Modélisation du rayonnement proche infrarouge émis par la haute atmosphère : étude théorique et observationnelle

Christophe Bellisario

▶ **To cite this version:**

Christophe Bellisario. Modélisation du rayonnement proche infrarouge émis par la haute atmosphère : étude théorique et observationnelle. Météorologie. Université Paris Saclay (COmUE), 2015. Français. NNT : 2015SACLV027 . tel-01343198

HAL Id: tel-01343198
https://theses.hal.science/tel-01343198

Submitted on 7 Jul 2016

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

NNT : 2015SACLV027

THESE DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITE PARIS-SACLAY,
préparée à l'Université Versailles Saint-Quentin en Yvelines

ÉCOLE DOCTORALE N°579
Sciences mécaniques et énergétiques, matériaux et géosciences

Spécialité de doctorat : Météorologie

Par

M. Christophe Bellisario

Modélisation du rayonnement proche infrarouge émis par la haute atmosphère : étude théorique et observationnelle

Thèse présentée et soutenue à Guyancourt, le 10 décembre 2015 :

Composition du Jury :

Mme E. Blanc, Directeur de Recherche, CEA, Examinatrice
Mme V. Ciarletti, Professeure, UVSQ, Présidente du Jury
M. A. Hauchecorne, Directeur de Recherche, UVSQ, Invité
Mme N. Huret, Professeure, Université d'Orléans, Rapporteur
M. P. Keckhut, Directeur de Recherche, UVSQ, Directeur de Thèse
Mme C. Nahum, Ingénieur de Recherche, DGA, Examinatrice
M. P. Ricaud, Directeur de Recherche, Météo France, Rapporteur
M. P. Simoneau, Ingénieur de Recherche, ONERA, Examinateur

ÉCOLE DOCTORALE
Sciences chimiques : molécules, matériaux, instrumentation et biosystèmes

Titre : Modélisation du rayonnement proche infrarouge émis par la haute atmosphère : étude théorique et observationnelle

Mots clés : nightglow, rayonnement, modélisation, mésosphère, photochimie, dynamique, GOMOS, ondes de gravité, marées atmosphériques

Résumé : Le rayonnement atmosphérique appelé **nightglow** est un phénomène se produisant à haute altitude (environ 90 km). Il consiste en l'émission d'un rayonnement suite à la désexcitation de certaines molécules et atomes (OH, Na, O_2 et O). Il se répartit sur une large gamme spectrale, en particulier dans l'infrarouge et se propage jusqu'au niveau du sol. Le rayonnement nightglow constitue un marqueur important pour la haute atmosphère, permettant de remonter à la température, mais également à de nombreux phénomènes dynamiques comme les marées atmosphériques ou les ondes de gravité. Sa propagation au niveau du sol permet l'éclairage de scène terrestre et ainsi la vision nocturne à l'aide de caméras proche infrarouge. Afin de mieux connaître les fluctuations de ces émissions en fonction du temps à différentes échelles et en différents lieux sur la planète, la thèse s'est axée sur une étude observationnelle et une étude théorique.

L'étude observationnelle a produit une climatologie à grande échelle par l'extraction du rayonnement issu des données de l'instrument GOMOS. Les campagnes de mesures réalisées au sol ont quant à elles mis en avant certains aspects dynamiques importants comme les marées et les ondes de gravité. Pour reproduire le rayonnement nightglow, il a été nécessaire de modéliser les réactions chimiques des nombreuses espèces présentes à haute altitude, le chauffage, la photodissociation de certaines molécules par le rayonnement solaire et la propagation du rayonnement vers le sol. Certains processus dynamiques ont été inclus comme la diffusion moléculaire, la diffusion turbulente et une paramétrisation des marées. Enfin, les résultats du modèle sont comparés aux observations satellitaires ainsi qu'au niveau du sol et des tests de sensibilité sont effectués pour estimer la réponse du rayonnement aux différents modules du modèle.

Université Paris-Saclay
Espace Technologique / Immeuble Discovery
Route de l'Orme aux Merisiers RD 128 / 91190 Saint-Aubin, France

Title : Nightglow modelling at high altitude : theoretical and observational study

Keywords : nightglow, modelling, mesosphere, photochemistry, dynamic, GOMOS, gravity waves, atmospheric tides

Abstract : The nightglow is an atmospheric radiation which occurs at high altitude (around 90 km). It comes from the desexcitation of specific molecules and atoms (OH, Na, O_2 and O). It spreads over a wide spectral band, especially in the infrared and propagates to the ground level. The nightglow emission is an important mark for the high atmosphere, as it allows the retrieval of the temperature and many dynamic processes such as atmospheric tides or gravity waves. Its propagation to the ground level allows the illumination of terrestrial scene and therefore the night vision with the use of near infrared cameras. In order to have a better knowledge of the emission fluctuations as a function of time for various scales and at various locations, the work is focused on an observational and theoretical study.

The observational study produced large scale climatology with the extraction of nightglow emission from GOMOS data. On the other hand, ground measurements highlighted some dynamical aspects such as tides and gravity waves. To model the nightglow emission, it has been necessary to take into account the chemical reactions of the species available at high altitude, the heating, the photodissociation process and the propagation of the emission to the ground. Selected dynamical processes have been included, such as the molecular and turbulent diffusion, and a tide parameterization. Finally, the results of the model are compared to the satellite and ground observations and sensitivity tests are run to estimate the response of the emission to the various modules of the model.

Université Paris-Saclay
Espace Technologique / Immeuble Discovery
Route de l'Orme aux Merisiers RD 128 / 91190 Saint-Aubin, France

"La météorologie est une science exacte, le problème,
c'est que les météorologues ne la connaissent pas."
Coluche.

"Indeed."
Teal'c.

Remerciements

Voici le moment tant attendu... Tout du moins, la raison pour laquelle vous tenez cet ouvrage (ou ce .pdf -soyons moderne-) entre vos mains (ou sur votre écran). Bref, voici donc venir les remerciements.

Je souhaite commencer par la DGA et **Carole Nahum**, que je remercie de croire en l'intérêt du nightglow (vous comprendrez ce terme plus loin dans le manuscrit). Avec le recul, je sais que c'est un investissement dans le long terme qui sera bénéfique à la communauté scientifique. Je les remercie donc pour les financements qui ont pu conduire à cette thèse, brique supplémentaire parmi tant d'autres.

Je tiens également à remercier les membres du jury, **Élisabeth Blanc**, **Valérie Ciarletti** pour avoir présidé ma soutenance, ainsi que les rapporteurs **Philippe Ricaud** & **Nathalie Huret**, pour avoir accepté de se plonger dans les 230 (...) pages d'équations et de figures. Merci à vous.

Avant la thèse, j'ai pu travailler sur le rayonnement nightglow au sein du LATMOS. Je remercie **Philippe Keckhut** pour m'avoir accordé sa confiance aussi rapidement. Son aide a été précieuse sur les données GOMOS, et son expérience a été bénéfique tout au long de ma thèse. Il a eu également le recul nécessaire lorsque j'imaginais pouvoir faire l'équivalent de 3-4 thèses en une. Merci pour m'avoir aidé à relativiser et à me concentrer sur les aspects importants de la thèse. Je remercie **Alain Hauchecorne**, qui tout au long de nos discussions scientifiques, a apporté son expérience et son point de vue intéressé. Un très très très grand merci à **Laurent Blanot** pour toute son aide apportée sur les données GOMOS et pour nos discussions du déjeuner. Merci également à **Franck Lefèvre** pour ses conseils sur le modèle photochimique.

Je passe à l'ONERA à présent. Je remercie respectivement **Franck Lefèvre/Nicolas Guérineau** pour m'avoir accueilli au sein du DOTA/de l'équipe ERIO. Dans cette équipe, je tiens en particulier à remercier **Pierre Simoneau**, pour avoir cru en moi. Il a vu dans l'étudiant rivé sur son ordinateur, un baroudeur prêt à affronter la chaleur indienne et les sangliers des Ardennes pour récupérer des images du nightglow. Merci pour ton aide, ta confiance et ta bonne humeur ! Dans l'équipe, je tiens également à remercier **Joël Deschamps**, pour ses conseils et ses bonnes discussions. Partir en campagne avec vous était un réel plaisir qui me manquera ! Je pense aussi à **Sophie Derelle**, **Jérôme Primot** pour l'intérêt qu'ils ont accordé à mes travaux.

I would like to adress a special thank to **Alok Taori** and his team for the warm welcome in Gadanki. I wish him all the best for his new position. Thank you for all the advices. Merci également à **Monique Petitdidier** et **Michel Hersé** pour les conseils scientifiques, mais aussi musicaux et photographiques (respectivement). Merci au personnel administratif de l'ONERA et du LATMOS pour m'avoir aidé dans la bureaucratie noyée dans la paperasserie.

Je passe à présent aux doctorants que j'ai cotoyés durant ces années, et ils sont nombreux ! Côté LATMOS, je remercie la génération que j'ai eu le plaisir de croiser, **Constantino**, **Kristell**, **Thomas**, **Jennyfer**, **Davide**, **Cécile**, (...). Merci à **Nahoudha** pour ces bons moments passés entre Reading et l'OHP ! Puis l'équipe suivante, mon cher **Loïc**, camarade au

sens propre et figuré ! Merci pour ces longues discussions sur l'avenir, le monde en général, et Doctor Who... **Sabrina**, merci pour ta bonne humeur et ton soutien dans la dernière ligne droite ! Je n'oublie pas **Grégoire**, **Sophie**, **Benjamin**, **Sarah**, **Maëva**, **Nadia**, **Alizée**, (...). Je regrette de ne pas avoir pu passer plus de temps avec vous. Pour terminer avec le LATMOS, un énoooorme merci à **Yann** et **Olivier**, pour toute l'assistance informatique, et toutes les discussions photo/DW/sériesques !

Passons maintenant à l'ONERA... Un merci à la première équipe, **William**, **Alexandre**, **Florian**, qui nous a laissé les clefs du 3ème étage, sans que l'on comprenne en premier abord toute la responsabilité que cela engendrerait ! Par '*nous*', j'entends Doud- euh **Édouard**, merci à toi, tu as été notre mentor à tous ! Merci à **Tatatatiana** pour ses anecdotes du Ch'nord, et **Julien** pour celles Palaisiennes ! Merci à **Salima** et à l'alternant **Jérôme**. Puis vinrent les premiers stagiaires, merci à **Alice B.**, **Alexandre S.** pour leur bonne humeur. Et ce fut au tour de la génération suivante de débuter : merci à **Philippe** et **Florian**, mes chers co-bureaux et compagnons de mots fléchés, faits divers et autres vidéos marrantes, à **Alexandre H.** et son amour des olives, **Kévin** pour ses conseils en téléphonie, **François** (dur de balancer ses mains à l'écrit), **Thibault** l'encyclopédie de Youtube. Ensuite, merci au plus beau, mon cher Bourguignon **Thomas**, à **Clara** pour son sourire matinal, à **Alice O.** pour nos longs blablas, à **Mouna** pour son point de vue parisien très *underground*, à **Anasthase** pour nous ap-porte-r de nombreuses anecdotes, merci à **Fabien** pour son aide sur les données nightglow ! Aujourd'hui, le 3ème étage a été dissous. J'espère que la nouvelle génération, **Maxime**, **Frédéric** et **Jean** prendra autant de plaisir que nous ! Je n'oublie pas le J3 (**Benjamin**, ...) et ceux d'en face, **Olivier** pour nos pauses-café, **Fabien**, (...). Une pensée à la team ONERA footballistique, **Nicolas**, **Olivier**, **Raphaël**, **Romain**, **Abigaël**, **Hélène**, (...) et à tous mes camarades de la navette ! Et **Tim** !

Je remonte un peu le temps pour remercier également ceux qui m'ont accompagné jusqu'à mon entrée en doctorat, par ordre déchronologique, mes camarades de master, ou plutôt des masters (oui, j'ai un double master au cas où un recruteur passerait par là). Mon cher **Pastis**, **Maël**, **Kris** (b##bs à tous les deux) et toute la team CGA, vous m'manquez. Puis je remonte, une pensée à **Max**, **Dim**, **Toutou**, **Vinc'**, (...). Je m'arrête à présent au début en fac, grooos merci à **Marie-Anne**, qui m'a fait le plaisir de venir assister à ma soutenance, et je n'oublie pas toute la troupe, **Greg**, **Xav**, **Mallo**, **Yann** et la p'tite famille, **Adeline**, **Caro**, **Anne-So**, vous me manquez beaucoup ! J'aurais tant aimé que l'ONERA soit à Lyon, c'eût été tellement plus simple pour se voir !

Amis Parodiens, grands mercis à vous pour m'avoir fait décompresser à chaque rencontre, par nos scéances photo, nos soirées pizzas/jeux vidéo rétro ! Merci à toi **Tados**, à toi **Paf**, mon cher **Nioniol**, le grand **Cyrilus** Magnus, Colonel **JP**, **Adeee** la schtroumpfette, j'espère qu'on se verra tous plus souvent à l'avenir ! **Alix**, ça fait bien 23 ans qu'on se connaît maintenant, merci pour avoir toujours été là dans les moments difficiles ! Je pense aussi à **Sam**, **Pab**, **Béreng'**, **JB**, **Myriam**, **Popo**, **Asc**, **Marie**, **Stabrow**, (...).

Merci à mes chers kogels, le **fossile** et l'**élan**, gardiens de ma santé mentale (:mrgreen :). Puissions-nous vivre encore moult aventures ! En vrac, merci à **Val**, à mes camarades ERASMUS, **Damien** & **Nathalie**, merci aux Dr. Samantha Carter et Dr. Rodney McKay, pour m'avoir orienté vers la science, merci à Subsonica, Philippe Bouvard et Bernard Mabille pour m'avoir fait patienter dans les transports parisiens.

Je termine par ceux qui sont le plus importants à mes yeux, la famille. Je remercie mes parents, pour avoir cru en moi, pour avoir supporté ma mauvaise humeur croissante au fil des années, sans jamais demander '*à quoi ça sert*'. Bwaaaaaah à mon frère & Aurélie, et à la petite troupe qui pousse trop vite. Un merci plus général à ma famille, pour s'être toujours intéressée à

mon travail. Je pense fort à Pépé et à José, parti bien trop tôt... Céleste aussi... Merci à toi Julie, pour tout ce que tu m'as apporté durant ces 5 dernières années, et pour tout ce que tu m'apporteras durant les xxx suivantes. Merci de me supporter dans mes extravagances, et même de m'y encourager ! Mrou à Berlioz !

Il est très difficile de résumer la richesse de ces 3 (et quelques) dernières années, des nombreuses personnes qui ont gravité autour de moi. Un grand merci final à tous, à ceux que j'ai oublié parce-qu'il-est-une-heure-du-matin-au-moment-où-j'écris-ces-lignes. Je vous souhaite à présent une bonne lecture, de préférence au coin du feu, avec un chocolat chaud et un chat sur les genoux.

Introduction

Le rayonnement atmosphérique appelé ***nightglow*** est un phénomène atmosphérique se produisant à haute altitude (environ 90 km). Il consiste en l'émission d'un rayonnement suite à la désexcitation de certaines molécules et atomes (OH, Na, O_2 et O). Il se répartit sur une large gamme spectrale, en particulier dans l'infrarouge et se propage jusqu'au niveau du sol. Le rayonnement nightglow constitue un marqueur important pour la haute atmosphère, permettant de remonter à la température, mais également à de nombreux phénomènes dynamiques comme les marées atmosphériques ou les ondes de gravité.

Le rayonnement nightglow intéresse la communauté scientifique pour différentes raisons. Sa propagation au niveau du sol permet l'éclairage de scène terrestre et ainsi la vision nocturne à l'aide de caméras proche infrarouge. Cependant, si cette direction est prometteuse, il est nécessaire de mieux connaître les fluctuations de ces émissions en fonction du temps à différentes échelles et en différents lieux sur la planète. Le rayonnement nightglow permet également aux climatologues de disposer d'un traceur de la température et de la dynamique à haute altitude. Il peut être aussi considéré comme un bruit pour les observations en astronomie depuis le sol. Il est donc important de connaître les variabilités temporelles et spatiales du rayonnement, et les sources de ces variabilités, fruits d'interactions physico-chimiques dans la haute atmosphère terrestre.

Le travail effectué durant cette thèse a consisté à modéliser le rayonnement nightglow et sa propagation jusqu'au niveau du sol, ainsi que ses variations spatiales et temporelles. Le modèle est confronté à de nombreuses études observationnelles, effectuées également durant ces 3 années, qui ont permis de mettre en évidence les phénomènes importants dans l'évolution de ce rayonnement. Pour reproduire le rayonnement nightglow, il a été nécessaire de modéliser les réactions chimiques des nombreuses espèces présentes à haute altitude, la photodissociation de certaines molécules par le rayonnement solaire et la propagation du rayonnement vers le sol. Également dans le cadre de la thèse, certains processus dynamiques ont été inclus comme la diffusion moléculaire, la diffusion turbulente et les marées alors qu'à terme, la dynamique globale sera générée par un modèle 3D.

Ce mémoire comporte sept chapitres :

Le chapitre 1 introduit le contexte et les généralités sur l'atmosphère nécessaires à la compréhension du manuscrit. Certains phénomènes atmosphériques qui seront réutilisés *a posteriori* sont évoqués. Un intérêt particulier est porté sur la mésopause, là où la température atteint son minimum et où le phénomène nightglow se produit en partie. Ensuite, les différents enjeux de cette étude sont expliqués, dont l'intérêt pour la dynamique atmosphérique, mais également l'intérêt pour la vision nocturne, qui a justifié le financement de l'étude par la DGA.

Le chapitre 2 se concentre sur le rayonnement nightglow en évoquant en premier abord son origine photochimique. Un état de l'art sur l'observation du rayonnement est présenté, en séparant les observations spatiales des observations terrestres. Ensuite, nous nous intéressons aux différents modèles existants qui permettent l'estimation plus ou moins complète de l'évolution de l'intensité du rayonnement nightglow. Enfin, les variabilités temporelles (nocturne et

saisonnière), ainsi que les variabilités spatiales du rayonnement sont synthétisées.

Le chapitre 3 est consacré à l'étude observationnelle du rayonnement, à partir des données satellitaires de l'instrument GOMOS sur la plateforme ENVISAT. Le rayonnement nightglow n'étant pas un produit initialement prévu pour l'instrument GOMOS, le chapitre expose la méthode appliquée pour l'extraction des données des rayonnements OH et O_2. Un article a été publié à ce sujet [Bellisario et al., 2014a] et est présenté dans l'annexe D.1. Les résultats de la climatologie observée concluent le chapitre.

La seconde partie observationnelle s'intéresse aux campagnes de mesures au sol regroupées dans le chapitre 4. Les différentes caméras et les spectromètres utilisés sont décrits ainsi que les résultats de chacune des campagnes auxquelles j'ai pu participer. L'accent est mis sur l'étude produite en Inde à Gadanki, en collaboration avec le NARL (*National Atmospheric Research Laboratory*), afin de marquer l'importance des ondes de gravité. Un article est en cours de soumission au journal *Annales Geophysicae* sur la campagne de mesures et ses observations [Bellisario et al., 2016].

Ensuite, le modèle photochimique visant à reproduire l'émission du nightglow est présenté dans le chapitre 5. Celui-ci se divise en plusieurs parties. La première décrit les espèces, les réactions chimiques et la résolution mathématique utilisée. La photodissociation est ensuite ajoutée, puis vient le chauffage. L'obtention du spectre du rayonnement est détaillée, ainsi que sa propagation par transfert radiatif au niveau du sol. Les premiers résultats du modèle photochimique 0D sont validés par comparaison avec la littérature.

Le chapitre 6 étend le modèle photochimique 0D établi, sur une grille 1D verticale. La dynamique complète alors le modèle. La diffusion regroupe la diffusion moléculaire et la diffusion turbulente. L'advection traduit le transport des espèces par le champ de vent et enfin, les marées atmosphériques sont paramétrisées pour exprimer les variations temporelles et verticales de la température et du vent.

Les résultats du modèle sont analysés dans le chapitre 7 à partir d'un cas simple. Une comparaison qualitative valide le rayonnement émis et des tests de sensibilité sont effectués pour les différents modules du modèle. Le chapitre termine par une confrontation des résultats avec les données observationnelles, en particulier au niveau du sol, pour soulever les limites du modèle.

Enfin, le dernier chapitre conclut la thèse. Les principaux résultats sont rappelés, ainsi que les nombreuses perspectives pour de futures études sur le nightglow.

Table des matières

Remerciements **6**

Introduction **10**

Table des matières **12**

1 L'atmosphère terrestre **16**
1.1 Généralités 16
1.1.1 Composition 16
1.1.2 Structure 17
1.1.3 Dynamique atmosphérique 19
1.2 Mésosphère et mésopause 20
1.2.1 Caractéristiques de la mésosphère 21
1.2.2 L'émission infrarouge *nightglow* 21
1.3 Des intérêts variés 22
1.3.1 Dynamique à haute altitude 22
1.3.2 Température à haute altitude 22
1.3.3 Bruit pour l'astronomie 23
1.3.4 La vision nocturne 23

2 Rayonnement nightglow **26**
2.1 Origine du rayonnement 26
2.1.1 Historique 26
2.1.2 Sources 26
2.1.3 Structure moléculaire de OH 27
2.1.4 Rayonnement OH 29
2.1.5 Émission spectrale 30
2.1.6 Autres rayonnements 32
2.2 État de l'art de l'observation du nightglow 34
2.2.1 Depuis le sol 34
2.2.2 Depuis l'espace 34
2.3 État de l'art de la modélisation du nightglow 37
2.3.1 Modélisation de la chimie à haute altitude 37
2.3.2 Expressions analytiques/empiriques des émissions 38
2.3.3 Résolution par calcul des populations des états vibrationnels 38
2.4 Variabilité du rayonnement 39
2.4.1 Variabilité temporelle 39
2.4.2 Variabilité spatiale 41

3 Étude observationnelle satellitaire GOMOS **43**
3.1 Généralités . . . 43
3.1.1 La plateforme ENVISAT . . . 43
3.1.2 GOMOS . . . 44
3.2 Conditions de mesures et sélection des données . . . 47
3.2.1 Conditions d'illumination . . . 47
3.2.2 Lumières parasites . . . 48
3.3 Extraction des données . . . 50
3.3.1 Méthode . . . 50
3.4 Résultat et climatologie observée . . . 54

4 Étude observationnelle depuis le sol **61**
4.1 Les différents instruments de mesure . . . 61
4.1.1 Caméra InGaAs . . . 61
4.1.2 Spectromètres SWIR . . . 62
4.1.3 Autres instruments . . . 62
4.2 Les différentes campagnes . . . 63
4.2.1 Campagne Vouziers . . . 63
4.2.2 Mesures à l'Observatoire de Haute Provence . . . 66
4.2.3 Observation d'une onde de gravité en Atlantique Nord . . . 72
4.3 Campagne en Inde sur le site de Gadanki . . . 73
4.3.1 Description des instruments utilisés . . . 73
4.3.2 Observations . . . 74
4.3.3 Résultats . . . 78
4.4 Bilan des différentes campagnes . . . 81

5 Modélisation photochimique du rayonnement nightglow **82**
5.1 Système chimique . . . 82
5.1.1 Liste des espèces prises en compte dans le modèle . . . 83
5.1.2 Données initiales . . . 84
5.1.3 Liste des réactions chimiques . . . 84
5.1.4 Résolution des équations . . . 90
5.2 Photodissociation . . . 92
5.2.1 Rayonnement incident solaire . . . 92
5.2.2 Section efficace d'absorption . . . 95
5.2.3 Coefficient de photodissociation . . . 97
5.3 Chauffage . . . 98
5.3.1 Réchauffement chimique . . . 98
5.3.2 Échauffement radiatif . . . 100
5.3.3 Refroidissement radiatif . . . 101
5.3.4 Bilan énergétique du chauffage . . . 102
5.4 Calcul du rayonnement émis . . . 102
5.4.1 Estimation du Volume Emission Rate pour les états vibrationnels . . . 103
5.4.2 Calcul de l'émission spectrale . . . 103
5.5 Propagation au niveau du sol . . . 106
5.5.1 Calcul du transfert radiatif (code RAYJN) . . . 107
5.6 Résultats . . . 111
5.6.1 Évolution des différentes espèces chimiques . . . 111
5.6.2 Comparaison des populations . . . 113
5.6.3 Temps de vie . . . 116

5.7 Bilan . . . 118

6 Modules des processus dynamiques 119
6.1 Diffusion verticale . . . 119
6.1.1 Domaine d'altitudes . . . 119
6.1.2 Équation de diffusion verticale . . . 120
6.1.3 Diffusion moléculaire . . . 120
6.1.4 Diffusion turbulente (eddy) . . . 122
6.1.5 Résolution mathématique . . . 123
6.2 Advection verticale . . . 125
6.2.1 Description . . . 125
6.2.2 Résolution mathématique . . . 125
6.3 Marées atmosphériques . . . 127
6.3.1 Description . . . 127
6.3.2 Paramétrisation . . . 127
6.3.3 Résolution . . . 129
6.4 Bilan . . . 131

7 Variabilités et confrontations du modèle aux données observationnelles 133
7.1 Étude d'un cas simple . . . 133
7.1.1 Rappel des hypothèses du modèle . . . 133
7.1.2 Évolution des concentrations . . . 134
7.1.3 Comparaisons du rayonnement calculé avec des mesures . . . 137
7.1.4 Évolution spatio-temporelle du rayonnement . . . 140
7.2 Sensibilité du rayonnement . . . 142
7.2.1 Sensibilité au chauffage . . . 145
7.2.2 Sensibilité à la dynamique . . . 147
7.3 Confrontations aux données observationnelles . . . 152
7.3.1 Évolution du rayonnement au niveau du sol . . . 152
7.3.2 Intégration d'ondes de gravité . . . 156
7.3.3 Confrontation aux observations GOMOS . . . 163
7.4 Bilan . . . 165

Conclusion générale & perspectives 167
Synthèse . . . 167
Perspectives . . . 169

A Acronymes 170

B Constantes, conversions et équations 172
B.1 Constantes physiques . . . 172
B.2 Rappels d'équations . . . 173
B.2.1 Densité et masse volumique . . . 173
B.2.2 VMR . . . 173
B.2.3 Équation d'état . . . 173
B.2.4 Équation fondamentale de l'hydrostatique . . . 174
B.2.5 Relations entre pression et altitude . . . 174
B.2.6 Équation de continuité . . . 175
B.2.7 Loi de Planck . . . 176
B.2.8 Température potentielle . . . 176
B.3 L'unité Rayleigh . . . 176

B.3.1 Définition 176
B.4 Quelques mots sur l'infrarouge 177

C Outils Mathématiques **179**
C.1 Méthode implicite/Méthode explicite 179
C.2 Séries de Taylor 180
C.2.1 Définition 180
C.2.2 Utilisation dans le code 180
C.3 Schéma d'Euler implicite/rétrograde 180
C.4 Schéma d'Euler implicite pour la diffusion/advection 182
C.4.1 Méthode 182
C.4.2 Schéma de Crank-Nicolson 183
C.5 Fonction d'erreur 184
C.6 Dérivation de la diffusion turbulente 185
C.7 Paramétrisation de Fomichev pour le refroidissement radiatif 186
C.7.1 Découpage de l'atmosphère 186
C.7.2 Basse altitude (15-80 km) 186
C.7.3 Haute altitude (80-115 km) 187
C.8 Estimation de la température à partir du spectre 187

D Articles scientifiques **189**
D.1 O_2 and OH night airglow emission derived from GOMOS-ENVISAT instrument 189
D.2 Investigation of mesospheric gravity waves during pre-monsoon period over Indian low latitudes using multiple airglow instruments. 201

Liste des Tableaux **202**

Liste des Figures **204**

Bibliographie **215**

Chapitre 1

L'atmosphère terrestre

1.1 Généralités

L'atmosphère terrestre est définie comme le milieu dans lequel nous évoluons. S'il n'existe pas de limite franche à celle-ci, nous considérons qu'au-delà de 100 km (limite de Kármán), l'espace commence (photographie 1.1). Cependant, la nomenclature de l'atmosphère terrestre est plus compliquée. Plusieurs couches décrivent les différentes propriétés physiques rencontrées. Par exemple, à chaque gradient de température correspond une couche de l'atmosphère, commençant par la troposphère au sol, jusqu'à la thermosphère dépassant les 600 km d'altitude. De même, les liens gravitationnels séparent l'atmosphère en 2 couches, le transport vertical en 3, *et caetera*. Nous nous intéressons dans cette étude plus particulièrement à l'atmosphère moyenne, comprise entre 15 et 100 km d'altitude.

Depuis plusieurs années, cette région de l'atmosphère est sujette à de nombreuses études. L'une des principales a été l'observation de l'évolution de la concentration de l'ozone [Clancy et al., 1987]. Si l'ozone à basse altitude est néfaste pour l'Homme, la couche d'ozone dans l'atmosphère moyenne est quant à elle primordiale avec son bouclier contre les rayons solaires ultraviolets (UV). L'étude de sa variabilité est donc nécessaire pour la compréhension des changements globaux et ainsi pour une meilleure politique de préservation de l'environnement.

De même, parmi les nombreuses études, le réchauffement climatique apparait d'après les dernières études, sans équivoque [Allen et al., 2014]. L'importance d'une modélisation complète de l'atmosphère passe par l'ajout de la moyenne et haute atmosphère dans les modèles climatiques et du couplage chimique radiatif et dynamique de ces différentes couches. L'influence des effets anthropiques en comparaison des fluctuations naturelles reste l'un des problèmes soulevés.

1.1.1 Composition

L'atmosphère est constituée en grande majorité de diazote N_2 à 78%, puis de dioxygène O_2 à 21%. Suivent ensuite l'argon Ar ($\sim$1%) et le dioxyde de carbone CO_2 (0.04%). La vapeur d'eau est plus variable : elle atteint 0.1% en région sèche (comme la Sibérie) mais monte jusqu'à 5% dans les zones tropicales. 90% de la masse de l'atmosphère ($5.29 \cdot 10^{18}$ kg) est comprise dans ses 15 premiers kilomètres, pour une masse molaire moyenne de 28.96 g/mol.

Dans l'atmosphère moyenne, la concentration des principales espèces atmosphériques est régie par le champ de gravité terrestre, cela entraine une dépendance en décroissance exponentielle entre la densité et l'altitude. La densité et la pression atmosphérique sont d'ailleurs reliées par l'équation fondamentale de l'hydrostatique (voir équation B.11). Cette approximation est satisfaisante dans le sens où les mouvements dynamiques verticaux sont faibles par rapport à la

FIGURE 1.1 – Atmosphère terrestre observée depuis la station spatiale internationale ISS. © NASA.

force du champ de gravité. Ainsi, les proportions des principaux constituants restent relativement constantes jusqu'à environ 100 km d'altitude.

Si certaines espèces comme l'ozone et la vapeur d'eau présentent de faibles concentrations atmosphériques (constituants mineurs), elles n'en restent pas moins importantes par leurs propriétés physiques et chimiques. Elles ont un fort impact sur le bilan radiatif et l'influence de la dynamique à travers le chauffage thermique [Brasseur and Solomon, 2005]. De plus, la distribution spatiale et temporelle des constituants mineurs est assez changeante, du fait de leurs fortes variabilités (production et destruction) et du transport par la circulation atmosphérique. Sont aussi concernés d'autres gaz à effet de serre comme le dioxyde de carbone, le méthane et le protoxyde d'azote.

1.1.2 Structure

Plusieurs couches caractérisent l'atmosphère, différentes en particulier par leur gradient thermique (voir figure 1.2). Tout d'abord, de 0 à plus d'une dizaine de kilomètres se trouve la *troposphère*. Son épaisseur varie selon les latitudes allant de 8 km au pôles au voisinage de 20 au niveau de l'équateur. Elle contient environ 80% de la masse totale de l'atmosphère et voit sa température décroître au fur et à mesure que l'on s'éloigne du sol [Jacobson, 2005]. C'est dans cette couche que se produisent les phénomènes météorologiques.

Séparée de la première couche par la tropopause, vient ensuite la *stratosphère*. Elle présente un gradient positif de température provenant de l'absorption des rayonnements UV par la couche d'ozone. Celle-ci contient environ 90% de l'ozone atmosphérique avec un pic entre 25 et 32 km malgré une très faible concentration (d'environ 10 ppm, un ppm correspondant à une partie par million). Le cycle de Chapman [Chapman, 1932] décrit l'évolution de l'ozone, en lien avec l'oxygène atomique et le dioxygène.

Ensuite, la densité (qui décroît de manière exponentielle) et la concentration d'ozone sont trop faibles pour continuer à réchauffer l'atmosphère. Nous passons alors dans la *mésosphère* (entre 50 et 100 km, séparée de la stratosphère par la stratopause). La température y décroît de manière similaire à la troposphère mais aussi par l'émission radiative du CO_2 dans l'infrarouge. La mésosphère, comme la troposphère, est une zone très turbulente. En effet, la décroissance de température avec l'altitude amplifie les perturbations causées par des déplacements de parcelles d'air (force d'Archimède).

Enfin, après la mésopause autour de 100 km, vient la *thermosphère* terminant l'atmosphère terrestre. Dans cette couche la température croît avec l'altitude car l'oxygène moléculaire et

l'azote absorbent les longueurs d'onde très courtes du rayonnement solaire. La température peut aller de 1000°C (nuit) à 1500°C (jour). Cependant, du fait de la très faible densité, un homme n'aurait pas la sensation d'avoir chaud.

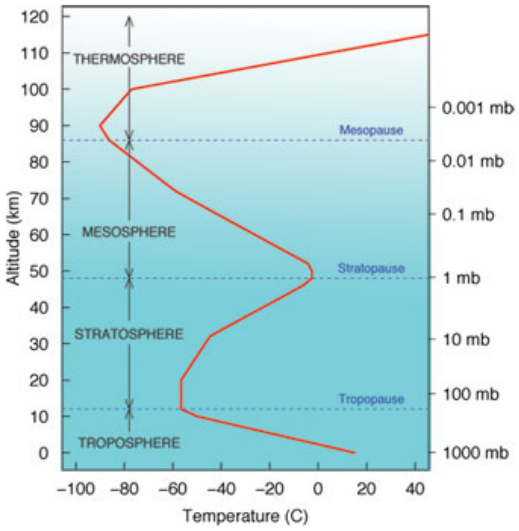


FIGURE 1.2 – Structure de l'atmosphère. La nomination des différentes couches correspond aux changements de gradient de la température représentée ici en rouge. ©2006. Steven C. Wofsy, Abbott Lawrence Rotch Professor of Atmospheric and Environmental Science, lecture notes.

Autres critères de structuration

Si la structuration de l'atmosphère par les gradients de température est la plus connue, il existe d'autres critères conduisant à des appellations différentes. Par exemple, la composition des espèces va séparer l'atmosphère en *homosphère* entre 0 et 100 km, où les espèces sont homogénéisées, puis l'*hétérosphère* débutant vers 100 km, où la gravité conduit les espèces les plus lourdes à stationner plus bas que les espèces plus légères, et enfin la *geocorona* qui consiste à une atmosphère entièrement composée d'hydrogène.

Le transport vertical est un autre de ces critères : la *turbosphère* entre 0 et 100 km décrit le mélange turbulent des espèces, puis la *diffusosphère* où la diffusion moléculaire domine (on obtient une répartition massique des espèces selon l'altitude), et enfin l'*effusosphère* qui décrit la possibilité aux molécules d'hydrogène de s'échapper de l'atmosphère.

Les liens gravitationnels séparent l'atmosphère en deux parties : la *barosphère* entre 0 et 600 km, et l'*exosphère*, où la force gravitationnelle n'est plus suffisamment forte pour conserver les espèces.

Enfin, la notion de plasma thermique structure l'atmosphère en *ionosphère* (entre 80 et 600 km), composée des couches D, E et F dont l'altitude de séparation dépend du rayonnement solaire. Ces couches sont caractérisées par leur densité électronique, de l'ordre de 10^4 à 10^6 e^-/cm^{-3}, mais aussi par leur capacité à absorber les ondes radio. La ionosphère tient son nom de l'ionisation des molécules par le rayonnement UV. Puis, au-delà de la ionosphère débute à 600 km la *plasmasphère*, constitué comme son nom l'indique majoritairement de plasma. Vient enfin la *magnétosphère*, où les lignes de champ magnétique imposent le mouvement des particules chargées.

1.1.3 Dynamique atmosphérique

Il existe de nombreux phénomènes dynamiques qui ont leur importance à haute altitude dont les échelles spatiales varient, ainsi que les effets sur la mésopause. Globalement, la dynamique à l'échelle moléculaire se présente sous forme de transport :

- advection, correspondant au transport horizontal de certaines espèces et grandeurs (comme la vapeur d'eau, la chaleur) par le vent,
- convection, correspondant au transport vertical de matière, par la différence de température entre plusieurs niveaux (selon l'équation d'état B.6, l'air chaud monte car il est moins dense et l'air froid descend car plus dense)
- diffusion, basée sur la loi de Fick, l'existence d'un gradient de concentration provoque un flux proportionnel de particules dans le sens descendant du gradient.

En supplément, certains phénomènes atmosphériques sur des échelles spatiales plus grandes modifient fortement la haute atmosphère. Ici nous décrivons principalement ceux qui seront nécessaires par la suite dans la modélisation sur une échelle locale : les marées atmosphériques et les ondes de gravité.

Marées atmosphériques

Contrairement aux marées océaniques, les marées atmosphériques proviennent des variations de l'insolation de la vapeur d'eau (par absorption du rayonnement IR) dans la troposphère et basse stratosphère, et de l'absorption de l'insolation UV par l'ozone dans la mésosphère. De nombreuses études se sont intéressées aux marées, tout d'abord Lindzen [Lindzen, 1967; Lindzen and Chapman, 1969], puis Forbes [Forbes, 1982; Forbes and Hagan, 1988]. Nous renvoyons le lecteur aussi à Müller-Wodarg et al. [2001] et Lu et al. [2012] pour les effets à haute altitude.

Il existe deux types de marées : les marées migrantes et non-migrantes. Les premières sont synchronisées avec le Soleil et donc se propagent vers l'ouest. Les principales variations de ces marées proviennent du mouvement relatif de la Terre par rapport à l'écliptique (il existe donc des variations saisonnières). Les marées non-migrantes ont quant à elles des origines plus locales, comme les variations d'orographie sur les longitudes, les interactions entre mer et terre, les systèmes convectifs. De ce fait, elles revêtent une importance forte aux latitudes tropicales [Hagan and Forbes, 2002].

