonction  $f$  peut être remplacée par une sinusoïde possédant une fréquence unique  $w$  :

$$I_{lec}(i, j) = A \times \sin(wj + \phi(i)) \quad (\text{A.12})$$

Pour chaque ligne  $i$  de la tempo-image, nous allons donc approcher le signal acquis par moindres carrés en utilisant (A.12) pour les longueurs d'onde ne présentant pas de signal utile (c'est-à-dire en dehors du spectre d'émission de NO). Il suffit ensuite d'utiliser les paramètres ajustés de la sinusoïde pour chaque ligne et soustraire celle-ci sur l'ensemble des longueurs d'onde de chaque ligne. Une fois cette dernière étape effectuée, la moyenne des valeurs absolues d'un signal acquis à un instant  $i$  ne présentant pas de signal utile est inférieure à 5 ADU. La figure A.2 présente une tempo-image provenant de l'observation effectuée lors de l'orbite 271. La partie gauche de la figure représente la tempo-image brute et la partie droite représente la tempo-image où l'on a soustrait les composantes  $I_{dcnu}$ ,  $I_{off}$  et  $I_{lec}$ .

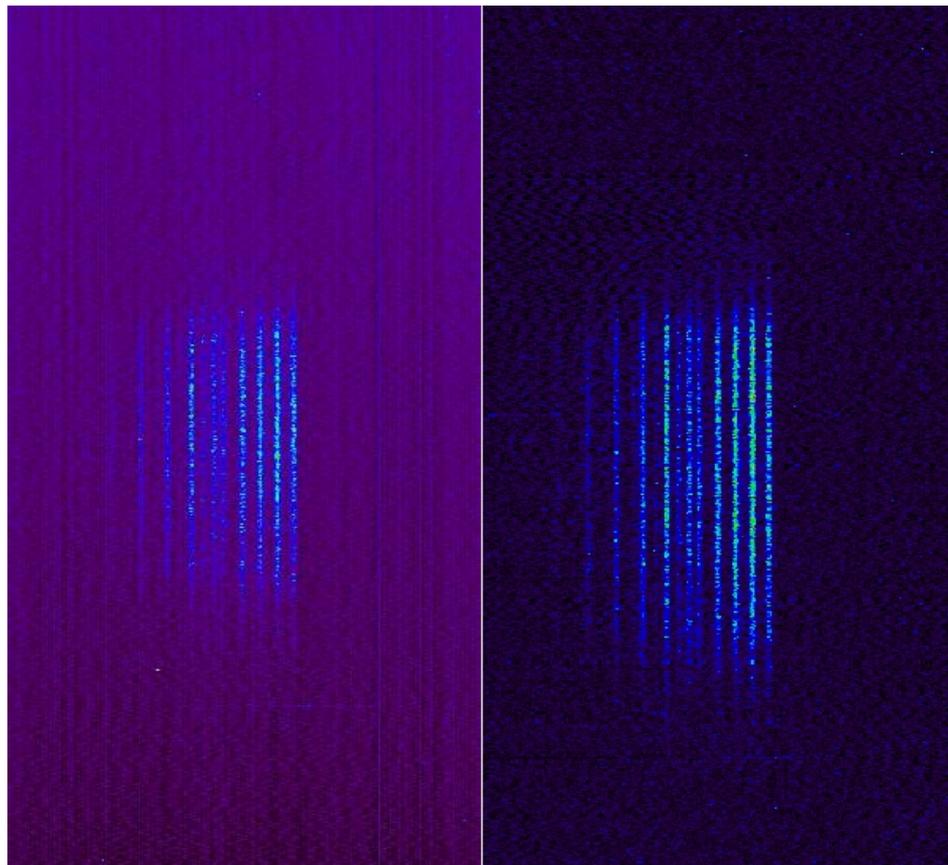


FIGURE A.2: Résultat de la soustraction du DCNU. Gauche : Tempo-image brute correspondant au bin spatial 4 de l'orbite 271A11. Droite : Tempo-image traitée (du dcnu, de l'offset et du bruit de lecture).

## A.4 Le signal parasite $I_{pol}$

Le parasitage du signal utile émis  $I_{em}$  peut apparaître dans les observations sous plusieurs formes. Il peut parfois être corrigé, sans détérioration du signal utile, alors que dans certains cas, il supprime totalement l'information qui aurait dû être enregistrée par l'instrument. Voici une liste exhaustive des perturbations rencontrées lors de l'analyse des données SPICAV et SPICAM. Notons que certaines informations concernant ces signaux peuvent être trouvées dans les travaux de [Leblanc et al. \[2006a\]](#) et [Villard \[2009\]](#).

### A.4.1 Impact de rayons Gamma

La source de signaux parasites la plus récurrente est l'impact de rayons gamma sur le CCD. Ceux-ci percutent et, le plus souvent, traversent le semi-conducteur en créant une multitude d'électrons et de trous, ce qui a pour conséquence d'augmenter très fortement l'intensité du signal enregistré. Selon l'angle d'impact par rapport à la surface du CCD, les pixels touchés sont plus ou moins nombreux. La conséquence sur la tempo-image est l'apparition de pixels de très haute intensité. L'orthogonalité de l'impact et l'importance du phénomène d'étalement sur les pixels adjacents au pixel touché détermineront si cette perturbation affectera un seul pixel, des lignes de pixels, des colonnes de pixels ou encore si cela sera présent sur un ou plusieurs bin spatiaux. Il n'est pas possible de corriger l'intensité du pixel pour retrouver le signal utile. Nous procédons alors simplement à des manipulations cosmétiques qui consistent à isoler les pixels touchés par ce phénomène et à les remplacer par des moyennes de pixels adjacents.

### A.4.2 Parasitage direct par le spectre solaire

Dans beaucoup d'observations de SPICAM et de SPICAV, le flux solaire atteint le CCD et vient perturber, voire endommager le signal utile. En effet, le bafflage des instruments n'étant pas parfait et le niveau de haute tension utilisé étant souvent élevé, les observations menées lorsque l'axe optique fait un angle plus petit que  $40^\circ$  avec la direction au Soleil peuvent être touchées par ce phénomène. Il convient dans un premier temps de constater si l'intensité de ce signal parasite est du même ordre ou bien plus intense que le signal utile. Dans le premier cas, ceci peut être plus ou moins bien corrigé par la méthode que nous allons décrire ci-après. Dans le second cas, le CCD est généralement saturé et aucune donnée utile ne peut être récupérée. Lors du MTP35, une campagne d'observations a été menée afin d'évaluer la contribution directe du flux solaire dans les observations. Des observations de 30 minutes ont été réalisées tout au long des orbites avec des pas d'angles formés par l'axe optique et la direction du Soleil de  $5^\circ$  [[Villard](#),

2009]. Puisque l'intensité du signal parasite dans le signal acquis ne dépend que de l'angle entre l'axe optique de l'instrument et la direction du Soleil, il devrait être possible de quantifier à l'aide de ces angles et des indices d'activité solaire la contribution des signaux parasites dans les observations touchées par le phénomène.

#### A.4.3 Parasitage indirect par le spectre solaire

Quelques observations SPICAV sont entachées d'un spectre ressemblant au spectre solaire. En fait, le flux solaire est également réfléchi par l'atmosphère vénusienne et peut alors atteindre le détecteur si l'angle entre la partie éclairée de l'atmosphère et l'axe optique est inférieur à  $40^\circ$ . Il est à noter que ce signal parasite peut se superposer à celui qui fait l'objet du paragraphe précédent [Villard, 2009]. Il est très difficile d'évaluer un tel signal et de le soustraire au signal acquis. Dans la plupart des cas, le planning des observations s'efforce d'éviter de placer l'instrument dans une telle configuration afin que le signal acquis ne contienne pas ce signal parasite.

#### A.4.4 Oscillations dues à ASPERA

Lorsque l'instrument ASPERA est en fonctionnement, des oscillations peuvent apparaître dans le pointage de SPICAV, ce qui introduit une perturbation de la géométrie liée au signal. Il ne s'agit pas d'un signal parasite à proprement parler, mais cela introduit des erreurs dans les paramètres géométriques liés au pointage. A notre connaissance, cela s'est produit une seule fois au cours de la mission. Depuis, SPICAV et ASPERA n'ont plus fonctionné simultanément.