Ondes de gravité

Les ondes de gravité (GW pour *Gravity Wave*), décrites par Hines [1960] correspondent à des variations de pression atmosphériques entraînant des mouvements de masses d'air (à ne pas confondre avec les ondes gravitationnelles). Par exemple, si l'on considère une parcelle d'air amenée par le vent face à un relief, celle-ci va prendre de l'altitude. Du fait de sa densité plus forte que le milieu dans laquelle elle évolue, la gravité sera la force qui va ramener la parcelle d'air à sa position initiale. Ce mouvement répété va créer une onde qui se propagera jusqu'aux hautes altitudes. Il existe plusieurs sources possibles à des ondes de gravité, comme l'orographie (le relief), les courants jet, la convection atmosphérique ou les orages. La photographie 1.3 montre l'effet des ondes de gravités sur une couche nuageuse dans l'Océan Indien. L'obstacle engendré par la montagne va créer dans le sillage des ondes qui se propagent sur de grandes distances.

Des ondes sur des échelles temporelles (dizaine de minutes) et spatiales plus petites peuvent apparaître lorsqu'une onde de gravité se brise, déferle, l'amplitude de celle-ci étant trop forte par rapport à la densité locale. Appelées *ripples* (rides, ondulations), ou *billows* (tourbillons), elles se situent à des altitudes comprises dans la mésosphère et la mésopause où elles apportent

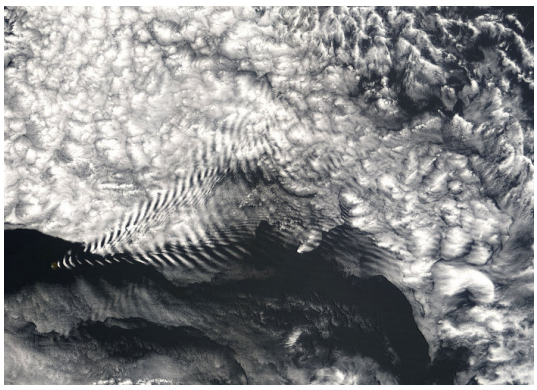


FIGURE 1.3 – Ondes de gravité observées à l'aide de nuages sur l'île Amsterdam dans l'Océan Indien. © NASA.

de la chaleur, créent des turbulences et du mélange [Fritts et al., 1993; Taylor and Hapgood, 1990; Vadas et al., 2003].

Les ondes de gravité ont un rôle important dans l'atmosphère moyenne [Smith, 2012; Vincent, 2015]. En effet, par leur énergie déposée, par le forçage sur la circulation atmosphérique, elles contribuent fortement à la dynamique du milieu qu'elles traversent. Ainsi, il s'est avéré nécessaire de les étudier pour mieux les modéliser dans les modèles climatiques [Alexander et al., 2010].

Autres phénomènes atmosphériques

D'autres phénomènes atmosphériques agissent sur la dynamique globale de l'atmosphère. Par exemple, la variation de la force de Coriolis sur les latitudes va engendrer les ondes dites de Rossby, ou ondes planétaires. Elles se propagent verticalement, surtout aux moyennes latitudes et ont des amplitudes qui dépendront de la localisation [Charney and Drazin, 1961]. Des interactions avec les ondes de gravité peuvent donc se produire, conduisant à un filtrage des GWs [Smith, 2003]. L'échelle de ces ondes est de l'ordre du millier de kilomètres.

Nous pouvons aussi mentionner les descentes mésosphériques, se produisant aux hautes latitudes [Coughlin and Gray, 2009]. Il s'agit là de masses d'air subissant des descentes non adiabatiques tout au long de l'hiver et au début du printemps à l'intérieur des vortex polaires. Les conséquences sont la modification de la composition chimique du vortex (influence sur l'équilibre de l'ozone), l'érosion du vortex et la descente d'air mésosphérique jusqu'à la basse stratosphère [Funke et al., 2010].

1.2 Mésosphère et mésopause

Nous insistons ici sur la partie de l'atmosphère qui nous intéresse : la mésosphère et la mésopause. Comme précédemment expliqué, la mésosphère se caractérise par un gradient négatif de température du fait d'une densité et d'une concentration d'ozone trop faible pour réchauffer l'atmosphère, mais aussi du fait de l'émission radiative du CO_2 dans l'infrarouge. C'est une zone fortement turbulente, elle comprend l'homosphère (milieu homogène), la turbosphère (diffusion turbulente), la barosphère, et l'ionosphère.

La mésopause est la limite atmosphérique entre la mésosphère et la thermosphère. Elle se situe globalement à une altitude comprise entre 95 et 100 km, non loin de la ligne de Kármán, à 100 km, limite officielle entre la Terre et l'espace. À 85 km, la température est en moyenne

de 188 K, soit la zone la plus froide de l'atmosphère. La pression y est de 0.45 Pa, pour une densité de $\rho \sim 8 \times 10^{-6}$ kg/m^3.

Dans la plupart des études scientifiques, cette région est assimilée à la MLT, pour *Mesosphere and Lower Thermosphere*. Comme les différentes structurations de l'atmosphère (section 1.1.2) le laissent entendre, la MLT termine l'homosphère et entame l'hétérosphère, elle sépare la turbulence de la diffusion, et débute la ionosphère. Nous renvoyons le lecteur à Smith [2012]; Vincent [2015] pour un état de l'art récent sur la MLT.

1.2.1 Caractéristiques de la mésosphère

Dans cette zone, la température décroît avec l'altitude. On atteint alors au niveau de la mésopause la température la plus basse de l'atmosphère (130 K mesuré par exemple en été au dessus de la Suède). Elle présente aussi la particularité d'avoir une température supérieure en hiver à celle d'été, résultat d'une circulation forte générées par les ondes de gravité.

Cette région atmosphérique est sujette à l'apparition l'été de nuages polaires noctulescents (PMC pour *Polar Mesospheric Clouds*). Ces nuages consistent en petits cristaux de glace d'eau qui, du fait de leur haute altitude, apparaissent brillants dans le ciel après le coucher du Soleil. Ces nuages permettent également de tracer les processus dynamiques et chimiques de la mésosphère [Pérot, 2012; Pérot et al., 2010].

Le phénomène le plus connu se produisant à plus haute altitude mais ayant un impact dans la mésosphère reste le phénomène des aurores. Les aurores sont engendrées par des particules solaires (électrons, protons, ions) qui, suivant les lignes du champ magnétique terrestre, entrent en collision avec les molécules présentes dans l'atmosphère. Celles-ci sont alors excitées voir ionisées, et le retour au niveau d'énergie stable se traduit par l'émission de rayonnement [Mende et al., 2008]. L'émission se produit à des altitudes variant de 80 à 1000 km, localement située à haute altitude.

Enfin, la haute mésosphère est le siège de l'émission infrarouge nightglow décrite dans la section suivante et dans le chapitre 2.

1.2.2 L'émission infrarouge *nightglow*

Afin de comprendre les intérêts de cette étude, nous allons introduire ici la notion du rayonnement infrarouge appelé le *nightglow*, que l'on peut traduire par *lueur nocturne*. Le chapitre 2 est ensuite entièrement consacré à une description détaillée du phénomène.

Il s'agit d'un rayonnement principalement émis dans le proche infrarouge dont le contributeur principal est la molécule OH. Celle-ci, excitée sur des états vibrationnels suite à une réaction entre l'hydrogène et l'ozone, va retourner sur son état stable en émettant un photon, l'*airglow*. En journée (*dayglow*), ce rayonnement est noyé dans le rayonnement solaire. Nous nous intéressons plus particulièrement à l'émission nocturne, *i.e.* le *nightglow*. Il existe par ailleurs d'autres contributeurs à ce rayonnement, dont certains émettent dans le visible comme on peut l'observer sur la photographie 1.4 prise depuis l'ISS. La lueur rouge correspond à l'oxygène atomique (ici entre 190 et 280 km d'altitude) à 630 nm, la lueur verte correspond à la raie verte de l'oxygène à 556 nm, et enfin la lueur jaune correspond à la raie de sodium Na à 589 nm.

Le rayonnement nightglow est donc émis entre 80 et 100 km d'altitude. À différents contributeurs du rayonnement correspondent différentes altitudes du maximum d'émission. Cette altitude du maximum peut également varier au cours de la nuit et selon les saisons. La répartition spectrale des photons est large (voir tableau 2.1 dans le chapitre 2), allant de l'UV à l'infrarouge moyen. La quantité de photons émis va dépendre directement des concentrations des espèces chimiques, dont OH et ses états excités, qui elles-mêmes dépendent de la température et la

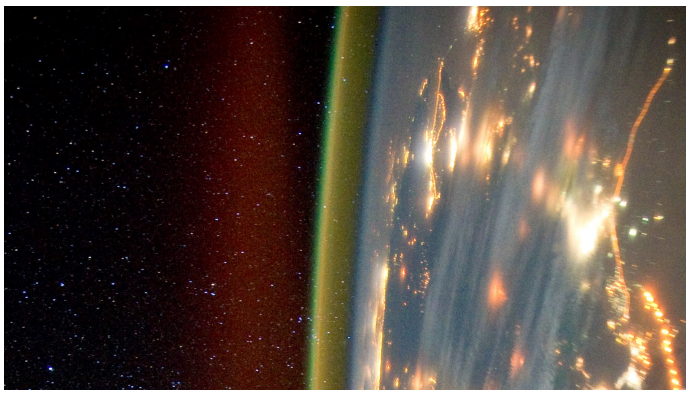


FIGURE 1.4 – ©NASA. Photographie de l'airglow dans le visible depuis l'ISS. En rouge apparaît l'oxygène atomique à 630 nm entre 190 et 280 km d'altitude. La raie verte, émise à 556 nm se situe autour de 90 km d'altitude. La lueur jaune correspond au sodium à 589 nm.

densité. Ainsi, le signal n'est pas uniforme, mais au contraire présente une variabilité aussi bien spatiale que temporelle, à l'échelle diurne et saisonnière.

1.3 Des intérêts variés

1.3.1 Dynamique à haute altitude

Les spécialistes de la haute atmosphère sont aussi fortement intéressés pour les observables susceptibles d'être mesurées à travers ce rayonnement [Khomich et al., 2008], comme les ondes de gravité, les ondes de Rossby, ou encore le réchauffement stratosphérique soudain (SSW). De plus, la connaissance de la mésopause et des phénomènes s'y déroulant revêt une importance majeure dans le but d'augmenter l'altitude maximale des modèles climatiques actuels (environ 50km). En ce sens, la couche où le nightglow émet est un marqueur important pour la compréhension des phénomènes dynamiques à haute altitude.

Le chapitre 4 présente les résultats obtenus lors des différentes campagnes de mesure. La dynamique à haute altitude y est bien représentée avec par exemple de forts systèmes d'ondes de gravité, mais aussi des variations nocturnes dépendantes des ondes de marée. Le chapitre 6 et la section 7.3.2 décrivent numériquement ces phénomènes dynamiques pour une modélisation complète de la couche OH.

1.3.2 Température à haute altitude

Il existe de nombreuses méthodes pour déterminer la température atmosphérique. Pour des altitudes troposphériques, les ballons-sondes et LIDARs (*LIght Detection And Ranging*) sont les principaux outils utilisés, atteignant des altitudes allant de 30 à 80 km avec une bonne résolution verticale, mais une mauvaise résolution temporelle. Les fusées-sondes permettent de gagner en altitude (d'une centaine de kilomètres au millier), mais elles conservent une résolution temporelle faible à cause du coût de lancer. Les satellites, quant à eux, permettent d'obtenir des informations sur la température moyenne d'une zone dont la taille dépend de l'instrument. Il y a une donc résolution spatiale plus faible mais une très bonne résolution temporelle.

En utilisant le rayonnement nightglow, on dispose d'un moyen fiable d'obtenir la température à l'altitude d'émission ($\sim$ 87 km) avec une bonne résolution spatiale (horizontale) et temporelle. La méthode est décrite dans l'annexe C.8 et basée sur Meriweather [1984]. Plusieurs instruments effectuent des observations continues de la température à haute altitude, comme l'ins-

trument GRIPS (*GRound-based Infrared P-branch Spectrometer*) du DLR (*Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V.*) localisé entre autres à l'*Observatoire de Haute-Provence* (OHP) pour le NDMC (*Network for the Detection of Mesopause Change*) [Schmidt et al., 2013], le MLTP (*Mesosphere Lower Thermosphere Photometer*) au NARL (*National Atmospheric Research Laboratory*) à Gadanki (Inde) [Taori et al., 2011], l'instrument SATI (*Spectral Airglow Temperature Imager*) à l'observatoire de la Sierra Nevada [Wiens et al., 1997]. Il est de même possible d'effectuer de l'imagerie de température, c'est à dire une cartographie des variations locales de température [Bageston et al., 2007; Pautet et al., 2014; Taylor et al., 1991], par exemple avec le MTM (*Mesospheric Temperature Mapper*) à Maui (Hawaii) [Taori et al., 2005].

1.3.3 Bruit pour l'astronomie

En astronomie, l'observation des étoiles sur une large gamme spectrale est importante. Par exemple, les nuages de gaz dans lesquels se forment les étoiles sont invisibles (sombres) dans le visible, mais apparaissent très brillants dans l'IR. Dans le cas de l'astronomie infrarouge, la bande H comprise entre 1.45 et 1.8 μm s'avère être polluée par l'émission OH pour des observations au sol. Il est coutumier de mesurer un *flat field*, c'est à dire le fond du ciel autour de l'étoile avant de l'observer, mais sur des temps d'exposition de quelques heures, nécessaire en astronomie, la variation de la pollution de la bande H par le nightglow n'est pas pris en compte et peut alors conduire à des erreurs d'interprétation des données. Cela s'applique aussi aux autres bandes spectrales [Slanger et al., 2003].

1.3.4 La vision nocturne

Fonctionnement de la vision nocturne

La plupart des systèmes de vision nocturne fonctionnent actuellement sur la méthode d'amplification de lumière. Le principe est ici de collecter les photons émis par les sources de lumières type Lune, éclairages urbains, étoiles, et de les amplifier à l'aide d'un photomultiplicateur. Le principe de fonctionnement du photomultliplicateur est d'utiliser les photons pour extraire des électrons d'une photocathode puis d'amplifier le courant résultant par cascade d'électrons. Ces photomultiplicateurs sont généralement montés sur des jumelles et sont utilisées dans le domaine militaire et civil (voir image 1.5, gauche). Il existe plusieurs générations de jumelles, toutes basées sur des capteurs dont la technologie varie.

Dans le domaine du proche infrarouge (PIR), une méthode active de vision nocturne peut être employée. Il s'agit d'émettre un rayonnement infrarouge qui, réfléchit par la scène observée, sera visible par un capteur adapté. Cependant, dans le domaine militaire, ce système présente l'inconvénient majeur d'être facilement détectable. Il reste néanmoins une approche intéressante pour le domaine civil, comme la reconnaissance sur les routes.

Plus loin dans l'infrarouge est souvent utilisée la thermographie, ou vision thermique (voir image 1.5, droite). Tout corps émet un rayonnement thermique (ou chaleur) à une longueur d'onde spécifique à la température du corps (loi de Wien, équation B.22). La thermographie est utilisée dans de nombreux domaines, comme le bâtiment, l'aéronautique, mais aussi la médecine, *etc...* (voir en complément l'annexe B.4 sur les différentes bandes de l'infrarouge).

Intérêt du rayonnement nightglow

Lors de nuits sans Lune, la quantité de rayonnement au niveau du sol est insuffisante dans la gamme spectrale des systèmes de vision nocturne (fonctionnant dans la bande visible 0.4-0.7 μm) pour permettre une bonne reconnaissance des scènes terrestres comme le montre les

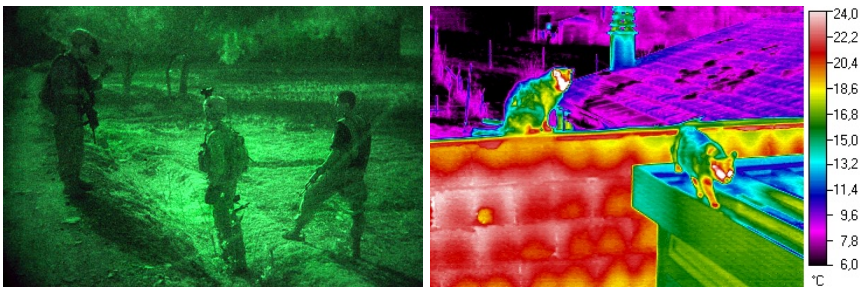


FIGURE 1.5 – À gauche, observation d'une scène militaire à l'aide de lunettes par amplification de lumière. © U.S. Department of Defense `http://www.defense.gov/`. À droite, thermogramme observé, représentant des chats sur un toit. © Institut de la Thermographie `http://www.institut-thermographie.com/` .

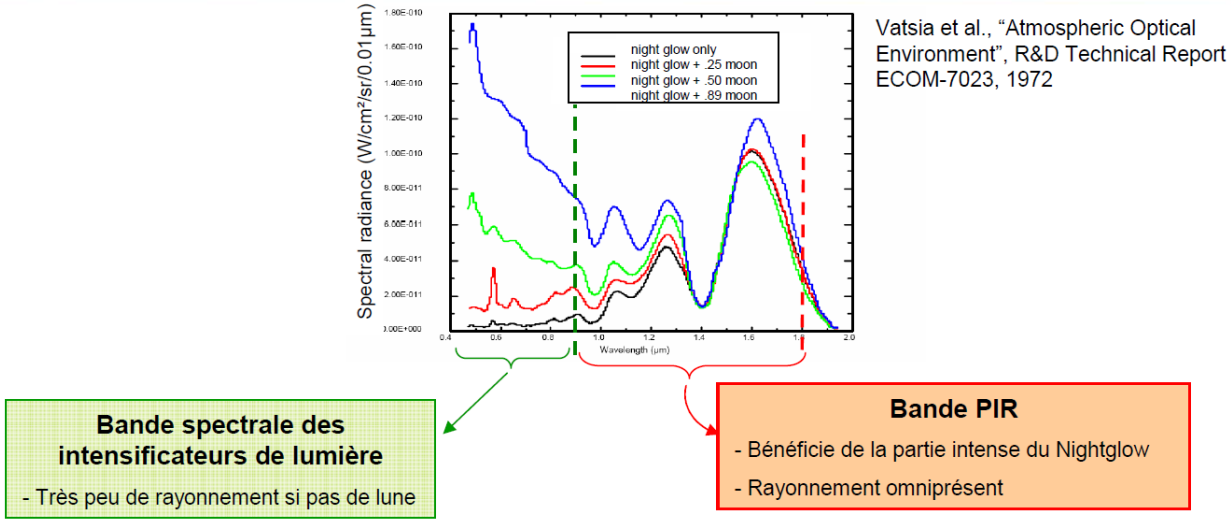


FIGURE 1.6 – Éclairement spectrale pour différents types de nuit adaptée de Vatsia [1972] selon la fraction de Lune visible. Deux bandes spectrales sont observées : l'une dans le visible utile aux intensificateurs de lumière, et l'autre dans la bande Proche InfraRouge (PIR). On observe la continuité de la disponibilité dans la bande PIR correspondant à l'émission du nightglow.

spectres du rayonnement nocturne de la figure 1.6. Le principe est alors d'utiliser le rayonnement nightglow émis à haute altitude comme source proche infrarouge réfléchie par le sol.

D'après la figure 1.7 issue de Derelle et al. [2012], il est possible d'obtenir entre 1.4 et 1.8 μm une quantité suffisante de photons pour permettre l'observation de scène terrestre, moyennant l'utilisation de capteurs faibles flux. Ce maximum de contribution provient principalement des transitions vibrationnelles $\Delta\nu = 2$ et $\Delta\nu = 3$. Les minima locaux autour de cette bande spectrale correspondent à l'absorption par la vapeur d'eau H_2O.

La connaissance du niveau de rayonnement nightglow et de sa variabilité temporelle et spatiale, est essentielle pour le dimensionnement des instruments permettant l'observation nocturne, ainsi que pour la connaissance de l'occurrence des niveaux de rayonnement en un lieu et une date donnés. La DGA (Direction Générale de l'Armement) s'intéresse à ce phénomène grâce à son potentiel pour éclairer une scène terrestre durant les nuits sans Lune.

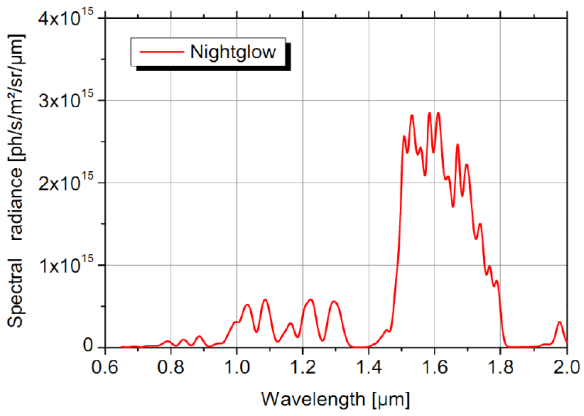


FIGURE 1.7 – Luminance du nightglow observée au niveau du sol [Derelle et al., 2012] avec le maximum dans le Short Wave IR (SWIR). La vapeur d'eau H_2O est la principale source d'absorption sur le trajet optique.

Chapitre 2

Rayonnement nightglow

2.1 Origine du rayonnement

2.1.1 Historique

Outre l'observation des astres, le ciel nocturne a été sujet à de nombreuses études au début du XX^{ème} siècle. La plupart des scientifiques pensaient que la lumière provenait principalement de la lumière des étoiles. Cependant, certaines variations spatiales et temporelles observées par plaques photographiques ne correspondaient pas aux attentes. Des études évoquaient une possible aurore permanente pour expliquer par exemple le rayonnement vert, mais il a fallu attendre les premières études spectroscopiques de *Lord Rayleigh* [Rayleigh, 1921] à l'aide de filtres pour caractériser ce rayonnement, en particulier la raie verte de l'oxygène. Des comparaisons aux spectres des aurores et du Soleil ont ensuite été effectuées à l'aide d'un interféromètre de Fabry-Perot [Babcock, 1923], de la bande UV à l'infrarouge (IR).

Ensuite, les bandes vibrationnelles et rotationnelles OH sont découvertes par Meinel qui utilisa un spectromètre pour étudier le ciel entre 700 et 900 nm Meinel [1950a,b]. C'est ensuite Bates and Nicolet [1950] qui proposent les premiers mécanismes pour expliquer le rayonnement OH. Jones and Gush [1953] complètent l'observation jusqu'à 2μm. Parallèlement, les observations sont comparées [Dufay and Dufay, 1951], des études en laboratoire sont effectuées [Herman and Horbeck, 1953], et de nouvelles observations sont produites [Jones and Gush, 1953].

L'appellation de *airglow* a été proposée par Otto Struve [Elvey, 1950], ainsi que les déclinaisons *dayglow*, *nightglow* jusqu'à même *twilightglow*, en opposition à l'appellation *non-polar aurora* ou encore *light of the night sky* [Petitdidier and Blamont, 2006].

2.1.2 Sources

Les sources du rayonnement nightglow sont nombreuses. Leinert et al. [1997] énumèrent ces sources ainsi que leurs répartitions spectrales (voir tableau 2.1) et leurs intensités. La principale source dans le proche IR (PIR) reste la désexcitation des transitions rovibrationnelles d'OH dont la bande spectrale s'étend de 0.6 à 4 μm (ou en cm^{-1} : 2500 à 16 666).

Ensuite, le dioxygène émet à partir de ses transitions électroniques sur une large bande spectrale, comprenant l'UV, le visible et le PIR. Dans le visible se distinguent O, O_2 et Na. Sur la photographie 1.4 du chapitre 1, on peut voir l'oxygène atomique émettant dans le rouge à partir de 150 km. La lueur verte correspond à la raie verte du dioxygène (transition électronique, identique aux aurores). Celle-ci est émise vers 90 km. Vers 80 km, c'est au tour du sodium Na d'émettre selon une teinte jaune. Il existe aussi un rayonnement de l'ozone, mesuré par Zhou et al. [1998].

Source	Wavelength	Height of emitting layer	Intensity
Lyβ	102.6 nm	geocorona	$\sim$10 R
Lyα	121.6 nm	geocorona	3 kR (night) - 4 kR (day)
OI	130.4 nm	250-300 km	$\sim$10 R (in tropical airglow)
OI	135.6 nm	250-300 km	$\sim$30 R (in tropical airglow)
O_2 (Herzberg bands)	300 nm - 400 nm	90 km	0.8 R/Å
OI	557.7 nm	90 km	250 R
Na D	589.0 nm, 589.6 nm	$\sim$92 km	30 R (summer) to 100 R (winter)
OI	630.0 nm	250-300 km	60 R
OI	636.4 nm	250-300 km	20 R
Hα	656.3 nm	geocorona	4-6 R (night)
pseudocontinuum	400 nm - 700 nm	90km	0.3 R/Å
O_2	864.6 nm	$\sim$80 km	1 kR
OH	600 nm - 4.5 μm	85 km	4.5 MR (all bands)

TABLE 2.1 – Émissions typiques du nightglow et leurs bandes spectrales, d'après Leinert et al. [1997] (tableau 13) tirées d'observations entre 1961 et 1991 (certaines valeurs pour l'altitude de la couche d'émission sont donc à prendre avec précaution). L'intensité la plus forte observée correspond à l'émission OH dans le PIR. L'unité de l'intensité est le *Rayleigh*. Elle correspond à l'émission de $10^{10}/4\pi$ photons/sec/m^2/sr.

La lumière zodiacale ainsi que le *Gegenschein* (lueur anti-solaire) émettent aussi une lueur nocturne, mais il s'agit là d'une diffusion du Soleil par les particules de poussières ; ils ne sont donc pas à prendre en compte dans le nightglow.

Nous nous intéressons ici plus particulièrement au rayonnement provenant de la désexcitation vibrationnelle de la molécule OH à haute altitude.

2.1.3 Structure moléculaire de OH

Il s'agit du radical libre $OH^\bullet$ (figure 2.1), c'est à dire qu'il possède un électron non apparié dans sa couche externe (associé à l'atome d'oxygène). Très réactif, il présente un temps de vie assez court et est très nocif à basse altitude. Il est considéré comme un réducteur, un *charognard* (*scavenger* en anglais) pour sa capacité à décomposer les molécules atmosphériques. Dans la troposphère, sa concentration varie entre $8 \cdot 10^5$ et $6 \cdot 10^6$ molécules/cm^3 [Comes et al., 1997; Singh et al., 1995].

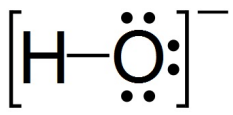


FIGURE 2.1 – Molécule OH^- sous sa configuration Lewis.

Le radical libre OH est sur son état fondamental électronique, que l'on écrit $X^2\Pi$. Une interaction de la rotation moléculaire et du spin électronique conduit au dédoublement de cet état selon $X^2\Pi_{3/2}$ et $X^2\Pi_{1/2}$. Lors d'un apport d'énergie, la molécule est susceptible de passer dans un état dit excité. Si l'énergie est suffisante, il s'agira d'un état excité électroniquement ($A^2\Sigma^+$ par exemple). Le transfert d'énergie se fait de manière quantique. Ainsi, s'il reste de l'énergie,

la molécule l'absorbera pour se positionner sur un état d'excitation vibrationnel, pouvant être vu comme une amplitude d'oscillation. À chaque état électronique correspond un ensemble d'état vibrationnels. De même, la molécule peut tourner sur elle-même, de manière quantifiée. Il s'agit d'états rotationnels, et à chaque état vibrationnel correspond un ensemble d'états rotationnels. Sur la figure 2.2 sont représentés 2 états électroniques, 2 états vibrationnels pour chaque état électronique, et 4 états rotationnels pour chaque état vibrationnel.

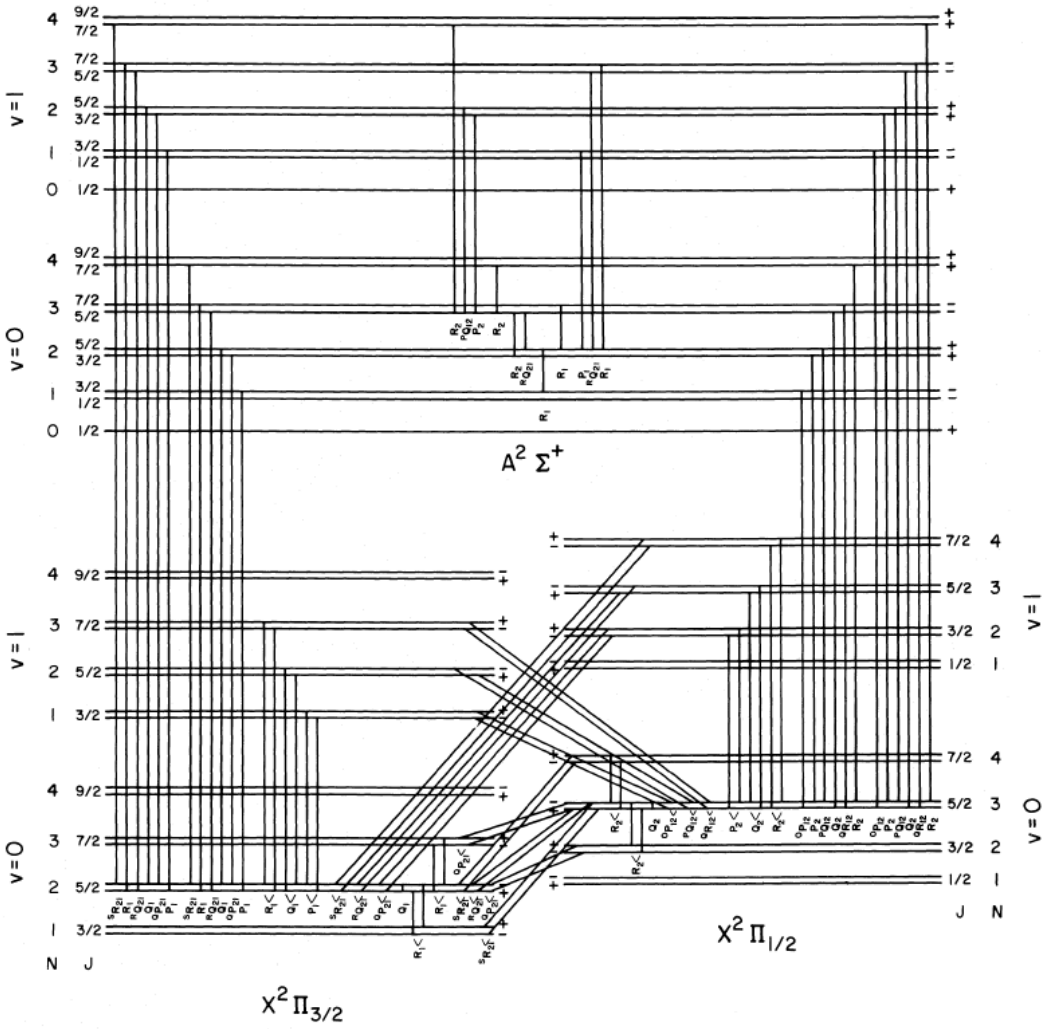


FIGURE 2.2 – Diagramme d'énergie pour les états électroniques de OH $A^2\Sigma^+$ et $X^2\Pi$. L'état $X^2\Pi$ correspond à l'état fondamental et est présent sous les formes $X^2\Pi_{3/2}$ et $X^2\Pi_{1/2}$ suite au dédoublement provoqué par une interaction magnétique. 2 états vibrationnels $v$sont représentés pour chaque état électronique et 4 états rotationnels J sont représentés pour chaque état vibrationnel. D'après Schleicher and Ahearn [1982].

Les états vibrationnels peuvent être considérés comme les différentes amplitudes d'oscillation de la molécule autour de son axe O-H. Attachés à l'indice v, les états vibrationnels considérés sont les 9 premiers, en estimant que les niveaux supérieurs sont très faiblement peuplés [Krassovsky, 1972]. Les transitions entre les différents états vibrationnels nécessitent une quantité d'énergie qui correspond à la région infrarouge du spectre.

Les transitions acceptées entre les états rotationnels J correspondent à des transitions $\Delta J = \pm 1$. Par ordre d'énergie croissante (donc de longeur d'onde λ décroissante), $\Delta J = -1$ va correspondre à la branche P, $\Delta J = 0$ à la branche Q, puis $\Delta J = +1$ à la branche R. L'existence d'une interaction magnétique entre les états électroniques fondamentaux $X^2\Pi_{1/2}$ et $X^2\Pi_{3/2}$

provoque quant à lui un dédoublement-Λ [Schleicher and Ahearn, 1982].

Par la suite, l'état fondamental et les 9 premiers états vibrationnels de OH sur son état électronique fondamental sont pris en compte dans le modèle photochimique. Seules les constantes de réactions conduisant à ces états vibrationnels sont disponibles dans la littérature, et les états rotationnels sont calculés à partir de la loi de distribution de Maxwell-Boltzmann pour le calcul de l'émission spectrale. La notation d'OH sera $OH_{(v)}$, avec v étant l'état vibrationnel allant de 1 à 9. Dans son appelation globale, OH excité se traduira par OH^*.

2.1.4 Rayonnement OH

Le méchanisme admis pour la production et la destruction de la molécule OH sur des états excités se résume aux réactions suivantes :

$$\begin{array}{lrcll} \text{R3} & O + O_2 + M & \rightarrow & O_3 + M & M = N_2, O_2, O \\ \text{R8} & H + O_3 & \rightarrow & OH_{(v)} + HO_2 & v = 5 - 9 \\ \text{R43x, 44x, 47} & OH_{(v')} + M & \rightarrow & OH_{(v'')} + M & M = O_2, N_2, O \\ \text{RA} & OH_{(v')} & \rightarrow & OH_{(v'')} + h\nu_{(v' \rightarrow v'')} & \end{array} \tag{2.1}$$

Pour rester cohérent dans le manuscrit, les numéros de réactions correspondent aux numéros utilisés dans le code et dont toutes les réactions sont exposées dans les tableaux 5.2 et 5.3 du chapitre 5. La lettre A correspond aux coefficients d'Einstein (voir tableau 5.4). La réaction R3 correspond à la réaction principale de production de l'ozone par recombinaison. L'ozone réagit ensuite avec l'atome d'hydrogène pour produire la molécule OH sur des états vibrationnels excités (R8). Il s'agit là de la source principale de OH^*. Ensuite, la désexcitation va se produire selon 2 méthodes : soit via un transfert d'énergie par collision (réactions 43, 44 et 47), soit par l'émission du rayonnement nightglow (RA). Il existe aussi la perte d'énergie par réaction chimique, mais celle-ci est moins importante.

Il est également possible de prendre en compte la réaction suivante

$$\text{R41} \quad HO_2 + O \rightarrow OH_{v=0,..,3} + O_2 \tag{2.2}$$

proposée par McDade and Llewellyn [1987] et Takahashi and Batista [1981]. Cette réaction est sujette à débat [Adler-Golden, 1997; Kaye, 1988; Xu et al., 2012], car elle conduit à un cycle difficilement distinguable de la désexcitation collisionnelle par O_2 :

$$\begin{array}{rrcl} & OH_{v>6} + O_2 & \rightarrow & HO_2 + O \\ \text{R41} & HO_2 + O & \rightarrow & OH_{v=0,..,3} + O_2 \end{array} \tag{2.3}$$

Cependant, nous décidons de l'inclure [Makhlouf et al., 1995], et d'utiliser une paramétrisation complexe de la désexcitation collisionnelle par O_2 qui suit la différence de niveaux Δv, décrite dans Adler-Golden [1997]. Les rapports de branchements, définissant le taux de remplissage des états excités, sont répertoriés dans le tableau 2.2.

Probabilités de transition entre les états vibrationnels

La probabilité qu'une molécule OH excitée sur un niveau v' de rayonner et de se trouver sur un état excité v'' de plus faible énergie, se traduit par les coefficients d'Einstein $A_{v' \rightarrow v''}$ (en s^{-1}). L'inverse de la somme des coefficients correspondant à un état excité est égal au temps de vie radiatif.

$$\tau_{v'} = \left(\sum_{v'' < v'} A_{v' \rightarrow v''} \right)^{-1} \tag{2.4}$$

État v	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
R8										
[Moreels et al., 1977]	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.08	0.17	0.27	0.48
[Adler-Golden, 1997]	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.01	0.03	0.15	0.34	0.47
R41										
[Makhlouf et al., 1995]	0.52	0.34	0.13	0.01	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00

TABLE 2.2 – Fractions de remplissage des populations vibrationnelles OH pour les réactions R8 et R41.

	Radiative lifetimes [ms]		
v	Turnbull and Lowe [1989]	Mies [1974]	Langhoff et al. [1986]
1	44.0	49.6	81.1
2	21.8	25.4	41.4
3	14.2	16.2	26.8
4	10.3	11.2	18.9
5	7.83	8.06	13.8
6	6.20	6.01	10.3
7	5.04	4.69	7.9
8	4.21	3.85	6.3
9	3.62	3.34	5.3

TABLE 2.3 – Valeurs du temps de vie radiatif des états vibrationnels d'OH*, en [ms]. D'après Turnbull and Lowe [1989].

Mies [1974] a publié en premier les valeurs de ces coefficients. Suivent Langhoff et al. [1986] et Turnbull and Lowe [1989], dont les valeurs sont répertoriées sur le tableau 2.3. Elles correspondent au temps de vie global des molécules OH excitées sur un état v.

Quant aux transitions entre chaque état, les coefficients d'Einstein utilisés dans le modèle sont ceux de Turnbull and Lowe [1989]. Ils sont répertoriés dans le tableau 2.4. Ces coefficients permettent le calcul de la production et de la perte des états vibrationnels mais ces données sont insuffisantes pour établir le spectre complet d'émission du rayonnement.

2.1.5 Émission spectrale

Le spectre émis par le rayonnement OH s'étend sur une large bande, allant de 500 à 5000 nm (soit de 1700 à 19000 cm^{-1}). La figure 2.3 montre un spectre classique de rayonnement OH. Celui-ci est issu d'une répartition Boltzmannienne des états vibrationnels. On peut distinguer 3 zones. Dans l'ordre décroissant en longueur d'onde (donc croissant en énergie), on observe autour de 3 μm une bande d'émission correspondant aux transitions $\Delta v = 1$. Entre 1.5 et 2. μm, la transition privilégiée est $\Delta v = 2$. Puis, en dessous de 1.5 μm, les émissions correspondent aux transitions supérieures $\Delta v = 3, 4, 5$. La forme du spectre dépend fortement de la répartition des espèces OH sur les états vibrationnels. Il est donc important de connaître les rapports de branchements des réactions conduisant aux états excités OH*.