#### A.4.5 Détérioration des spectres

Concernant SPICAM, il est apparu, à partir du MTP 23, une composante haute fréquence dans les spectres acquis par l'instrument (voir figure A.3). L'origine de ce signal parasite est encore inconnue pour l'instant, bien que nous supposons qu'elle est liée au vieillissement de l'instrument. Ce signal n'apparaît toutefois pas à chaque acquisition de spectre, si bien que l'équipe de traitement des données SPICAM a entrepris de marquer chaque spectre par un "drapeau" signifiant la validité du signal acquis. Ces drapeaux sont estimés en calculant la longueur de corde du spectre acquis dans l'espace intensité/longueur d'onde qui doit normalement se trouver dans une plage connue. Lorsque le signal haute fréquence est présent, cette longueur est bien plus grande que si le signal était acquis normalement.

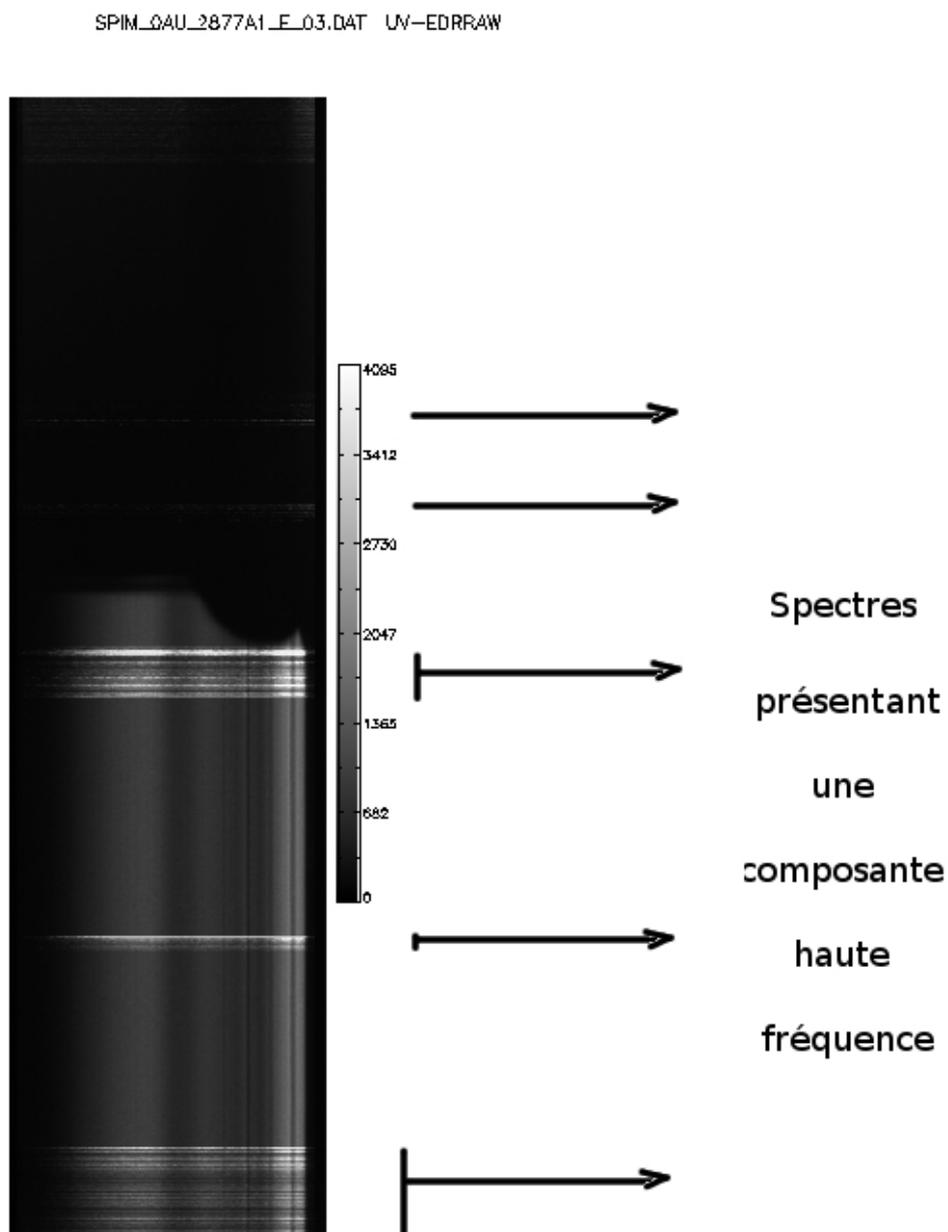


FIGURE A.3: Composante haute fréquence apparaissant aléatoirement dans les spectres acquis par SPICAM à partir du MTP 23. Il s'agit ici du bin spatial central lors d'une occultation stellaire.

## Annexe B

# Contenu des fichiers data et géométrie

Les tables reprises dans cette annexe renseignent sur la façon dont les données sont agencées dans les fichiers des archives SPICAM et SPICAV.

	Nom	Signification	Valeur
1 – 2		Réservé	
3		Date de création du fichier	Année
4		Date de création du fichier	Mois
5		Date de création du fichier	Jour
6		Date de création du fichier	Heure
7		Date de création du fichier	Minute
8		Date de création du fichier	Seconde
9 – 10		Réservé	
11		Temps de bord (début)	jour
12		Temps de bord (début)	heure
13		Temps de bord (début)	minute
14		Temps de bord (début)	seconde
15		Temps de bord (début)	milliseconde
16 – 20		Réservé	
21	ITYPE	Identification des données	30 (UV)
22		Réservé	
23	INUM	numéro d'image	
24		Réservé	
25	ILONG	Word type integer2 (DOS)	=0
26 – 29		Réservé	

30		Réservé	
31	NREC	taille de la section 1*	=32
32		taille de la section 2	0
33		taille de la section 3	0
34		taille de la section 4	0
35		taille de la section 5	0
36		taille de la section 6	0
37 – 40		Réservé	
41	CODEOP	code opérationnel	UV
42	TI	Temps d'exposition (*10msec)	UV
43	X0		=0
44	Y0	First band position	
45	NCOL	Nombre de colonnes	=408
46	NLIG	Nombre de bandes	=5
47	BIN	Binning	
48	GAIN	Gain	=1
49		Réservé	
50	TPEL	Température du Peltier**	
51	TCCD	Température du CCD**	
52 – 54		Réservé	
55	HT	UV	
56 – 60		Réservé	
61		Temps corrélé UTC	Année
62		Temps corrélé UTC	Mois
63		Temps corrélé UTC	jour
64		Temps corrélé UTC	heure
65		Temps corrélé UTC	minute
66		Temps corrélé UTC	seconde
67		Temps corrélé UTC	centiseconde
68 – 70		Réservé	
71 – 86		Libre	
87 – 99		Réservé	
100		Nombre de caractères qui suivent	
101 – 128		commentaires/compléments	

TABLEAU B.1: Description de l'en-tête des fichiers data de SPICAV et SPICAM. \* Nombre de blocs de 128 octets, \*\* Non calibré.

Numéro d'ordre	Description
1	Numéro d'enregistrement
2	SC altitude, (km), above Venus ellipsoid
3	SC longitude, (deg) , 0 360
4	SC latitude, (deg)
5	Sza, (deg), Solar zenith angle at sub-SC point
6	3rdB longitude (deg) at Venus Nearest Point
7	3rdB latitude (deg) at Venus Nearest Point
8	3rdB sza, (deg) Solar zenith angle at VNP point
9	3rdB Distance (km) between Vex and VNP, < 0 IF behind SC
10	3rdB altitude (km) above ellipsoid, < 0 IF intersection
11	3rdB Pixel (0.01 deg) size (km) at VNP point
12	3rdB ra, (deg) right ascension of LOS (EMEJ2000)
13	3rdB dec, (deg) declination of LOS (EMEJ2000)
14	3rdB Angl (deg) between LOS and SUN
15	3rdB Phase (deg) between LOS at VNP and SUN
16	3rdB Solar incidence (deg) between normal at VNP and SUN
17	3rdB Solar local time at VNP
18	3rdB Emiss (deg) angle between Normal and Observer
19	3rdB Distance (km) between LOS and Center of Venus
20	3rdB Distance (km) between Vex and Center of Venus
21	3rdB Alfa (deg) azimuth of SUN in Vex axes (relative to X)
22	1stB longitude (deg) at Venus Nearest Point
23	1stB latitude (deg) at Venus Nearest Point
24	1stB altitude (km) above ellipsoid, < 0 IF intersection
25	1stB ra, (deg) right ascension of LOS (EMEJ2000)
26	1stB dec, (deg) declination of LOS (EMEJ2000)
27	2ndB longitude (deg) at Venus Nearest Point
28	2ndB latitude (deg) at Venus Nearest Point
29	2ndB altitude (km) above ellipsoid, < 0 IF intersection
30	2ndB ra, (deg) right ascension of LOS (EMEJ2000)
31	2ndB dec, (deg) declination of LOS (EMEJ2000)
32	4thB longitude (deg) at Venus Nearest Point
33	4thB latitude (deg) at Venus Nearest Point
34	4thB altitude (km) above ellipsoid, < 0 IF intersection
35	4thB ra, (deg) right ascension of LOS (EMEJ2000)
36	4thB dec, (deg) declination of LOS (EMEJ2000)
37	5thB longitude (deg) at Venus Nearest Point

---

38	5thB latitude (deg) at Venus Nearest Point
39	5thB altitude (km) above ellipsoid, < 0 IF intersection
40	5thB ra, (deg) right ascension of LOS (EMEJ2000)
41	5thB dec, (deg) declination of LOS (EMEJ2000)
42	Xsc X in body-fixed rotating IAU_VENUS
43	Xsc Y in body-fixed rotating IAU_VENUS
44	Xsc Z in body-fixed rotating IAU_VENUS
45	Ysc X in body-fixed rotating IAU_VENUS
46	Ysc Y in body-fixed rotating IAU_VENUS
47	Ysc Z in body-fixed rotating IAU_VENUS
48	Zsc X in body-fixed rotating IAU_VENUS
49	Zsc Y in body-fixed rotating IAU_VENUS
50	Zsc Z in body-fixed rotating IAU_VENUS
51	Angle (deg) between Xsc and the local verticale at VNP
52	Angle (deg) between Xsc and the projplan u axis
53	P1 u horizon point component in projplan
54	P1 v horizon point component in projplan
55	P2 u horizon point component in projplan
56	P2 v horizon point component in projplan
57	P3 u horizon point component in projplan
58	P3 v horizon point component in projplan
59	P4 u horizon point component in projplan
60	P4 v horizon point component in projplan
61	P5 u horizon point component in projplan
62	P5 v horizon point component in projplan
63	X ra, Transformation matrix from IAU_VENUS to EMEJ2000
64	X dec, Transformation matrix from IAU_VENUS to EMEJ2000
65	Y ra, Transformation matrix from IAU_VENUS to EMEJ2000
66	Y dec, Transformation matrix from IAU_VENUS to EMEJ2000
67	Z ra, Transformation matrix from IAU_VENUS to EMEJ2000
68	Z dec, Transformation matrix from IAU_VENUS to EMEJ2000

---

TABLEAU B.2: Description du fichier géométrie de SPICAV.

Numéro d'ordre	Description
1	Record number
2	SC altitude, (km), above Mars ellipsoid
3	SC longitude, (deg) , 0 360
4	SC latitude, (deg)
5	Sza, (deg), Solar zenith angle at sub-SC point
6	LOS longitude (deg) at Mars Nearest Point
7	LOS latitude (deg) at Mars Nearest Point
8	LOS sza, (deg) Solar zenith angle at MNP point
9	LOS Distance (km) between Mex and MNP, < 0 IF behind SC
10	LOS altitude (km) above ellipsoid, < 0 IF intersection
11	LOS Pixel (0.01 deg) size (km) at MNP point
12	LOS ra, (deg) right ascension of LOS (EMEJ2000)
13	LOS dec, (deg) declination of LOS (EMEJ2000)
14	LOS Angl (deg) between LOS and SUN
15	LOS Phase (deg) between LOS at MNP and SUN
16	LOS Solar incidence (deg) between normal at MNP and SUN
17	LOS Solar local time at MNP
18	1stB longitude (deg) at Mars Nearest Point
19	1stB latitude (deg) at Mars Nearest Point
20	1stB altitude (km) above ellipsoid, < 0 IF intersection
21	1stB ra, (deg) right ascension of LOS (EMEJ2000)
22	1stB dec, (deg) declination of LOS (EMEJ2000)
23	2ndB longitude (deg) at Mars Nearest Point
24	2ndB latitude (deg) at Mars Nearest Point
25	2ndB altitude (km) above ellipsoid, < 0 IF intersection
26	2ndB ra, (deg) right ascension of LOS (EMEJ2000)
27	2ndB dec, (deg) declination of LOS (EMEJ2000)
28	L16 longitude (deg) at Mars Nearest Point
29	L16 latitude (deg) at Mars Nearest Point
30	L16 altitude (km) above ellipsoid, < 0 IF intersection
31	L16 ra, (deg) right ascension of LOS (EMEJ2000)
32	L16 dec, (deg) declination of LOS (EMEJ2000)
33	5thB longitude (deg) at Mars Nearest Point
34	5thB latitude (deg) at Mars Nearest Point
35	5thB altitude (km) above ellipsoid, < 0 IF intersection
36	5thB ra, (deg) right ascension of LOS (EMEJ2000)
37	5thB dec, (deg) declination of LOS (EMEJ2000)

---

38	LOS Emiss (deg) angle between Normal and Observer
39	LOS Alfa (deg) azimuth of SUN in MEX axes (relative to X)
40	LOS Distance (km) between MEX and Center of Mars
41	LOS Distance (km) between LOS and Center of Mars
42	Xsc X in MarsJ2000
43	Xsc Y in MarsJ2000
44	Xsc Z in MarsJ2000
45	Ysc X in MarsJ2000
46	Ysc Y in MarsJ2000
47	Ysc Z in MarsJ2000
48	Zsc X in MarsJ2000
49	Zsc Y in MarsJ2000
50	Zsc Z in MarsJ2000
51	Angle (deg) between -Xsc and the projplan u axis
52	P1 u horizon point component in projplan
53	P1 v horizon point component in projplan
54	P2 u horizon point component in projplan
55	P2 v horizon point component in projplan
56	P3 u horizon point component in projplan
57	P3 v horizon point component in projplan
58	P4 u horizon point component in projplan
59	P4 v horizon point component in projplan
60	P5 u horizon point component in projplan
61	P5 v horizon point component in projplan
62	X ra, Transformation matrix from IAU_MARS to EMEJ2000
63	X dec, Transformation matrix from IAU_MARS to EMEJ2000
64	Y ra, Transformation matrix from IAU_MARS to EMEJ2000
65	Y dec, Transformation matrix from IAU_MARS to EMEJ2000
66	Z ra, Transformation matrix from IAU_MARS to EMEJ2000
67	Z dec, Transformation matrix from IAU_MARS to EMEJ2000

---

TABLEAU B.3: Description du fichier géométrie de SPICAM.