La méthode pour calculer l'intégralité du spectre OH* est décrite dans la section 5.4.2. En résumé, il s'agit tout d'abord d'estimer la population rotationnelle de chaque niveau $N(v', J')$ à partir de la population de l'état vibrationnel $N_{v'}$ en utilisant une distribution de Boltzmann :

$$N(v', J') = N_{v'} \frac{2(2J'+1)}{Q_r} \exp\left(-100 \frac{E(v', J')hc}{k_B T_r}\right) \tag{2.5}$$

TABLE 1. THERMALLY AVERAGED EINSTEIN COEFFICIENTS $A_{v'-v''}(T)$

v'	T_{rot} (K)	$v''=v'-1$	$v'-2$	$v'-3$	$v'-4$	$v'-5$	$v'-6$	Total
1	200	22.74						22.74
	500	22.61						22.61
	2500	21.23						21.23
2	200	30.43	15.42					45.85
	500	30.38	15.29					45.67
	2500	29.17	14.12					43.29
3	200	28.12	40.33	2.032				70.48
	500	28.38	39.98	2.015				70.38
	2500	28.66	36.80	1.856				67.32
4	200	20.30	69.77	7.191	0.299			97.56
	500	21.09	69.09	7.126	0.297			97.60
	2500	23.95	63.32	6.545	0.273			94.09
5	200	11.05	99.42	15.88	1.315	0.051		127.7
	500	12.60	98.25	15.71	1.303	0.051		127.9
	2500	18.00	88.00	14.20	1.187	0.047		121.4
6	200	4.00	125.6	27.94	3.479	0.274	0.010	161.3
	500	6.55	124.8	27.64	3.446	0.272	0.010	162.0
	2500	17.45	112.8	25.24	3.163	0.251	0.009	158.9
7	200	2.34	145.1	42.91	7.165	0.847	0.063	198.4
	500	6.08	143.1	42.38	7.089	0.840	0.063	199.6
	2500	19.88	131.2	38.49	6.477	0.773	0.059	196.9
8	200	8.60	154.3	59.98	12.68	2.007	0.230	237.8
	500	13.66	151.6	59.19	12.52	1.987	0.228	239.2
	2500	30.92	135.1	54.11	11.38	1.822	0.211	233.5
9	200	23.72	148.9	78.64	19.94	4.053	0.620	275.9
	500	30.04	145.6	77.52	19.66	4.010	0.614	277.4
	2500	49.13	127.8	69.98	17.87	3.669	0.563	269.0

TABLE 2.4 – Coefficients d'Einstein [s^{-1}] pour les états vibrationnels d'OH, d'après Turnbull and Lowe [1989]. La dernière colonne correspond au total des désexcitations radiatives des états vibrationnels. L'inverse de cette colonne conduit au temps de vie radiatifs du tableau 2.3.

avec

- $N_{v',J'}$, population de l'état rotationnel J', en *molécules/cm*^{3},
- $N_{v'}$, population de l'état vibrationnel v', en *molécules/cm*^{3},
- J', état rotationnel,
- Q_r, fonction de partition rotationnelle, sans unité,
- $E(v', J')$, énergie rotationnelle, en *cm*$^{-1}$,
- h, C^{te} de *Planck*, en $J \cdot s$,
- c, vitesse de la lumière, en *m/s*,
- k_B, C^{te} de *Boltzmann*, en *J/K*,
- T_r, température rotationnelle, en *K*.

À chaque niveau vibrationnel et rotationnel correspondent respectivement une énergie $E(v')$ et $E(v', J')$, permettant d'estimer la longueur d'onde σ (en *cm*$^{-1}$) à laquelle sera émise le rayonnement :

$$\sigma = (E(v') - E(v'')) + (E(v', J') - E(v'', J'')) \tag{2.6}$$

Enfin, l'intensité $I_{(J',v'\rightarrow J'',v'')}$ du rayonnement s'écrit selon :

$$I_{(J',v'\rightarrow J'',v'')} = A_{(J',v'\rightarrow J'',v'')} N(v', J') \tag{2.7}$$

avec

- $I_{(J',v'\rightarrow J'',v'')}$, intensité de la transition $J', v' \rightarrow J'', v''$, en *ph/cm*^{3}*/s*,
- $A_{(J',v'\rightarrow J'',v'')}$, coefficient d'Einstein $J', v' \rightarrow J'', v''$, en */s*.

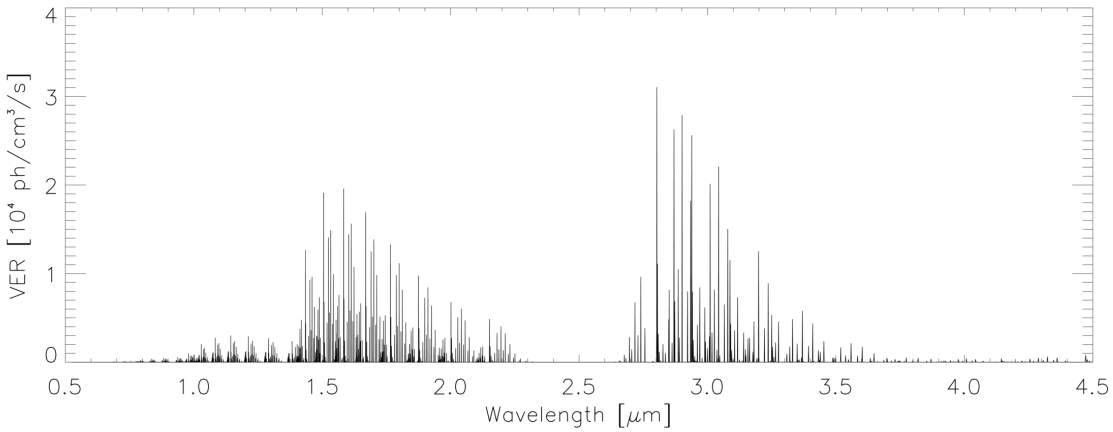


FIGURE 2.3 – Spectre émis (Volume Emission Rate) à partir de concentrations vibrationnelles OH standards.

2.1.6 Autres rayonnements

Rayonnement Na

L'émission du sodium à 589.3 nm présente le schéma principal suivant [Kirchhoff et al., 1979] :

$$\begin{aligned} \mathrm{Na} + O_3 &\rightarrow \mathrm{Na}O + O_2 \\ \mathrm{Na}O + O &\rightarrow \mathrm{Na}^* + O_2 \\ \mathrm{Na}^* &\rightarrow \mathrm{Na} + h\nu(589.3\mathrm{nm}) \end{aligned} \tag{2.8}$$

Le sodium est émis sur l'état électronique Na(^{2}P) avant d'émettre pour retourner sur l'état fondamental Na(^{2}S). La réaction produisant le sodium sur le niveau excité conduit aussi à la production du sodium sur l'état fondamental [Chapman, 1939]. L'altitude du pic d'émission est à 90 km. L'étude de ce rayonnement peut être polluée par la transition OH(8-2). Pour pallier à cela, il est possible d'estimer ce rayonnement parasite en estimant l'émission OH(6-2) et en appliquant un facteur de proportionnalité entre les deux [Molina and Molina, 1986].

Rayonnement O

L'oxygène atomique O voit sa configuration électronique se remplir selon $(1s)^2(2s)^2(2p)^4$. Selon le remplissage partiel de l'orbite p, O se trouve sur un état différent (figure 2.4). Le

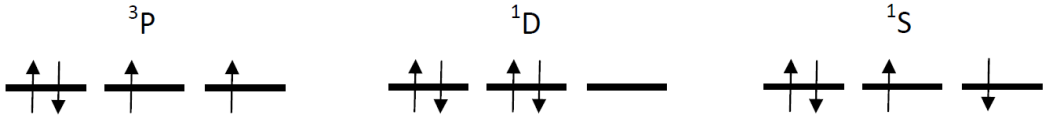


FIGURE 2.4 – Configurations électroniques de l'oxygène atomique O(^3P), O(^1D) et O(^1S).

processus conduisant à l'émission de l'oxygène atomique à 557.7 nm (raie verte) a été proposé par Chapman [1931] comme étant une réaction de 3 atomes d'oxygène stable. Cependant, Barth and Hildebrandt [1961] trouvèrent le processus réactionnel correct par comparaison avec les

observations. Ce processus consiste en 2 réactions :

$$\begin{aligned} O + O + M &\rightarrow O_2^* + M \\ O_2^* + O &\rightarrow O(^1S) + O_2 \end{aligned} \tag{2.9}$$

Krasnopolskii [1981] a identifié l'état excité O_2^* comme étant $O_2(^1\Sigma)$. Il faut noter que la désexcitation de O(^{1}S) vers l'état fondamental ne conduit pas au rayonnement à 557.7 nm. En effet, ce rayonnement est produit par la désexcitation sur l'état intermédiaire O(^{1}D) :

$$\begin{aligned} O(^1S) &\rightarrow O + h\nu(297.2nm) \\ O(^1S) &\rightarrow O(^1D) + h\nu(557.7nm) \end{aligned} \tag{2.10}$$

L'état (^1D) présente l'énergie la plus faible des états excités, dont le temps de vie radiatif est de l'ordre de la centaine de seconde [Foote, 1995; Nicolaides et al., 1971]. Il émet un rayonnement autour de 630 nm (rouge) lors de son passage à l'état stable O(^{3}P) [Makhlouf et al., 1998]. O(^{1}S) radiant directement à l'état stable O(^{3}P) émet à 297.2 nm, mais de manière 20 fois moins intense que la raie verte.

Rayonnement O_2

Les dioxygènes singulets correspondent à un état métastable (donc excité) de la molécule de dioxygène. La configuration électronique $^1\Delta_g$ possède deux électrons de spins opposés sur une orbite antiliante tandis que la configuration électronique $^1\Sigma_g$ voit ses électrons sur deux orbitales différentes. La transition électronique pour revenir à l'état triplet stable $^3\Sigma_g$ conduit à un rayonnement à 1267.6 nm pour $^1\Delta_g$ et un rayonnement à 762.1 nm pour $^1\Sigma_g$. L'état $(X^3\Sigma_g^-)$ correspond à l'état fondamental. Le tableau 2.5 rassemble les différentes transitions observées, ainsi que leur appellation et la longueur d'onde centrale.

Transition	Appellation	λ central [nm]
$A^3\Sigma_u^+$ - $X^3\Sigma_g^-$	Herzberg I	285.6
$A'^3\Delta_u$ - $X^3\Sigma_g^-$	Herzberg III	290.8
$c^1\Sigma_u^-$ - $X^3\Sigma_g^-$	Herzberg II	306.1
$A'^3\Delta_u$ - $a^1\Delta_g$	Chamberlain	379.6
$c^1\Sigma_u^-$ - $a^1\Delta_g$		403.6
$c^1\Sigma_u^-$ - $b^1\Sigma_g^+$		511.7
$b^1\Sigma_g^+$ - $X^3\Sigma_g^-$	Atmospheric	762.1
$a^1\Delta_g$ - $X^3\Sigma_g^-$	IR Atmospheric	1267.6
$b^1\Sigma_g^+$ - $a^1\Delta_g$	Noxon	1910.9

TABLE 2.5 – Transitions O_2, appellations et longueur d'onde centrale (0-0) conduisant au nightglow, d'après Slanger and Copeland [2003].

Dans l'ordre de longueur d'onde croissante, il existe principalement 4 bandes [Slanger and Copeland, 2003] :

- la bande Herzberg I ($A^3\Sigma_u^+$ - $X^3\Sigma_g^-$),
- la bande de Chamberlain ($A'^3\Delta_u$ - $a^1\Delta_g$),
- la bande atmosphérique ($b^1\Sigma_g^+$ - $X^3\Sigma_g^-$),
- la bande atmosphérique infrarouge ($a^1\Delta_g$ - $X^3\Sigma_g^-$).

Pour la transition atmosphérique, il existe 4 bandes, notées A, B, γ et δ correspondant respectivement aux transitions vibrationnelles $(v'' \rightarrow v') = (0 \rightarrow 0), (0 \rightarrow 1), (0 \rightarrow 2), (0 \rightarrow 3)$ [Schermaul and Learner, 1999].

Les états excités d'O_2 proviennent principalement de la photolyse de l'ozone par les rayons solaires proche de l'UV, car ceux-ci sont assez énergétiques pour céder de l'énergie à O_2. Pour le nightglow, le processus est différent, il s'agit principalement de la recombinaison de l'oxygène :

$$O + O + M \rightarrow O_2^* + M \tag{2.11}$$

avec $M = O_2, N_2$.

2.2 État de l'art de l'observation du nightglow

2.2.1 Depuis le sol

Historiquement, les premières études du nightglow ont été faites depuis le sol (section 2.1.1). Les spectromètres ont été décisifs quant à la découverte des processus créant le rayonnement nightlow. Si Meinel reste le plus connu pour ces études [Meinel, 1950a,b], de nombreuses autres ont apporté leur contribution non seulement à l'émission OH, mais aussi à l'émission O_2, ou encore O. Ainsi, Dufay and Tcheng [1946] ont supposé l'émission du système O_2 découvert par Herzberg [1932] en absorption, cela étant vérifié par la suite par Chamberlain [1955].

Depuis, les mesures ont été principalement faites à l'aide de photomètres et spectromètres dirigés vers le zénith [par exemple Lowe et al., 1991; Takahashi and Batista, 1981]. D'autres utilisent des imageurs [Taylor et al., 1991]. Si les méthodes sont différentes, elles sont surtout complémentaires. Les premières vont par exemple permettre la détermination des populations des états vibrationnels [Takahashi and Batista, 1981], de remonter à la température [Offermann and Gerndt, 1990], au vent [Didebulidze et al., 2011], ou plus simplement à l'intensité émise. Les imageurs permettent quant à eux de remonter à l'intensité émise, mais surtout d'observer les structures dynamiques de petites échelles [Shiokawa et al., 2003], en particulier les ondes de gravité [Pautet et al., 2014; Taylor et al., 1995a,b] (voir figure 2.5). Les marées ont également été observées depuis le sol : par exemple Mulligan and Nallen [1998] à l'aide d'un spectromètre observant les émissions OH entre 1.0 et 1.6 μm, Petitdidier and Teitelbaum [1977] pour la raie verte de l'oxygène, ou encore Reisin and Scheer [1996] en utilisant OH(6-2) et O_2(0-1). Enfin, Bittner et al. [2002] analysent 18 ans de température rotationnelle à partir de la transition OH(3-1) pour étudier les variations interannuelles de la basse thermosphère et détecter d'éventuelles tendances décennales.

2.2.2 Depuis l'espace

Il y a un grand intérêt à observer le nightglow depuis l'espace. En effet, si le rayonnement correspond à l'émission issue d'une transition, cette lumière émise est susceptible d'être réabsorbée plus bas dans l'atmosphère. De ce fait, le rayonnement O_2 est fortement atténué par les basses couches de l'atmosphère.

Des fusées (ou sondes atmosphériques) ont été utilisées pour mesurer l'intensité du nightglow en fonction de l'altitude [Moreels et al., 1976]. Les premières ont été recensées par Heppner and Meredith [1958]. L'expérience utilisait un filtre centré à 625.7 nm pour la bande OH(9-3). Elles concluaient à la présence de la couche de nightglow entre 56 et 100 km. C'est plus tard que le pic d'altitude a été estimé correctement par Packer [1961]. Les nombreuses études par envoi de fusées avant les années 90 sont résumées dans Baker and Stair [1988]. Si les fusées sont les seules à permettre des mesures *in situ*, elles présentent en contre partie une couverture temporelle et spatiale très limitée, pour un coût important.

Les satellites offrent quant à eux une grande couverture spatiale et temporelle, mais avec une résolution moindre qu'avec les observations au niveau du sol. Nous renvoyons le lecteur à Kra-

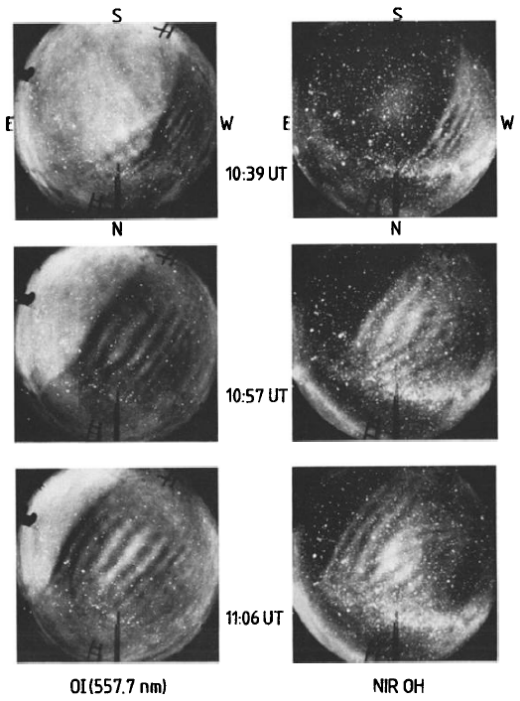


FIGURE 2.5 – Séquence d'images montrant le transit rapide d'une onde de gravité dans le NIR (Near InfraRed) avec OH (à droite) et avec l'émission OI(557.7 nm). Le temps d'intégration est de 20s pour OH et 90s pour OI. D'après Taylor et al. [1995b].

mer [2002] pour une description détaillée des divers instruments observant l'atmosphère terrestre. Ici sont présentés les principaux acteurs pour l'observation du nightglow (voir figure 2.6).

Le Solar Mesosphere Explorer (*SME*) était un satellite visant à déterminer les processus à l'origine de la création et de la destruction de l'ozone dans les couches supérieures de l'atmosphère. La bande spectrale de son spectromètre proche infrarouge autour de 1.27μm a permis l'étude de l'émission $O_2(^1\Delta_g)$ [Howell et al., 1990], et des variations saisonnières de OH^* [Le Texier et al., 1989].

VAE, pour Visible Airglow Experiment [Hays et al., 1973] était un instrument à bord du satellite *AE-E* (Atmosphere Explorer E) et consistait en un photomètre combiné à une roue à filtre sur deux bandes. La bande 2 a permis l'observation du nightglow OH(8-3) autour de 731.6 nm avec une largeur spectrale de 1.58 nm. De même l'émission thermosphérique de l'oxygène atomique a été mesurée. Abreu and Yee [1989] présentent les variations diurnes et saisonnières du rayonnement OH(8-3). Yee et al. [1981] s'attardent sur l'émission de l'oxygène atomique, et sur la raie verte dans Yee and Abreu [1987].

L'instrument High Resolution Doppler Imager (*HRDI*), basé sur un système interférométrique de Fabry-Perot, était à bord de la plateforme *UARS* (Upper Atmosphere Research Satellite) et effectuait des observations entre $\pm 72^\circ$de latitude. Il a mesuré la vitesse du vent de la stratosphère, de la mésosphère et de la basse thermosphère [Hays et al., 1993]. Durant la nuit, la bande atmosphérique $O_2(b^1\Sigma_g^+ - X^3\Sigma_g^-)$ (0,0) était observée à 762 nm. Burrage et al. [1994] ont mis en évidence la corrélation entre la variation diurne du rayonnement et le mode (1,1) de la marée diurne, de même qu'une variation semi-annuelle dans le rayonnement du pic au niveau de l'Équateur, avec un maximum aux équinoxes et un minimum aux solstices. Marsh et al. [1999] ont de même relié les émissions aux marées et à la recombinaison de l'oxygène atomique.

Le WIND Imaging Interferometer (*WINDII*) [Shepherd et al., 1993], lancé en 1991 et en service jusqu'en 2003 à bord de la plateforme NASA *UARS*, était dédié à la mesure du vent

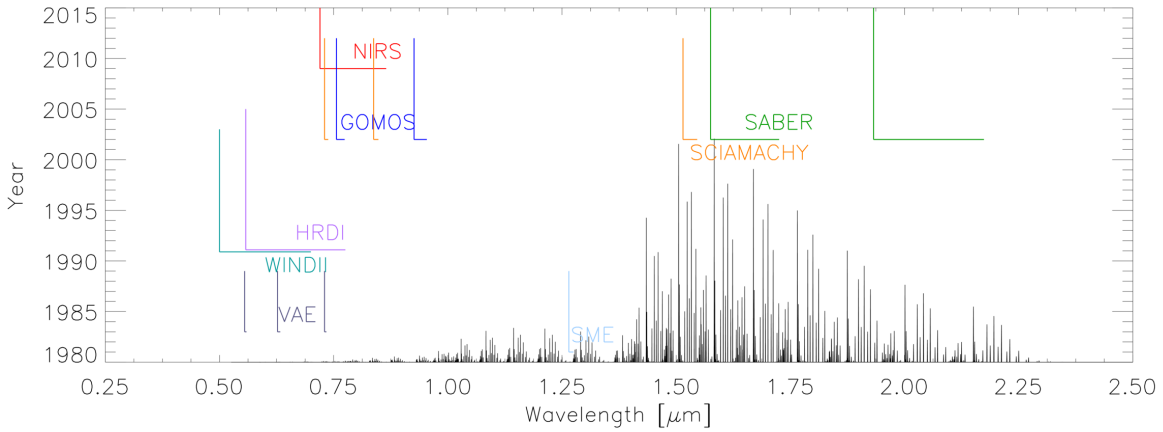


FIGURE 2.6 – Années de service en ordonnée et localisations des principales bandes spectrales dédiées à l'étude du nightglow pour les différents instruments cités.

dans l'atmosphère terrestre de 80 à 110 km. La méthode consistait à mesurer le déplacement Doppler induit par le vent sur la couche d'émission du nightglow. Ainsi, l'oxygène atomique O(^{1}S) et O(^{1}D), la bande de Meinel OH(8-3) et la bande atmosphérique O_2(0-0) ont pu être observé [Shepherd et al., 2012]. De nombreuses études sur le nightglow sont issues de l'instrument, que ce soit sur l'altitude du pic, l'existence d'un double pic d'émission [Melo et al., 2000], ou sur les variations diurnes et saisonnières [Melo et al., 1999; Russell et al., 2005; Zhang and Shepherd, 1999].

SCIAMACHY (Scanning Imaging Absorption spectroMeter for Atmospheric CHartographY) était un instrument à bord de la plateforme *ENVISAT* (ENVIronment SATellite) [Bovensmann et al., 1999; Burrows et al., 1995]. Son but consistait en l'étude du rayonnement solaire diffusée, observée au limbe, pour l'étude des profils stratosphériques de O_3, de NO_2 et de BrO. Bien que l'instrument dispose d'une bande spectrale large (240 - 2380 nm), l'étude du nightglow s'est focalisée sur l'observation au limbe des bandes de Meinel suivantes : OH(3-1) dans l'intervalle spectral [1515-1546] nm, OH(6-2) dans l'intervalle spectral [837.5-848] nm et OH(8-3) dans l'intervalle spectral [730-738] nm [von Savigny et al., 2012]. Lancé en 2002, le contact a été coupé avec la plateforme en 2012.

Aussi à bord de la plateforme *ENVISAT*, l'instrument *GOMOS* (Global Ozone Monitoring by Occultation of Stars) était dédié à l'étude de l'ozone atmosphérique par le principe de l'occultation stellaire. La dérivation de ses données pour l'observation de l'émission OH(8-3) et de la bande atmosphérique $O_2(0,0)$ fait l'objet du chapitre 3 et de l'article publié au cours de la thèse [Bellisario et al., 2014a].

À bord de la Station Spatiale Internationale (*ISS*), l'instrument *RAIDS* (Remote Atmospheric and Ionospheric Detection System) utilise 8 capteurs optiques mesurant au limbe le rayonnement de l'airglow entre l'UV et le NIR (entre 55 et 870 nm) [Budzien et al., 2009]. Le Near InfraRed Spectrometer (*NIRS*) a permis l'étude des bandes atmosphériques $O_2(b^1\Sigma_g^+ - X^3\Sigma_g^-)$ vibrationnelles (0,0), (0,1) et (1,1) [Christensen et al., 2012].

À bord de la plateforme *TIMED* (Thermosphere Ionosphere Mesosphere Energetics and Dynamics), l'instrument *SABER* (Sounding of the Atmosphere using Broadband Emission Radiometry) observe l'émission infrarouge entre 1.27μm et 15.2μm [Mlynczak, 1997; Russell et al., 1999]. Sont inclus dans ces émissions le CO_2, O_3, H_2O et les états excités de O_2 et OH. L'étude sur le nightglow s'est principalement focalisé sur les filtres à 1.6μm et 2.0μm, permettant respectivement l'observation des bandes OH(6-4), (5-3), (4-2) et (8-6), (9-7) pour des

variabilités aussi bien nocturnes que saisonnières [Marsh et al., 2006; Smith et al., 2010; Suzuki et al., 2010].

La Terre n'est pas la seule planète qui présente un intérêt pour l'émission nightglow. Sur Mars, des études à partir des missions Mariners 6, 7 et 9 ont observés le dayglow dans l'ultraviolet [Barth et al., 1972], mais aussi avec les télescopes terrestres, pour l'émission à 1.27μm de $O_2(a^1\Delta_g\text{-}X^3\Sigma_g^-)$ [Noxon et al., 1976]. Il en est de même avec Vénus et les mission Pioneer [Pollack et al., 1993; Stewart et al., 1979].

2.3 État de l'art de la modélisation du nightglow

2.3.1 Modélisation de la chimie à haute altitude

Les modèles de circulation générale (*GCM* pour General Circulation Model) sont pour la plupart concentrés sur la troposphère et la stratosphère. En effet, c'est dans la première couche que se produisent les processus conduisant à la météorologie. La seconde couche contient la chimie de l'ozone, très importante pour l'Homme. Sa modélisation est donc nécessaire. À partir de la mésosphère, les modèles sont moins nombreux, principalement à cause de la lenteur des échanges entre la mésosphère et la stratosphère [Jacobson, 2005].

SOCRATES (Simulation Of Chemistry, Radiation, and Transport of Environmentally important Species) [Huang et al., 1998] est un modèle bidimensionnel (altitude - latitude) du NCAR (National Center for Atmospheric Research) qui s'étend jusqu'à 120 km. Il calcule l'évolution temporelle de la température, du vent et des espèces chimiques. Chabrillat [2001] l'utilise pour estimer les changements globaux dans la mésosphère dus aux émissions de CO_2 et CH_4.

Le modèle *MSIS* (Mass Spectrometer and Incoherent Scatter) quant à lui est un modèle 3D semi-empirique [Hedin, 1983, 1987, 1991] où la température est calculée par un développement en polynômes de Legendre. Il prend en compte selon les altitudes les données obtenues par le National Meteorological Center (NMC) (z<20 km) et les profils de température et pression obtenus par des sondes atmosphériques pour les altitudes plus élevées.

HAMMONIA (HAMburg MOdel of the Neutral and Ionized Atmosphere) s'étend jusqu'à 250 km, incluant les processus radiatifs et dynamiques importants à haute altitude, tout en étant couplé à un module chimique comprenant 48 espèces [Schmidt et al., 2006]. Il est principalement utilisé pour étudier les effets anthropiques sur le climat.

Le modèle *LIMA* (Leibniz-Institute Middle Atmosphere model) est un modèle non-linéaire, basé sur une grille triangulaire 3D Eulérienne, allant de 0 à 150 km [Berger, 2008]. Il assimile les données observationnelles troposphériques et stratosphériques issues de la réanalyse 40 de l'*ECMWF* (European Center for Medium-Range Weather Forecasts) et prend en compte les processus majeurs tels que le rayonnement, la chimie et le transport.

TIME (Thermosphere-Ionosphere-Mesosphere Electrodynamics) est un GCM 3D développé par le NCAR [Roble and Ridley, 1994]. Il est capable de simuler le comportement dynamique et chimique entre 30 et 500 km. Il comprend un forçage des ondes de gravité (avec la paramétrisation de Fritts et al. [1993]), ainsi que les interactions entres les ondes (gravité et marées) afin de propager ces dernières dans l'atmosphère. Le modèle montre une forte intéraction entre la dynamique et la chimie, particulièrement avec l'oxygène atomique entre 85 et 120 km.

D'autres modèles se sont également attachés à la modélisation de la composition atmosphérique à haute altitude : par exemple, Rodrigo et al. [1991] se concentrent sur les latitudes moyennes entre 60 et 220 km, Allen et al. [1981] dédient quant à lui son modèle à l'étude de la distribution verticale de l'ozone. Garcia and Solomon [1994]; Garcia et al. [1992] incluent également les ondes planétaires, et ajoutent de la non linéarité dans les interactions entre les différents systèmes d'ondes.

Ces modèles, très utiles pour l'évolution des espèces atmosphériques, ne prennent pas en compte l'émission du nightglow. En effet, les populations vibrationnelles de OH ne sont pas considérées, ainsi que ou les états excités de O_2 ou O pour la majeure partie des modèles. Ils sont donc insuffisants pour l'étude du rayonnement. Cependant, ils peuvent être utilisés afin de calculer à l'aide d'une expression analytique ou empirique la quantité de rayonnement, comme cela est explicité dans la section suivante.

2.3.2 Expressions analytiques/empiriques des émissions

La plupart des études modélisant le rayonnement nightglow se basent sur une estimation analytique à partir de concentrations estimées d'ozone et d'autres molécules. Par exemple, l'émission OH modélisée par Liu and Swenson [2003] s'écrit de la forme suivante :

$$\epsilon_{OH} = \frac{f_8[O][O_2]\left(k_6^{N_2}[N_2] + k_6^{O_2}[O_2]\right)}{(260 + 2 \cdot 10^{-11}[O_2])} \tag{2.12}$$

avec dans cet exemple k_6, la constante de réaction, f_8 la fraction d'émission du niveau 8 et [O], [O_2], [N_2] les concentrations de O, O_2 et N_2. Il s'agit ici donc d'une expression analytique qui se base sur les concentrations issues, elles, d'un modèle.

Ainsi, Liu and Swenson [2003] utilisent un modèle 1D pour observer la relation entre les ondes de gravité et les perturbations dans l'airglow provenant de OH et de O_2. Puis Liu and Shepherd [2006] se basent sur une analyse des données de WINDII pour définir une formule empirique déterminant l'altitude du pic d'émission de OH. Llewellyn et al. [1978] s'attardent sur la désexcitation de OH^*. Lopez-Moreno et al. [1987] se servent de profils issus de sondes atmosphériques pour décrire les valeurs des constantes de production et de désexcitation collisionnelle des états excités OH. Le Texier et al. [1987] se concentrent sur OH excité à partir du modèle chimique et dynamique 2D de Garcia and Solomon [1985]. McDade [1991] s'intéresse aux profils des états vibrationnels d'OH, en particulier à l'altitude du maximum d'émission. Ward [1999] utilise en entrée les sorties de MSIS et les couple à un simple modèle avec l'advection verticale et un mode de marée. Shefov et al. [2006] utilisent les mesures depuis le sol, par satellites et depuis la station Mir pour générer un modèle empirique de l'intensité du continuum. Grygalashvyly et al. [2014] couplent l'expression analytique de l'émission OH aux sorties du modèle LIMA.

2.3.3 Résolution par calcul des populations des états vibrationnels

Enfin, la dernière catégorie de modèle du rayonnement nightglow résout intégralement les états excités OH comme étant des espèces à part entière.

Moreels et al. [1977] ont développé un modèle 1D comprenant le transport vertical à l'aide d'un coefficient de diffusion turbulent (eddy) dépendant de l'altitude. Un jeu complet de réactions photochimiques est employé. Ce modèle a permis l'observation de l'évolution diurne du rayonnement et décrit la sensibilité du rayonnement à des variations des paramètres dynamiques. Il ne prend cependant pas en compte les marées atmosphériques, ni le chauffage (chimique et radiatif).

Le modèle de Rodrigo et al. [1991] résout les espèces O(^{1}D) et $O_2(^1\Delta_g)$. Il étudie l'impact du coefficient de diffusion eddy et inclue aussi les molécules CO, CO_2 et N_2 afin d'estimer l'émission infrarouge du CO_2 à 4.3 et 15 μm.

Makhlouf et al. [1995] modélisent l'émission de O à 557.7 nm et l'émission OH. L'étude intègre une chimie complète sur un modèle 1D diurne dont les profils d'entrées correspondent à une climatologie standard. Le modèle est ensuite couplé aux fluctuations de température dues

aux ondes de gravité pour estimer la réponse de l'émission à ces perturbations [Makhlouf et al., 1998].

Le modèle de Yee et al. [1997] se base sur le modèle TIME. Ils ont implémenté des réactions produisant les émissions de OH, O_2 et O pour comparer les résultats avec l'instrument HRDI.

Snively [2007] concentre son étude sur l'effet des ondes de gravité sur le rayonnement airglow. Pour cela, il modélise les principales réactions conduisant au rayonnement, d'une manière empirique pour la transition OH(8-3), mais également d'une manière plus complète pour tous les états excités.

En conclusion, il existe donc plusieurs modèles décrivant l'émission du nightglow à partir des populations des états excités. Certains se concentrent plus particulièrement sur une émission particulière, d'autres regardent l'ensemble des émissions. Ils peuvent se baser sur un modèle climatique déjà existant, ou alors extraire les réactions dominantes au niveau de l'altitude d'émission.

Cependant, aucun modèle n'estime la propagation du rayonnement jusqu'au sol où il pourra être comparé avec des mesures radiométriques. L'impact des ondes de gravité est aussi observé sur les profils d'émission, mais leur action sur l'évolution diurne du rayonnement reste incertaine.

2.4 Variabilité du rayonnement

Globalement, le rayonnement nightglow est assez stable. Par exemple, les variations de concentration de OH varient entre 20 et 50 % selon la saison, la latitude, l'heure locale. Ainsi, nous distinguons les variations temporelles (saisonnière et nocturne) des variations spatiales.

2.4.1 Variabilité temporelle

Variabilité nocturne

La tendance majoritairement constatée de l'émission nightglow induite par OH est de décroître à partir du début de nuit. En effet, nous rappelons que l'équation produisant l'émission OH est :

$$H + O_3 \rightarrow OH^* + O_2 \tag{2.13}$$

Or, l'ozone est formé par la réaction :

$$O + O_2 + M \rightarrow O_3 + M \tag{2.14}$$

Ainsi, l'oxygène atomique est important pour l'émission OH [Lowe et al., 1996]. Si la concentration de O_2 peut être considérée comme assez stable, celle de O varie fortement. Il est formé par la photolyse de O_3 et O_2. Dès lors que la photolyse cesse, O décroît jusqu'au lever du Soleil, plus particulièrement à des altitudes inférieures à 90 km [Rodrigo et al., 1986].

Abreu and Yee [1989] observent la transition OH(8-3) à l'aide du satellite AE-E pour des altitudes comprises entre $\pm$ 20°. Ils constatent au solstice la décroissance continue de l'émission entre le coucher du Soleil et son lever. Ils observent aussi une ré-augmentation du signal après minuit, pour le solstice d'été, cela pouvant être expliqué par les variations de densité induites par les marées [Gattinger and Vallance Jones, 1973].

Marsh et al. [2006] mettent également en évidence à l'aide des données SABER l'importance des marées sur l'émission, dont les caractéristiques se reflètent sur les profils de température.

Ward [1999] montre la décroissance systématique du rayonnement au niveau de l'équateur (figure 2.7), alors qu'aux latitudes supérieures, le rayonnement peut augmenter au cours de la nuit. Abreu and Yee [1989] obtiennent des résultats similaires à partir des observations VAE.

Le rayonnement dépend donc de conditions chimiques (avec l'oxygène atomique), mais aussi de conditions dynamiques (avec les marées). Il est alors possible de s'attendre à différentes évolutions selon la latitude et le moment de l'année, la plus probable étant une décroissance du rayonnement à partir du début de nuit jusqu'au lever du Soleil. On peut considérer qu'une seule et unique période régit la variation diurne, le maximum d'émission arrivant à une heure locale différente selon les paramètres suivants : jour de l'année, altitude, latitude.

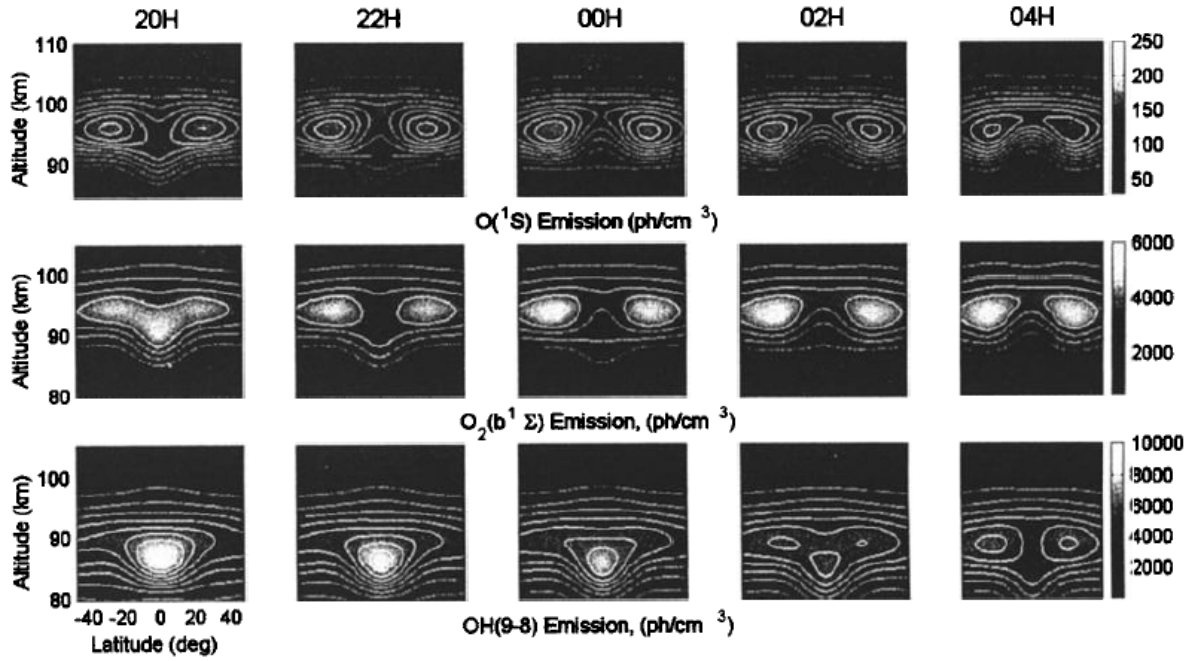


FIGURE 2.7 – Coupes altitude/latitude à différentes heures locales pour le nightglow O(^{1}S) (rangée supérieure), $O_2(b^1\Sigma)$ (rangée centrale) et OH(9-8) (rangée inférieure) à l'équinoxe. D'après Ward [1999].

Variabilité saisonnière

Le Texier et al. [1987] montrent l'importance de O dans l'émission OH. Cet oxygène atomique lui même est contrôlé par les processus de transports. Ainsi à basse et moyenne latitudes, on observe une variation semi-annuelle du rayonnement nightglow, alors qu'à haute latitude (supérieure à 50°), la rapidité de l'advection verticale conduit O et donc l'émission du rayonnement nightglow à afficher un minimum durant l'été et un maximum durant l'hiver.

Liu et al. [2008] comparent les données WINDII et le modèle TIME-GCM sur l'émission OH (8-3) et l'émission O(^{1}S) (voir figure 2.8). Ils retrouvent l'évolution semi-annuelle avec deux maxima correspondant aux équinoxes au niveau de l'équateur. Cela est très visible pour les altitudes de 84 et 88 km. Une transition graduelle s'opère vers une variation annuelle avec un maximum hivernal à plus basse altitude, estival à la hauteur d'émission, sur des latitudes moyennes. Les auteurs relient la variation annuelle à la circulation générale mésosphérique, en particulier aux flux de l'oxygène atomique. Ils accordent également un rôle plus important au duo advection verticale et marée par rapport à la diffusion turbulente (eddy). Enfin, ils estiment l'influence de la circulation à grande échelle plus importante dans la mésosphère que dans la basse thermosphère.

Pour la variabilité saisonnière, 2 schémas se distinguent. Une variation annuelle et une variation semi-annuelle. Cette dernière est privilégiée pour les latitudes proches de l'équateur, avec les maxima se produisant au moment du solstice.

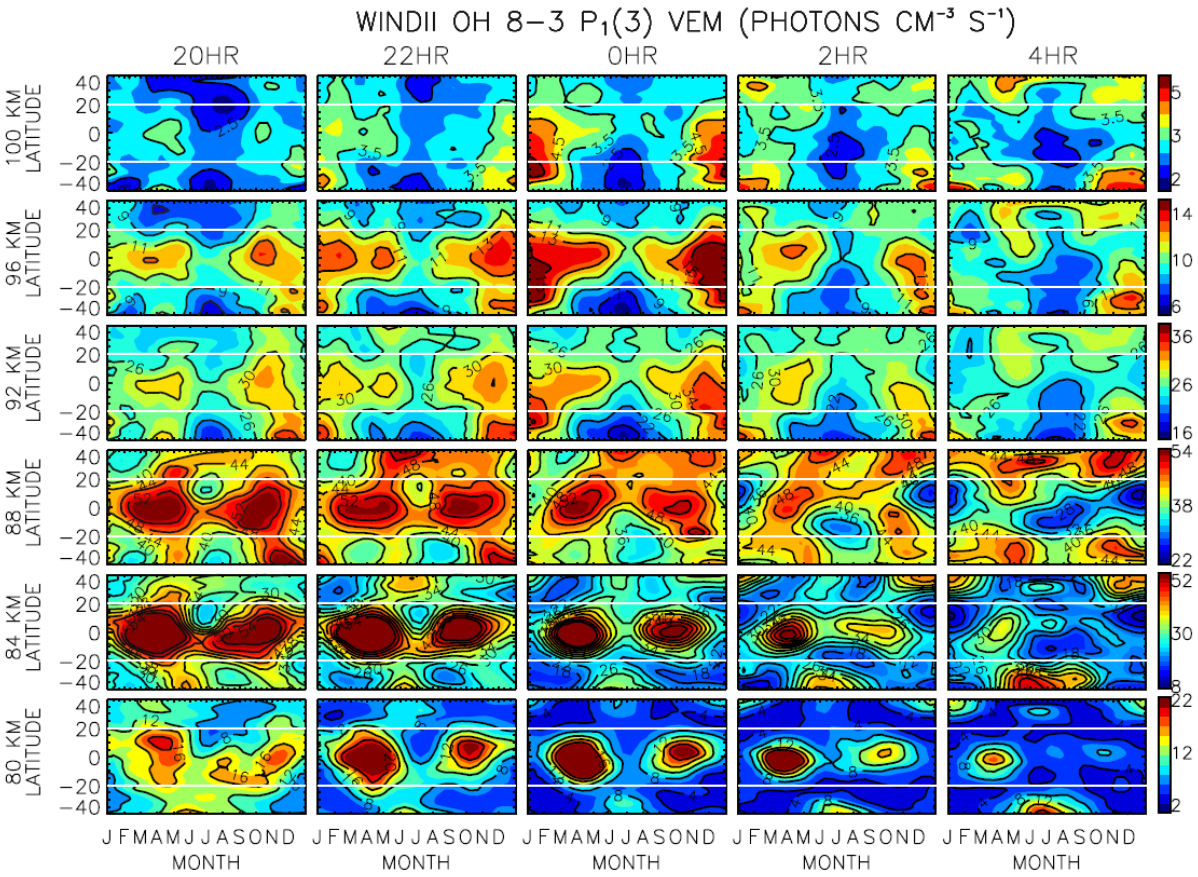


FIGURE 2.8 – Coupes latitude/temps à différentes altitudes pour le nightglow OH(8-3). La variation semi-annuelle du rayonnement se distingue nettement aux altitudes de 84 et 88 km avec les maxima au niveau de l'équateur durant les solstices. D'après Liu et al. [2008].

2.4.2 Variabilité spatiale

Variabilité zonale

Modélisés par TIME-GCM, les rayonnements $O(^1S)$ et $O_2(^1\Sigma)$ augmentent fortement vers les pôles du fait de leur dépendance à la concentration de l'oxygène atomique, qui lui, est contrôlé par le mouvement vertical descendant depuis la thermosphère [Yee et al., 1997]. La vérification instrumentale par satellite y est difficile pour des raisons de conditions de mesures.

L'oxygène atomique voit son maximum d'émission principalement aux moyennes latitudes (vers 30-40°) et décroît vers l'équateur [Davis and Smith, 1965]. Cela est vrai pour l'altitude du pic d'émission, mais autour de 84 km, le maximum est central en début de nuit puis retourne aux moyennes latitudes plus tard dans la nuit [Liu et al., 2008].

Pour l'émission O_2(0-0), les observations HRDI montre un maximum intervenant en fin de nuit pour les moyennes latitudes alors que le maximum sera en début de nuit autour de l'équateur.

Quant à l'émission OH, le maximum d'émission se produit surtout au niveau de l'équateur. Ensuite, selon l'heure locale et/ou la saison, ce maximum peut atteindre les latitudes moyennes (voir figure 2.8).

Variabilité altitudinale

Si la variabilité spatiale du rayonnement fait principalement penser aux variations zonales, les variations verticales sont elles aussi à prendre en compte. Pour cela, 2 critères sont importants : l'altitude du pic d'émission et l'épaisseur de la couche. Le tableau 2.6 résume les valeurs de ces critères selon la source du rayonnement.

	Altitude du pic [km]	Épaisseur 1/e [km]
O_2(0-0)	94.2±1.1	5.6±1.0
O(^{1}S)	95.9±1.5	6.1±1.6
OH(9-4)	88.7±1.0	5.7±1.1
OH(7-2)	88.2±1.3	5.6±1.6

TABLE 2.6 – Résumé des observations de l'altitude du pic et de l'épaisseur de couche selon les émissions, à l'aide de l'instrument HRDI pour la date du 27 octobre 1993. D'après Yee et al. [1997].

Les profils respectifs de la concentration de O_2, O(^{1}S) et OH* ne sont pas identiques. Cela conduit à des variations sur l'altitude du maximum. Ainsi, l'altitude d'émission des couches relatives à O_2 et O est plus élevée que celle de OH, de l'ordre de quelques kilomètres. C'est une caractéristique qui peut être utile pour l'observation de la propagation des ondes de gravité, car à un instant t donné, l'imagerie des deux couches permet de déterminer les caractéristiques de ces ondes (voir figures 2.5). De même, l'altitude des maxima d'émission de OH va dépendre de l'état vibrationnel car les constantes de réactions produisant OH excité dépendent elles-mêmes de la température et de l'état vibrationnel.

L'advection verticale associée aux marées et à la circulation atmosphérique à l'échelle planétaire conduit à des variations de l'altitude du pic d'émission selon les latitudes et la période de l'année. On observe par exemple que le pic d'émission est de quelques kilomètres plus bas au niveau de l'équateur par rapport aux moyennes latitudes (voir figures 2.7 et 2.8).

Les états excités de la molécule OH peuvent également présenter une altitude d'émission différente entre eux. Cette différence provient principalement de la désexcitation collisionnelle de OH*. Les rapports de branchement varient selon l'état vibrationnel ainsi que les concentrations (O, O_2 et N_2) selon l'altitude, cela conduit à un profil de désexcitation qui sera sélectif suivant le niveau vibrationnel. von Savigny et al. [2012] l'observent à l'aide d'une comparaison entre les transitions OH(3-1), OH(6-2) et OH(8-3) à partir des données de l'instruments SCIAMACHY. Une différence de 4 km est identifiée et la tendance montre que les niveaux supérieurs semblent émettre à des altitudes supérieures.

De même, il a été constaté que l'intensité du pic d'émission diminue si l'altitude de celui-ci augmente [Liu and Shepherd, 2006], en partie à cause des processus dynamiques comme les marées, les ondes planétaires.

Chapitre 3

Étude observationnelle satellitaire GOMOS

La première partie de ce chapitre correspond à l'article publié et inclus dans le manuscrit, dans l'annexe D.1, s'intitulant *O_2 and OH Night Airglow Emission Derived from GOMOS-Envisat Instrument* [Bellisario et al., 2014a].

3.1 Généralités

3.1.1 La plateforme ENVISAT

Lancée le 1er mars 2002, la plateforme européenne *ENVISAT* (ENVIronment SATellite), portée par l'*ESA* (European Space Agency) visait à prendre le relai des satellites *ERS* (European Remote Sensing) dans l'optique d'étudier de nombreux paramètres atmosphériques `http://envisat.esa.int/`. Parmi eux, la température et les concentrations de certaines espèces chimiques dans l'atmosphère, la structure et les surfaces des océans et côtes, l'émissivité du sol terrestre. La plateforme est le plus gros satellite jamais conçu avec une masse de plus de 8 tonnes et un volume de 26m x 10m x 5m (voir figure 3.1). Son orbite quasi polaire se situe à une altitude moyenne de 800 km pour une inclinaison de 98.6°. L'orbite est héliosynchrone, *i.e.* l'angle entre le plan de l'orbite et la direction du Soleil est constant, donc l'heure locale de passage du satellite est fixe pour une latitude donnée. La période de révolution est de 100.6 minutes conduisant à un cycle de 35 jours où le satellite repasse exactement au-dessus de la même localisation, après avoir effectué 501 orbites.

En 2005, une défaillance du mécanisme du miroir a conduit à une interruption des mesures pendant plusieurs mois. Après cette interruption, les mesures ont recommencé, mais avec une gamme d'azimuts réduite, diminuant la couverture spatiale. Le nombre d'occultations par jour est tombé en moyenne de 400 à 250-300.

La durée de la mission était prévue de 5 ans, entre 2002 et 2007. Elle a cependant continué jusqu'en 2010, puis elle a été renouvelée pour 3 ans. Malencontreusement, le contact a été perdu avec la plateforme le 8 avril 2012. Après plusieurs tentatives de reconnexion, l'ESA annonce la fin de la mission le 9 mai 2012. C'est dorénavant au tour des satellites *Sentinel* de reprendre les observations scientifiques débutées par ERS puis ENVISAT.

Instruments

Dix instruments se partagent la plateforme. *ASAR* (Advanced Synthetic Aperture Radar) est un radar imageur s'intéressant à la forme des vagues, à la dynamique des côtes, et également à la surveillance maritime [Henry et al., 2006]. L'instrument *AATSR* (Advanced Along

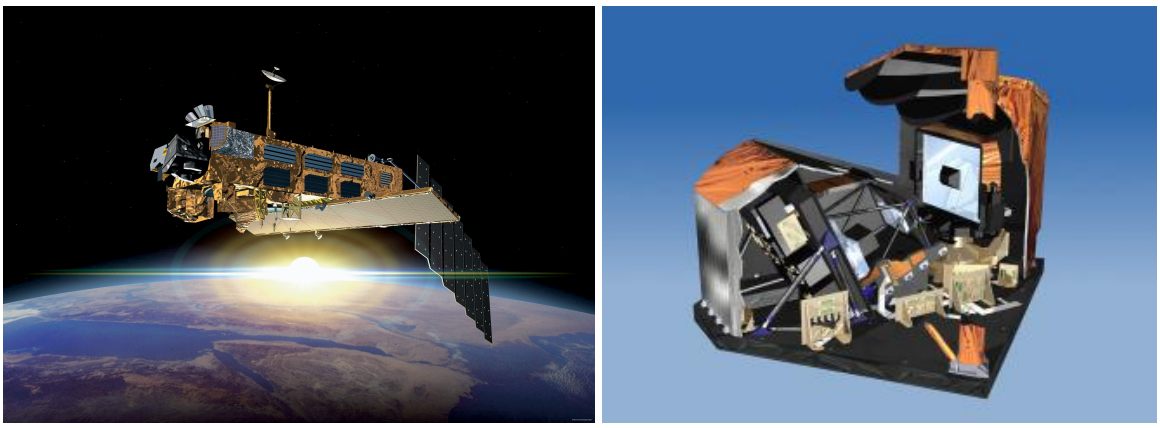


FIGURE 3.1 – À gauche, vue d'artiste de la plateforme ENVISAT, lancée en 2002, étant le plus grand satellite d'observation terrestre construit. À droite, représentation de l'instrument GOMOS. © ESA.

Track Scanning Radiometer) est un radiomètre visible et infrarouge permettant de mesurer les émissions en provenance de la surface terrestre ainsi que la température de la surface de la mer [Llewellyn-Jones et al., 2001]. *RA-2* (Radar Altimeter 2) relève l'écho radar de la surface de la Terre avec une précision inférieure à la nanoseconde [Zelli, 1999]. Cinq caméras dotées de spectromètres composent l'imageur *MERIS* (MEdium Resolution Imaging Spectrometer), dont la bande spectrale est comprise entre 390 et 1040 nm. Il mesure la couleur de l'océan, pour remonter aux concentrations de chlorophylle et de sédiments [Rast et al., 1999]. Le *MWR* (MicroWave Radiometer) se concentre sur la colonne de vapeur d'eau atmosphérique, ainsi que sur l'émissivité surfacique et l'humidité du sol [Tran et al., 2003]. L'instrument *MIPAS* (Michelson Interferometer for Passive Atmospheric Sounding) utilise un spectromètre de Fourier pour la mesure à haute résolution des émissions afin d'obtenir les profils de température et de H_2O, O_3, CH_4, N_2O, HNO_3, NO_2, ainsi que la distribution des nuages [Fischer et al., 2008]. Le Laser Retro-Reflector (*LRR*) sert à une géolocalisation précise de l'orbite de la plateforme par impulsions entre le satellite et les stations SLR au sol (Satellite Laser Ranging). La localisation est également assurée par traçage micro-onde avec l'instrument *DORIS* (Doppler Orbitography and Radio-positioning Integrated by Satellite). *SCIAMACHY* (Scanning Imaging Absorption spectroMeter for Atmospheric CHartographY), dont nous avons parlé dans le chapitre précédent, avait pour objectif d'étudier le rayonnement solaire diffusé [Burrows et al., 1995]. Enfin, l'instrument *GOMOS* (Global Ozone Monitoring by Occultation of Stars) dont le but est de mesurer l'ozone par occultation stellaire, est détaillé dans la section suivante (3.1.2).

3.1.2 GOMOS

L'occultation stellaire

GOMOS est le premier instrument à observer l'atmosphère par le principe de l'occultation stellaire (lire l'annexe A de Bertaux et al. [2010] pour un historique de l'occultation stellaire). La figure 3.2 représente le principe utilisé. Il consiste à viser une étoile dont l'altitude tangente est supérieure à 120 km. Son spectre, noté $S_0(\lambda)$ est alors non pollué par l'atmosphère terrestre. Au fur et à mesure que l'instrument continue son orbite, la ligne de visée va traverser l'atmosphère. Ainsi, le spectre $S(\lambda, z_t)$ à l'instant t va être modifié par l'absorption atmosphérique. Cette absorption s'écrit selon la loi de Berr-Lambert comme

$$S(\lambda, z_t) = S_0(\lambda) \exp\left(-\sum \sigma_i(\lambda) \cdot N_i(z_t)\right) \tag{3.1}$$

avec

- $S(\lambda, z_t)$, signal observé à l'altitude tangente z_t et à la longueur d'onde λ,
- $S_0(\lambda)$, signal observé à haute altitude,
- $\sigma_i(\lambda)$, la section efficace de l'espèce i,
- $N_i(z_t)$, la concentration de l'espèce i, intégrée sur la ligne de visée.

Ainsi, on peut isoler la concentration de l'espèce désirée en considérant que celle-ci soit la seule à absorber dans une bande spectrale définie :

$$N(z_t) = -\frac{1}{\sigma(\lambda)} \ln\left(\frac{S(\lambda, z_t)}{S_0(\lambda)}\right) \tag{3.2}$$

Les concentrations obtenues correspondent à la ligne de visée, une inversion verticale est donc nécessaire afin de déterminer la concentration locale au point tangent [Kyrölä et al., 2010b].

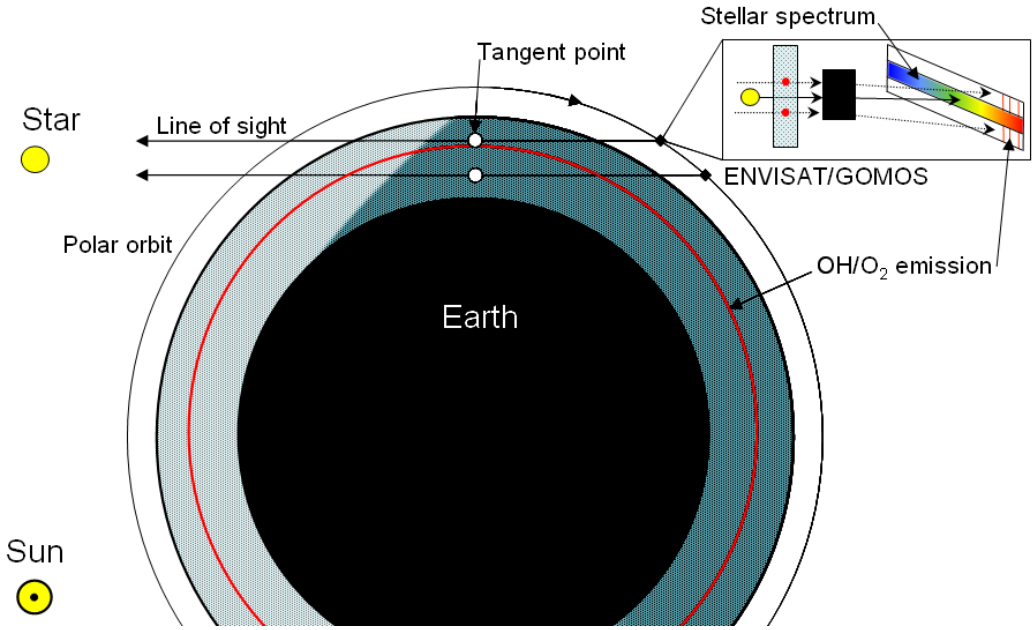


FIGURE 3.2 – Principe d'observation de GOMOS : l'occultation stellaire. Alors que la bande centrale du CCD (Charge-Coupled Device) regarde l'étoile ciblée, les bandes inférieure et supérieure quant à elles observent le fond supposé vide de signal. Or, au fur et à mesure que l'instrument parcourt son orbite, la ligne de mire de GOMOS va traverser la couche d'émission du nightglow, qui va produire un signal sur les bandes du CCD.

Résultats scientifiques issus de GOMOS

Au total, 180 étoiles ont permis de nombreuses études, pour la plupart présentées dans Bertaux et al. [2010]. GOMOS a permis une climatologie poussée de l'ozone, atteignant l'altitude de 100 km avec une bonne résolution verticale ([Kyrölä et al., 2006] pour la stratosphère, [Kyrölä et al., 2010a] pour la MLT). Le pic tertiaire d'ozone situé vers 72 km a lui aussi été observé et expliqué [Sofieva et al., 2009]. Toujours pour l'ozone, la chute de concentration suite à un épisode intense de protons solaires a été étudiée [Verronen et al., 2006]. Ensuite, la climatologie du NO_2 a elle aussi pu être produite [Hauchecorne et al., 2005] ainsi que l'influence de l'Oscillation Quasi-Biennalle (QBO) sur l'ozone, le NO_2 et le NO_3 [Hauchecorne et al., 2010]. La température a pu être aussi extraite à partir des concentrations des espèces via les constantes de réactions du NO_2 et NO_3 [Marchand et al., 2007]. Une couche de OClO a été

détectée [Fussen et al., 2006], molécule qui joue un rôle fondamental dans la chimie du chlore (Cly), responsable de la destruction catalytique de l'ozone dans les régions polaires. Montoux et al. [2009] a effectué des comparaisons de profils de vapeur d'eau issus de GOMOS avec d'autres instruments. Enfin, Pérot [2012] caractérise les nuages mésosphériques polaires en mesurant la lumière diffusée par les molécules composant ces nuages.

Instrumentation

Lors d'une observation, la lumière de l'étoile arrive sur un miroir plan qui l'envoie vers un télescope Cassegrain (avec une distance focale de 1.05 m). La lumière arrive ensuite vers deux spectromètres, deux photomètres et le système d'acquisition et de suivi des étoiles.

Ce dernier assure une détection et un maintien de l'image de l'étoile au centre du capteur durant l'occultation avec une précision d'environ 1 pixel. Après correction de l'affectation des pixels à une longueur d'onde, la stabilité spectrale tombe à 0.1 pixel.

Les deux photomètres (l'un fonctionnant dans le bleu, l'autre dans le rouge, avec une largeur d'environ 50 nm) sont des capteurs CCDs qui ont pour but de corriger les effets de réfraction (par dilution, dispersion ou scintillation) grâce à leur fréquence de mesure très élevée (1 kHz) [Dalaudier et al., 2001].

La décomposition spectrale de la lumière est effectuée par deux réseaux de diffraction dirigeant le signal vers le spectromètre A à moyenne résolution pour la partie UV-vis, et le spectromètre B à haute résolution pour la partie PIR. Ces deux spectromètres sont eux même divisés en deux spectromètres, conduisant donc à quatre canaux distincts. Les bandes spectrales et leurs résolutions sont explicitées dans le tableau 3.1.

Spectromètre	Chaîne	Bande spectrale [nm]	Pixels	Résolution spectrale [nm]
A1	UV	248 - 389	1 - 450	0.8
A2	VIS	389 - 690	451 - 1416	0.8
B1	IR1	755 - 774.5	1417 - 1836	0.13
B2	IR2	926 - 954	1837 - 2336	0.13

TABLE 3.1 – Caractéristiques des spectromètres de GOMOS. D'après Bertaux et al. [2010].

Un capteur unique reçoit les quatre canaux. Ce CCD de 27 mm de long est constitué de 1353×143 pixels dont la taille unitaire est de 20×27 μm. Le temps de pose est de 0.5 seconde pour les observations de nuit (0.25 s pour celles de jour). Sur le capteur CDD, on distingue 5 systèmes de bandes verticales. La bande centrale collecte le flux lumineux provenant de l'étoile, c'est à cet endroit que l'image de la cible est centrée. Autour, deux bandes servent d'isolation, afin d'éviter tout débordement de la tâche produite par l'étoile. Enfin, les 2 bandes extrêmes (inférieure et supérieure) sont destinées à mesurer le signal d'arrière-plan, au-dessus et en-dessous de l'étoile, correspondant à la luminosité du fond de ciel et au courant d'obscurité. C'est précisément ces deux bandes qui nous permettront d'extraire l'information sur le nightglow.

Nous renvoyons le lecteur à l'article Bertaux et al. [2010] pour une description complète de l'instrument GOMOS.

Couverture spatiale et temporelle

L'orbite polaire du satellite procure une quantité importante de données (jusqu'à 400 occultations par jour, donc environ 150 000 par an). Cependant, les points tangents dépendent de la viabilité des étoiles brillantes, dont la répartition est irrégulière. Aussi, au cour de l'année, l'occultation d'une même étoile conduira à un point tangent dont la latitude variera lentement.

Ainsi, la grille sur les latitudes formée par ces observations est irrégulière contrairement à la grille sur les longitudes qui reste régulière (du fait de l'orbite). Heureusement, la gamme de latitudes et longitudes balayées est très large et une couverture globale est effectuée en 3 jours (il faut donc 3 jours pour revenir sur un même point). Chaque point est une moyenne horizontale sur une centaine de km, on dispose donc d'une très faible résolution spatiale qui ne permet pas d'observer les petites structures.

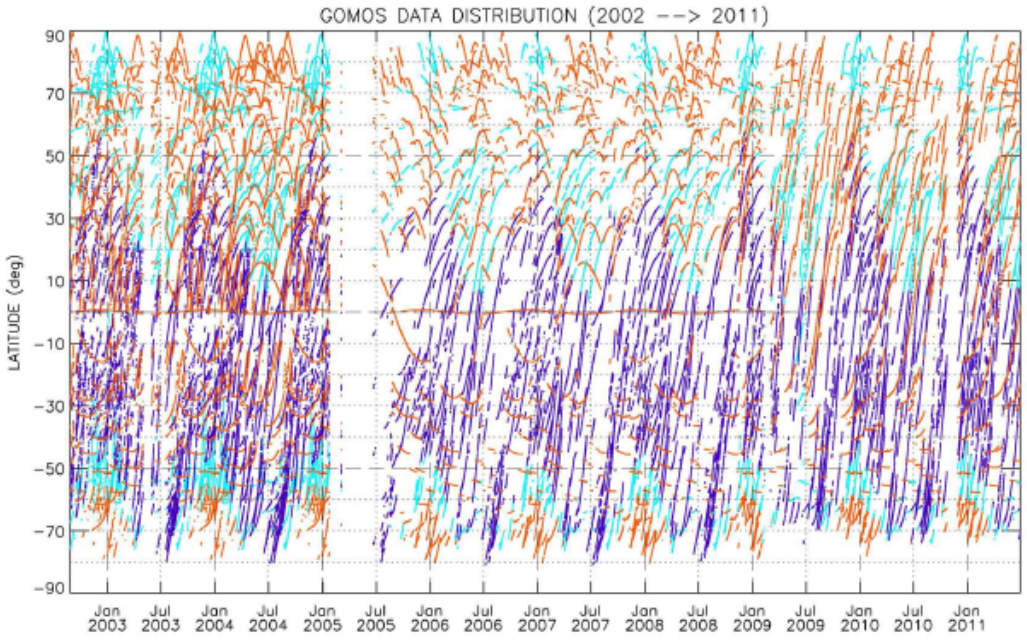


FIGURE 3.3 – Distribution en fonction de la latitude et du temps de toutes les mesures effectuées par GOMOS depuis son lancement (2002). La couleur des symboles diffère selon les conditions d'illumination (indigo : nuit complète, bleu clair : intermédiaire, orange : jour). D'après Pérot [2012].

La figure 3.3 montre la distribution des observations selon les latitudes et dans le temps. On remarque l'interruption en 2005 avec la décroissance du nombre de mesure par la suite, déjà mentionnée précédemment. Il existe également une dissymétrie entre les observations de l'hémisphère nord et l'hémisphère sud, conséquence de la combinaison de la géométrie de GOMOS et de l'orbite d'ENVISAT [Pérot, 2012].

Enfin, pour l'étude du nightglow, les conditions d'illumination conduisent à une latitude d'observation moins importante dans l'été de l'hémisphère concerné. Par exemple, la latitude d'observation maximale pour l'été de l'hémisphère sud est comprise entre -50 et -60°, et environ 70°pour l'hémisphère nord.

3.2 Conditions de mesures et sélection des données

3.2.1 Conditions d'illumination

Dans cette section, l'un des critères souvent utilisé est le *SZA* (Solar Zenith Angle). Il s'agit de l'angle qui se mesure entre la verticale du lieu et le Soleil (voir figure 5.2 du chapitre 5).

La position du satellite et l'illumination au limbe sont sources de lumière parasite pour la portion de ciel observé par GOMOS. Les données fournies par l'ESA présentent un *flag* (critère) appelé *PCD* (Product Confidence Data), qui décrit ces conditions d'illumination. Ce flag dépend

principalement de la position du Soleil par rapport au satellite et de la condition d'illumination du point tangent. La condition 0 correspond à la nuit complète (*full dark*), où le point tangent et le satellite ne sont illuminés d'aucune manière. Au contraire, la condition 1 correspond au jour (*full day*). La condition 2 se réfère au crépuscule (*twilight*). Ici, le satellite est en pleine nuit, mais le point tangent est au crépsucule (SZA < 110˚). La condition 3 place le point tangent en pleine nuit, mais le satellite peut être illuminé (SZA < 120˚). Enfin, la condition 4 est une combinaison des conditions 2 et 3. Elles sont toutes regroupées dans le tableau 3.2. La condition

No.	Nom	Illumination du point tangent	Illumination du satellite
0	Full_dark	Full_dark	Full_dark
1	Bright_limb	Full_day	Full_day
2	Twilight	Twilight (SZA < 110˚)	Full_dark
3	Stray light	Full_dark	SZA < 120˚
4	Twilight + stray light	Twilight (SZA < 110˚)	SZA < 120˚

TABLE 3.2 – Conditions d'illumination, selon le le point tangent et l'illumination du satellite. La condition *plein jour* est définie comme le SZA au point tangent < 97˚pour au moins une mesure où l'altitude du point tangent z_t est inférieure à 50 km.

1 n'est jamais sélectionnée pour l'étude du nightglow, la 4 très rarement. Les conditions 2 et 3 sont occasionnellement sélectionnées. Les conditions 2 et 4 correspondent à des observations aux hautes latitudes (nord et sud, voir figure 3.3) et donc les conditions de mesures sont moins favorables dans ces régions. La sélection unique de la condition *full dark* enlève une partie de la couverture spatiale de GOMOS mais entraine un niveau de bruit faible et donc une meilleure précision de mesure.

3.2.2 Lumières parasites

On dénombre 2 sources principales de lumière parasite contribuant au signal enregistré :
– l'émission des aurores,
– la lumière parasite externe.

Émission des aurores

Les données GOMOS peuvent être affectées par la lumière en provenance des aurores. Cela arrive généralement pour les observations proches des pôles. La signature spectrale des aurores possède plusieurs raies d'émission dans l'UV, le visible et l'IR, la plus intense étant la raie verte de l'oxygène atomique à 557.7 nm. Cette dernière est observée dans le spectromètre A2. Un algorithme de détection a été écrit, basé sur la présence de la raie verte. Si celle-ci est détectée au-dessus de 80 km, alors on assigne un flag "aurore" sur l'observation. Comme on peut l'observer sur la figure 3.4, il est important d'ôter ces observations des données, car si la raie verte sature à 557.7 nm, on peut constater que l'émission du signal O_2 dans le spectromètre B1 (SPB1) sature également.

Lumière parasite externe

La lumière parasite externe (*stray light*) correspond à la lumière provenant d'en dehors de la ligne de visée de l'instrument. On considère 2 sources possibles : la réflexion du rayonnement solaire sur des composants de la plateforme Envisat et/ou de l'instrument GOMOS, et la diffusion du rayonnement solaire par des molécules ou particules hors du champ de vision, mais qui

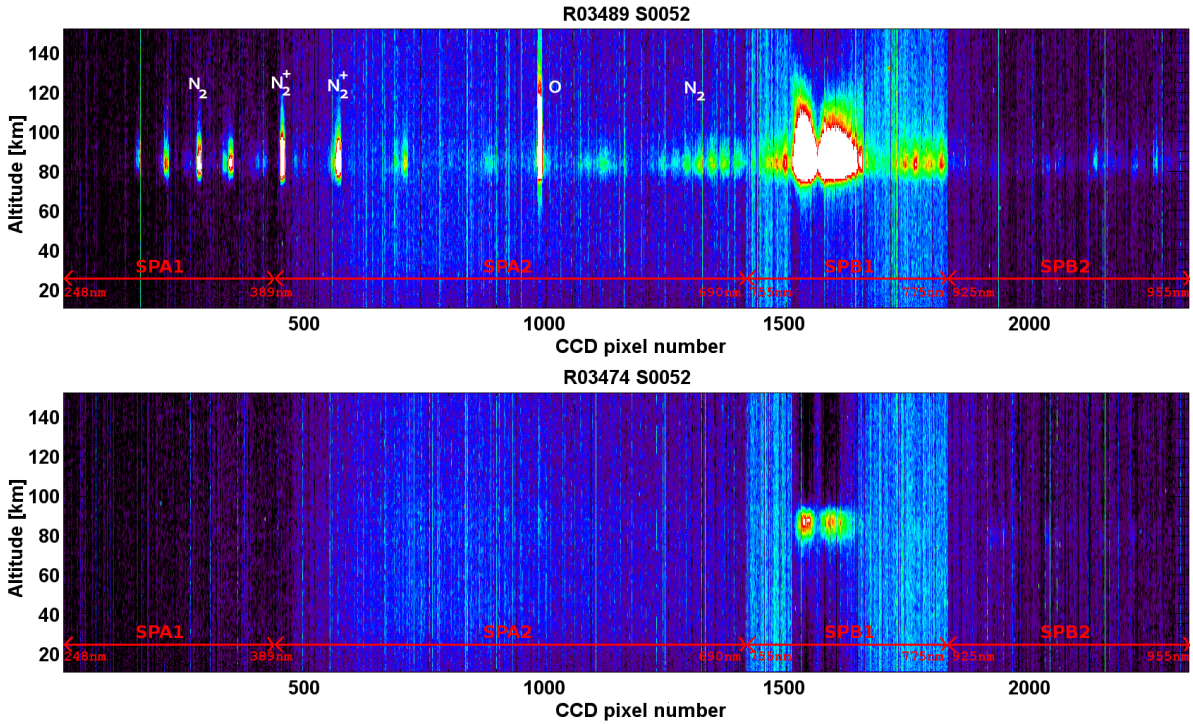


FIGURE 3.4 – Bande supérieure pour une observation GOMOS avec la présence d'une aurore (en haut) et sans aurore (en bas). L'axe x correspond à la dimension spectrale (ici en numéro de pixel du CCD, qui sera ensuite assigné à une longueur d'onde). L'axe y correspond à l'altitude, en km. La séparation entre les 4 spectromètres SPA1, SPA2, SPB1 et SPB2 est indiquée. Sur la figure supérieure, on observe de multiples raies provenant d'une aurore. La raie verte à 557.7 nm (vers le pixel 1000) est utilisée pour l'algorithme de détection des aurores. L'émission de O_2 (entre les pixels 1500 et 1600) est fortement augmentée par la présence de l'aurore.

atteignent l'instrument GOMOS. La présence de lumière parasite est reliée au SZA à la position du satellite :

- pour les conditions 0 et 2, le SZA est grand et la plateforme Envisat est dans le noir complet. Ainsi, dans ce cas, les données ne peuvent être contaminées par la lumière parasite,
- pour les conditions 1, 3 et 4, le SZA a des valeurs plus faibles et la plateforme est illuminée par le Soleil, induisant une possible contamination par la lumière parasite.

Dans le schéma classique de l'occultation stellaire, le rayonnement de fond du ciel et la lumière parasite sont ôtés en soustrayant le signal des bandes supérieures et inférieures à la bande centrale contenant le signal de l'étoile. Il n'existe donc pas de processus pour enlever la lumière parasite des bandes supérieures et inférieures dans le traitement des données GOMOS par l'ESA et la présence de lumière parasite dans les bandes utilisées peut avoir un fort impact sur les résultats. Ainsi, un algorithme visant à marquer les données contaminées par la lumière parasite est développé, selon les conditions suivantes :

- si le niveau de lumière parasite excède un seuil,
- si la variation du signal parasite entre la première mesure (la plus haute altitude) et la mesure correspondant à 80 km d'altitude excède un seuil. La figure 3.5 à gauche donne un exemple de lumière parasite avec une forte variation selon les altitudes.

Si aucun de ces points n'est vérifié, on peut alors considéré qu'il n'y a pas de lumière parasite, ou alors que cette lumière parasite est assez stable pour être efficacement ôtée depuis le spectre à haute altitude (qui provient de la moyenne des spectres pris au-dessus de 110 km). L'observation est alors non marquée (voir figure 3.5). Si un flag est appliqué au spectromètre B1, il est aussi

appliqué au SPB2. En effet, la fluctuation observée en SPB1 est similaire à celle observée en SPB2 (avec une intensité moindre).

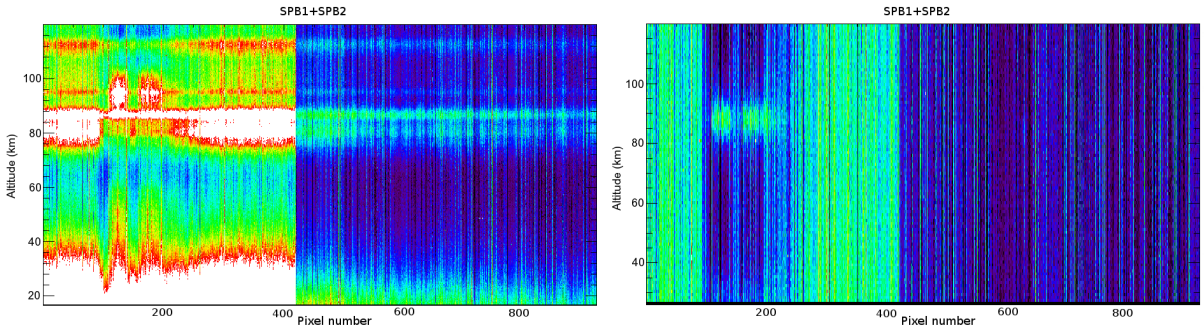


FIGURE 3.5 – Deux exemples d'observation issues de la bande supérieure de GOMOS avec une contamination à la lumière parasite. Seuls les spectromètres B1 (pixels 0 à 420) et B2 (pixels 421 à 920) sont présentés. À gauche, il s'agit d'un cas où la lumière parasite varie de manière importante avec l'atitude (axe vertical). À droite, un cas où la lumière parasite ne varie pas avec l'altitude. Ici, l'émission parasite peut être corrigée en l'estimant par la moyenne du spectre au-delà de 110 km (aucun signal de nightglow à cette altitude). On le soustrait ensuite aux spectres observés aux autres altitudes. Ainsi, avec cette méthode, le cas de gauche est flaggé, alors que le cas de droite ne l'est pas. L'émission O_2 est visible dans les deux cas entre les pixels 100 et 200 autour de 90 km.