# Bibliographie

- Alexander, M. J., A. I. F. Stewart, S. C. Solomon, and S. W. Bougher (1993), Local time asymmetries in the Venus thermosphere, *J. Geophys. Res.*, *98*, 10,849, doi : 10.1029/93JE00538.
- Allen, D., D. Crisp, and V. Meadows (1992), Variable oxygen airglow on Venus as a probe of atmospheric dynamics, *Nature*, *359*, 516–519, doi :10.1038/359516a0.
- Anderson, D. E., Jr. (1973), The Distribution of Atomic Hydrogen in the Thermosphere and Exosphere of Mars as Determined from Mariner 6, 7 and 9 Ultraviolet Measurements, Ph.D. thesis, University of Colorado, Boulder.
- Anderson, D. E., Jr. (1974), Mariner 6, 7, and 9 ultraviolet spectrometer experiment : Analysis of hydrogen Lyman alpha data, *J. Geophys. Res.*, *79*, 1513–1518, doi :10.1029/JA079i010p01513.
- Anderson, D. E., Jr., and C. W. Hord (1971), Mariner 6 and 7 ultraviolet spectrometer experiment : Analysis of hydrogen Lyman-alpha data, *J. Geophys. Res.*, *76*, 6666–6673, doi :10.1029/JA076i028p06666.
- Angelats i Coll, M., F. Forget, M. A. López-Valverde, and F. González-Galindo (2005), The first Mars thermospheric general circulation model : The Martian atmosphere from the ground to 240 km, *Geophys. Res. Lett.*, *32*, 4201, doi :10.1029/2004GL021368.
- Atreya, S. K., and Z. G. Gu (1994), Stability of the Martian atmosphere : Is heterogeneous catalysis essential?, *J. Geophys. Res.*, *99*, 13,133–13,145, doi :10.1029/94JE01085.
- Bailey, J., V. S. Meadows, S. Chamberlain, and D. Crisp (2008), The temperature of the Venus mesosphere from O<sub>2</sub> (*a*<sup>1</sup>Δ<sub>g</sub>) airglow observations, *Icarus*, *197*, 247–259, doi :10.1016/j.icarus.2008.04.007.
- Banks, P. M., and G. Kockarts (1973), *Aeronomy, Part B*, Elsevier, New York.

- Barth, C. A., J. B. Pearce, K. K. Kelly, L. Wallace, and W. G. Fastie (1967), Ultraviolet Emissions Observed near Venus from Mariner V, *Science*, *158*, 1675–1678, doi :10.1126/science.158.3809.1675.
- Barth, C. A., C. W. Hord, J. B. Pearce, K. K. Kelly, G. P. Anderson, and A. I. Stewart (1971), Mariner 6 and 7 ultraviolet spectrometer experiment : Upper atmosphere data, *J. Geophys. Res.*, *76*, 2213–2227, doi :10.1029/JA076i010p02213.
- Barth, C. A., A. I. Stewart, C. W. Hord, and A. L. Lane (1972), Mars Airglow Spectroscopy and Variations in Lyman Alpha (A 3.4), *Icarus*, *17*, 457, doi :10.1016/0019-1035(72)90011-5.
- Barth, C. A., A. I. F. Stewart, S. W. Bougher, D. M. Hunten, S. J. Bauer, and A. F. Nagy (1992), *Aeronomy of the current Martian atmosphere*, pp. 1054–1089, Kieffer, H. H., Jakosky, B. M., Snyder, C. W., & Matthews, M. S.
- Bertaux, J.-L., J. Blamont, S. I. Babichenko, N. N. Dementeva, A. V. Diachkov, V. G. Kurt, V. A. Skliankin, A. S. Smirnov, and S. D. Chuvakhin (1975), Measurement of the intensity and spectral characteristics of the radiation in the Lyman-alpha line in the upper atmosphere of Mars, *Kosmicheskie Issledovaniia*, *13*, 42–47.
- Bertaux, J.-L., J. E. Blamont, V. M. Lepine, V. G. Kurt, N. N. Romanova, and A. S. Smirnov (1981), Venera 11 and Venera 12 observations of E.U.V. emissions from the upper atmosphere of Venus, *Planet. Space Sci.*, *29*, 149–166, doi : 10.1016/0032-0633(81)90029-5.
- Bertaux, J.-L., F. Leblanc, S. Perrier, E. Quemerais, O. Korablev, E. Dimarellis, A. Reberac, F. Forget, P. C. Simon, S. A. Stern, and B. Sandel (2005a), Nightglow in the Upper Atmosphere of Mars and Implications for Atmospheric Transport, *Science*, *307*, 566–569, doi :10.1126/science.1106957.
- Bertaux, J.-L., F. Leblanc, O. Witasse, E. Quemerais, J. Lilensten, S. A. Stern, B. Sandel, and O. Korablev (2005b), Discovery of an aurora on Mars, *Nature*, *435*, 790–794, doi : 10.1038/nature03603.
- Bertaux, J.-L., O. Korablev, S. Perrier, E. Quémerais, F. Montmessin, F. Leblanc, S. Lebonnois, P. Rannou, F. Lefèvre, F. Forget, A. Fedorova, E. Dimarellis, A. Reberac, D. Fonteyn, J. Y. Chaufray, and S. Guibert (2006), SPICAM on Mars Express : Observing modes and overview of UV spectrometer data and scientific results, *J. Geophys. Res.*, *111* (E10), 10, doi :10.1029/2006JE002690.

- Bertaux, J.-L., D. Nevejans, O. Korablev, E. Villard, E. Quemerais, E. Neefs, F. Montmessin, F. Leblanc, J. P. Dubois, E. Dimarellis, A. Hauchecorne, F. Lefevre, P. Rannou, J. Y. Chaufray, M. Cabane, G. Cernogora, G. Souchon, F. Sernelin, A. Reberac, E. Van Ransbeek, S. Berkenbosch, R. Clairquin, C. Muller, F. Forget, F. Hourdin, O. Talagrand, A. Rodin, A. Fedorova, A. Stepanov, I. Vinogradov, A. Kiselev, Y. Kalinnikov, G. Durry, B. Sandel, A. Stern, and J.-C. Gérard (2007a), SPICAV on Venus Express : Three spectrometers to study the global structure and composition of the Venus atmosphere, *Planet. Space Sci.*, *55*(12), 1673–1700, doi : {10.1016/j.pss.2007.01.016}.
- Bertaux, J.-L., A.-C. Vandaele, O. Korablev, E. Villard, A. Fedorova, D. Fussen, E. Quemerais, D. Belyaev, A. Mahieux, F. Montmessin, C. Muller, E. Neefs, D. Nevejans, V. Wilquet, J. P. Dubois, A. Hauchecorne, A. Stepanov, I. Vinogradov, A. Rodin, and SPICAV SOIR Team (2007b), A warm layer in Venus' cryosphere and high-altitude measurements of HF, HCl, H<sub>2</sub>O and HDO, *Nature*, *450*(7170), 646–649, doi : 10.1038/nature05974.
- Bisikalo, D. V., V. I. Shematovich, and J.-C. Gérard (1995), A kinetic model of the formation of the hot oxygen geocorona. 2 : Influence of O<sup>+</sup> ion precipitation, *J. Geophys. Res.*, *100*, 3715–3720, doi :10.1029/94JA03196.
- Bougher, S. W., J.-C. Gérard, A. Stewart, and C. Fesen (1990), The Venus nitric-oxide night airglow - model calculations based on the Venus Thermospheric General Circulation Model, *J. Geophys. Res.*, *95*(A5), 6271–6284.
- Bougher, S. W., J. R. Murphy, J. M. Bell, and R. W. Zurek (2006), Prediction of the structure of the martian upper atmosphere for the Mars Reconnaissance Orbiter (MRO) mission, *Inter. J. of Mars Sci. and Exp.*, *2*, 10–20, doi :10.1555/mars.2006.0002.
- Bougher, S. W., T. M. McDunn, K. A. Zoldak, and J. M. Forbes (2009), Solar cycle variability of Mars dayside exospheric temperatures : Model evaluation of underlying thermal balances, *Geophys. Res. Lett.*, *36*, 5201, doi :10.1029/2008GL036376.
- Broadfoot, A. L., S. Kumar, M. J. S. Belton, and M. B. McElroy (1974), Ultraviolet Observations of Venus from Mariner 10 : Preliminary Results, *Science*, *183*, 1315–1318, doi :10.1126/science.183.4131.1315.
- Broadfoot, A. L., S. S. Clapp, and F. E. Stuart (1977), Mariner 10 ultraviolet spectrometer - Airglow experiment, *Space Sci. Inst.*, *3*, 199–208.