3.3 Extraction des données

Les spectromètres B1 et B2 observent les bandes spectrales [755 - 774.5] et [926 - 954] nm (table 3.1). La première va permettre l'observation de la bande O_2 atmosphérique ($b^1\Sigma_g^+$ - $X^3\Sigma_g^-$), transition (0-0). Cette transition n'est observable que depuis l'espace, car l'émission subit une forte réabsorption par les basses couches de l'atmosphère. Le spectromètre B2 va quant à lui permettre l'observation de la bande OH(8-4) (voir figure 3.6). Cette bande s'étend de 930 à 975 nm [Leinert et al., 1997] et est observée ici entre 930 et 955 nm. On observe donc les raies issues des branches R et Q, ainsi que le début des raies issues de la branche P.

3.3.1 Méthode

Retrait de la contamination du bruit

L'un des problèmes principaux avec les données instrumentales est l'estimation du bruit devant être soustrait du signal brut. Les différentes sources de bruit considérées dans ce chapitre sont les lumières parasites, les aurores, l'étalement de l'image de l'étoile et le courant d'obscurité résiduel.

La lumière parasite est décrite dans la section 3.2.2.

Le courant d'obscurité (DC pour Dark Charge) des CCDs de GOMOS est corrigé dans la chaîne de traitement pour les données de niveau 1b. Cependant, cette correction n'est pas parfaite : la température du CCD qui est utilisée dans l'algorithme de correction du courant d'obscurité est mesurée avec un pas discret de 0.4 K. Cela peut conduire jusqu'à une erreur de l'estimation du courant d'obscurité de 6%.

L'étoile est considérée comme une source ponctuelle. Ainsi, l'image sur le CCD pour un instrument parfait devrait se focaliser sur la bande centrale. Cependant, la fonction d'étalement

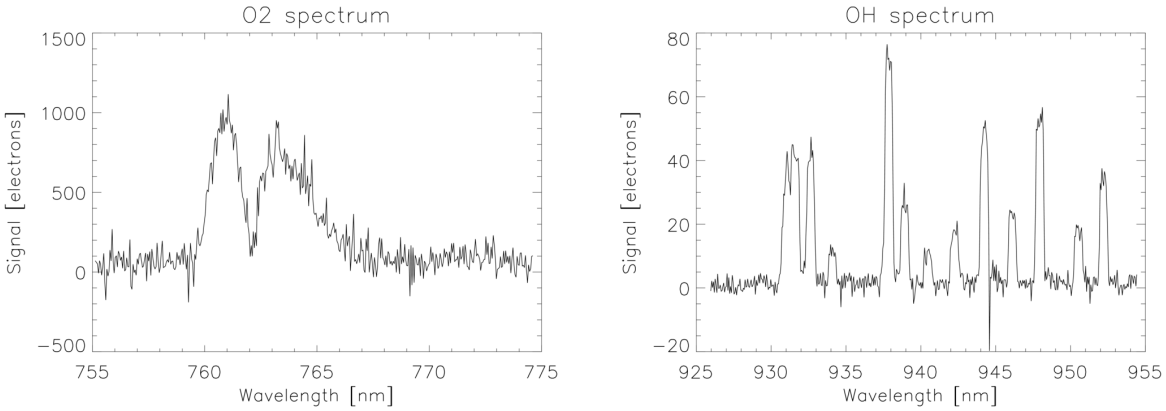


FIGURE 3.6 – Observations du rayonnement nightglow dans les bandes spectrales de GOMOS. À gauche, l'émission O_2 à 761.9 nm. À droite, l'émission OH(8-4) entre 925 et 955 nm. Le spectre O_2 a été pris le 1er janvier 2014 à 58°N et 57°O. Le spectre OH provient d'une moyenne sur le mois de septembre 2002, sur les latitudes comprises entre 10 et 15°S, pour toutes les longitudes. Sur le spectre OH, on observe la branche R entre 930 et 935 nm, la branche Q entre 937 et 941 nm, et le début de la branche P entre 942 et 954 nm [Leinert et al., 1997].

du point (*PSF* en anglais pour Point Spread Function) de GOMOS étale l'image de l'étoile. Il existe donc du signal qui peut atteindre les bandes supérieure et inférieure. La quantité de signal reçu dans ces bandes est de l'ordre de 1% du signal de la bande centrale.

Nous avons développé un algorithme afin de corriger ces trois sources de contamination, en considérant qu'elles ne varient pas avec l'altitude. En effet,

- le courant d'obscurité est constant sur l'échelle de temps d'une observation (environ 1 minute),
- l'étalement de l'image de l'étoile est proportionnel au signal de l'étoile sur la bande centrale, qui est constant sur les altitudes concernées par l'étude (pas d'absorption au-dessus de 80 km pour les spectromètres B1 et B2), et
- la routine de lumière parasite décrite précédemment rejette toutes les observations où la lumière parasite varie avec l'altitude.

Un spectre à haute altitude est calculé en moyennant tous les spectres à une altitude supérieure à 110 km (figure 3.7, haut). Ce spectre est une estimation du signal cumulé par les trois sources de contamination. On soustrait ensuite ce spectre à tous les autres spectres compris entre 80 et 110 km, comme illustré sur la figure 3.7. Sur la figure du bas, on observe nettement le spectre O_2 obtenu après la soustraction du bruit.

En dépit de la soustraction du spectre à haute altitude, il peut subsister une contamination résiduelle dans le cas où l'observation se fait avec une lumière parasite qui varie légèrement avec l'altitude et donc qui n'a pas été ôtée par la première routine. On utilise alors le spectre sur la bande spectrale où le signal est absent. La moyenne de ce signal est calculée, puis soustraite à l'estimation du signal de l'airglow. La méthode est décrite dans le paragraphe suivant.

Dérivation de l'intensité du nightglow et estimation de l'erreur

Pour calculer l'intensité du rayonnement nightglow à une altitude z donnée, quelques étapes sont nécessaires. Les mesures issues de GOMOS sont fournies en *electrons/0.5s/pixel*. Une conversion radiométrique est utilisée pour obtenir l'unité physique *photons/cm²/s/nm/sr* (luminance spectrale). Le nombre d'électrons *N(e)* créé par pixel durant dt s'écrit selon

$$N(e) = I(\lambda)\mathrm{d}\omega S_{\mathrm{eff}}(\lambda)\mathrm{d}\lambda\mathrm{d}t \tag{3.3}$$

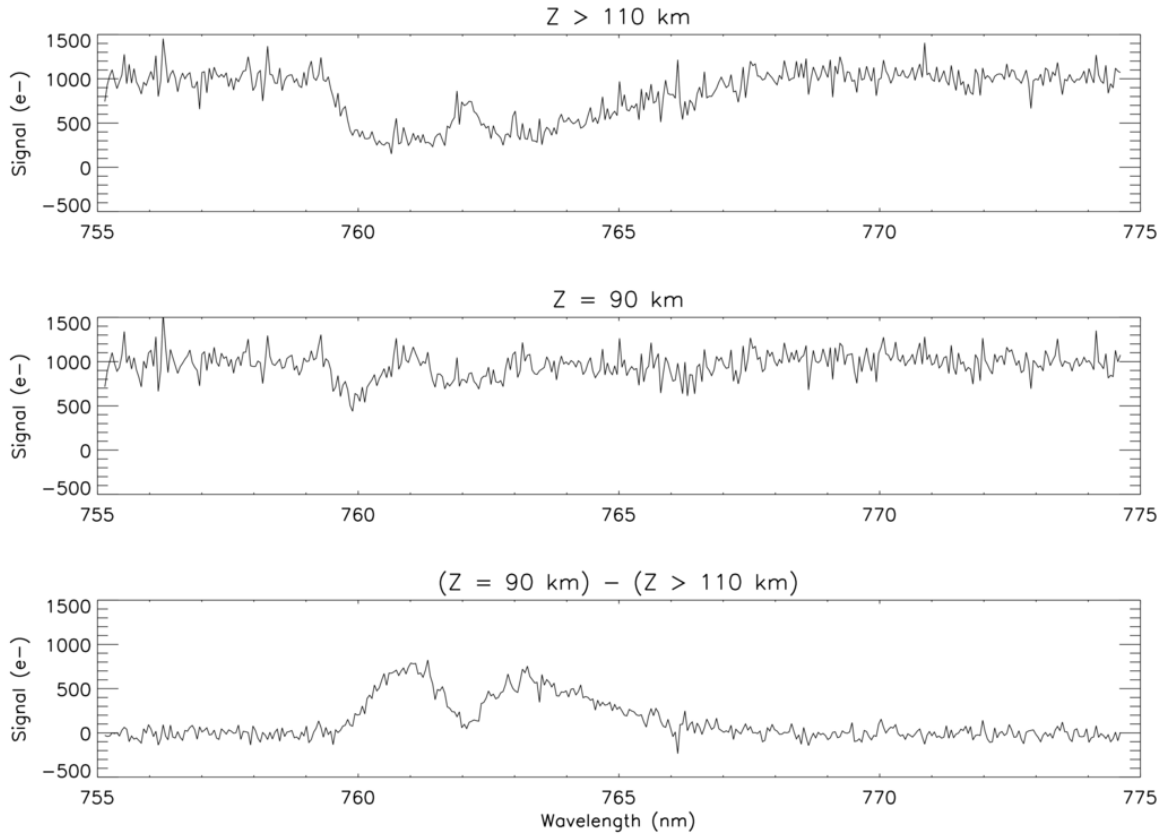


FIGURE 3.7 – Étapes pour ôter le bruit (ici avec un spectre O_2). Le premier spectre (en haut) est observé à des altitudes supérieures à 110 km. Il est ensuite soustrait à un spectre observé à 90 km (milieu). Le résultat (spectre du bas) exhibe nettement la signature O_2. Dans le spectre supérieur, à z > 110 km, apparait la bande d'absorption O_2. En effet, ce signal est dû à la lumière solaire diffusée par le sol, les nuages ou la basse atmosphère, et non à la lumière solaire diffusée par l'instrument, qui elle n'aurait pas contenu la signature O_2.

avec

- $I(\lambda)$ est la luminance de l'émission en *photons/cm²/s/nm/sr*,
- $d\omega$ est l'angle solide induit par le champ de vision (*FOV* pour Field of View), défini par l'épaisseur de la fente en pixel (10 pixels), la hauteur de la bande du CCD (7 pixels), la taille d'un pixel (20μm$\times 27\mu$m), et la longueur focale du télescope (f=1.05m) :

$$\mathrm{d}\omega = \frac{10 \times 7 \times 20 \cdot 10^{-6} \times 27 \cdot 10^{-6}}{1.05^2} = 3.42 \cdot 10^{-8} sr \tag{3.4}$$

- $S_{\text{eff}}(\lambda)$ est l'efficacité des capteurs de l'instrument GOMOS, qui prend respectivement une valeur de 1.17 et 0.63 *électrons/(photons/(s nm cm²))* pour SPB1 et SPB2.

À partir du spectre $S^z \pm \sigma^z$ en *électrons/0.5s/pixel* à une altitude z, un spectre moyenné à haute altitude (h) $S^h \pm \sigma^h$ est soustrait. σ est l'erreur respective.

$$S_0 = S^z - S^h \tag{3.5}$$

L'erreur à chaque pixel i est donc :

$$\sigma_i = \sqrt{(\sigma_i^z)^2 + (\sigma_i^h)^2} \tag{3.6}$$

avec σ_i^z l'erreur mesurée au pixel i à l'altitude z et σ_i^h pour les hautes altitudes. On procède ensuite à la somme sur les longueurs d'ondes appartenant à la signature de O_2 -ou OH selon le cas- (σ_{R_0}) et à la moyenne sur les longueurs d'ondes appartenant à la base (σ_b).

$$R_0 = \sum_{\lambda_R} S_0 \text{ et } b = \bar{S_0}|_{lambda_b} \tag{3.7}$$

$$\sigma_{R_0} = \sqrt{\sum_{\lambda_R} (\sigma_i)^2} = \sqrt{\sum_{\lambda_R} ((\sigma_i^z)^2 + (\sigma_i^h)^2)} \tag{3.8}$$

$$\sigma_b = \frac{\sqrt{\sum_{\lambda_b} (\sigma_i)^2}}{n_b} = \frac{\sqrt{\sum_{\lambda_b} ((\sigma_i^z)^2 + (\sigma_i^h)^2)}}{n_b} \tag{3.9}$$

Finalement, on procède au retrait du bruit sur le rayonnement. Pour cela, la moyenne des valeurs correspondant aux pixels autour du signal (la base) est calculée puis retranchée au signal (multiplié par le nombre de pixels du signal n_r) :

$$R = R_0 - n_r b \tag{3.10}$$

avec l'erreur finale sur le signal :

$$\begin{aligned} \sigma_R &= \sqrt{\sigma_{R_0}^2 + (n_R \sigma_b)^2} \\ &= \sqrt{\sum_{\lambda_R} \left[(\sigma_i^z)^2 + (\sigma_i^h)^2\right] + \frac{n_R^2}{n_b^2} \sum_{\lambda_b} \left[(\sigma_i^z)^2 + (\sigma_i^h)^2\right]} \end{aligned} \tag{3.11}$$

La conversion en unité Rayleigh est effectuée via l'équation

$$1R = \frac{10^6}{4\pi} \ photons/cm^2/s/sr. \tag{3.12}$$

Prenons un exemple avec le spectre O_2 de la figure 3.6. Entre 760 et 766 nm, on dénombre $N = R_0 = 74000$ électrons, sur $n_r = 129$ pixels. La base est moyennée à $b = 80$ électrons/pixels, le tout pris pour un temps $dt = 0.5$ seconde. On a donc $R = 64000$ électrons. On convertit par l'équation 3.3 pour trouver une valeur de $1.6 \cdot 10^{12}$ *photons/cm²/s/sr* (64000./(3.42E-8×1.17)), soit environ 20 MR.

Les mesures de GOMOS ont souffert d'une augmentation du courant d'obscurité [Keckhut et al., 2010]. Ici, la version n°5 des données est utilisée. La correction du courant d'obscurité (DC) est comprise dans la chaîne de traitement GOMOS. Il est estimé par un pointage du télescope de nuit sur une zone sombre, où aucune étoile n'est présente dans le champ de vision. Cette mesure est effectuée à chaque orbite. Une augmentation quasi linéaire du courant d'obscurité du CCD au cours du temps a été observée (figure 3.8). Cela est partiellement dû à l'augmentation de la température globale de l'instrument (par dégradation de l'isolation thermique) et donc à l'augmentation continue de la température du CCD. L'apparition de pixels chauds (aussi appelés bruits en créneaux ou *RTS* pour Random Telegraphic Signal) contribue également à la tendance du courant d'obscurité. Il s'agit de pixels délivrant dans un court laps de temps une quantité importante d'électrons avant de retourner à l'état initial. Les particules cosmiques, particulièrement durant le passage dans l'Anomalie Atlantique Sud sont responsables de l'augmentation de ces pixels chauds.

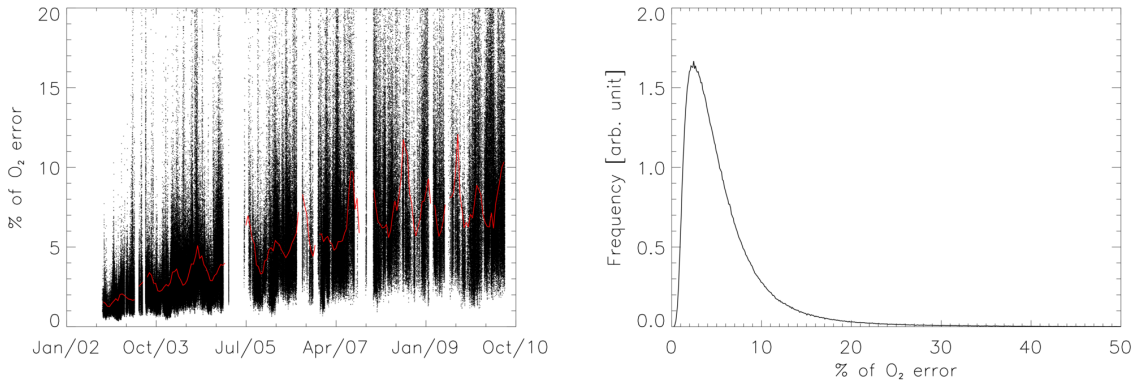


FIGURE 3.8 – À gauche, évolution de l'erreur calculée pour O_2 au cours de la mission GOMOS La croissance linéaire provient de l'augmentation de DC. À droite, distribution de l'erreur, dont la majorité est inférieure à 15%.

3.4 Résultat et climatologie observée

L'analyse du signal provenant de GOMOS a permis l'obtention d'une quantité significative de données (environ 5.4 millions de points utilisables pour O_2, sur une moyenne de 14 points verticaux). La couverture spatiale et temporelle est grande, entre 2002 et 2010 avec des données quotidiennes ou mensuelles (selon O_2 ou OH) sur toutes les longitudes et la plupart des latitudes. 77% des nuits disponibles de mesures sont utilisées, sur 75% des latitudes. Pour les moyennes mensuelles, environ 38% des latitudes sont considérées.

La comparaison entre les bandes supérieure et inférieure montre une forte corrélation attendue. Elles mesurent en effet le même signal en même temps et sous les mêmes conditions d'illumination. Aussi, l'heure locale d'observation est importante, du fait de la variation diurne du signal précédemment évoquée (section 2.4.1). Du fait de l'orbite suivie par Envisat, on observe que dans l'hémisphère nord, la plupart des observations sont produites avant minuit. Pour l'hémisphère sud, les observations se produisent autour de minuit (voir figure 3.9).

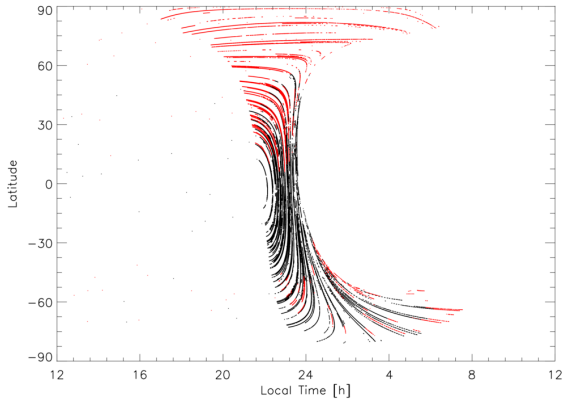


FIGURE 3.9 – Heure locale d'observation en fonction de la latitude. En noir les conditions d'illumination PCD = 0, *full dark*, et en rouge, les PCD 2 et 3. Ainsi, une observation dans l'hémisphère nord correspondra à une heure locale avant minuit, alors que l'hémisphère sud se centre autour de minuit.

Le rayonnement nightglow est observé au limbe, ce qui signifie que toute la ligne de visée contribue aux intensités observées. La méthode des pelures d'oignon [Russell and Drayson, 1972], l'inversion d'Abel [Hardy et al., 1994] ou encore la régularisation de Tikhonov [Sofieva et al., 2004] peuvent être appliquées pour permettre une comparaison avec des profils verticaux d'émissivité locale. Cela n'a pas été fait, en partie à cause du faible rapport signal sur bruit. Pour cette même raison, des moyennes verticales, selon le temps ou les longitudes ont été faites, ce qui empêche d'observer par exemple la variabilité de l'altitude du pic d'émission OH avec une grande précision.

La comparaison des luminances en sorties de l'algorithme avec d'autres données expérimentales n'est pas directe. En effet, l'observation est une visée au limbe, c'est donc une intégration du rayonnement sur la ligne de visée qui dépend de la géométrie de la mesure or, les instruments embarqués sur satellites fournissant ces autres données présentent une bande spectrale, une géométrie d'observation, une sensibilité qui leur est propre. De plus, pour la transition OH(8-3), le rayonnement observé correspond à une fraction de tout le spectre émis [Leinert et al., 1997], celui-ci s'étendant jusqu'à 975 nm.

Spécificités dues à l'émission de O_2

L'émission de O_2 est assez forte pour être observée sans moyennage des données. Les intensités mesurées vont jusqu'à 100 MR, l'erreur variant de 1% à 20% (figure 3.8, droite). La figure 3.10 (gauche) montre la distribution de l'intensité de O_2. La moyenne est autour de 28 MR et la distribution présente une asymétrie positive. L'altitude du maximum d'émission est observée en moyenne à 90 km (figure 3.13, gauche). Cependant, on observe que l'altitude du maximum décroit pour des latitudes proches de l'équateur (figure 3.14, trait discontinu). Dans la région comprise entre 15°S et 15°N, la couche d'émission de O_2 se rapproche du sol de quelques kilomètres (85-87 km).

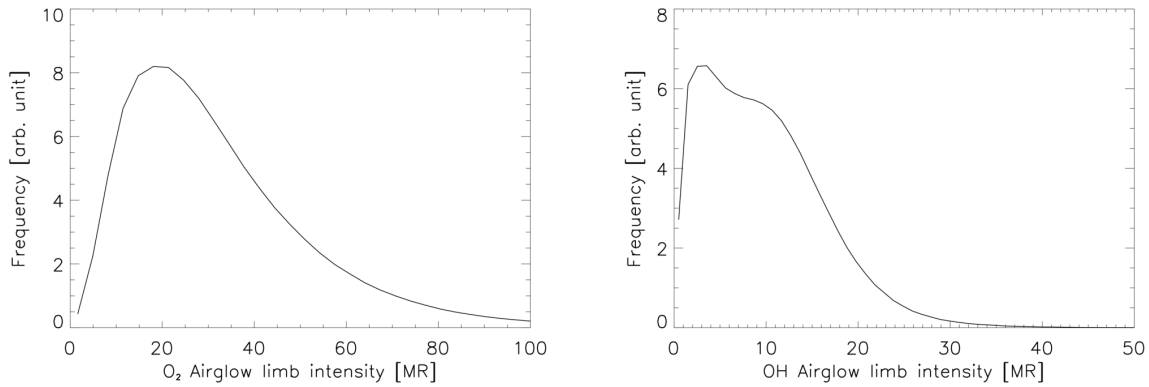


FIGURE 3.10 – Distribution des intensités observées pour l'émission O_2 (à gauche) et OH (à droite). La moyenne est respectivement de 20 MR / 7.7 MR pour l'émission O_2 / OH.

L'évolution de l'émission du rayonnement (figures 3.11 et 3.12 gauche) montre que l'émission de O_2 suit principalement l'été hémisphérique, c'est-à-dire que l'émission sera plus forte dans l'hémisphère estival plutôt qu'hivernal. Cependant, des pics apparaissent aux moyennes latitudes avant la transition été $\rightarrow$ hiver, c'est-à-dire en automne pour l'hémisphère nord et au printemps pour l'hémisphère sud. Au niveau de l'équateur, c'est une variation semi-annuelle qui apparait. Burrage et al. [1994] l'ont observée également à partir de l'instrument HRDI et la mettent en relation avec le mode (1,1) de la marée diurne et avec le vent méridional.

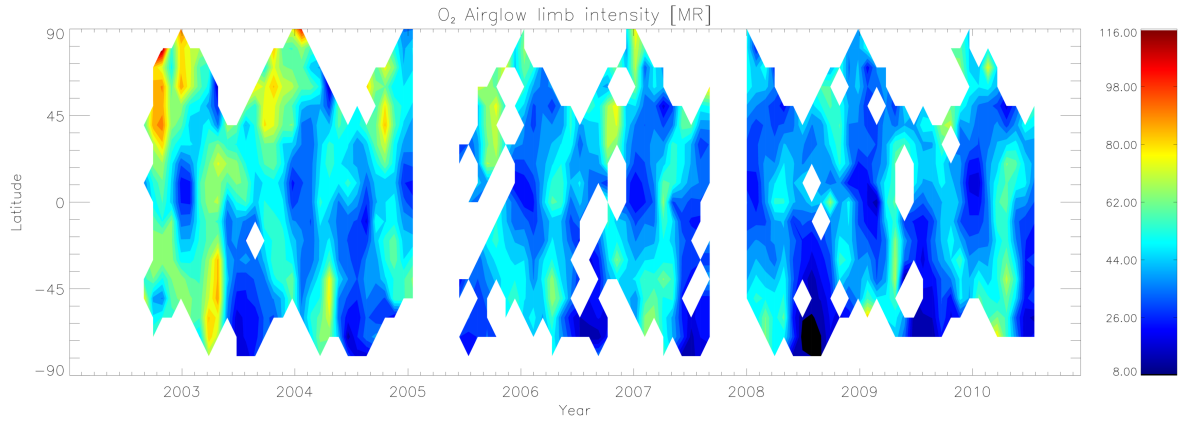


FIGURE 3.11 – Évolution d'émission O_2 entre 2002 et 2010. On observe une variation de type sinusoïdale, plus explicite dans la figure 3.12 (gauche). Cela montre que l'intensité de la molécule O_2 suit l'été hémisphérique. On remarque aussi l'absence de données en 2005 déjà évoquée dans le manuscrit, également à l'origine de l'absence de données en 2008.

À bord de l'ISS, Christensen et al. [2012] observent les émissions de O_2(0-0), (0-1), et (1-1) en visée au limbe avec l'instrument NIRS, de l'expérience RAIDS. Les profils sont mesurés entre 60 et 180 km. Le maximum du profil est à 10^7 R, alors que les résultats observés par GOMOS montent à $4 \cdot 10^7$ R. Une comparaison sur des points identiques serait intéressante à produire.

Spécificités liées à l'émission de OH

La faiblesse du signal provenant de OH a impliqué d'effectuer une moyenne sur les données. La moyenne temporelle s'est faite sur une période de un mois, 5°en latitude et sur toutes les longitudes, en conservant toutes les conditions d'illumination (sauf jour). L'émission de OH prend des valeurs jusqu'à 30 MR et se comporte différemment selon les latitudes. La moyenne est observée autour de 7.7 MR (figure 3.10 droite). L'altitude du pic est à 85 km (figure 3.13, droite). Des profils similaires ont été observés par l'instrument SABER à bord de TIMED [Russell et al., 1999] ou depuis le sol [Suzuki et al., 2010].

De manière semblable à O_2, l'altitude du pic est plus basse au niveau de l'équateur, de quelques kilomètres. Gao et al. [2010], à partir de bandes OH différentes, trouvent le même résultat. La moyenne de l'erreur est estimée à 1%, cependant, toutes les conditions d'illumination sont utilisées, ce qui peut entraîner des faibles variations au niveau des hautes latitudes. Sans effectuer la moyenne explicitée au paragraphe précédent, la valeur moyenne est légèrement différente (7.4 MR) mais l'erreur est plus grande (30%).

L'évolution de l'émission OH suit une variation semi-annuelle au niveau de l'équateur (figure 3.12, droite). Les maxima se produisent au moment des solstices, c'est à dire, pour le premier, entre les 19 et 21 mars et pour le second, entre les 22 et 23 septembre. Toujours au niveau de l'équateur, l'intensité mesurée varie entre 14 et 25 MR, soit un rapport inférieur à 2 entre le minimum et le maximum. Plus on monte en latitude, plus la variation progresse vers une périodicité annuelle. Là, l'évolution du rayonnement est similaire à O_2, avec un maximum au niveau des solstices. De plus, le minimum hivernal est plus marqué au niveau de l'hémisphère sud. On dénote également un léger pic entre octobre et novembre entre 45°et 60°. Ces variations proviennent des perturbations induites par les ondes et les marées. Marsh et al. [2006] observent à l'aide des données SABER la même évolution semi-annuelle de la figure 3.12 pour l'émission OH autour de l'équateur, puis la variation annuelle à 60°S. On remarque également

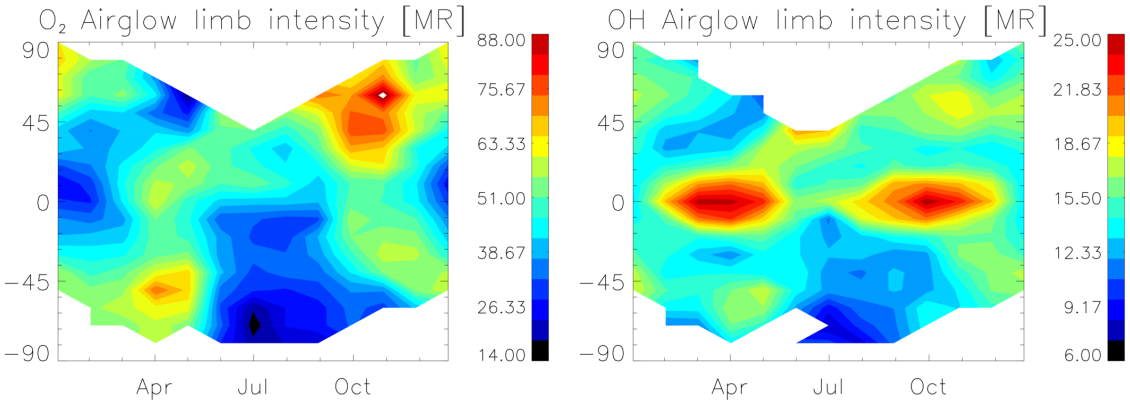


FIGURE 3.12 – Moyenne des évolutions O_2 (gauche) et OH (droite) selon la latitude sur une année. Sont moyennées les données observées entre 2002 et 2010. Pour O_2, on observe une variation qui suit l'été hémisphérique, tandis que pour OH, une forte variation semi-annuelle apparait au niveau de l'équateur, puis l'évolution suit celle de O_2 progressivement au fur et à mesure que l'on monte en latitude.

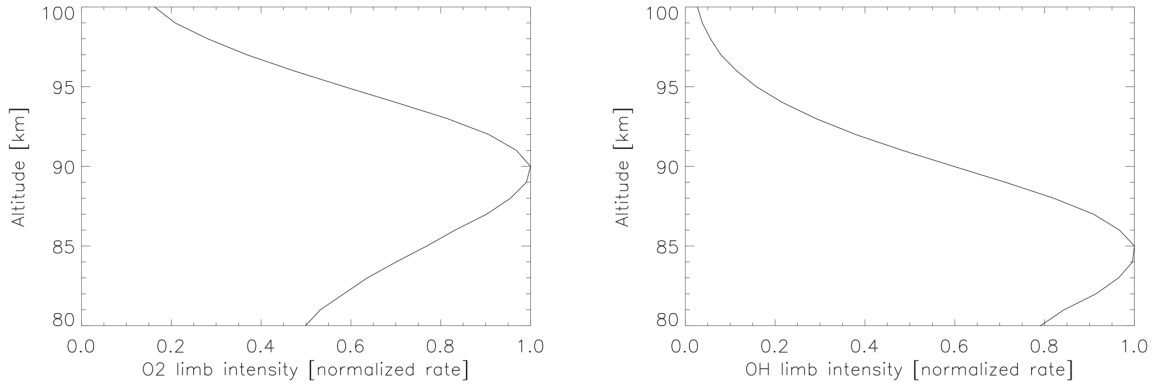


FIGURE 3.13 – Profils verticaux moyennés des émissions O_2 (à gauche) et OH (à droite). L'altitude du maximum varie selon l'espèce : elle est de 90 km pour O_2 et 85 pour OH. Elle varie également selon les latitudes considérées (voir figure 3.14).

une augmentation de l'intensité lorsque l'altitude du maximum décroit. Ce phénomène a été observé par Liu and Shepherd [2006], à l'aide de l'instrument WINDII, ou encore par Yee et al. [1997] avec HRDI.

Variabilité longitudinale

L'évolution selon les longitudes a été également observée. Pour l'émission de OH, la moyenne n'est plus faite sur cette dimension, il faut donc garder en mémoire une possible erreur sur les résultats. La figure 3.16 montre la répartition spatiale du rayonnement. Seuls les mois d'avril, mai et juin sont pris en compte, et moyennés pour cette figure. Pour l'émission de O_2, le maximum sur l'hémisphère nord se concentre entre 0°et 45°. 4 maxima apparaissent, situés sur la côte Est des États-Unis, sur l'Atlantique, au-dessus de l'Inde et dans le Pacifique. Du côté de l'hémisphère sud, une bande autour de 45°S émet avec le même ordre de grandeur que la bande de l'hémisphère nord. Pour OH, le maximum est quant à lui compris entre -10°et 15°, légèrement au-dessus de l'équateur. Les zones méridiennes sont similaires à celles de O_2.

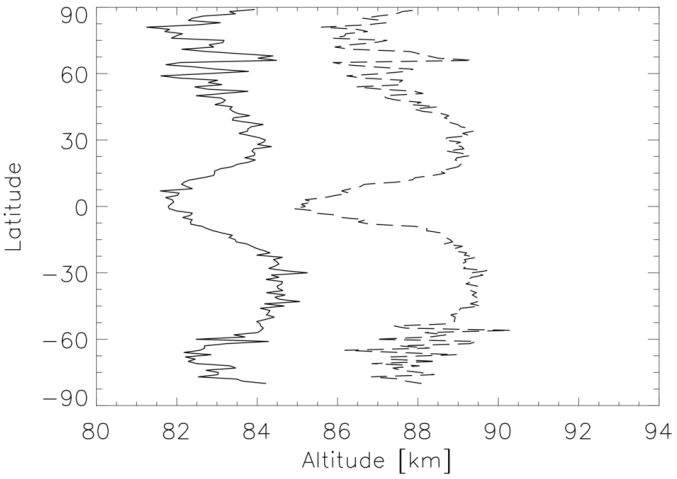


FIGURE 3.14 – Altitude du pic d'émission pour OH (trait plein) et O_2 (trait discontinu). L'altitude varie selon la latitude. Plus basse au niveau de l'équateur, elle rejoint le profil standard aux latitudes moyennes. À haute altitude, les conditions d'illumination et le nombre de points d'observation vont provoquer ces variations sur l'altitude du pic.

Les figures 3.17 montrent l'évolution du rayonnement avec la longitude entre 2002 et 2010, pour des latitudes comprises entre -15˚et 15˚pour OH, 10˚et 40˚pour O_2, correspondant aux zones d'émission des figures 3.16. Une périodicité semi-annuelle de l'émission sur les longitudes décrites précédemment apparait. Nous relions ces maxima d'émission aux ondes planétaires stationnaires. Décrites par Charney and Eliassen [1949]; Forbes [1995], ces ondes proviennent de la variation de la force de Coriolis avec la latitude. Smith [2003] montre l'importance de la dislocation des ondes de gravité dans la formation des ondes planétaires stationnaires à haute altitude. Ainsi, la dépendance aux GWs attribue un caractère local à l'observation d'une onde planétaire stationnaire, créant une irrégularité possible. Burrage et al. [1994] retrouvent sur les observations HRDI les traces des ondes planétaires stationnaires. Zaragoza et al. [2001] ont quant à eux mis en évidence une variation semi-annuelle au solstice aux basses latitudes, en utilisant l'instrument *ISAMS* (Improved Stratospheric And Mesospheric Sounder) et les transitions OH(9-8) et OH(8-7) autour de 4.6μm.

On pourra retenir aussi que l'amplitude de variation des deux signaux reste faible. En effet, le maximum correspond à 6 fois le minimum pour O_2 et seulement 4 fois pour OH (figures 3.12 et 3.16). On dispose donc d'un rayonnement globalement stable, presque uniformément réparti spatialement (ce qui présente un avantage pour l'application de vision nocturne).

Évolution à long terme

Le cycle solaire a une influence sur l'émission du rayonnement nightglow. Par exemple, Wiens and Weill [1973] montrent une corrélation entre l'émission de OH et la variation solaire, corrélation non observée pour le sodium. L'étude de la tendance à long terme avec les données GOMOS n'est pas aisée. En effet, les données traitées ici correspondent à la période allant de 2002 à 2010, or, le cycle solaire est de 11 années. Le pic remonte à 2002 et l'intensité a décru jusqu'en 2009, avant de remonter en 2010. Les figures 3.11, 3.15 et 3.17 montrent l'évolution des rayonnements au cours de ces années. Seule l'émission O_2 semble suivre une décroissance continue dans son intensité. Cependant l'absence de données post 2010 pour notre étude empêche toute conclusion quant à l'influence du cycle solaire sur le rayonnement nightglow.

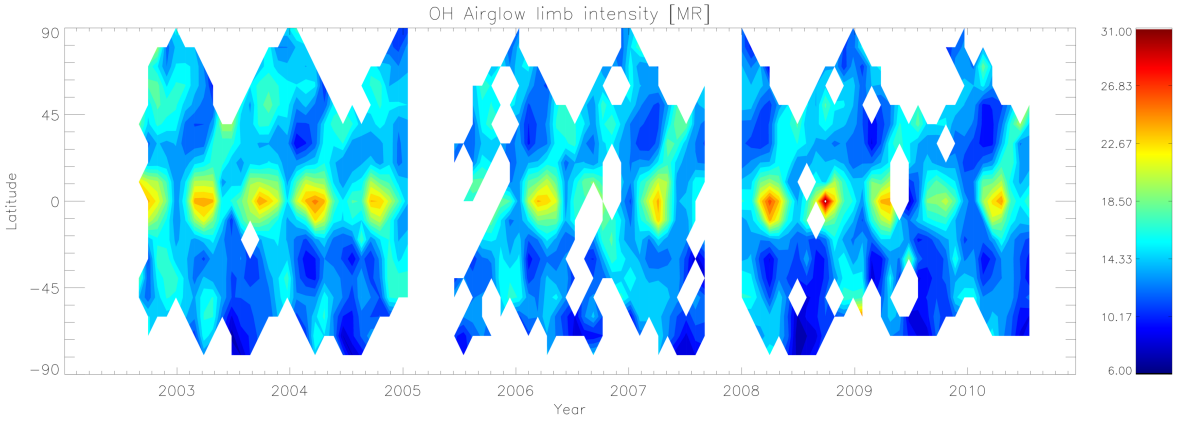


FIGURE 3.15 – De manière similaire à la figure 3.11, l'évolution de l'émission OH entre 2002 et 2010. Très nettement apparaissent les pics d'émission au niveau de l'équateur d'une périodicité semi-annuelle. Aux latitudes moyennes, l'émission tend progressivement vers une variation annuelle avec le maximum aux solstices.