- Campbell, I. M., and C. N. Gray (1973), Rate constants for O(<sup>3</sup>P) recombination and association with N(<sup>4</sup>S), *Chem. Phys. Lett.*, *18*, 607–609, doi :10.1016/0009-2614(73)80479-8.
- Campbell, I. M., and B. A. Thrush (1966), Behavior of carbon dioxide and nitrous oxide in active nitrogen, *Trans. Faraday Soc.*, *62*, 3366–3374.
- Chamberlain, J. W., and D. M. Hunten (1987), *Theory of planetary atmospheres. An introduction to their physics and chemistry*, Academic Press Inc., Orlando, FL, USA.
- Chapman, S. (1931), The absorption and dissociative or ionizing effect of monochromatic radiation in an atmosphere on a rotating earth part II. Grazing incidence, *Proceed. Phys. Society*, *43*, 483–501.
- Collet, A., C. Cox, and J. Gérard (2010), Two-dimensional time-dependent model of the transport of minor species on the night side of the atmosphere of Venus, *Submitted to Planet. Space Sci.*
- Connes, P., J. F. Noxon, W. A. Traub, and N. P. Carleton (1979), O<sub>2</sub>(<sup>1</sup>Δ) emission in the day and night airglow of Venus, *Astrophys. J. Lett.*, *233*, 29–32, doi :10.1086/183070.
- Coustenis, A., and R. Lorentz (1999), *Titan - Encyclopedia of the Solar System*, Eds. P.R. Weissman, L. McFadden and T.V. Johnson. Academic Press, Inc., New York.
- Coustenis, A., A. Salama, E. Lellouch, T. Encrenaz, T. de Graauw, G. L. Bjoraker, R. E. Samuelson, D. Gautier, H. Feuchtgruber, M. F. Kessler, and G. S. Orton (1998), Titan's atmosphere from ISO observations : Temperature, composition and detection of water vapor, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, vol. 30, p. 1060.
- Cox, C., A. Saglam, J.-C. Gérard, J.-L. Bertaux, F. González-Galindo, F. Leblanc, and A. Reberac (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*(E12), 8012, doi :10.1029/2007JE003037.
- Cox, C., J.-C. Gérard, B. Hubert, J.-L. Bertaux, and S. W. Bougher (2010), Mars ultraviolet dayglow variability : SPICAM observations and comparison with airglow model, *J. Geophys. Res.*, *115*(E14), 4010, doi :10.1029/2009JE003504.
- Crisp, D., V. S. Meadows, B. Bézard, C. de Bergh, J. Maillard, and F. P. Mills (1996), Ground-based near-infrared observations of the Venus nightside : 1.27-μm O<sub>2</sub>(*a*Δ<sub>g</sub>) airglow from the upper atmosphere, *J. Geophys. Res.*, *101*, 4577–4594, doi :10.1029/95JE03136.
- Dalgarno, A., J. F. Babb, and Y. Sun (1992), Radiative association in planetary atmospheres, *Planet. Space Sci.*, *40*, 243–246, doi :10.1016/0032-0633(92)90062-S.

- Dementyeva, N. N., V. G. Kurt, A. S. Smirnov, L. G. Titarchuk, and S. D. Chuvahin (1972), Preliminary Results of Measurements of UV Emissions Scattered in the Martian Upper Atmosphere (A 3.5), *Icarus*, 17, 475, doi :10.1016/0019-1035(72)90013-9.
- Dowling, T. (1999), *Earth as a planet : Atmosphere and oceans - Encyclopedia of the Solar System*, Eds. P.R. Weissman, L. McFadden and T.V. Johnson. Academic Press, Inc., New York.
- Drossart, P., G. Piccioni, J.-C. Gérard, M. A. Lopez-Valverde, A. Sanchez-Lavega, L. Zassova, R. Hueso, F. W. Taylor, B. Bezard, A. Adriani, F. Angrilli, G. Arnold, K. H. Baines, G. Bellucci, J. Benkhoff, J. P. Bibring, A. Blanco, M. I. Blecka, R. W. Carlson, A. Coradini, A. Di Lellis, T. Encrenaz, S. Erard, S. Fonti, V. Formisano, T. Fouchet, R. Garcia, R. Haus, J. Helbert, N. I. Ignatiev, P. Irwin, Y. Langevin, S. Lebonnois, D. Luz, L. Marinangeli, V. Orofino, A. V. Rodin, M. C. Roos-Serote, B. Saggin, D. M. Stam, D. Titov, G. Visconti, M. Zambelli, C. Tsang, and VIRTIS-Venus Express Tech Te (2007), A dynamic upper atmosphere of Venus as revealed by VIRTIS on Venus Express, *Nature*, 450(7170), 641–645, doi :10.1038/nature06140.
- Durrance, S. T., C. A. Barth, and A. I. F. Stewart (1980), Pioneer Venus observations of the Venus dayglow spectrum 1250-1430 Å, *Geophys. Res. Lett.*, 7, 222–224, doi : 10.1029/GL007i003p00222.
- Durrance, S. T., R. R. Conway, C. A. Barth, and A. L. Lane (1981), IUE high-resolution observation of the Venus dayglow spectrum 1280-1380 Å, *Geophys. Res. Lett.*, 8, 111–112, doi :10.1029/GL008i001p00111.
- Erdman, P. W., and E. C. Zipf (1983), Electron-impact excitation of the Cameron system ( $a^3\Pi \rightarrow X^1\Sigma$ ) transition of CO, *Planet. Space Sci.*, 31, 317–321, doi : 10.1016/0032-0633(83)90082-X.
- Fahd, A. K., and P. G. Steffes (1992), Laboratory measurements of the microwave and millimeter-wave opacity of gaseous sulfur dioxide (SO<sub>2</sub>) under simulated conditions for the Venus atmosphere, *Icarus*, 97, 200–210, doi :10.1016/0019-1035(92)90128-T.
- Feldman, P. D., H. W. Moos, J. T. Clarke, and A. L. Lane (1979), Identification of the UV nightglow from Venus, *Nature*, 279, 221, doi :10.1038/279221a0.
- Feldman, P. D., E. B. Burgh, S. T. Durrance, and A. F. Davidsen (2000), Far-Ultraviolet Spectroscopy of Venus and Mars at 4 Å Resolution with the Hopkins Ultraviolet Telescope on Astro-2, *Astrophys. J.*, 538, 395–400, doi :10.1086/309125.
- Forget, F., F. Hourdin, R. Fournier, C. Hourdin, O. Talagrand, M. Collins, S. R. Lewis, P. L. Read, and J. Huot (1999), Improved general circulation models of the Martian

- atmosphere from the surface to above 80 km, *J. Geophys. Res.*, *104*, 24,155–24,176, doi :10.1029/1999JE001025.
- Forget, F., F. Montmessin, J. Bertaux, F. González-Galindo, S. Lebonnois, E. Quémerais, A. Reberac, E. Dimarellis, and M. A. López-Valverde (2009), Density and temperatures of the upper Martian atmosphere measured by stellar occultations with Mars Express SPICAM, *J. Geophys. Res.*, *114*(E13), 1004, doi :10.1029/2008JE003086.
- Fox, J. L. (1992), Airglow and aurora in the atmospheres of Venus and Mars., in *Venus and Mars : Atmospheres, Ionospheres, and Solar Wind Interactions*, pp. 191–222.
- Fox, J. L. (1994), Rate coefficient for the reaction  $N + NO$ , *J. Geophys. Res.*, *99*, 6273–6276, doi :10.1029/93JA03299.
- Fox, J. L. (2004),  $CO_2^+$  dissociative recombination : A source of thermal and nonthermal C on Mars, *J. Geophys. Res.*, *109*(A18), 8306, doi :10.1029/2004JA010514.
- Fox, J. L., and A. Dalgarno (1979), Ionization, luminosity, and heating of the upper atmosphere of Mars, *J. Geophys. Res.*, *84*, 7315–7333, doi :10.1029/JA084iA12p07315.
- Fox, J. L., and A. Dalgarno (1981), Ionization, luminosity, and heating of the upper atmosphere of Venus, *J. Geophys. Res.*, *86*, 629–639, doi :10.1029/JA086iA02p00629.
- Fox, J. L., and A. I. F. Stewart (1991), The Venus ultraviolet aurora - A soft electron source, *J. Geophys. Res.*, *96*, 9821–9828, doi :10.1029/91JA00252.
- Fox, J. L., P. Zhou, and S. W. Bougher (1996), The Martian thermosphere/ionosphere at high and low solar activities, *Adv. Space Res.*, *17*, 203–218, doi :10.1016/0273-1177(95)00751-Y.
- Furlong, J. M., and W. R. Newell (1996), Total cross section measurement for the metastable  $a^3\Pi$  state in CO, *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.*, *29*, 331–338, doi : 10.1088/0953-4075/29/2/020.
- Garcia Munoz, A., F. P. Mills, G. Piccioni, and P. Drossart (2009), The near-infrared nitric oxide nightglow in the upper atmosphere of Venus, *Proceed. Nat. Ac. Sci.*, *106*, 985–988, doi :10.1073/pnas.0808091106.
- Gérard, J.-C., A. I. F. Stewart, and S. W. Bougher (1981), The altitude distribution of the Venus ultraviolet nightglow and implications on vertical transport, *Geophys. Res. Lett.*, *8*, 633–636, doi :10.1029/GL008i006p00633.
- Gérard, J.-C., E. Deneye, and M. Lerho (1988), Sources and distribution of odd nitrogen in the Venus daytime thermosphere, *Icarus*, *75*(1), 171–184.

- G erard, J.-C., B. Hubert, D. V. Bisikalo, and V. I. Shematovich (2000), A model of the Lyman- $\alpha$  line profile in the proton aurora, *J. Geophys. Res.*, *105*, 15,795–15,806, doi :10.1029/1999JA002002.
- G erard, J.-C., C. Cox, A. Saglam, J. Bertaux, E. Villard, and C. Nehm e (2008a), Limb observations of the ultraviolet nitric oxide nightglow with SPICAV on board Venus Express, *J. Geophys. Res.*, *113*(E12), 0, doi :10.1029/2008JE003078.
- G erard, J.-C., B. Hubert, V. I. Shematovich, D. V. Bisikalo, and G. R. Gladstone (2008b), The Venus ultraviolet oxygen dayglow and aurora : Model comparison with observations, *Planet. Space Sci.*, *56*, 542–552, doi :10.1016/j.pss.2007.11.008.
- G erard, J.-C., A. Saglam, G. Piccioni, P. Drossart, C. Cox, S. Erard, R. Hueso, and A. Sanchez-Lavega (2008c), Distribution of the O<sub>2</sub> infrared nightglow observed with VIRTIS on board Venus Express, *Geophys. Res. Lett.*, *35*(2), doi :10.1029/2007GL032021.
- G erard, J.-C., A. Saglam, G. Piccioni, P. Drossart, F. Montmessin, and J. Bertaux (2009a), Atomic oxygen distribution in the Venus mesosphere from observations of O<sub>2</sub> infrared airglow by VIRTIS-Venus Express, *Icarus*, *199*, 264–272, doi :10.1016/j.icarus.2008.09.016.
- G erard, J.-C., C. Cox, L. Soret, A. Saglam, G. Piccioni, J. Bertaux, and P. Drossart (2009b), Concurrent observations of the ultraviolet nitric oxide and infrared O<sub>2</sub> nightglow emissions with Venus Express, *J. Geophys. Res.*, *114*(E13), 0, doi : 10.1029/2009JE003371.
- Goldstein, J. J. (1989), Absolute wind measurements in the lower thermosphere of Venus using infrared heterodyne spectroscopy, Ph.D. thesis, Pennsylvania Univ., Philadelphia.
- Goody, R. M., and J. C. G. Walker (1972), *Atmospheres*, Englewood Cliffs, NJ (USA) : Prentice-Hall.
- Gradshteyn, I., and I. Ryzhik (2007), *Table of integrals, series, and products*, Eds. Alan Jeffrey and Daniel Zwillinger.
- Green, A. E. S., and T. Sawada (1972), Ionization cross sections and secondary electron distributions, *J. Atmos. Terr. Phys.*, *34*, 1719.
- Groth, W. (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, doi :10.1016/0022-4073(71)90109-9.

- Hanson, W. B., S. Sanatani, and D. R. Zuccaro (1977), The Martian ionosphere as observed by the Viking retarding potential analyzers, *J. Geophys. Res.*, *82*, 4351–4363, doi :10.1029/JS082i028p04351.
- Hantsch, M. H., and S. J. Bauer (1990), Solar control of the Mars ionosphere, *Planet. Space Sci.*, *38*, 539–542, doi :10.1016/0032-0633(90)90146-H.
- Hedin, A. E., H. B. Niemann, W. T. Kasprzak, and A. Seiff (1983), Global empirical model of the Venus thermosphere, *J. Geophys. Res.*, *88*, 73–83, doi :10.1029/JA088iA01p00073.
- Herzberg, G. (1950), *Molecular spectra and molecular structure. Vol.1 : Spectra of diatomic molecules*, Van Nostrand Reinhold, 2nd ed., New York.
- Hubert, B., J.-C. Gérard, J. Gustin, V. I. Shematovich, D. V. Bisikalo, A. I. Stewart, and G. R. Gladstone (2010), UVIS observations of the FUV OI and CO 4P Venus dayglow during the Cassini flyby, *Icarus*, *207*, 549–557, doi :10.1016/j.icarus.2009.12.029.
- Huebner, W. F., J. J. Keady, and S. P. Lyon (1992), Solar photo rates for planetary atmospheres and atmospheric pollutants, *Astrophys. Space Sci.*, *195*, 1–289, doi :10.1007/BF00644558.
- Hueso, R., A. Sanchez-Lavega, G. Piccioni, P. Drossart, J.-C. Gérard, I. Khatuntsev, L. Zasova, and A. Migliorini (2008), Morphology and dynamics of Venus oxygen airglow from Venus Express/Visible and Infrared Thermal Imaging Spectrometer observations, *J. Geophys. Res.*, *113*, doi :10.1029/2008JE003081.
- Hunten, D. (1999), *Venus : Atmosphere - Encyclopedia of the Solar System*, Eds. P.R. Weissman, L. McFadden and T.V. Johnson. Academic Press, Inc., New York.
- Itikawa, Y. (2002), Cross Sections for Electron Collisions With Carbon Dioxide, *J. Phys. Chem. Ref. Data*, *31*, 749, doi :10.1063/1.1481879.
- Jacobson, M. (2005), *Fundamentals of atmospheric modeling*, Cambridge Univ. Pr.
- Johnson, M. A., R. N. Zare, J. Rostas, and S. Leach (1984), Resolution of the A/B photoionization branching ratio paradox for the  $^{12}\text{CO}_2^+$  B(000) state, *J. Chem. Phys.*, *80*, 2407–2428, doi :10.1063/1.446991.
- Kahn, R. (1990), Ice haze, snow, and the Mars water cycle, *J. Geophys. Res.*, *95*, 14,677–14,693, doi :10.1029/JB095iB09p14677.
- Keating, G. M., J.-L. Bertaux, S. W. Bougher, R. E. Dickinson, T. E. Cravens, and A. E. Hedin (1985), Models of Venus neutral upper atmosphere - Structure and composition, *Adv. Space Res.*, *5*, 117–171, doi :10.1016/0273-1177(85)90200-5.