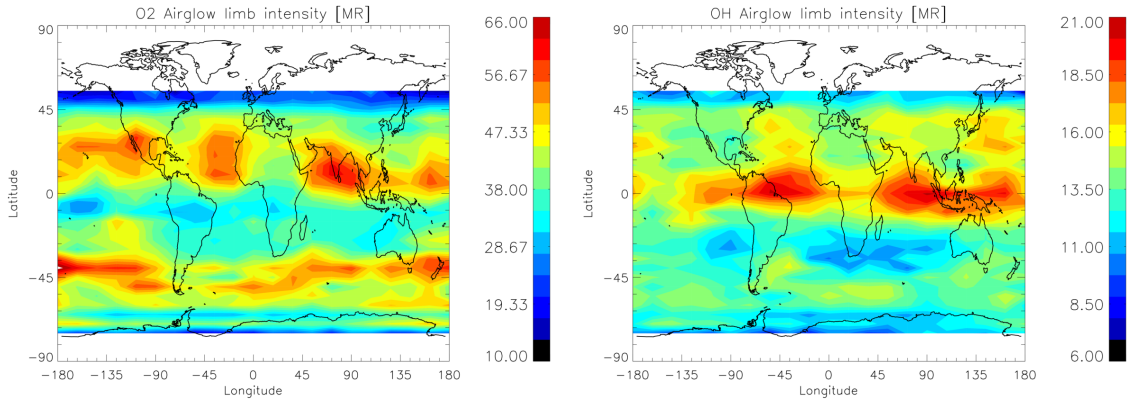


FIGURE 3.16 – Émission du rayonnement O_2 (à gauche) et OH (à droite). Les valeurs correspondent à une moyenne des mois d'avril, mai et juin. Des maxima d'émission sont présents à des longitudes similaires, pour O_2 entre 0˚et 45˚, pour OH autour de l'équateur.

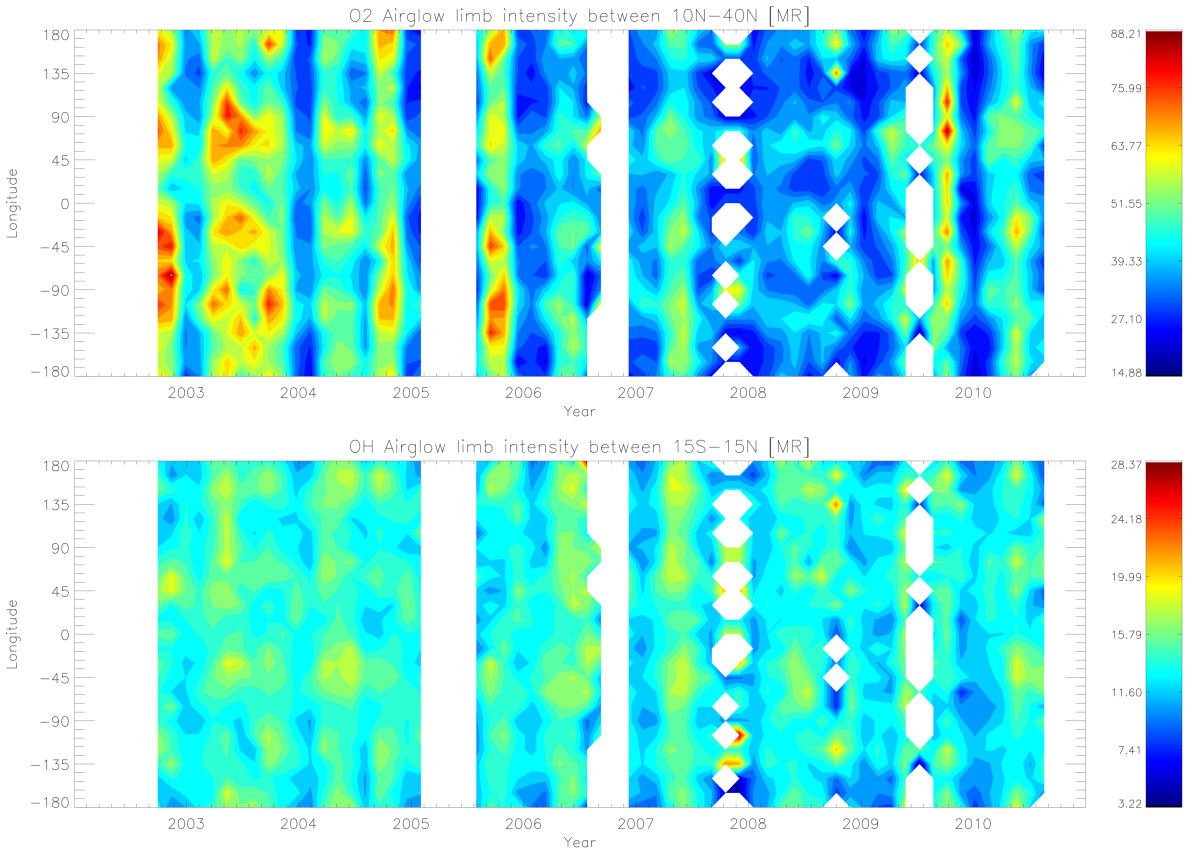


FIGURE 3.17 – Évolution du rayonnement O_2 (haut) et OH (bas) selon les longitudes entre 2002 et 2010. Les latitudes considérées ici sont comprises entre -15˚et 15˚pour OH, 10˚et 40˚pour O_2. On remarque une chute de l'intensité globale de O_2 mesurée au cours du temps avec un minimum entre 2008 et 2009.

Chapitre 4

Étude observationnelle depuis le sol

Nous avons vu dans le chapitre précédent une étude observationnelle du rayonnement à partir de l'instrument GOMOS. Nous allons voir à présent l'étude du rayonnement à partir d'observations au niveau du sol, produites durant des campagnes de mesure. Nous commençons par introduire les instruments utilisés. La bande spectrale préférée est le proche infrarouge du fait de la faible absorption du rayonnement par les couches atmosphériques (figure 1.6). Nous explorons l'évolution du rayonnement au cours de la nuit en pointant les caméras directement vers le ciel mais nous caractérisons aussi les scènes terrestres pour vérifier la capacité du rayonnement à éclairer le sol. La partie de ce chapitre consacrée à la campagne de mesure à Gadanki avec le NARL correspond à l'article bientôt publié et inclus dans le manuscrit, dans l'annexe D.2, s'intitulant *Coordinated night airglow measurements of gravity waves during pre-monsoon period over a low latitude Indian station.* Bellisario et al. [2016].

4.1 Les différents instruments de mesure

De nombreux instruments permettent l'observation depuis le sol du rayonnement nightglow. Nous différencions deux catégories, les imageurs et les spectromètres. Les premiers permettent l'observation de structures à haute altitude - comme les ondes de gravité, les seconds fournissent le spectre reçu au sol et permettent une étude des populations vibrationnelles de OH, de la température cinétique ou encore des sources de pollution lumineuse comme les luminaires citadins.

4.1.1 Caméra InGaAs

La caméra SWIR (Short-Wave InfraRed) que nous avons utilisée est basée sur un détector InGaAs (Indium Gallium Arsenic) de 640×512 pixels, développé par le III-V Lab et commercialisé par la société Photonic Science Limited (voir photographie 4.1). La bande spectrale est comprise entre 0.9 et 1.7μm. La caméra est étalonnée au sein de l'ONERA pour obtenir une mesure de luminance absolue (en *photons/s/m^2/sr*). Elle est refroidie par l'effet Peltier, *i.e.* par absorption de chaleur suite à un gain d'entropie lors d'un transfert électrique. Il est possible de monter différents objectifs sur la caméra selon le champ de vue désiré. Ceux utilisés sont des objectifs Navitar, de focale 8, 12.5, 25 ou 50 mm (ce qui correspond à des champs respectifs de 18°×15°, 35°×29°, 65°×54°, 90°×77°), d'ouverture F/1.4 et dont la transmission est supérieure à 75%. L'encombrement de la caméra est de 200 mm × 72 mm × 72 mm. Le temps d'intégration nécessaire pour acquérir une scène terrestre correcte est compris entre 50 et 400 ms suivant les conditions d'illumination.

La bande spectrale correspond aux transitions vibrationnelles $\Delta\nu = 2$ et 3. Les images brutes

FIGURE 4.1 – Caméra InGaAs montée sur trépied durant la campagne à Gadanki.

sont corrigées radiométriquement et filtrées pour obtenir une bonne résolution spatiale des observations. Ce dernier traitement peut conduire à un aspect granuleux sur l'image.

4.1.2 Spectromètres SWIR

Un spectromètre permet de séparer spectralement les photons de la lumière incidente. Pour cette étude, l'ONERA utilise deux types de spectromètres : un spectromètre à réseau et un spectromètre à transformée de Fourier. Pour le premier, le rayonnement incident passe par une fente, un jeu de miroirs et un réseau décomposent le rayonnement qui arrive sur une caméra InGaAs dont le format correspond à une barrette de 512×1 pixels, par pas de 25 μm. Le spectromètre a une résolution spectrale de l'ordre de 10 à 20 nm suivant le type de réseau utilisé, et la bande est comprise entre 0.9 et 1.7 μm. De même que la caméra InGaAs, le spectromètre a été étalonné et permet ainsi une mesure spectrale absolue. Le second type de spectromètre, à transformée de Fourier, permet d'obtenir des spectres dont la résolution peut atteindre 1 cm^{-1}. Je ne l'ai pas utilisé durant ma thèse.

4.1.3 Autres instruments

Une caméra visible utilisant un CCD refroidi a également été mise en oeuvre lors de la thèse. Nous avons disposé un filtre vert sur l'objectif afin d'observer la raie d'émission verte de l'oxygène atomique à 557.7 nm. Cette observation présente l'avantage d'étudier la structure des ondes de gravité à une altitude supérieure de quelques kilomètres à la couche d'émission OH.

Un luxmètre est un capteur permettant d'estimer de manière objective le niveau de nuit, c'est-à-dire la quantité de lumière disponible dans la bande visible (0.4 - 0.7 μm) correspondant à la bande spectrale de l'oeil humain. L'unité de mesure est le *lux*, qui correspond à la lumière reçue depuis la flamme d'une bougie située à un mètre. En unité SI, un lux correspond à :

$$1lx = 1\frac{cd \cdot sr}{m^2} \tag{4.1}$$

Pour rappel, un candela - *cd* - est l'intensité lumineuse, dans une direction donnée, d'une source qui émet un rayonnement monochromatique à 555 nm (fréquence 540×10^{12} hertz) et dont l'intensité énergétique dans cette direction est 1/683 watt par stéradian.

Les niveaux de nuit sont au nombre de 5, allant de la nuit la plus claire à la nuit la plus sombre. Les types 4 et 5 correspondent à une nuit sans Lune. Le tableau 4.1 rassemble les niveaux de nuit selon la quantité de lumière disponible mesurée par le luxmètre.

Niveau	1	2	3	4	5
Seuils [lx]	[0.04-2.0]	[0.01-0.04]	[0.002-0.01]	[0.0007-0.002]	[0.-0.0007]

TABLE 4.1 – Niveaux de nuit selon la quantité mesurée par le luxmètre.

Lieu	Latitude	Longitude	Date	DoY
Vouziers	49.39	4.69	28 octobre 2013	300
OHP	43.93	-5.71	28 mars 2014	86
Gadanki	13.46	79.18	29 mai 2014	147
OHP	43.93	-5.71	mai 2015	137

TABLE 4.2 – Différentes campagnes de mesures faites par l'ONERA auxquelles j'ai pu participer.

4.2 Les différentes campagnes

Dans cette section sont énumérés les résultats intéressants des différentes campagnes de mesure auxquelles j'ai pu participer, résumées dans le tableau 4.2. Elles commencent par la campagne de Vouziers-Séchault, en octobre 2013. La campagne de mesure en collaboration avec le NARL en Inde est décrite dans la section suivante (4.3), suite à l'étude poussée qui a été effectuée sur ses résultats.

Durant ces campagnes de mesure, on peut différencier 2 stratégies d'observations :

– l'observation directe du nightglow, avec l'évolution temporelle, spatiale ainsi que la signature spectrale de l'émission,
– l'observation de scènes terrestres afin d'évaluer l'application à la vision nocturne.

4.2.1 Campagne Vouziers

Situé dans les Ardennes près de Vouziers (49°23'50"N, 4°41'54"E), la base de Vouziers-Séchault est utilisée par l'unité militaire du Génie de l'Air, qui vise à assurer la construction et le maintien en état des pistes d'aviation de l'armée de l'air. La base présente plusieurs zones intéressantes (photographie 4.2) : une piste d'atterrissage assez dégagée, des marguerites entourées de couvert végétal, et des zones sous canopée. Durant la semaine de mesures, comprise entre le 28 octobre et le 1er novembre 2013, nous avons pu procéder à plusieurs types d'observations : sous nuage, sous canopée et la pollution lumineuse induite par l'éclairage public provenant des villes avoisinantes.

FIGURE 4.2 – Panorama lors des observations en zone dégagée. On distingue nettement à droite la ville de Vouziers dont la lumière de l'éclairage public est diffusée par les nuages.

Observations

À partir de 18 hr UT, les nuits correspondantes à la campagne étaient prévues de type 5 (minimum de luminosité disponible), la nouvelle Lune étant datée du 3 novembre. Plusieurs instruments ont été déployés (photographies 4.3) :

- 2 caméras SWIR (l'une visant le zénith et la seconde pour l'observation de scènes),
- 2 caméras visibles prêtées par la société Andor,
- le spectromètre SWIR à réseau,
- le luxmètre.

La météo a été assez variable, oscillant entre couverture nuageuse (photographie 4.2), ciel clair ainsi que pluie fine ou très forte humidité provoquant une condensation sur les instruments. La mesure du rayonnement avec le luxmètre n'est jamais descendue en dessous de 1.5 mlx (nuit de type 4). La pollution lumineuse induite par les villes avoisinantes est la principale source conduisant à la différence observée dans le type de nuit (photographie 4.2).

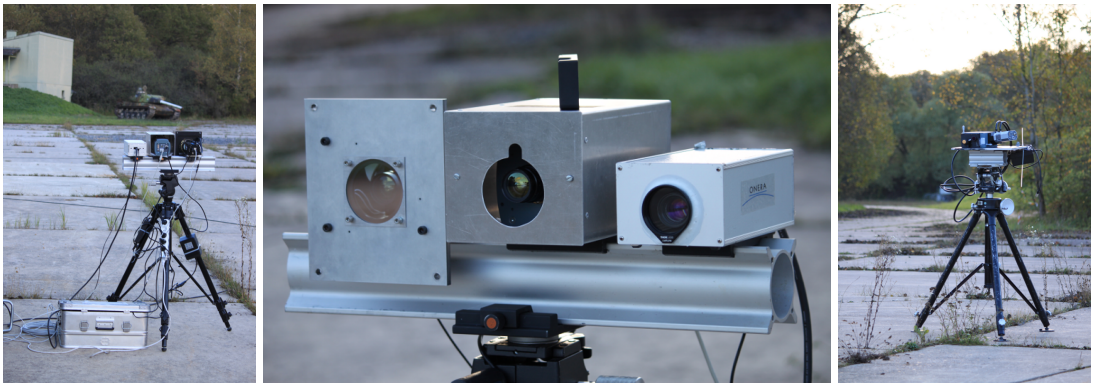


FIGURE 4.3 – Instruments déployés lors de la campagne à Vouziers. À gauche et au milieu, 2 caméras visibles et une caméra SWIR. À droite, le spectromètre SWIR.

Un exemple d'observation de scène terrestre dans la bande SWIR est montré sur la figure 4.4 à gauche. On distingue nettement les silhouettes humaines, ici à une distance d'une centaine de mètre à côté de la carcasse d'un char. Les différences de niveaux de gris au sol dénotent de la composition qui varie, l'albédo étant différent. Le bâtiment à gauche se détache moins nettement. Autre exemple où l'albédo conduit à des réflexions différentes, le bonnet sur la silhouette de droite apparait blanc alors que celui-ci est bleu foncé dans le visible. Pour cette image, prise au voisinage 19:00 UT, le temps d'intégration est de 500 ms, et l'indication au luxmètre est 2 mlx (nuit de type 3/4).

Observations sous canopée

Nous avons utilisé ici la caméra InGaAs munie d'un objectif de 12 mm. L'image 4.4 (droite) présente un temps d'intégration de 900 ms, le luxmètre indique ici 0.5 mlx sous couvert, contre 1.8 mlx en dehors de la canopée. Bien que le couvert végétal soit dense, nous distinguons bien les mouvements et ce, malgré le temps d'intégration long. L'avantage ici d'utiliser le nightglow vient du fait qu'il s'agit d'une source continue, et répartie sur toute la voûte céleste. Ainsi, pour un point donné sous la canopée, le rayonnement a la possibilité de l'atteindre et d'être observable dans le proche infrarouge. On peut également observer, toujours sur la figure 4.4, le fond du ciel illuminé et saturé par l'émission du nightglow. En effet, la campagne de mesure s'étant déroulée au mois de novembre, le couvert végétal était peu dense.

FIGURE 4.4 – À gauche, observation d'une scène entre deux marguerites (une marguerite étant une aire de parking avion). Le temps d'intégration est de 500 ms, et le luxmètre indique 2 mlx (nuit de type 3/4). À droite, observation d'une scène sous canopée. La silhouette est à 3 mètres de la lisière. Le temps d'intégration est de 900 ms, et le luxmètre indique 0.5 mlx (nuit de type 5). On distingue à travers la canopée le fond du ciel illuminé et saturé par l'émission du nightglow.

Identification de l'éclairage public

La commune de Vouziers (4046 habitants) est située à 16 km. La présence de nuages a conduit à l'observation de la pollution lumineuse induite par diffusion des éclairages publics provenant de la ville. Sur la figure 4.5, on distingue à gauche la pollution lumineuse dans le visible diffusée par les nuages, avec un temps d'intégration de 10 s. Le spectre mesuré avec un spectromètre visible que nous avons eu en prêt, montre un fort rayonnement entre 500 et 700 nm (figure 4.6, gauche). À droite sur la figure 4.5, la bande SWIR de la même scène, avec un temps d'intégration de 0.8 s.

FIGURE 4.5 – À gauche, image dans le visible de l'éclairage public sur Vouziers, situé à 32 km et réfléchi par les nuages. Ici, le temps d'intégration est de 10 secondes. À droite, la même scène observée dans le proche infrarouge. Le temps d'exposition est de 0.8 seconde. Les spectres des figures 4.6 correspondent à ces images.

On distingue sur le spectre 4.6 (droite) le pic à 819 nm, typique des lampes au sodium. On peut aussi remarquer le fort contraste présent pour l'image dans le visible, alors que l'image dans le PIR présente un contraste plus faible du fait de l'émission globale du nightglow qui recouvre les nuages. L'apport de l'éclairage public dans le rayonnement disponible est donc plus fort dans le visible que dans le PIR, ce qui encouragerait en milieu urbain à préférer l'amplification de lumière pour la vision nocturne à des fins opérationnelles.

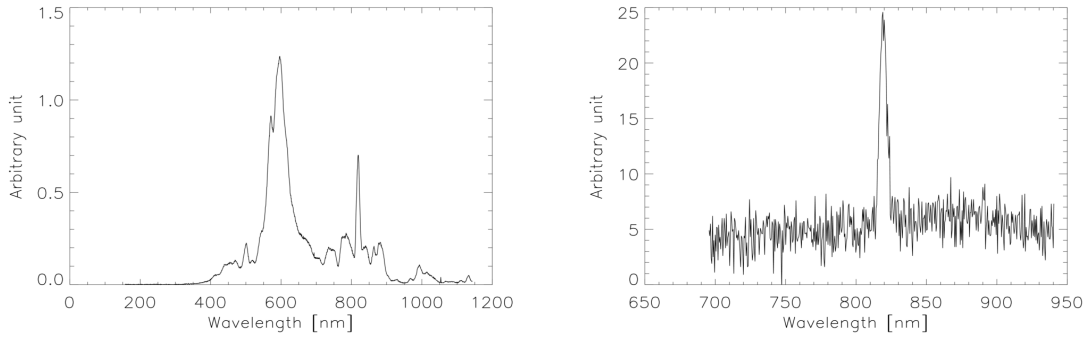


FIGURE 4.6 – Spectres observés à partir des scènes de la figure 4.5. À gauche, spectre dans le visible, avec un étalement important entre 500 et 700 nm. À droite, spectre dans le PIR, avec le pic à 819 nm issu des lampes au sodium.

Bilan de cette campagne

La base de Vouziers-Séchault ne semble pas permettre une bonne caractérisation de la couche d'émission de la molécule OH du fait de ses conditions météorologiques assez variables et de la pollution lumineuse issue de l'éclairage public. Cependant, pour la thématique de la vision nocturne, des mesures ponctuelles de scènes présentent un intérêt par la variété des conditions d'observations (zone dégagée, canopée).

4.2.2 Mesures à l'Observatoire de Haute Provence

Situé à Saint-Michel-l'Observatoire, dans les Alpes-de-Haute-Provence, l'Observatoire de Haute Provence (OHP) est un site d'observation de l'INSU (Institut National des Sciences de l'Univers) du CNRS, dédié à l'astronomie, à l'environnement et à l'étude de l'atmosphère. Ses coordonnées géographiques sont 43°55'51"N, 5°42'48"E (43.9308N, 5.7133E) pour une altitude de 650 m.

En astronomie, 4 télescopes sont disposés dans le centre, dont les diamètres des miroirs principaux sont 1.93, 1.52, 1.20 et 0.80 m. C'est ici qu'en 1995 la première exoplanète a été trouvée, à l'aide du T193 [Mayor and Queloz, 1995], doté depuis 2006 du spectrographe SOPHIE [Perruchot et al., 2011]. Pour l'étude de l'atmosphère terrestre, le site de l'OHP dispose de plusieurs instruments :

- un spectromètre Dobson, visant à mesurer l'ozone atmosphérique absorbant le spectre solaire [Nair et al., 2013],
- un spectromètre à visée zénithale, le SAOZ (pour Système d'Analyse par Observation Zénithale), mesurant l'ozone et le NO_2 [Griesfeller et al., 2009],
- un spectromètre GRIPS, appartenant au réseau NDMC, permettant l'observation de la température au niveau de la couche d'émission du nightglow [Schmidt et al., 2013].
- un LIDAR RMR (Rayleigh-Mie-Raman) émettant des impulsions lumineuses à 532 nm et dont le retour permet d'étudier la température et la densité jusqu'à 90 km quand les conditions météorologiques le permettent [Keckhut, 2001],
- un LIDAR à absorption différentielle fonctionnant à 2 longueurs d'onde dans le proche UV (289 nm et 316 nm), qui observe le profil vertical de l'ozone entre 3 et 15 km,
- un LIDAR DIAL (DIfferential Absorption Lidar) émettant à 308 et 355 nm, qui lui observe le profil vertical de l'ozone entre 10 et 50 km [Pazmiño, 2006],
- un LIDAR vent qui étudie la composante horizontale du vent entre 15 et 50 km par la mesure du décalage spectral subi par le rayon laser après rétrodiffusion sur les molécules

FIGURE 4.7 – Instruments déployés lors de la campagne à l'OHP. À gauche, la caméra InGaAs automatisée, le spectromètre ANDOR. Sur la photo de droite, une seconde caméra InGaAs et le spectromètre.

en mouvement [Chanin et al., 1989; Souprayen et al., 1999a,b].
Enfin, tous les mercredis, un lâcher de ballon sonde est programmé. De plus amples informations sur les instruments sont disponibles sur le site `http://sosgm.obs.uvsq.fr/spip.php?rubrique2`.

Le site présente l'avantage de permettre la pose d'instruments à long terme, avec différents opérateurs veillant sur les instruments. De plus, la pollution lumineuse y est moindre que sur le site de Vouziers-Séchault. Nous avons eu l'occasion de réaliser 2 campagnes sur ce site, l'une en mars 2014 et l'autre en mai 2015.

Mars 2014

La photographie 4.7 montre les instruments déployés à l'OHP par l'ONERA la semaine du 24 au 29 mars 2014, pour une étude en lien avec le LATMOS [Mzé et al., 2014]. Nous présentons ici les résultats de la nuit du 27 au 28 mars.

Globalement, la variation nocturne du rayonnement suit le schéma suivant : le rayonnement diminue jusqu'au minuit local, puis augmente légèrement jusqu'à la fin de nuit. La première partie s'explique par l'arrêt de la photolyse de l'ozone, qui entraine l'arrêt de production d'oxygène atomique et ainsi cesse la recombinaison de l'ozone, source du rayonnement nightglow. La seconde partie quant à elle s'explique avec les marées atmosphériques entraînant une augmentation soit de température, soit de densité. Des changements par rapport à cette variation peuvent se produire. Par exemple, une activité forte en onde de gravité conduira à une augmentation du rayonnement. Outre les variations locales de température et de densité dues à l'onde de gravité, celle-ci peut déferler, ou interagir avec le milieu, voire d'autres ondes, pour induire un dépôt local d'énergie et ainsi accroître la quantité de rayonnement. La nuit du 27 mars en est un exemple : le rayonnement augmente au voisinage de 21:30 (heure locale) puis semble diminuer après le minuit local. Une analyse des images associées montre la présence de systèmes de courtes longueurs d'ondes qui se propagent perpendiculairement au système général. Par exemple, la figure 4.8 montre ces systèmes d'onde. La longueur d'onde horizontale λ_x est d'environ 8 km pour une vitesse de phase v_ϕ de 10 m/s.

La campagne en mars 2014 a été l'opportunité de mettre en place une caméra InGaAs sur le site pour la durée d'un mois. Elle est visible à gauche sur la photographie 4.7. La figure 4.9 résume les valeurs du rayonnement nocturne enregistrées entre le 24 mars et le 27 avril. L'axe des ordonnées correspond au nombre de jour post 24 mars (J_0) et l'axe des abcisses correspond à l'heure en temps universel, l'aspect *Ziggurat* provient du fait que les nuits sont de plus en plus

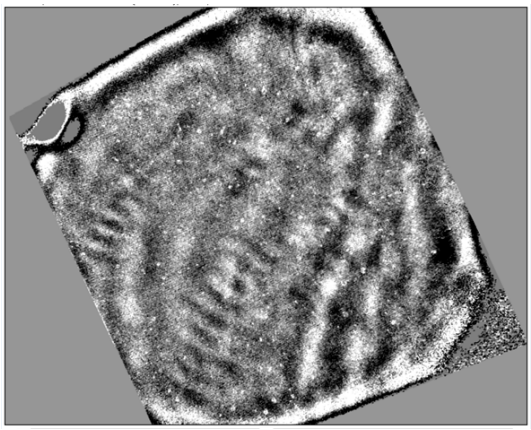


FIGURE 4.8 – Image PIR réalisée avec une caméra InGaAs présentant des trains d'ondes perpendiculaires au mouvement général. Bien visibles en bas et à gauche, la longueur d'onde horizontale λ_x est d'environ 8 km pour une vitesse de phase v_ϕ de 10 m/s.

courtes. La tendance globale montre une décroissance du rayonnement à partir du début de nuit. Les passages nuageux provoquent des baisses de rayonnement assez fortes (J_0+27, 28, 29 ou encore J_0+33).

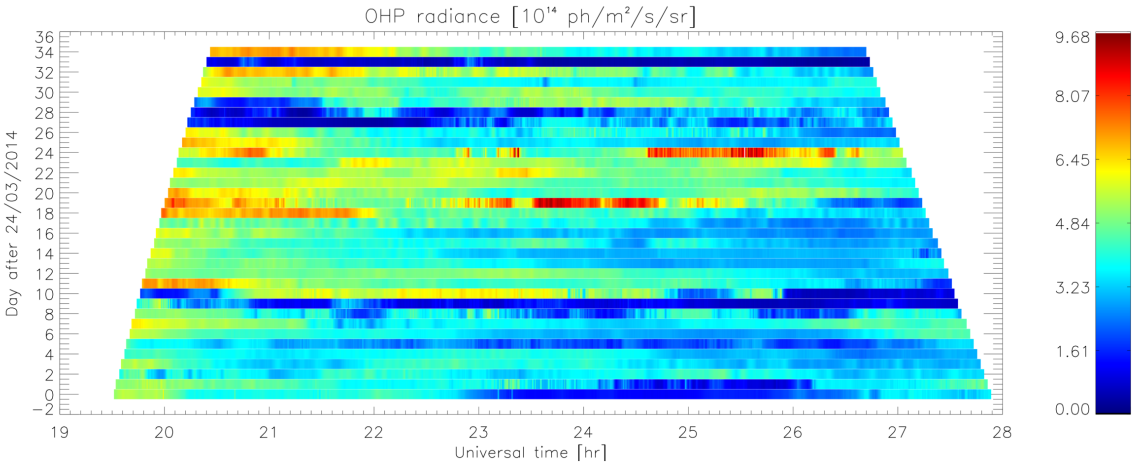


FIGURE 4.9 – Résumé des émissions observées avec la caméra InGaAs mise en mode automatique. L'axe des ordonnées correspond au nombre de jours post 24/03/2014 (35 jours). L'axe des abscisses correspond au temps universel en heures. L'aspect *Ziggurat* provient du fait que la durée de la nuit est de plus en plus courte.

Nous notons à partir de la figure 4.9 que l'intensité d'émission observée depuis le sol varie entre 1 et $10 \cdot 10^{14}$ ph/s/m^2/sr. La variabilité maximale observée du rayonnement est donc d'environ 10, le minimum atteint étant $1 \cdot 10^{14}$ ph/s/m^2/sr, et ce, malgré la présence possible de nuages. Le type de nuit théorique varie de 5 autour de la nouvelle Lune jusqu'à 1 en cas de pleine Lune.

Nous remarquons également la présence de pics de rayonnement pour certaines journées (J_0+19 et J_0+24). Il ne peut pas s'agir ici de marées atmosphériques, car ces dernières présenteraient une variation similaire sur les jours précédents et suivants. Ce phénomène peut s'expliquer par exemple par une forte activité d'ondes de gravité qui conduirait à une émission forte du signal. Cependant, la piste privilégiée est le passage d'un nuage diffusant la lumière de la

Lune. En effet, l'analyse des images montrent des passages nuageux importants durant ces nuits et la Lune était pleine le 14 mars (c'est à dire à J_0+21). La couche nuageuse doit alors être assez mince pour ne pas stopper le rayonnement (comme les nuits J_0+27, 28, 29) mais assez dense pour diffuser le rayonnement parasite de la Lune.

Mai 2015

Nous avons eu également l'occasion de réaliser une campagne d'une semaine du 18 au 22 mai 2015. Au cours de la semaine, nous avons installé :

- la caméra InGaAs,
- le spectromètre SWIR,
- le spectromètre visible (basé sur le même principe que le spectromètre SWIR à la différence que le capteur est un CCD),
- la caméra visible avec le filtre vert.

Durant la nuit du 18 au 19 mai, nous avons pu observer avec la caméra PIR une onde de gravité dont l'aspect circulaire était marqué. En effet, dans la plupart des autres campagnes de mesures, les sources des ondes de gravité étaient assez lointaines pour que l'effet sur la couche OH où nous produisions les observations paraissent sous forme de plans d'ondes parallèles. Ici, la source semblait être assez proche pour qu'on puisse voir l'effet concentrique. Les images 4.10 montrent des exemples de ces ondes de gravité. Les sources proviennent de la région Nord-Est, ce qui coïncide avec l'observation d'éclairs de chaleur durant cette nuit et dans cette direction. Le temps d'intégration est de 0.4 s, avec un FOV d'environ $90^\circ \times 77^\circ$.

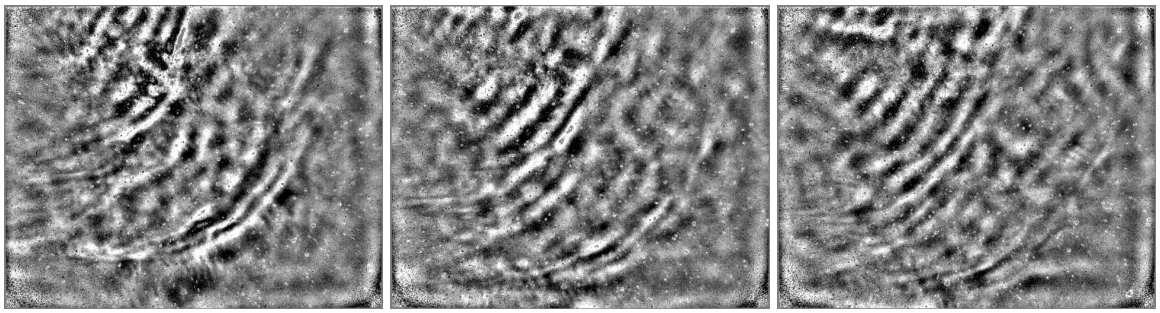


FIGURE 4.10 – Exemples d'ondes de gravité observées durant la nuit du 18 mai 2015 à l'OHP prises à différents instants. On constate sur chacune l'aspect sphérique des ondes de gravité, qui proviennent de la région Nord-Est. Entre la première et la dernière image se passent 7 minutes, le taux d'acquisition étant d'une image toutes les 30 secondes.

La caméra CCD observant dans le visible a été installée avec le filtre vert. Pour rappel, la raie verte est émise par l'oxygène atomique à une altitude supérieure (96 km) à la couche d'émission de OH. Les figures 4.11 présentent quelques observations. Le temps d'intégration est de 90 s. Le FOV est d'environ $8^\circ \times 5^\circ$. Le temps d'intégration est supérieur à celui de la caméra InGaAs, ce qui est visible avec le filé d'étoiles qui se forme. L'analyse des images montre une direction similaire de propagation des ondes de gravité, ainsi qu'une longueur d'onde horizontale à peu près similaire. La mesure de la vitesse de phase présente une difficulté du fait du temps de pose très long.

Nous avons également testé la caméra InGaAs à l'intérieur de l'habitacle d'une voiture afin de confirmer que l'application à la vision nocturne est possible. Un des intérêts de la bande PIR est que ce rayonnement n'est pas bloqué par le verre (dont sont consitués les pare-brises) à la différence de l'infrarouge plus lointain. Les images de la figure 4.12 montrent quelques captures d'écran de la vidéo produite. Le temps d'intégration est ici de 100 ms. Un temps d'intégration

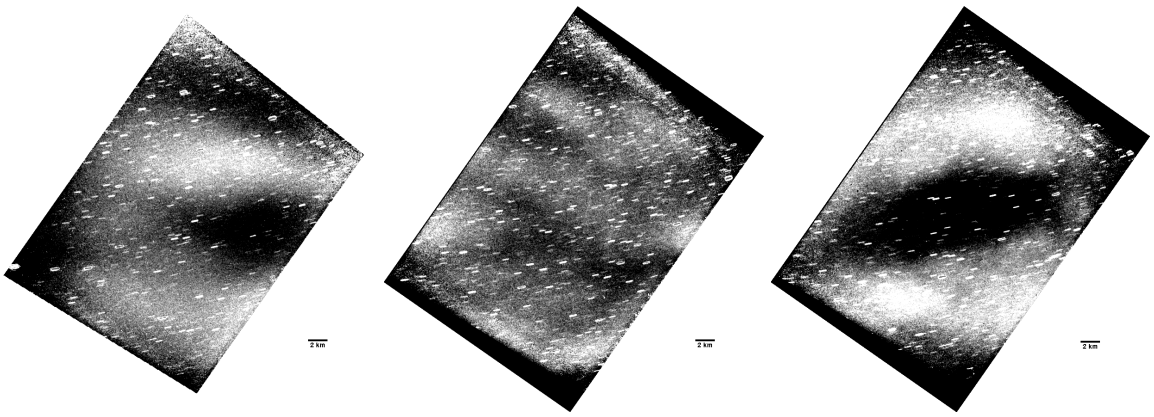


FIGURE 4.11 – Exemples d'ondes de gravité observées durant la nuit du 18 mai 2015 à l'OHP prises à différents instants avec la caméra visible équipée du filtre vert à 557.7 nm. Le FOV est beaucoup plus étroit, ainsi le champ est plus petit. La barre en bas à droite de chaque image correspond à l'échelle de 2 km. 52 minutes séparent l'image de gauche et celle du centre, et 15 minutes séparent l'image du centre de celle de droite.

plus long rend l'image plus claire, mais malheureusement plus floue du fait du bougé et donc empêche une bonne visibilité pour la conduite. En effet, plus le véhicule va vite, plus le temps d'intégration doit être court. Ici, la vitesse de conduite était d'environ 15 km/h (bien entendu, le site de l'OHP est un site privé, et la conduite se fait habituellement avec les feux de détresse pour ne pas gêner les observations astronomiques).

Bilan des mesures réalisées à l'OHP

Les mesures produites à l'OHP ont permis l'observation de la variation nocturne de l'émission du rayonnement sur une longue période. L'absence de production d'ozone dès que la photolyse cesse conduit à une diminution du rayonnement en début de nuit.

Cependant, il est apparu également qu'au cours de la nuit, l'intensité du rayonnement pouvait être perturbée par le passage d'ondes de gravité. Comme le montre l'exemple de la nuit du 27 mars, la présence de systèmes d'ondes de gravité provoque une augmentation temporaire de l'intensité reçue en milieu de nuit. Durant la campagne de mesure de mai 2015, une onde a présenté un aspect circulaire marqué, qui suppose une origine proche.

Enfin, nous avons pu tester la faisabilité de la conduite par l'utilisation du nightglow observé à travers le pare-brise. Même si la vitesse de conduite n'était pas très élevée, il a été possible de conduire avec un temps d'intégration de 100 ms.

FIGURE 4.12 – Captures d'écran de la vidéo de l'essai en voiture. En haut à gauche, image prise avec quelques sapins bloquant le rayonnement nightglow. On observe sur le coté droit un chemin. L'image en haut à droite présente moins de sapins, elle est plus claire. L'image en bas à gauche voit apparaître un bâtiment sur le côté droit. Enfin, en bas à droite, on peut distinguer au fond le dôme du télescope T193. Toutes ces images ont été prises avec un temps d'intégration de 100 ms permettant de conduire.

4.2.3 Observation d'une onde de gravité en Atlantique Nord

Les 3 images de la figure 4.13 sont issues d'une vidéo prise à bord d'un navire sur l'Océan Atlantique courant mai 2013. Elles montrent le passage d'un front d'onde de gravité provoquant une hausse d'émission du nightglow. À gauche, avant le passage de l'onde, la couche est assez homogène. Au milieu, le front d'onde apparait fortement. La deuxième crête est la plus intense. La longueur d'onde horizontale λ_z entre les premières crêtes est de 11 km. La projection de la vitesse de phase v_ϕ sur la couche d'émission est mesurée à 64 m/s.

FIGURE 4.13 – Passage d'un front d'onde de gravité. À gauche, avant le passage de l'onde. Au milieu, point culminant de l'onde de gravité. On observe que la seconde ligne est plus intense que la première. Sur la troisième image, l'onde est passée et la trainée est encore visible sur la gauche. La luminosité et le contraste ont été modifiés sur ces images pour une meilleure visibilité sur le manuscrit.

Une ligne identique de profil est tracée sur chacune des images et la figure 4.14 représente les intensités (en unité arbitraire) correspondantes. Le pic d'émission, autour du pixel 180 est 50% plus intense qu'avant le passage de l'onde. Une fois la conversion radiométrique effectuée, le pic est mesuré à $2.4 \cdot 10^{14}$ ph/s/m^2/sr alors qu'avant le passage de l'onde de gravité, l'intensité est de $1.6 \cdot 10^{14}$ ph/s/m^2/sr. On a donc une action locale très forte de l'onde de gravité qui agit sur l'émission du nightglow. La relation entre l'émission du rayonnement et la perturbation induite par l'onde de gravité est décrite dans la section 7.3.2 du chapitre 6.

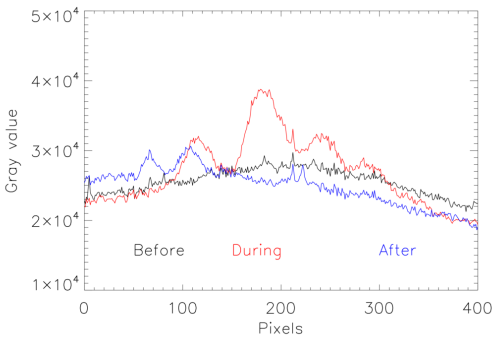


FIGURE 4.14 – Figure représentant un extrait des images 4.13. L'image de gauche est représentée par la courbe en noir, le passage de la GW en rouge et l'après GW en bleu. Au pic d'émission autour du pixel 180, le signal augmente d'environ 50%.

4.3 Campagne en Inde sur le site de Gadanki

Sous la campagne *AIMED* (Airglow Imaging of Mesospheric Wave Energetic and Dynamics), des mesures coordonnées de l'émission airglow ont été effectuées. La première campagne, AIMED-1, a été planifiée pour mesurer les caractéristiques des ondes mésosphériques durant la pré-mousson sur l'Inde, pendant laquelle l'ONERA et le NARL (unité du *Department of Space* de l'Inde) ont conduit des mesures simultanées depuis Gadanki (13.5°N, 79.2°E).

La présence de forts systèmes convectifs en début de nuit n'incitait pas le NARL à déployer ses instruments. Seule la nuit du 29 mai a permis l'étude conjointe des deux laboratoires. Le site souffrait également de pollution lumineuse. En effet, la présence possible de serpents la nuit oblige le NARL à éclairer le site, empêchant toute observation de scène terrestre.

4.3.1 Description des instruments utilisés

Instruments ONERA

Durant la campagne de mesures, nous avons mis en place 3 instruments (photographie 4.15).
- un spectromètre PIR (0.9-1.7μm),
- une caméra InGaAs PIR (0.7-0.9μm),
- une caméra CCD avec un filtre à 557 nm pour l'observation de la raie verte.

Cependant, à cause de la température élevée (26°C), de l'humidité durant la nuit et donc de la forte condensation provoquée, il était difficile d'utiliser le spectromètre. De même, la caméra CCD n'a pas fonctionné durant la campagne.

Durant la nuit d'observation (29 mai), le temps d'intégration de la caméra InGaAs PIR était de 400 ms avec un taux d'acquisition d'une image toutes les 30 secondes, conduisant à une totalité d'environ 1000 images. L'objectif monté avait une focale de 8 mm, conduisant à un FOV (Field of View) de 90°×77°. Cela correspond pour une observation au zénith à un plan d'environ 140×120 km au niveau de la couche d'émission OH.

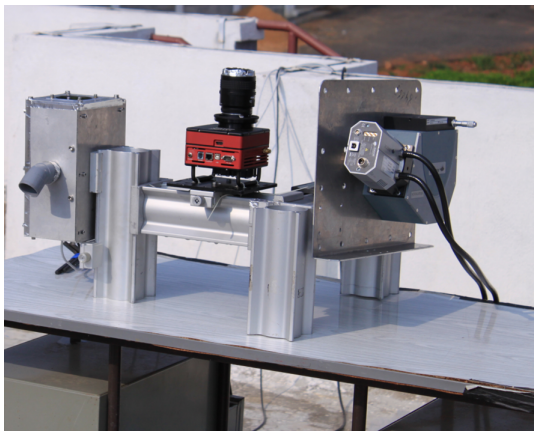


FIGURE 4.15 – Photographie des instruments ONERA déployés. À gauche, la caméra SWIR orienté au zénith, au centre, la caméra visible, et à droite, le spectroradiomètre.

Instruments du NARL

Le NARL dispose d'un photomètre à haute résolution, appelé MLTP (pour Mesosphere Lower Thermosphere Photometer). Il mesure les raies de la bande OH(6-2) à 840 et 846 nm, la bande O_2(0-1) à 866 et 868 nm, O(^{1}D) à 630 nm, O(^{1}S) à 558 nm, et le fond du ciel à 858

nm. L'instrument consiste en un tube photo-multiplicateur (Hamanmatsu, H7421-50) avec un champ de vue de 4°et une optique F/2 [Taori et al., 2011, 2012]. Des filtres interférentiels (dont la largeur à mi-hauteur est de 4 nm) avec une forte transmission sont montés sur une roue porte-filtre. La température est contrôlée dans la pièce avec une forte précision (0.25°C) assurant une mesure de haute qualité. La rotation de la roue porte-filtre permet la sélection de la longueur d'onde. Dans cette étude, le rayonnement incident est intégré pendant 10 secondes pour chaque position du filtre, conduisant à un intervalle de 90 secondes entre chaque tour. La température mésosphérique est estimée avec la méthode des "ratio" décrite par Meriweather [1984] et dans l'annexe C.8. La précision de la température est estimée à 2 K. La photographie 4.16 montre l'ensemble de l'instrument.

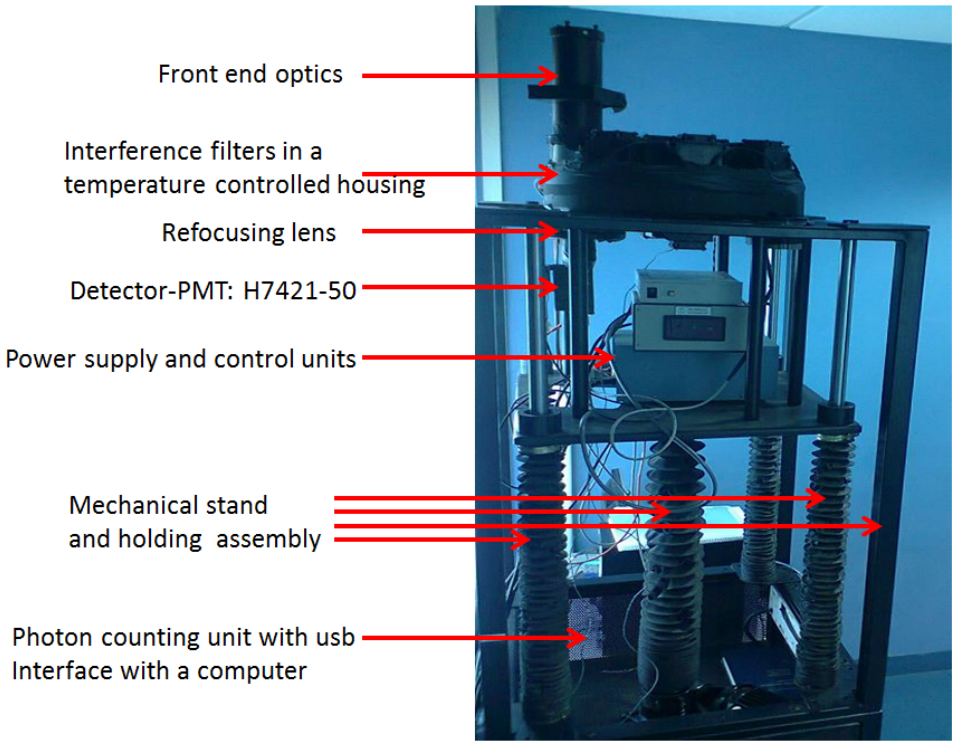


FIGURE 4.16 – Photographie de l'instrument MLTP (Mesosphere Lower Thermosphere Photometer) utilisé par le NARL.

4.3.2 Observations

Durant la période d'observation, entre le 20 et le 30 mai 2014, le ciel était souvent nuageux, accompagné de forts systèmes convectifs. Ainsi, les mesures étaient difficiles. Cependant, la nuit du 29 mai était claire et a permis des observations conjointes de 14:24 à 22:58 UT (19:54 à 04:28 LT). La figure 4.17 montre une image satellite de l'*India Meteorological Department*. Gadanki est marqué par le point rouge. On observe de multiples systèmes convectifs situés autour de la côte Ouest de l'Inde.

Les différentes observations de l'intensité moyenne du rayonnement avec la camera InGaAs sont résumées sur la figure 4.18. La luminance mesurée est de l'ordre de $5 \cdot 10^{14}$ ph/s/m^2/sr. La variabilité totale de la luminance présente un rapport inférieur à 8. Les gradients importants traduisent de nombreux passages nuageux. Ainsi, il est difficile d'observer une tendance globale pour ces nuits. La dernière nuit présentée par la suite correspond à la ligne supérieure de la figure 4.18.

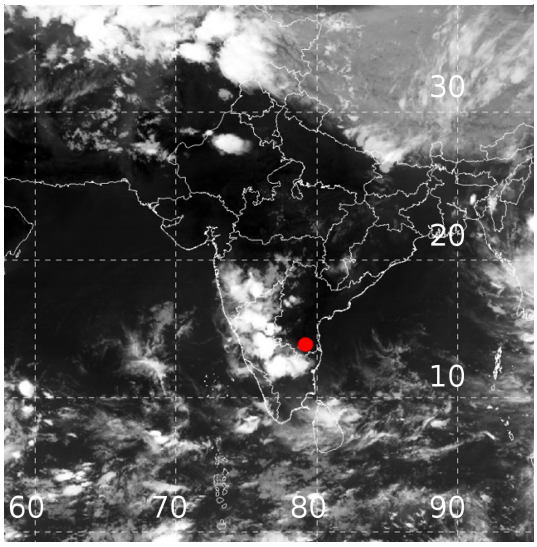


FIGURE 4.17 – Carte de l'Inde durant la nuit de mesure fournie par l'India Meteorological Department (IMD). Gadanki est signalée par le point rouge. On observe des systèmes convectifs sur la zone ouest de Gadanki, au-dessus des terres.

Globalement, la nuit du 29 mai 2014 a montré de nombreux systèmes d'oscillations dus aux ondes de gravité. Des structures de petites échelles, d'une période inférieure à 15 minutes, et de longueur d'onde horizontale inférieure à 100 km ont été observées, ainsi que des longues périodes (comprises entre 20 minutes et 12 heures).

Ondes de longue période

La luminance moyenne observée depuis le sol pour l'ensemble de la nuit est présentée sur la figure 4.19. Cette grandeur est obtenue en moyennant une aire de 1×1 km au niveau de la couche OH (estimée à 87 km). Comme nous pouvons le voir, l'intensité augmente au début de la nuit avec le maximum à 19:00 UT (correspondant à 00:30 en heure locale), avec une luminance mesurée à $8 \cdot 10^{14}$ ph/s/m^2/sr puis elle décroit jusqu'à la fin des mesures. Autour de minuit, on observe un puit assez large vers 18:91 UT (00:24 LT) d'environ 12% de la valeur maximum. Afin de détailler cette particularité, nous traçons un kéogramme (figure 4.20). Un kéogramme est construit à partir de la colonne centrale de chaque image de la vidéo. Cette bande verticale correspond à une aire de 150×0.2 km. Le temps d'intégration utilisé par la caméra InGaAs est de 400 ms. Une augmentation constante avec un large maximum en forme de double bosse est flagrant comme observé sur l'intensité de la figure 4.19.

L'instrument MLTP se concentre sur la bande OH(6-2) à 840 et 846 nm à environ 87 km d'altitude. La température déduite par le rapport de raie et l'intensité mesurée sont tracées sur la figure 4.19 (droite). Les variations de la température sont similaires à celles de l'intensité. Une augmentation constante de l'intensité jusqu'à 18:00 UT (23:30 LT) suivie d'une décroissance jusqu'à 19:00 UT (00:30 LT) et d'une remontée jusqu'à 19:30 UT (01:00 LT) est observée, ce qui correspond bien aux observations de l'imageur SWIR de la figure 4.19 (gauche). Bien que la température suit une évolution similaire à l'intensité, elle présente un maximum temporellement plus large. Si l'augmentation est bien marquée, la décroissance l'est moins, plus lente. Le maximum est à environ 250 K avec une température initiale et finale respectivement de 185 K et 190 K.

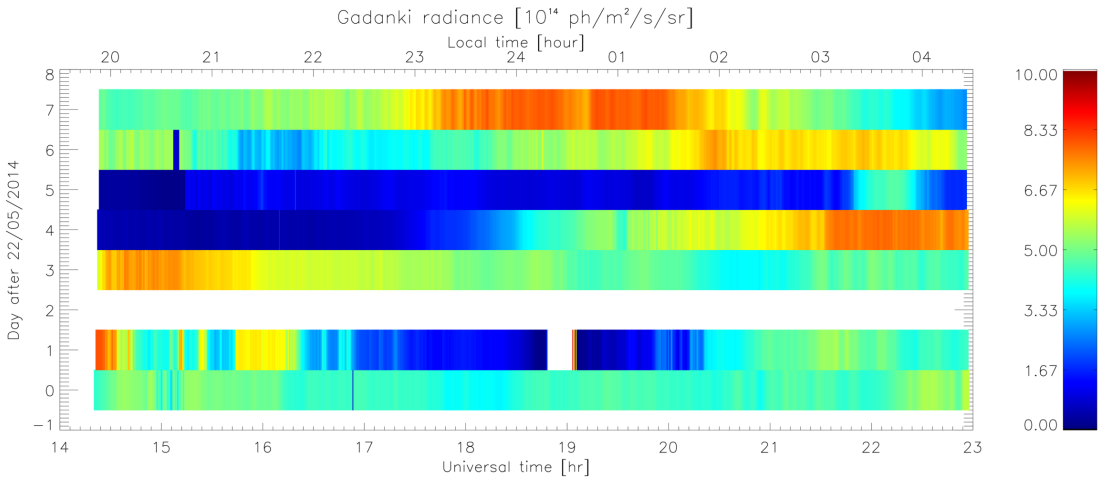


FIGURE 4.18 – Résumé des émissions observées avec la caméra InGaAs durant la campagne à Gadanki. L'axe des ordonnées correspond au nombre de jours post 22/05/2014 (J_0) pour un total de 7 jours. L'axe des abscisses correspond au temps universel en heures. L'émission du 29 mai (J_0+7) se retrouve sur la figure 4.19 (gauche).

Ondes de courte période

La nuit a offert de nombreux événements d'ondes de gravité. La figure 4.21 présente des images acquises avec la caméra SWIR à différents moments de la nuit, sur lesquelles un post traitement a été appliqué. Le traitement des images brutes commencent par une projection, une correction radiométrique et ensuite l'application d'un filtre pour obtenir une moyenne et les événements à haute résolution spatiale. Ce dernier traitement explique pourquoi les images apparaissent granuleuses. L'angle zénithal était de -12.5°. Pour les images présentées dans la suite, une rotation a été appliquée pour que le Nord se retrouve en haut, l'Ouest à gauche, et l'Est à droite. La convention pour l'angle azimuthal est : Est = 0°, Nord = +90°, Ouest = 180° et Sud = 270°.

Les images du rayonnement nightglow ont montré un système complexe d'onde de gravité et de nombreuses apparitions de ripples (ou ondulations, encadrées en jaune dans la figure 4.21). Des ondes proviennent de différentes directions, impliquant des sources multiples et conduisant à des interférences. Pour identifier les périodes des oscillations des ondes, les variations observées de l'intensité et de la température (figures 4.19) ont été sujettes à une analyse par transformée de Fourier discrète (DFT pour *Discrete Fourier Transform*). Les résultats sont présentés sur les figures 4.22.

Il apparait clairement que les deux instruments ont observé de nombreuses perturbations de petite échelle. Cependant, l'amplitude de ces perturbations est petite comparée aux périodes plus longues (figures 4.22). L'intensité de ces perturbations varie entre 5 et 15% pour les ondes dont les périodes sont inférieures à l'heure. Pour l'intensité du rayonnement nightglow vue par le MLTP, la variation la plus forte provient de l'onde de gravité d'une période de 1.5 h. Cela conduit à une perturbation de 40% en intensité. Il est intéressant de voir que cette période agit à l'identique sur les deux instruments. L'onde dont la période est de 2 h conduit à une amplitude de variation plus faible (autour de 25%). La période de 3 h présente des résultats différents selon les instruments. Pour le MLTP, la variation produite est d'environ 14% contre 41% pour la caméra SWIR. La raison peut se trouver dans les bandes spectrales observées par les deux instruments qui sont différentes. En effet, les différentes périodes des ondes de gravité n'agissent pas de la même manière sur la température et la densité, or, les populations vibrationnelles dépendent fortement de ces deux paramètres. La variation de l'émission résultante sera donc

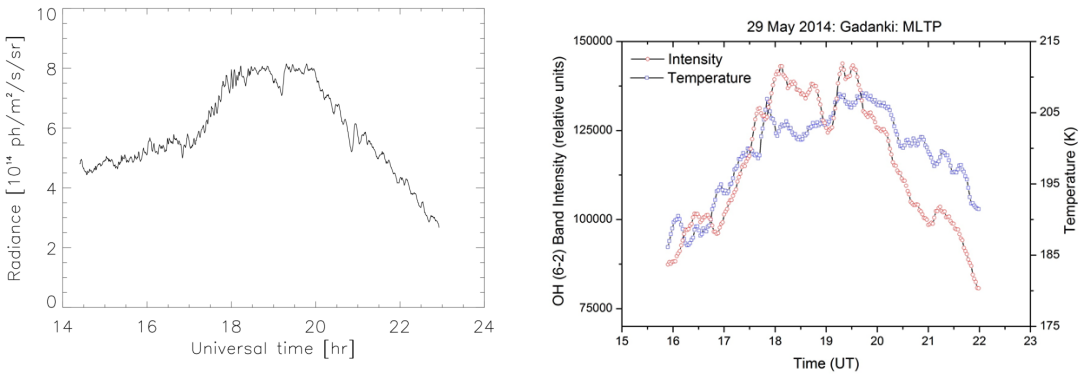


FIGURE 4.19 – Luminance observée au cours de la nuit du 29 mai 2014. À gauche à l'aide de la caméra SWIR de l'ONERA, et à droite à l'aide du MLTP du NARL. À droite est présente également la température mesurée. Les 2 instruments présentent une évolution similaire sur l'intensité, et la température apparait également corrélée à l'émission, malgré une chute plus lente après le pic.

elle aussi différente.

La température observée avec l'instrument MLTP présente des caractéristiques légèrement différentes. Par exemple, l'onde de période 1.5 h présente une amplitude de variation assez faible, inférieure à 0.4%. Cela correspond aux amplitudes de variation des ondes de petite échelle (période inférieure à 1 h). Le maximum quant à lui s'observe pour les plus longues périodes, à savoir 2 et 3 h. L'amplitude est de l'ordre de 1%.

Le rapport de Krassovsky η [Krassovsky, 1972] mesure la réponse du rayonnement nightglow à une perturbation issue d'un train d'onde et est défini par

$$\eta = \frac{\Delta I/I}{\Delta T/T} \tag{4.2}$$

où

- T et I sont respectivement la température et l'intensité de l'émission,
- ΔT et ΔI correspondent à la variation de température et d'intensité.

Il s'agit donc du rapport entre la variation relative de l'intensité par la relation relative de la température. L'instrument MLTP nous permet de remonter aux données nécessaires pour calculer η, qui prend donc les valeurs de : 133, 25 et 46 pour les périodes de 1.5 h, 2 h et 3 h repectivement.

L'utilisation de l'imageur SWIR permet d'estimer la direction de propagation des ondes observées, ainsi que la vitesse des structures en utilisant une analyse corrélée croisée entre une image et l'image qui la suit ou la précède. Les premières structures au début de la nuit se sont déplacées vers l'est. La figure 4.21 à gauche, prise à 16:43 UT (22:13 LT) montre des structures imbriquées accompagnées d'ondulations (ripples) encadrées en jaune. La longueur d'onde horizontale λ_x de ces ondulations est d'environ 5 km. Le plan de l'onde est orienté approximativement N-E et la projection de la vitesse de phase sur la couche d'émission est d'environ 22 m/s dans la direction S-E. Sur la partie gauche de l'image, quelques structures se déplacent vers l'Est - Sud Est, avec une vitesse de phase de 66 m/s et d'autres se déplacent vers le N-E avec une vitesse de phase plus faible (38 m/s) et une longueur d'onde horizontale de 12 km. Le tableau 4.3 résume les observations décrites, en fonction de l'heure d'observation.

La figure 4.21 au centre présente les observations à 17:25 UT (22:55 LT). La principale structure sur le côté gauche de l'image se déplace depuis le Nord-Ouest vers le Sud-Est avec

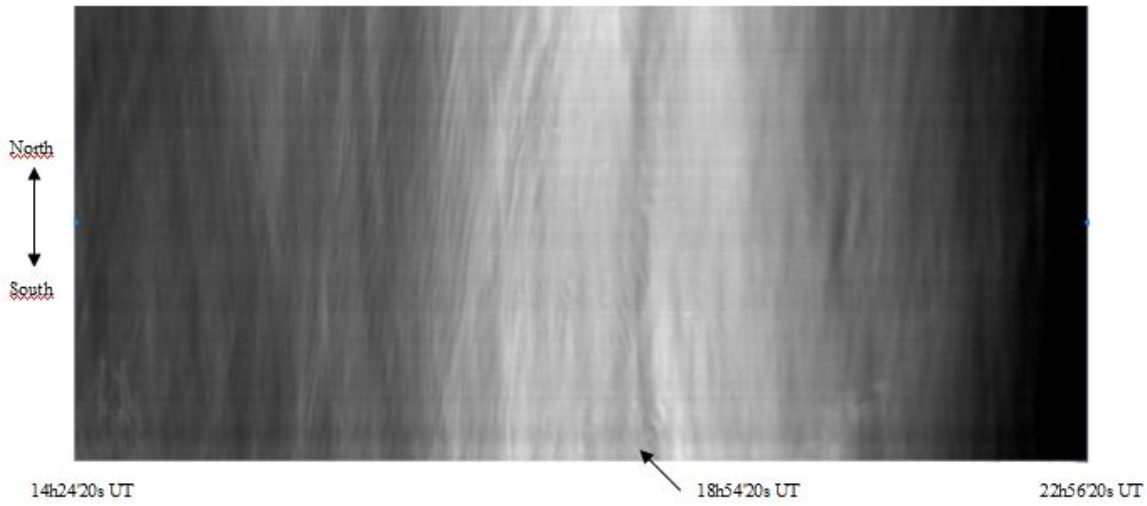


FIGURE 4.20 – Kéogramme obtenu à partir de chaque image de la vidéo, bande mesurant 150×0.2 km. Au milieu apparait la chute d'intensité observée sur les figures 4.19.

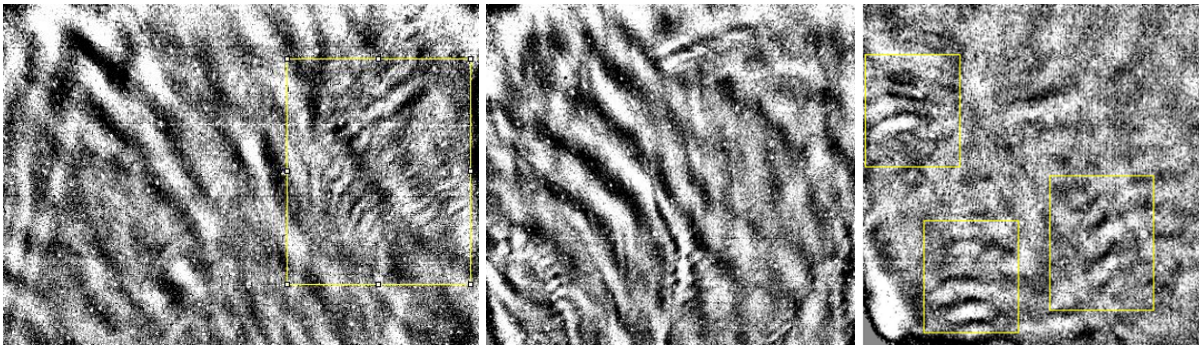


FIGURE 4.21 – Exemples d'images SWIR mesurées respectivement à 16:43 UT, 17:25 UT et 19:00 UT (22:13 LT, 22:55 LT et 00:30 LT). On observe les ondes se propageant vers l'est, et les ripples (encadrées en jaune) se déplaçant vers le sud. Le champ de l'image correspond respectivement à 140×100 km, 115×120 km et 105×98 km.

une longueur d'onde horizontale de 15 km et une vitesse de phase de 40 m/s en direction du Nord-Est. L'intégralité du système se déplace vers l'est avec une vitesse de 62 m/s. De plus, de nombreuses ondulations circulent vers le Sud.

Le dernier cas de la figure 4.21 correspond à 19:00 UT (00:30 LT). On observe de nombreuses ondulations (encadrées en jaune) dont les longueurs d'onde sont courtes (entre 5 et 7 km) et dont la vitesse de phase est comprise entre 25 et 29 m/s.

4.3.3 Résultats

Les observations montrent que la nuit du 29 mai 2014 a été dominée par des variations de large amplitude. Les figures 4.19 traitées par analyse de transformée de Fourier discrète dans les figures 4.22 permettent de déduire que les ondes ayant pour période 3 hr, 2 hr, 1.5 hr et 1 hr ont une influence majeure dans la température et l'intensité observées à l'aide du MLTP. Si la perturbation en température est de l'ordre de 0.2 à 1.2%, l'amplitude de perturbation en intensité est nettement plus importante, allant de 7 à 38%, ce qui est cohérent avec des études antérieures [Reisin and Scheer, 2004; Taori and Taylor, 2006, 2010]. L'intensité dérivée de la

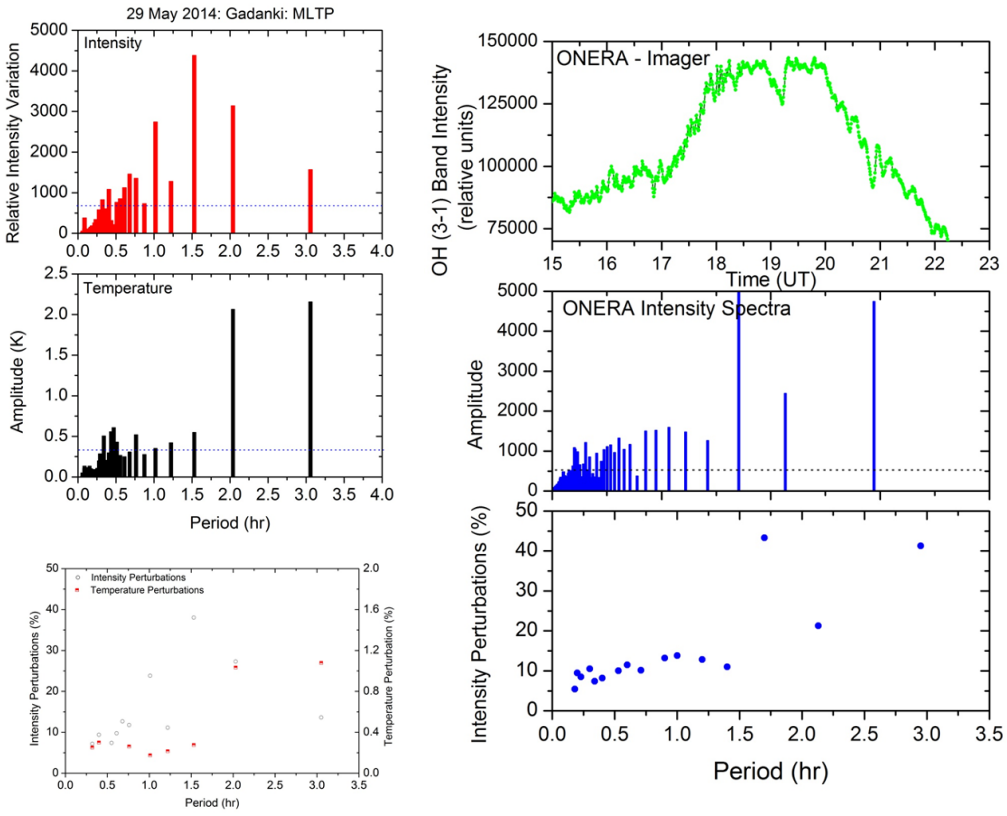


FIGURE 4.22 – Analyse par transformée de Fourier discrète de l'instrument MLTP à gauche et de la caméra InGaAs à droite. Pour le MLTP, le premier graphique montre la variation relative d'intensité en fonction de la période de la perturbation. Les périodes de 1 h, 1.5 h et 2 h présentent les perturbations les plus fortes. En température, il s'agit des périodes de 2 h et 3 h (graphe du milieu). Le graphe du bas résume en % les amplitudes de perturbation. Pour les figures de droite, le graphe du haut rappelle l'intensité déjà présentée dans la figure 4.19. Au milieu, l'analyse DFT montre quant à elle une prédominance de l'action des périodes de 1.5 et 3 h sur l'intensité (jusqu'à 40%) alors que la période de 2 h est moitié moins forte.

caméra SWIR dispose d'une meilleure résolution temporelle, et observe un comportement similaire au MLTP. Cependant, il est intéressant de noter qu'outre la contribution de l'onde de période 2.5 hr, celle dont la période est de 1.6 hr influe fortement sur l'intensité. La différence entre les deux observations peut provenir de la différence d'altitude d'émission des deux couches. En effet, les deux instruments observent à une longueur d'onde différente, donc des états vibrationnels différents. La répartition verticale des différents états vibrationnels n'étant pas identique, l'altitude d'observation peut varier. Si la longueur d'onde verticale est plus petite que l'épaisseur de la couche, la contribution relative peut être différente. Nous supposons que c'est le cas ici. Quant aux caractéristiques des courtes périodes, les données montrent de larges variations selon l'échelle et la direction. Les principales observations sont résumées dans le tableau 4.3. On constate que la plupart des ondes semblent provenir de l'ouest de Gadanki.

Il est aussi intéressant de noter la diminution isolée dans le plateau du maximum à 18:52 UT (00:22 LT). Lorsqu'on observe les systèmes d'ondes à l'aide de l'imageur SWIR, on note un système provenant de la direction Nord-Sud qui commence à interférer avec le système d'onde général qui se propage dans la direction NE. À ce moment, les ondes créent des interférences destructrices qui conduisent à la chute d'émission observée.

Concernant des études antérieures, Pautet et al. [2005] ont reporté des ondes de courte pé-

Temps (UT)	λ_x [km]	v_ϕ (m/s)	AZ(°)	Commentaires
14.7722	18	75	320	
15.5722	7	75	323	
	7	41	50	
16.1056	4	33	315	Ripples
16.3889	12	40	50	
16.7222	4	22	310	Ripples
	?	66	350	
	13	42	48	
				L'intégralité du système se déplace vers l'est
17.4056	16	44	50	De nombreuses ripples en direction du sud
				apparaissent entre 17.3056 et 18.1389.
18.1056	4	25	300	Ripples
18.2889	7.5	50	300	Ripples
19.0389	4.5	0	333	Ripples
	7	15	290	Ripples
	7	21	294	Ripples
	15	29	308	Ripples
				Quelques structures apparaissent en
20.8222			110	juxtaposition se déplaçant dans la direction
				opposée au fond.
22.4556	12	66	146	L'intégralité du système se
				déplace dans la direction 146°.

TABLE 4.3 – Résumé des ondes de petite structure observées à Gadanki durant la nuit du 29 mai 2014. La première colonne correspond au temps universel de l'évènement. La 2ème colonne représente la longueur d'onde horizontale, la 3ème la vitesse de phase et la 4ème l'angle azimutal.

riode générées par des systèmes convectifs fuyant leurs sources et dont l'arc du front d'onde pointait vers l'origine du système. Selon cette idée, les directions observées des ondes de gravité par la caméra SWIR étaient pour la première partie de la nuit orientée Sud et Est, impliquant que les sources étaient localisées au Nord et à l'Ouest de Gadanki. Cela est cohérent avec la position des systèmes convectifs présents sur la figure 4.17, entourant par l'Ouest la position d'observation.

Il est important de noter également que les observations ne montrent pas seulement des fronts d'onde apparaissant et se propageant dans des directions multiples en s'éloignant de leurs possibles sources, mais aussi qu'après quelques minutes, ils apparaissent comme entremêlés et leurs amplitudes décroissent. Cet entortillement des fronts d'onde suggère qu'une possible interaction se produise entre les ondes avec des conditions de fond (vent et température) favorables comme suggéré par Yamada et al. [2001] et plus récemment par Sivakandan et al. [2015]. Cet effet conduit également à une réduction de l'énergie de l'onde, caractérisée par l'amplitude décroissante observée.

La campagne à Gadanki a été préparée en relation avec l'Indian Institute of Geomagnetism situé à Allahabad dans le nord de l'Inde (25°26"N, 81°50"E) où des mesures simultanées ont été produites. Le National Atmospheric Research Laboratory (NARL) a déjà coopéré avec cette station [Parihar et al., 2014; Taori et al., 2014]. Une étude prochaine mettra en relation les observations sur Gadanki décrites ici et les observations à Allahabad afin de mettre en évidence l'influence de la latitude sur le rayonnement et corréler les sources des ondes de gravité.

4.4 Bilan des différentes campagnes

Nous avons décrit dans ce chapitre les différentes campagnes de mesures effectuées au sol au cours de ma thèse. Elles ont permis de mettre en évidence l'importance de certains phénomènes sur la luminance observée du rayonnement nightglow.

La variation nocturne de l'intensité de l'émission est gouvernée principalement par l'évolution chimique des sources de OH. Cependant, les observations produites à l'aide des caméras SWIR ont caractérisé de nombreux systèmes d'ondes de gravité. Il a été possible d'obtenir la longueur d'onde, la vitesse de phase, l'angle azimutal et l'amplitude de fluctuation de l'émission pour chacune des ondes de gravité observées. Il a été constaté qu'une activité importante d'ondes de gravité conduira à une augmentation du signal récupéré. De plus, d'autres campagnes de mesures effectuées ont montré que les marées atmosphériques pouvaient conduire à une augmentation du rayonnement en seconde partie de nuit.

Finalement, nous avons pu tester l'observation de scène terrestre. Sans oublier que les conditions météorologiques sont très importantes (comme la présence de nuages), le nightglow constitue une source assez stable permettant l'éclairement au sol. Le fait qu'un point au sol réfléchisse la lumière provenant de tout le dôme céleste augmente la probabilité que l'intensité soit suffisante pour caractériser une scène terrestre, de type canopée, voire de conduire tous feux éteints.

Chapitre 5

Modélisation photochimique du rayonnement nightglow

Nous allons à présent décrire le modèle visant à reproduire l'émission du rayonnement nocturne nightglow.

Ce chapitre s'intéresse tout d'abord à la partie photochimique du modèle. Nous énumérons les différentes réactions prises en compte, avec les constantes de réaction à jour. Le calcul des coefficients de photolyse est également décrit. Nous parlons de la méthode de résolution utilisée pour le système d'équations différentielles qu'engendrent les réactions photochimiques. L'importance du chauffage est aussi mentionné, et enfin, nous nous attardons sur les méthodes disponibles pour calculer la quantité de rayonnement émis.

Au début de la thèse, il était question d'adapter le modèle créé par Guy Moreels [Moreels et al., 1977]. Comme détaillé dans l'état de l'art de la modélisation du rayonnement nightglow (section 2.3), il décrit un modèle vertical 1D comprenant le transport vertical, à l'aide d'un coefficient de diffusion turbulente dépendant de l'altitude. Il a permis l'observation de l'évolution nocturne du rayonnement et a décrit la sensibilité du rayonnement à des variations des paramètres dynamiques en entrée. Il ne prend en compte ni les marées atmosphériques ni le chauffage. Le code fortran fourni était adapté à des cartes perforées et souffrait donc d'une absence d'optimisation informatique. C'est pourquoi il a été décidé de développer un nouveau code s'inspirant du modèle de G. Moreels, en y ajoutant de nouvelles espèces chimiques et réactions associées.

Pour une meilleure visualisation des résultats, le modèle photochimique 0D décrit dans cette partie sera appliqué à une grille 1D, allant de 25 à 125 km, afin d'en voir les effets sur différentes altitudes. Par exemple, l'incidence solaire n'aura pas le même impact selon les altitudes, les profils entrés en données initiales conduiront également à des prédominances variables de certaines réactions chimiques. Aussi, la dynamique verticale n'est pas présente dans ce chapitre, mais fera l'objet du chapitre suivant. Nous élaborons une géométrie 1D en plans parallèles homogènes, c'est-à-dire que nous estimons la courbure induite par la sphéricité de la Terre comme étant négligeable sur l'intervalle vertical considéré, de l'ordre du kilomètre.

5.1 Système chimique

Le modèle dans sa structure basique 0D a été présenté à l'European Geosciences Union (EGU) à Vienne en 2014 [Bellisario et al., 2014b]. De plus, le test de sensibilité sur les variations de température et densité induites par une onde de gravité (section 7.3.2 du chapitre 6) a été également présenté.

Espèces stables	Nom	États excités
O_3	Ozone	
H	Hydrogène	
OH	Hydroxyle	États vibrationnels : $OH_{v,v=1..9}$
$O_2(^3\Sigma_g)$	Oxygène moléculaire	$O_2(^1\Delta)$, $O_2(^1\Sigma)$
$O(^3P)$	Oxygène atomique	$O(^1D)$, $O(^1S)$
HO_2	Radical hydroperoxyle	
N_2	Diazote	
H_2	Dihydrogène	
H_2O	Vapeur d'eau	
H_2O_2	Peroxyde d'hydrogène	
M = H_2+N_2+O_2	*Spectateurs*	

TABLE 5.1 – Liste des espèces incluses dans le modèle et leurs états excités. OH est décomposé sur ses états vibrationnels, O_2 et O ont chacun 2 états électroniques.