- Knollenberg, R. G., and D. M. Hunten (1980), The microphysics of the clouds of Venus - Results of the Pioneer Venus particle size spectrometer experiment, *J. Geophys. Res.*, *85*, 8039–8058, doi :10.1029/JA085iA13p08039.
- Kong, T. Y., and M. B. McElroy (1977), The global distribution of O<sub>3</sub> on Mars, *Planet. Space Sci.*, *25*, 839–857, doi :10.1016/0032-0633(77)90038-1.
- Krasnopolskiy, V. A., and V. A. Parshev (1979), Ozone and photochemistry of the Martian lower atmosphere, *Planet. Space Sci.*, *27*, 113–120, doi :10.1016/0032-0633(79)90040-0.
- Krasnopolsky, V. A. (1993), Photochemistry of the Martian atmosphere (mean conditions), *Icarus*, *101*, 313–332, doi :10.1006/icar.1993.1027.
- Krasnopolsky, V. A. (2002), Mars' upper atmosphere and ionosphere at low, medium, and high solar activities : Implications for evolution of water, *J. Geophys. Res.*, *107*, 5128, doi :10.1029/2001JE001809.
- Krasnopolsky, V. A. (2006), Photochemistry of the martian atmosphere : Seasonal, latitudinal, and diurnal variations, *Icarus*, *185*, 153–170, doi :10.1016/j.icarus.2006.06.003.
- Krasnopolsky, V. A., A. A. Krysko, V. N. Rogachev, and V. A. Parshev (1976), Spectroscopy of the nightglow of Venus from the Venera 9 and 10 probes, *Kosmicheskie Issledovaniia*, *14*, 789–795.
- Kurt, V. G., S. B. Dostovalov, and E. K. Sheffer (1968), The Venus far ultraviolet observations with Venera 4, *J. Atmos. Sciences*, *25*, 668–671, doi :10.1175/1520-0469(1968)025.
- Kurt, V. G., N. N. Romanova, A. S. Smirnov, J. L. Bertaux, and J. E. Blamont (1979), Ultraviolet radiation of Venus in the 300-1657-Å wavelength range from Venera 11 and 12 data /preliminary results/, *Kosmicheskie Issledovaniia*, *17*, 772–779.
- Lawrence, G. M. (1972), Photodissociation of CO<sub>2</sub> to Produce CO(*a*<sup>3</sup>Π), *J. Chem. Phys.*, *56*, 3435–3442, doi :10.1063/1.1677717.
- Leblanc, F., J. Y. Chaufray, J. Lilensten, O. Witasse, and J. Bertaux (2006a), Martian dayglow as seen by the SPICAM UV spectrograph on Mars Express, *J. Geophys. Res.*, *111*(E10), 9, doi :10.1029/2005JE002664.
- Leblanc, F., O. Witasse, J. Winningham, D. Brain, J. Lilensten, P. Blelly, R. A. Frahm, J. S. Halekas, and J. L. Bertaux (2006b), Origins of the Martian aurora observed by Spectroscopy for Investigation of Characteristics of the Atmosphere of Mars (SPICAM) on board Mars Express, *J. Geophys. Res.*, *111*(A10), 9313, doi : 10.1029/2006JA011763.

- Lellouch, E., T. Clancy, D. Crisp, A. J. Kliore, D. Titov, and S. W. Bougher (1997), Monitoring of Mesospheric Structure and Dynamics, in *Venus II : Geology, Geophysics, Atmosphere, and Solar Wind Environment*, edited by S. W. Bougher, D. M. Hunten, & R. J. Phillips, p. 295.
- Leu, M., and Y. Yung (1987), Determination of  $O_2$  ( $a^1\Delta_g$ ) and ( $b^1\Sigma_g$ ) yields in the reaction  $O+ClO \rightarrow Cl + O_2$  - Implications for photochemistry in the atmosphere of Venus, *Geophys. Res. Lett.*, *14*(9), 949–952.
- Liu, S. C., and T. M. Donahue (1976), The regulation of hydrogen and oxygen escape from Mars, *Icarus*, *28*, 231–246, doi :10.1016/0019-1035(76)90035-X.
- Lucy, L. B. (1974), An iterative technique for the rectification of observed distributions, *Astro. Journal*, *79*, 745, doi :10.1086/111605.
- Marmo, F. F. (1970), On the presence of carbon atoms in the upper atmosphere of Venus, in *Space Research X*, pp. 1023–1027.
- Massie, S. T., D. M. Hunten, and D. R. Sowell (1983), Day and night models of the Venus thermosphere, *J. Geophys. Res.*, *88*, 3955–3969, doi :10.1029/JA088iA05p03955.
- McDunn, T. L., S. W. Bougher, J. Murphy, M. D. Smith, F. Forget, J. Bertaux, and F. Montmessin (2010), Simulating the density and thermal structure of the middle atmosphere (80-130 km) of Mars using the MGCM-MTGCM : A comparison with MEX/SPICAM observations, *Icarus*, *206*, 5–17, doi :10.1016/j.icarus.2009.06.034.
- McElroy, M. B., and T. M. Donahue (1972), Stability of the Martian Atmosphere, *Science*, *177*, 986–988, doi :10.1126/science.177.4053.986.
- McElroy, M. B., and J. C. McConnell (1971), Atomic carbon in the atmospheres of Mars and Venus, *J. Geophys. Res.*, *76*, 6674–6690, doi :10.1029/JA076i028p06674.
- Meier, R. R., D. E. Anderson, and A. I. F. Stewart (1983), Atomic oxygen emissions observed from Pioneer Venus, *Geophys. Res. Lett.*, *10*, 214–217, doi :10.1029/GL010i003p00214.
- Moore, P. (1961), *The planet Venus*, Faber and Faber, London, 3d ed.
- Moos, H. W., and G. J. Rottman (1971), O i and H i Emissions from the Upper Atmosphere of Venus, *Astrophys. J. Lett.*, *169*, 127, doi :10.1086/180827.
- Moos, H. W., W. G. Fastie, and M. Bottema (1969), Rocket Measurement of Ultraviolet Spectra of Venus and Jupiter Between 1200 and 1800 Å, *Astrophys. J.*, *155*, 887, doi :10.1086/149919.

- Nair, H., M. Allen, A. D. Anbar, Y. L. Yung, and R. T. Clancy (1994), A photochemical model of the martian atmosphere, *Icarus*, *111*, 124–150, doi :10.1006/icar.1994.1137.
- Newman, S. M., I. C. Lane, A. J. Orr-Ewing, D. A. Newnham, and J. Ballard (1999), Integrated absorption intensity and Einstein coefficients for the  $O_2\ a^1\Delta_g - X^3\Sigma_g^- (0,0)$  transition : A comparison of cavity ringdown and high resolution Fourier transform spectroscopy with a long-path absorption cell, *J. Chem. Phys.*, *110*, 10,749–10,757, doi :10.1063/1.479018.
- Padial, N., G. Csanak, B. V. McKoy, and P. W. Langhoff (1981), Photoexcitation and ionization in carbon dioxide - Theoretical studies in the separated-channel static-exchange approximation, *Phys. Rev. A*, *23*, 218–235, doi :10.1103/PhysRevA.23.218.
- Paxton, L. J. (1983), Atomic Carbon in the Venus Thermosphere : Observations and Theory, Ph.D. thesis, University of Colorado, Boulder.
- Paxton, L. J. (1985), Pioneer Venus orbiter ultraviolet spectrometer limb observations - Analysis and interpretation of the 166- and 156-nm data, *J. Geophys. Res.*, *90*, 5089–5096, doi :10.1029/JA090iA06p05089.
- Paxton, L. J., and D. E. Anderson (1992), Far ultraviolet remote sensing of Venus and Mars, in *Venus and Mars : Atmospheres, Ionospheres, and Solar Wind Interactions*, pp. 113–189.
- Phillips, J. L., J. G. Luhmann, and A. I. F. Stewart (1986), The Venus ultraviolet aurora - Observations at 130.4 nm, *Geophys. Res. Lett.*, *13*, 1047–1050, doi :10.1029/GL013i010p01047.
- Piccioni, G., L. Zasova, A. Migliorini, P. Drossart, A. Shakun, A. García Muñoz, F. P. Mills, and A. Cardesin-Moinelo (2009), Near-IR oxygen nightglow observed by VIRTIS in the Venus upper atmosphere, *J. Geophys. Res.*, *114*(E13), doi : 10.1029/2008JE003133.
- Porter, H., and F. Jump (1978), Analytic total and angular elastic electron impact cross sections for planetary atmospheres, *NASA Tech. Memo., CSC/TM-78, 6017*, 23.
- Porter, H. S., F. Varosi, and H. G. Mayr (1987), Iterative solution of the multistream electron transport equation. I - Comparison with laboratory beam injection experiments, *J. Geophys. Res.*, *92*, 5933–5959, doi :10.1029/JA092iA06p05933.
- Purucker, M., D. Ravat, H. Frey, C. Voorhies, T. Sabaka, and M. Acuña (2000), An altitude-normalized magnetic map of Mars and its interpretation, *Geophys. Res. Lett.*, *27*, 2449–2452, doi :10.1029/2000GL000072.

- Roble, R. G., and J. M. Gary (1979), The effect of horizontal transport on auroral NO densities, *Geophys. Res. Lett.*, *6*, 703–706, doi :10.1029/GL006i009p00703.
- Rosati, R. E., R. Johnsen, and M. F. Golde (2003), Absolute yields of  $\text{CO}(a^3\Sigma^+, d^3\Delta_i, e^3\Sigma^-) + O$  from the dissociative recombination of  $\text{CO}_2^+$  ions with electrons, *J. Chem. Phys.*, *119*, 11,630–11,635, doi :10.1063/1.1623480.
- Rottman, G. J. (1972), The Far-Ultraviolet Spectrum of Venus, Ph.D. thesis, Johns Hopkins University.
- Rottman, G. J., and H. W. Moos (1973), The ultraviolet (1200 - 1900 Å) spectrum of Venus, *J. Geophys. Res.*, *78*, 8033–8048, doi :10.1029/JA078i034p08033.
- Salby, M. L. (1996), *Fundamentals of Atmospheric Physics*, Academic Press, New York.
- Saunders, M., C. Russel, and J. Luhmann (1982), *Comets*, ed. L.L. Wilkening. University of Arizona Press, Tucson, 1982., doi :10.1007/978-3-540-93858-3.
- Schubert, G. (1983), *General circulation and the dynamical state of the Venus atmosphere*, pp. 681–765, Eds. D.M. Hunten, L. Colin, T.M. Donahue, and V.I. Moroz. University of Arizona Press, Tucson.
- Seiersen, K., A. Al-Khalili, O. Heber, M. Jensen, I. Nielsen, H. Pedersen, C. Safvan, and L. Andersen (2003), Dissociative recombination of the cation and dication of  $\text{CO}_2$ , *Phys. Rev. A*, *68*(2), 22,708.
- Seiff, A. (1983), *Thermal structure of the atmosphere of Venus*, pp. 215–279, Eds. D.M. Hunten, L. Colin, T.M. Donahue, and V.I. Moroz. University of Arizona Press, Tucson.
- Seiff, A., J. E. Lepetich, and D. W. Juergens (1980), Atmosphere structure instruments on the four Pioneer Venus entry probes, *IEEE Trans. Geo. Rem. Sens.*, *18*, 105–111, doi :10.1109/TGRS.1980.350291.
- Seinfeld, J., and S. Pandis (1998), *Atmospheric Chemistry and Physics : From Air Pollution to Climate Change*, John Wiley and Sons.
- Shematovich, V. I., D. V. Bisikalo, and J.-C. Gérard (1994), A kinetic model of the formation of the hot oxygen geocorona. 1 : Quiet geomagnetic conditions, *J. Geophys. Res.*, *99*, 23,217, doi :10.1029/94JA01769.
- Shematovich, V. I., D. V. Bisikalo, J.-C. Gérard, C. Cox, S. W. Bougher, and F. Leblanc (2008), Monte Carlo model of electron transport for the calculation of Mars dayglow emissions, *J. Geophys. Res.*, *113*(E12), 2011, doi :10.1029/2007JE002938.

- Shimazaki, T. (1989), Photochemical stability of CO<sub>2</sub> in the Martian atmosphere - Reevaluation of the eddy diffusion coefficient and the role of water vapor, *J. Geomagn. Geoelectr.*, *41*, 273–301.
- Shirai, T., T. Tabata, and H. Tawara (2001), Analytic Cross Sections for Electron Collisions with CO, CO<sub>2</sub>, and H<sub>2</sub>O Relevant to Edge Plasma Impurities, *At. Data Nucl. Data Tables*, *79*, 143–184, doi :10.1006/adnd.2001.0866.
- Simon, C., O. Witasse, F. Leblanc, G. Gronoff, and J. Bertaux (2009), Dayglow on Mars : Kinetic modelling with SPICAM UV limb data, *Planet. Space Sci.*, *57*, 1008–1021, doi :10.1016/j.pss.2008.08.012.
- Skrzypkowski, M. P., T. Gougousi, R. Johnsen, and M. F. Golde (1998), Measurement of the absolute yield of CO(*a*<sup>3</sup>Π)+O products in the dissociative recombination of CO<sub>2</sub><sup>+</sup> ions with electrons, *J. Chem. Phys.*, *108*, 8400–8407, doi :10.1063/1.476267.
- Stewart, A. I. (1972), Mariner 6 and 7 ultraviolet spectrometer experiment : Implications of CO<sub>2</sub><sup>+</sup>, CO, and O airglow, *J. Geophys. Res.*, *77*, 54–68, doi :10.1029/JA077i001p00054.
- Stewart, A. I., and C. A. Barth (1979), Ultraviolet night airglow of Venus, *Science*, *205*, 59–62, doi :10.1126/science.205.4401.59.
- Stewart, A. I., C. A. Barth, C. W. Hord, and A. L. Lane (1972), Mariner 9 Ultraviolet Spectrometer Experiment : Structure of Mars's Upper Atmosphere (A 5.3), *Icarus*, *17*, 469, doi :10.1016/0019-1035(72)90012-7.
- Stewart, A. I., D. E. Anderson, L. W. Esposito, and C. A. Barth (1979), Ultraviolet spectroscopy of Venus - Initial results from the Pioneer Venus orbiter, *Science*, *203*, 777–779, doi :10.1126/science.203.4382.777.
- Stewart, A. I. F. (1980), Design and operation of the Pioneer Venus Orbiter ultraviolet spectrometer, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, *18*, 65–70, doi :10.1109/TGRS.1980.350283.
- Stewart, A. I. F., J.-C. Gérard, D. W. Rusch, and S. W. Bougher (1980), Morphology of the venus ultraviolet night airglow, *J. Geophys. Res.*, *85*, 7861–7870, doi :10.1029/JA085iA13p07861.
- Stewart, A. I. F., M. J. Alexander, R. R. Meier, L. J. Paxton, S. W. Bougher, and C. G. Fesen (1992), Atomic oxygen in the Martian thermosphere, *J. Geophys. Res.*, *97*, 91–102, doi :10.1029/91JA02489.

- Strickland, D. J., G. E. Thomas, and P. R. Sparks (1972), Mariner 6 and 7 ultraviolet spectrometer experiment : Analysis of the O I 1304- and 1356-Å emissions, *J. Geophys. Res.*, *77*, 4052–4068, doi :10.1029/JA077i022p04052.
- Strickland, D. J., A. I. Stewart, C. A. Barth, C. W. Hord, and A. L. Lane (1973), Mariner 9 ultraviolet spectrometer experiment : Mars atomic oxygen 1304-Å emission, *J. Geophys. Res.*, *78*, 4547–4559, doi :10.1029/JA078i022p04547.
- Swanson, R. A. L. (1983), Carbon monoxide fourth positive ultraviolet airglow emissions on Venus, Ph.D. thesis, Colorado Univ., Boulder.
- Swings, P. (1969), Venus through a spectroscope, *Proceed. Am. Philos. Soc.*, *113*, 229–246.
- Thuillier, G., and S. Bruinsma (2001), The Mg II index for upper atmosphere modelling, *Ann. Geophys.*, *19*, 219–228.
- Tobiska, W. K. (2004), SOLAR2000 irradiances for climate change research, aeronomy and space system engineering, *Adv. Space Res.*, *34*, 1736–1746, doi :10.1016/j.asr.2003.06.032.
- Villard, E. (2009), L'instrument SPICAV d'étude de l'atmosphère de Vénus sur la mission Venus Express : Caractérisation instrumentale et observations en vol, Ph.D. thesis, Université Versailles Saint-Quentin-en-Yvelines, France.
- von Zahn, U., K. H. Fricke, H. Hoffmann, and K. Pelka (1979), Venus - Eddy coefficients in the thermosphere and the inferred helium content of the lower atmosphere, *Geophys. Res. Lett.*, *6*, 337–340.
- Yelle, R. V. (1991), Non-LTE models of Titan's upper atmosphere, *Astrophys. J.*, *383*, 380–400, doi :10.1086/170796.
- Yung, Y. L., and W. B. Demore (1982), Photochemistry of the stratosphere of Venus - Implications for atmospheric evolution, *Icarus*, *51*, 199–247, doi :10.1016/0019-1035(82)90080-X.
- Yung, Y. L., J. Wen, J. P. Pinto, K. K. Pierce, and M. Allen (1988), HDO in the Martian atmosphere - Implications for the abundance of crustal water, *Icarus*, *76*, 146–159, doi :10.1016/0019-1035(88)90147-9.