5.1.1 Liste des espèces prises en compte dans le modèle

Le tableau 5.1 regroupe toutes les espèces prises en compte dans le modèle. Il s'agit principalement des familles des composés oxygénés et hydrogénés. En tout, 25 espèces sont considérées, dont les espèces sur des états excités vibrationnellement (OH) et électroniquement (O et O_2).

Certaines de ces molécules ou espèces sont dans leur état radicalaire (*i.e.* possédant un ou plusieurs électrons non appariés sur leur couche externe). Il serait plus juste alors d'écrire OH comme $OH^\bullet$. Mais par abus de langage et pour alléger la lecture, cette notion sera par la suite omise.

Nous nous intéressons dans ce modèle à la chimie de OH dans la mésosphère et basse thermosphère (entre 25 et 125 km). Ainsi, certaines espèces atmosphériques ne sont pas prises en compte, comme par exemple, la chimie de l'azote NO_x, du chlore ClO_x ou encore du carbone CO_x. Quelques modèles de calcul du rayonnement nightglow, qui se basent sur des modèles globaux, peuvent les prendre en compte. Par exemple, Rodrigo et al. [1991] considèrent la chimie du carbone pour estimer le rayonnement de ce dernier à 15μm et Liu et al. [2008]; Yee et al. [1997] utilisent la chimie de TIME-GCM.

L'azote peut être présent sous différentes formes, N_2 étant la plus stable et la plus présente. Cependant, l'azote atomique peut également être présent sous sa forme stable $N(^4S)$ ou excitée $N(^2D)$. Ce dernier réagit rapidement avec l'oxyxgène moléculaire O_2. Le temps de vie de l'azote atomique est court dans l'atmosphère moyenne, il réagit rapidement avec O_2 pour former du NO [Brasseur and Solomon, 2005]. Dans la basse stratosphère, la présence en grande quantité de HNO_3, HO_2NO_2 et H_2O_2 conduit à une destruction supplémentaire de l'hydroxyle radicalaire, mais ces réactions ne sont importantes qu'en dessous de 25 km et ne peuvent être correctement estimées seulement si la chimie de l'azote est prise en compte [Brasseur and Solomon, 2005].

Les contributions de HNO_3 et HO_2NO_2 à 80 km forment un terme de perte inférieur à 10^{-22} /sec (estimé en multipliant la constante de réaction par la concentration) contre 10^{-15} /sec pour l'oxygène atomique et l'ozone. La perte de OH par HCl est également de l'ordre de 10^{-22} /sec, et par CH_4, 10^{-23} /sec. La chimie de l'azote produit OH avec la réaction HO_2 + NO. Toujours à 80 km, le terme de production par cette réaction s'élève à environ 0.1% de la production de OH par H et O_3. La réaction CH_4+$O(^1D)$ est quant à elle de l'ordre de 0.0001% de la contribution totale. Enfin, la production par HCl (+O et +HO_2) est également inférieure 0.01%. Ces estimations sont effectuées à partir des profils standards de concentration et des constantes de réactions fournis par Brasseur and Solomon [2005], à 80 km pour une température locale de

180 K. En conclusion, pour la modélisation du rayonnement du nightglow au niveau de la haute atmosphère, nous préférons ne pas alourdir le système, en omettant volontairement les chimies de l'azote NO_x, du chlore ClO_x ou encore du méthane CH_x.

5.1.2 Données initiales

Les données initiales sont issues de profils standards atmosphériques. Certaines espèces proviennent du code de Guy Moreels [Moreels et al., 1977] basé sur des profils atmosphériques standards. Pour ce qui est de la température, de l'ozone, de la vapeur d'eau, les informations peuvent être obtenues à partir des obsevations satellitaires MLS ou SABER ou du modèle MSIS.

Par exemple, la figure 5.1 (gauche) montre les profils des concentrations des espèces utilisées dans le modèle. Nettement, les concentrations de N_2 et O_2 dominent, particulièrement à des altitudes inférieures à 100 km où leurs concentrations restent supérieures à 10^{13} molécules/cm^3. L'oxygène atomique devient également dominant au-dessus de 100 km. Malgré le temps de vie radiatif assez long de l'oxygène atomique dans son état excité ^{1}D, sa proportion par rapport à l'état stable reste très faible.

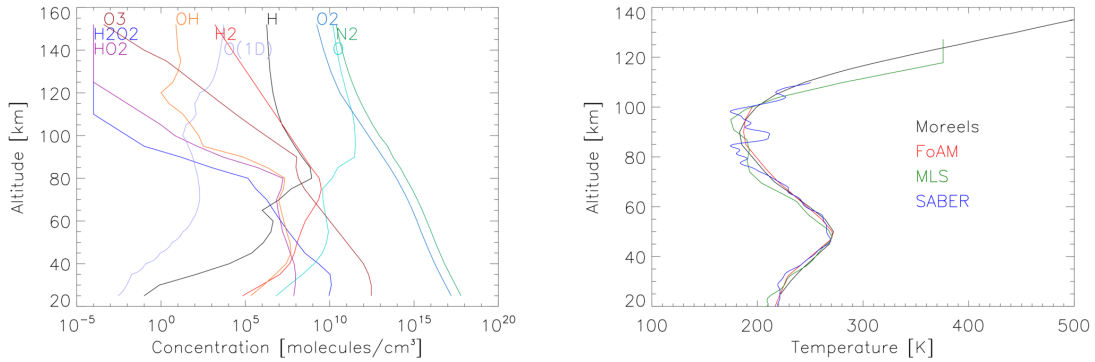


FIGURE 5.1 – Exemple de données initiales utilisées, tirées moyennes journalières de Moreels et al. [1977]. On remarque la prédominance de N_2 et O_2, constituants à eux deux plus de 98% de l'atmosphère. À droite, quelques profils de température, correspondant à des profils standards [Jacobson, 2005; Moreels et al., 1977], mais aussi correspondant à des données satellitaires, MLS et SABER .

La figure 5.1 (droite) montre quelques exemples de profils de températures. En noir, la température tirée du code de Guy Moreels, correspondant à un profil standard atmosphérique. En rouge, le profil issu de Jacobson [2005], cessant à 100 km. Ensuite, 2 profils issus de données satellitaires. Les données de l'instrument MLS (*Microwave Limb Sounder* [Schwartz et al., 2008]) en vert et, avec une résolution verticale plus fine, les données de l'instrument SABER en bleu. Si les profils sont très ressemblants en dessous de 60 km, certaines différences apparaissent jusqu'à 100 km. C'est ici, au minimum de température de l'atmosphère que les variations seront les plus fortes.

5.1.3 Liste des réactions chimiques

Les réactions chimiques traduisent la conversion des espèces entre elles pour en produire d'autres. Les réactions incluses dans le modèle sont résumées dans les tableaux 5.2 et 5.3. Il peut se produire soit des réactions de photolyse, où un photon solaire va dissocier une molécule :

$$AB + h\nu \rightarrow A + B \tag{5.1}$$

soit des réactions purement chimiques. Si les réactions de photolyses sont décrites comme unimoléculaire (c'est-à-dire ne faisant intervenir qu'une seule molécule), les réactions chimiques peuvent elles être bimoléculaires ou trimoléculaires. Elles peuvent correspondre à une décomposition thermique, où une molécule va se heurter avec une molécule d'air pour se décomposer :

$$AB + M \rightarrow A + B + M \tag{5.2}$$

La forme la plus classique des réactions chimiques reste les réactions par collision entre les espèces :

$$A + B \rightarrow C + D \tag{5.3}$$

La caractérisation des réactions chimiques passe par la constante de réaction, qui décrit la vitesse à laquelle une réaction est susceptible de se produire. Dans notre modèle, la plupart des constantes de réaction proviennent du JPL [Sander et al., 2011] (référence 1). Dès lors que les réactions comportent des états excités, les rapports de branchement des différentes espèces sont nécessaires. Par exemple, le rayonnement solaire détruisant l'ozone par photolyse va produire de l'oxygène moléculaire sur un état différent selon la longueur d'onde du rayonnement incident. Les études (et donc les références) sur l'estimation de ces rapports de branchement sont moins nombreuses. Pour les photolyses de l'ozone et de l'oxygène moléculaire, la section 5.2.2 décrit les rendements quantiques correspondants.

Le tableau 5.4 regroupe toutes les émissions de rayonnement prises en compte dans le modèle photochimique que j'ai développé. Les temps de vie radiatifs sont également affichés. On constate que les états vibrationnels OH ont une durée de vie de l'ordre de la milliseconde. Ces valeurs correspondent à la somme des désexcitations sur chaque état inférieur. Les coefficients d'Einstein des états intermédiaires sont explicités dans le tableau 5.5.

Les rendements quantiques pour les réactions 8, 41, 43 et 44 sont recensés dans le tableau 5.6.

Constantes de réaction

L'unité des constantes de réactions habituellement admise est *cm^3/molécules/s*, mais elle diffère selon les réactions, si elles sont uni-, bi- ou tri-moléculaires (voir tableau 5.7).

Les valeurs des constantes de réaction sont indiquées pour chacune des réactions dans les tableaux 5.2 et 5.3. Certaines dépendent de la température, de manière exponentielle, en puissance, d'autres non. Les références de la formulation des constantes de réaction se trouvent dans le tableau 5.8. La plupart proviennent de Sander et al. [2011] (provenant du *Jet Propulsion Laboratory*, *JPL*) lorsqu'elles sont disponibles. Quand les réactions sont plus spécifiques et font intervenir les états excités, les formulations des constantes proviennent alors d'autres références comme par exemple Becker et al. [1971] pour $O_2(^1\Sigma)$ ou Atkinson and Welge [1972] pour $O(^1S)$.

Certaines constantes de réactions trimoléculaires peuvent dépendre de la pression (réactions 16 et 63). Elles s'écrivent alors comme la combinaison de la constante de réaction à basse pression k_0 avec celle à haute pression k_∞ selon Sander et al. [2011] :

$$k = \left(\frac{k_0(T)}{1 + \frac{k_0(T)[M]}{k_\infty(T)}} \right) 0.6^{\left\{1+\left[\log_{10}\left(\frac{k_0(T)[M]}{k_\infty(T)}\right)\right]^2\right\}^{-1}} \tag{5.4}$$

avec

- k_0, constante de réaction à basse pression, en *cm^{6}molécules^{-2}sec^{-1}*,
- k_∞, constante de réaction à haute pression, en *cm^{3}molécules^{-1}sec^{-1}*,

M , concentration de l'air, en *molecules/cm^3*,

- 0.6, ajustement obtenu à l'aide de données expérimentales.

	Réaction	C^{te} de réaction	Réf.
1	O_2+hν→ O+O	Photolyse	1
2	O_3+hν→ O+O_2	Photolyse	1
3	O+O_2+M→ O_3+M	$k_3 = (6 \cdot 10^{-34})(t/300)^{-2.4}$	1
4	O+O_3→ O_2+O_2	$k_4 = (8 \cdot 10^{-12}) \exp(-2060/t)$	1
5	O+O+M→ O_2 + M	$k_5 = (4.23 \cdot 10^{-28})/(t^2)$	2
5a	O+O+M→ $O_2(^1\Delta)$+M	$k_{5a} = (0.04) * (4.7 \cdot 10^{-33}) * (300/t)^2$	20
5b	O+O+M→ $O_2(^1\Sigma)$+M	$k_{5b} = (1.7 \cdot 10^{-37})$	3
6a	O(^{1}D)+O_3→ O_2+O_2	$k_{6a} = (1.2 \cdot 10^{-10})$	1
6b	O(^{1}D)+O_3→ O_2+O+O	$k_{6b} = (1.2 \cdot 10^{-10})$	1
7a	O(^{1}D) + O_2→ O + O_2	$k_{7a} = (3.2 \cdot 10^{-11}) \exp(70/t)$	2
7b	O(^{1}D) + N_2→ O + N_2	$k_{7b} = (1.8 \cdot 10^{-11}) \exp(107/t)$	2
7c	O(^{1}D) + O→ O + O	$k_{7c} = (2.5 \cdot 10^{-11})$	19
8	H+O_3→ OH*+O_2	$k_8{}^{(1)} = (1.4 \cdot 10^{-10}) \exp(-470/t)$	1
9	OH+O→ H+O_2	$k_9 = (1.8 \cdot 10^{-11}) \exp(180/t)$	1
10	OH+O_3→ HO_2+O_2	$k_{10} = (1.7 \cdot 10^{-12}) \exp(-940/t)$	1
11	OH+OH→ H_2O+O	$k_{11} = (1.8 \cdot 10^{-12})$	1
12	OH+HO_2→ H_2O+O_2	$k_{12} = (4.8 \cdot 10^{-11}) \exp(250/t)$	1
13	H+HO_2→ H_2+O_2	$k_{13} = (6.9 \cdot 10^{-12})$	1
14	H+HO_2→ 2OH	$k_{14} = (7.2 \cdot 10^{-11})$	1
15	O+HO_2→ OH+O_2	$k_{15} = (3 \cdot 10^{-11}) \exp(200/t)$	1
16	H + O_2 + M → HO_2 + M	$k_{16,0}^{(2)} = (4.4 \cdot 10^{-32})(t/300)^{-1.3}$	1
		$k_{16,\infty} = (7.5 \cdot 10^{-32})(t/300)^{0.2}$	1
17	H + OH + M → H_2O + M	$k_{17} = (2.5 \cdot 10^{-31})$	4
18	H + H + M → H_2 + M	$k_{18} = (2 \cdot 10^{-32})(273/t)^{0.81}$	5
19	HO_2 + HO_2 → H_2O_2 + O_2	$k_{19} = (3 \cdot 10^{-13}) \exp(460/t)$	1
20	OH + H_2O_2→ H_2O + HO_2	$k_{20} = (1.8 \cdot 10^{-12})$	1
21a	O + H_2O_2 → OH + HO_2	$k_{21a} = (1.4 \cdot 10^{-12}) \exp(-2000/t)$	1
21b	O + H_2O_2 → O_2 + H_2O	$k_{21b} = (1.5 \cdot 10^{-13}) \exp(-2000/t)$	6
22a	H + H_2O_2 → H_2 + HO_2	$k_{22a} = (1.0 \cdot 10^{-13})$	6
22b	H + H_2O_2 → OH + H_2O	$k_{22b} = (5 \cdot 10^{-12}) \exp(-3000/t)\sqrt{t}$	6
23	O(^{1}D) + H_2 → OH + H	$k_{23} = (1.2 \cdot 10^{-10})$	1
24	O(^{1}D) + H_2O → OH + OH	$k_{24} = (1.63 \cdot 10^{-10}) \exp(60/t)$	1
25b	O + OH + M → HO_2 + M	$k_{25b} = (1.4 \cdot 10^{-31})$	7
26	HO_2 + O_3 → OH + 2O_2	$k_{26} = (1.0 \cdot 10^{-14}) \exp(-490/t)$	1
27	H_2O + hν → OH + H	Photolyse	1
28a	H_2O_2 + hν → 2OH	Photolyse	1
28b	HO_2 + hν → OH+O	Photolyse	1
29	H + O_2 → OH + O	$k_{29} = (3.4 \cdot 10^{-10}) \exp(-8250/t)$	8
30	H_2 + OH → H_2O + H	$k_{30} = (2.8 \cdot 10^{-12}) \exp(-1800/t)$	1
31	H + OH → H_2 + O	$k_{31} = (2 \cdot 10^{-13}) \exp(-3400/t)\sqrt{t}$	9
33	H + O_3 → HO_2 + O	$k_{33} = (1.5 \cdot 10^{-11}) \exp(-2000/t)\sqrt{t}$	6
34	H_2 + O → OH + H	$k_{34} = (1.66 \cdot 10^{-11}) \exp(-4400/t)$	10

TABLE 5.2 – Liste des réactions incluses dans le modèle, avec leurs constantes de réaction (voir l'unité dans le tableau 5.7), et la référence associée dans le tableau 5.8. (1) La réaction produisant OH sur des états excités est explicitée dans la section 2.1.4 du chapitre 2 et les rapports de branchement sont répertoriés dans le tableau 5.6.(2) Sont données ici les constantes de réaction dans deux cas : à haute et à basse pression. La constante finale s'écrit selon l'équation 5.4.

	Réaction	C^{te} de réaction	Réf.
35a	$O_2(^1\Delta) + O_3 \rightarrow 2O_2 + O$	$k_{35a} = (5.2 \cdot 10^{-11}) \exp(-2840/t)$	1
35b	$O_2(^1\Sigma) + O_3 \rightarrow 2O_2 + O$	$k_{35b} = (3.5 \cdot 10^{-11}) \exp(-135/t)$	1
36a	$O_2(^1\Delta) + O_2 \rightarrow O_2 + O_2$	$k_{36a} = (3.6 \cdot 10^{-18}) \exp(-220/t)$	21
36b	$O_2(^1\Delta) + N_2 \rightarrow O_2 + N_2$	$k_{36b} = (1. \cdot 10^{-20})$	11
36c	$O_2(^1\Delta) + O \rightarrow O_2 + O$	$k_{36c} = (1.3 \cdot 10^{-16})$	21
36e	$O_2(^1\Delta) + H_2O \rightarrow O_2 + H_2O$	$k_{36e} = (4.8 \cdot 10^{-18})$	1
40	$O_2(^1\Delta) + O_2(^1\Delta) \rightarrow O_2(^1\Sigma) + O_2$	$k_{40} = (2.3 \cdot 10^{-18})$	12
41	$O + HO_2 \rightarrow OH^* + O_2$	${k_{41}}^{(3)} = (3. \cdot 10^{-11})$	26
42	$OH^* + M \rightarrow OH + M$	$k_{42} = (5 \cdot 10^{-14})$	13
43	$OH^* + O_2 \rightarrow OH + O_2$	${k_{43}}^{(3)}$, équation 5.5	24
44	$OH^* + N_2 \rightarrow OH + N_2$	${k_{44}}^{(3)} = (1.0 \cdot 10^{-13})$	24
45a	$O(^1D) + O_2 \rightarrow O_2(^1\Delta) + O$	$k_{45a} = (5 \cdot 10^{-13})$	13
45b	$O(^1D) + O_2 \rightarrow O_2(^1\Sigma) + O$	$k_{45b} = (3 \cdot 10^{-11})$	14
46	$OH^* + O \rightarrow H + O_2$	$k_{46} = (8 \cdot 10^{-12})$	13
47	$OH^* + O \rightarrow OH + O$	$k_{47} = (2 \cdot 10^{-11})$	25
50a	$O_2(^1\Sigma) + O_2 \rightarrow O_2 + O_2$	$k_{50a} = (1.5 \cdot 10^{-16})$	11
50b	$O_2(^1\Sigma) + N_2 \rightarrow O_2 + N_2$	$k_{50b} = (2.2 \cdot 10^{-15})$	11
50e	$O_2(^1\Sigma) + H_2O \rightarrow O_2 + H_2O$	$k_{50e} = (5. \cdot 10^{-12})$	11
51	$O + O + O \rightarrow O(^1S) + O_2$	$k_{51} = (4.8 \cdot 10^{-33})$	13
52a	$O(^1S) + O_2 \rightarrow O + O_2$	$k_{52a} = (4.9 \cdot 10^{-12}) \exp(-580/t)$	21
52b	$O(^1S) + N_2 \rightarrow O + N_2$	$k_{52b} = (5. \cdot 10^{-17})$	21
52c	$O(^1S) + O \rightarrow O + O$	$k_{52c} = (7.5 \cdot 10^{-12})$	21
60	$O_2(^1\Sigma) \rightarrow O_2 + h\nu$	$k_{60} = (0.0758)$	22
61	$O_2(^1\Delta) \rightarrow O_2 + h\nu(1.27\mu m)$	$k_{61} = (2.58 \cdot 10^{-4})$	22
62	$H + HO_2 \rightarrow H_2O + O$	$k_{62} = (1.6 \cdot 10^{-12})$	1
63	$2OH + M \rightarrow H_2O_2 + M$	$k_{63}^{(2)} = (6.9 \cdot 10^{-31})(t/300)^{-1}$	1
		$k_{63,\infty} = (2.6 \cdot 10^{-11})$	1
65	$O + O_2 + O \rightarrow O_3 + O$	$k_{65} = (2.15 \cdot 10^{-34}) \exp(345/t)$	23
66	$O(^1S) \rightarrow O + h\nu(297\ nm)$	$k_{66} = (0.134)$	19
67a	$O(^1D) \rightarrow O + h\nu(630\ nm)$	$k_{67a} = (6.478 \cdot 10^{-3})$	19
67b	$O(^1D) \rightarrow O + h\nu(636.4\ nm)$	$k_{67b} = (2.097 \cdot 10^{-3})$	19
68	$O(^1S) \rightarrow O(^1D) + h\nu(557.7\ nm)$	$k_{68} = (1.26)$	19

TABLE 5.3 – [suite] Liste des réactions incluses dans le modèle, avec leurs constantes de réaction (voir l'unité dans le tableau 5.7), et la référence associée dans le tableau 5.8.$^{(3)}$ Les rapports de branchement pour les réactions 41, 43 et 44 sont donnés dans le tableau 5.6.

	Réaction	Temps de vie radiatifs (ms)	Réf.
1	$OH_{v=1} \rightarrow OH+h\nu$	$\tau_1 = 44$	17
2	$OH_{v=2} \rightarrow OH+h\nu$	$\tau_2 = 21.8$	17
3	$OH_{v=3} \rightarrow OH+h\nu$	$\tau_3 = 14.2$	17
4	$OH_{v=4} \rightarrow OH+h\nu$	$\tau_4 = 10.3$	17
5	$OH_{v=5} \rightarrow OH+h\nu$	$\tau_5 = 7.83$	17
6	$OH_{v=6} \rightarrow OH+h\nu$	$\tau_6 = 6.2$	17
7	$OH_{v=7} \rightarrow OH+h\nu$	$\tau_7 = 5.04$	17
8	$OH_{v=8} \rightarrow OH+h\nu$	$\tau_8 = 4.21$	17
9	$OH_{v=9} \rightarrow OH+h\nu$	$\tau_9 = 3.62$	17
10	$O_2(^1\Sigma) \rightarrow O_2+h\nu$	$\tau_{10} = 13.192612 \cdot 10^3$	22
11	$O_2(^1\Delta) \rightarrow O_2+h\nu$	$\tau_{11} = 3875.969 \cdot 10^3$	22
12	$O(^1D) \rightarrow O+h\nu$	$\tau_{12} = 116618.08$	19
13	$O(^1S) \rightarrow O+h\nu$	$\tau_{13} = 7462.68$	19
14	$O(^1S) \rightarrow O(^1D)+h\nu$	$\tau_{14} = 793.65$	19

TABLE 5.4 – Liste des émissions considérées dans le modèle, avec leurs temps de vie radiatifs (en ms), et la référence associée dans le tableau 5.8. Le détails des états intermédiaires de OH sont quant à eux explicités dans le tableau 5.5 sous la forme des coefficients d'Einstein, en */s*.

Pour la réaction r43 de désexcitation collisionnelle de OH^* par O_2, nous utilisons la formulation de Adler-Golden [1997] qui dépend de la transition vibrationnelle. Elle consiste à écrire le coefficient de réaction selon :

$$k_{43}(v' \rightarrow v'') = C[P_v]^{\Delta v} \tag{5.5}$$

avec

- $\Delta v = v' - v''$,
- $C = 4.4 \cdot 10^{-12}$ *cm^3/molecules/s*,
- P_v, facteur de probabilité, dépendant de l'état excité v, et dont les valeurs sont regroupées dans le tableau 5.9.

Cette formulation conduit à une prédominance des transitions $\Delta v = 1$. Le coefficient de réaction quant à lui est compris entre 10^{-12} et 10^{-14} cm^{3}molécules^{-1}sec^{-1}.

Hypothèse de l'équilibre thermodynamique local

Un système est dit en équilibre thermodynamique s'il est à la fois en équilibre mécanique, thermique et chimique. Il est local (LTE pour Local Thermodynamic Equilibrium) si cet équilibre s'applique aux conditions locales (pression, température, ...). Cela est vrai dans la troposphère où le mélange dû aux collisions entre molécules est très rapide, malgré les gradients de température, de pression, de vents. Au niveau de la mésosphère, la densité décroît, la distance de collision entre chaque molécules est plus grande, il est alors légitime de se demander si l'hypothèse est toujours valable.

L'impact des effets hors équilibre est dominant sur les phénomènes radiatifs [Lopez-Puertas and Taylor, 2001]. Les modèles de transfert radiatif LTE font l'hypothèse que la population des niveaux d'énergie des espèces atmosphériques se fait principalement par les collisions, et utilisent la loi de distribution de Maxwell-Boltzmann. Dans les modèles atmosphériques, cela conduit à des modifications au niveau du budget des échanges atmosphériques, en particulier le chauffage (réchauffement et refroidissement, voir section 5.3). Par exemple, López-Puertas et al. [1995] utilisent un modèle non-LTE pour observer les populations excitées de H_2O et ses émissions à 6.9 μm et 2.7 μm.

v'	$v''=$									
	v'-1	v'-2	v'-3	v'-4	v'-5	v'-6	v'-7	v'-8	v'-9	Total
1	22.74									22.47
2	30.43	15.42								45.85
3	28.12	40.33	2.032							70.48
4	20.30	69.77	7.191	0.299						97.56
5	11.05	99.42	15.88	1.315	0.051					127.7
6	4.00	125.6	27.94	3.479	0.274	0.010				161.3
7	2.34	145.1	42.91	7.165	0.847	0.063	$2.85 \cdot 10^{-4}$			198.4
8	8.60	154.3	59.98	12.68	2.007	0.23	$1.92 \cdot 10^{-4}$	$4.50 \cdot 10^{-3}$		237.8
9	23.72	148.9	78.64	19.94	4.053	0.62	$7.24 \cdot 10^{-3}$	$3.42 \cdot 10^{-4}$	$7.67 \cdot 10^{-6}$	275.9

TABLE 5.5 – Coefficients d'Einstein (en */s*) pour les états vibrationnels de OH, d'après Turnbull and Lowe [1989]. L'inverse de la colonne des totaux correspond au temps de vie radiatifs du tableau 5.4.

État v	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
R8	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.01	0.03	0.15	0.34	0.47
R41	0.52	0.34	0.13	0.01	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00
R43	0.00	1.30	2.70	5.20	8.80	17.00	30.00	70.00	80.00	200.00
R44	0.00	0.06	0.10	0.17	0.30	0.52	0.90	1.60	7.00	4.80

TABLE 5.6 – Fractions de remplissage des populations vibrationnelles OH pour les réactions R8, R41, R43 et R44. Les références sont données dans les tableaux 5.2 et 5.3. La réaction R43 est résolue de manière plus complexe en utilisant la formulation de Adler-Golden [1997].

Quant à l'impact sur l'évolution des espèces chimiques, l'effet est moindre. Hingane [1984] compare jusqu'à 150 km d'altitude deux profils d'ozone. Le premier est issu d'un modèle LTE alors que le second est un profil issu d'un modèle numérique résolvant les équations différentielles non linéaires induites par la considération d'absence d'équilibre thermodynamique. Les résultats sont très semblables ainsi que sur l'évolution diurne de l'ozone.

Il est possible de tester l'approche de Milne [1928] qui établit le bilan radiatif d'un atome passant d'un état fondamental à un état excité [Herman, 1990]. Il s'agit d'estimer la différence entre la luminance émise par le gaz $J_\nu(T)$ et la luminance émise par un corps noir $B_\nu(T)$. Pour plus d'information sur la modélisation en condition non-LTE, nous renvoyons à Lopez-Puertas and Taylor [2001] et Saunders [1997].

Dans notre modèle, nous gardons une résolution du système chimique basée sur un système en équilibre thermodynamique, mais certaines considérations non-LTE sont incluses :

- le refroidissement radiatif par le CO_2 est développé d'après la paramétrisation de Fomichev et al. [1998] (section 5.3.3),
- la répartition sur les états vibrationnels de OH, et sur les états excités de O et O_2 sont calculés directement et non par la distribution de Maxwell-Boltzmann. Par contre, les états rotationnels sont considérés au LTE et donc ces populations sont calculées avec la loi de Maxwell-Boltzmann.
- le code de transfert radiatif RAYJN utilisé pour la transmission du rayonnement nightglow au niveau du sol calcule lui aussi les états vibrationnels en non-LTE (et les états rotationnels au LTE).

Réaction	Type	Unité de k	Temps de vie de A
A+h$\nu\rightarrow$ prod	unimoléculaire	sec^{-1}	1/k
$A^{*}\rightarrow$ A+hν	unimoléculaire	sec^{-1}	1/A
A+B$\rightarrow$ prod	bimoléculaire	$cm^{3}molécules^{-1}sec^{-1}$	1/(k[B])
A+B+C$\rightarrow$ prod	trimoléculaire	$cm^{6}molécules^{-2}sec^{-1}$	1/(k[B][C])

TABLE 5.7 – Différents types de réaction et leurs unités correspondantes.

N°	Référence	N°	Référence
1	[Sander et al., 2011] (JPL)	2	[Schmidt et al., 2006] (HAMMONIA)
3	[Young and Black, 1966]	4	[Schott, 1960]
5	[Trainor et al., 1973]	6	[Gattinger and Vallance Jones, 1973]
7	[Thomas and Bowman, 1972]	8	[Day et al., 1972]
9	[Nicolet, 1971]	10	[Hochanadel et al., 1972]
11	[Becker et al., 1971]	12	[Izod and Wayne, 1968]
13	[Moreels et al., 1977]	14	[Noxon, 1970]
15	[Atkinson et al., 1992]	16	[Huang et al., 1998] (SOCRATES)
17	[Turnbull and Lowe, 1989]	18	[Schermaul and Learner, 1999]
19	[Thirupathaiah and Singh, 2014]	20	[Makhlouf et al., 1998]
21	[Atkinson and Welge, 1972]	22	[Chabrillat, 2001]
23	[Allen et al., 1984]	24	[Adler-Golden, 1997]
25	[von Savigny et al., 2012]	26	[Makhlouf et al., 1995]

TABLE 5.8 – Références des constantes de réaction des tableaux 5.2, 5.3 et 5.4.

5.1.4 Résolution des équations

Afin de résoudre correctement les équations différentielles correspondant au système chimique, il faudrait que le pas de temps Δt soit d'un ordre équivalent au temps de vie le plus court du système. C'est généralement le cas lorsqu'on utilise des solutions dites explicites (voir l'annexe C.1 pour la description des solutions explicites et implicites). Cependant, nous avons ici des réactions de décroissances radiatives sur les états excités de OH qui sont très rapides et qui nécessiteraient un Δt de l'ordre de 10^{-5} secondes. Pour passer outre cette contrainte, nous utilisons ici la méthode implicite pour résoudre les équations. Dans le cas des solveurs implicites, les concentrations sont calculées au temps $t + \Delta t$ pour converger numériquement vers la solution.

L'évolution des espèces atmosphériques se traduit par des équations différentielles ordinaires. Pour résoudre le système engendré, nous choisissons le schéma d'Euler implicite/rétrograde (*backward Euler solution*), basé sur les séries de Taylor (voir l'annexe C.2). L'idée est de partir sur un système de "production - perte". La variation temporelle de la concentration ρ d'une

v	1	2	3	4	5	6	7	8	9
P_v	0.043	0.083	0.15	0.23	0.36	0.50	0.72	0.75	0.95

TABLE 5.9 – Valeur du facteur de probabilité P_v selon l'état vibrationnel, d'après Adler-Golden [1997] pour la réaction 43, équation 5.5.

espèce i lors d'une réaction s'écrit :

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} = P_i - L_i \tag{5.6}$$

où les termes P_i et L_i (pour l'anglais *Production* et *Loss*) correspondent à la constante de réaction multipliée par le produit des réactifs à l'exception de l'espèce *i* pour le terme de production P_i. Nous utilisons les séries de Taylor (équation C.5 de l'annexe C.2) pour exprimer $\rho_{i,t}$ selon :

$$\rho_{i,t} = \rho_{i,t-\Delta t} + \Delta t \frac{\partial \rho_{i,t-\Delta t}}{\partial t} = \rho_{i,t-\Delta t} + \Delta t \left(P_{i,t-\Delta t} - L_{i,t-\Delta t}\right) \tag{5.7}$$

Cela conduit à l'équation suivante :

$$\rho_{i,t} = \frac{\rho_{i,t-\Delta t} + \Delta t \cdot P_{i,t-\Delta t}}{1 + \Lambda_{i,t-\Delta t}} \tag{5.8}$$

avec

$$\Lambda_{i,t-\Delta t} = \frac{L_{i,t-\Delta t}}{\rho_{i,t}} \tag{5.9}$$

Le terme $\Lambda_{i,t-\Delta t}$ mesuré pour l'instant $t - \Delta t$ présente une dépendance en l'instant t, ce qui provient de l'aspect implicite de la solution.

De manière plus générale, on peut écrire :

$$\rho_{i,t} = \frac{\rho_{i,t-\Delta t} + \Delta t \left(\sum\limits_{\text{prod}} k_r^{\text{prod}} \prod\limits_{\text{reactant}} \rho_{j,t-\Delta t} \right)}{1 + \Delta t \left(\sum\limits_{\text{loss}} k_r^{\text{loss}} \prod\limits_{\text{reactant}} \rho_{j \neq i,t-\Delta t} \right)} \tag{5.10}$$

La dérivation complète du calcul est explicitée dans l'annexe C.3. Par exemple, pour l'espèce $OH_{(7)}$, nous écrivons :

$$[OH]_{7,t} = \frac{[OH]_{7,t-\Delta t} + \Delta t \left(\beta_7 k_8 [H]_{t-\Delta t} [O_3]_{t-\Delta t} + A_{9\to7}[OH]_{9,t-\Delta t} + A_{8\to7}[OH]_{8,t-\Delta t}\right)}{1 + \Delta t \left(k_{42}[M]_{t-\Delta t} + k_{43}[O_2]_{t-\Delta t} + k_{44}[N_2]_{t-\Delta t} + k_{46}[O]_{t-\Delta t} + \sum\limits_{i=1}^{6} A_{7\to i} \right)} \tag{5.11}$$

Cette méthode présente l'avantage d'offrir une solution systématiquement positive pour toutes les concentrations et elle s'affranchit du problème des temps de vie courts.

Itération de la résolution chimique

Afin d'assurer la stabilité numérique du système ainsi que sa précision, il est utile d'itérer la résolution du système d'équations différentielles. L'équation 5.8 devient alors

$$\rho_{i,t,m+1} = \frac{\rho_{i,t-\Delta t} + \Delta t \cdot P_{i,t-\Delta t,m}}{1 + \Lambda_{i,t-\Delta t,m}} \tag{5.12}$$

avec m l'indice de l'itération. Ensuite, un critère de stabilité ϵ_i est testé.

$$\left| \frac{\rho_{i,t,m+1} - \rho_{i,t,m}}{\rho_{i,t,m+1}} \right| \leq \epsilon_i \tag{5.13}$$

Si ϵ_i est vérifié (de l'ordre de 10^{-3}), alors on peut estimer que les résultats ont convergé. Chabrillat [2001] abaisse ce critère à 10^{-4} pour certaines espèces (O_3, H, OH, HO_2) en se justifiant par le comportement non-linéaire très marqué de celles-ci, en particulier au moment du lever et du coucher du Soleil.

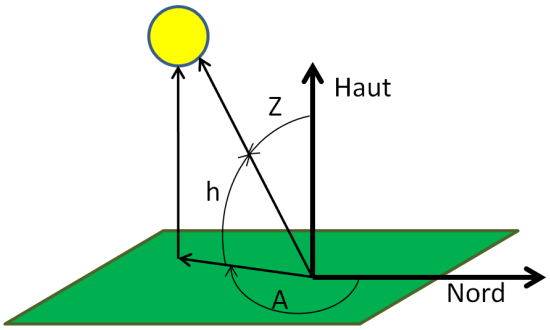


FIGURE 5.2 – Angles utilisés pour l'incidence solaire. *h* représente l'élévation solaire, *A* l'angle azimuthal et *Z* l'angle zénithal.

5.2 Photodissociation

La photodissociation est très importante dans l'atmosphère. Elle régit les variations journalières des concentrations d'espèces comme l'oxygène, l'ozone et la vapeur d'eau en dissociant les molécules selon :

$$AB + h\nu \rightarrow A + B \tag{5.14}$$

Afin d'estimer au mieux l'impact de la photodissociation, plusieurs paramètres sont à prendre en compte : l'incidence du rayonnement solaire, la section efficace des molécules concernées ainsi que leurs rendements quantiques.

5.2.1 Rayonnement incident solaire

Le spectre solaire que nous utilisons ici est à haute résolution spectrale. Il provient des données du satellite PICARD, visant à mesurer simultanément l'irradiance solaire absolue totale et spectrale, le diamètre et de la forme du soleil, et à sonder l'intérieur par la méthode de l'héliosismologie [Cessateur et al., 2012]. Nous choisissons un spectre à haute résolution afin d'estimer au mieux les coefficients de photolyse J. En effet, certaines régions spectrales (Lyman-α, bandes de Huggins et Schumann-Runge) présentent des variations de sections efficaces ou d'irradiance solaire conduisant à des valeurs de J différentes.

Durée d'insolation et angle zénithal

Afin d'estimer la durée de l'insolation pour un jour donné, il y a plusieurs paramètres à prendre en compte. La figure 5.2 résume les différentes notions d'angle à connaître. L'angle *h* représente l'angle d'élévation solaire, à savoir l'angle entre l'horizon et le Soleil. L'angle *Z* est l'angle zénital qui se mesure entre la verticale du lieu et le Soleil. Enfin l'angle *A* est l'angle azimuthal, correspondant à l'angle entre la direction du nord et la projection de la direction du Soleil au sol. On considère ensuite l'angle horaire A_h, qui mesure le mouvement du Soleil par rapport au passage au plan méridien, il est négatif si le temps solaire est inférieur à 12h et se calcule selon

$$A_h = 2\pi \cdot (t_d - \text{int}(t_d) - 1/2) \tag{5.15}$$

avec t_d, le temps en jours décimaux. La déclinaison quant à elle se calcule selon :

$$\sin(\delta) = \sin\left(\frac{\pi 23.45}{180}\right) \sin\left(\frac{2\pi((t_d+1)-81)}{365.25}\right) \tag{5.16}$$

avec

– δ, déclinaison, en °,
– t_d, le temps en *jours décimaux*.

Elle représente l'angle entre le plan équatorial et la droite reliant la Terre au Soleil. 23.45°correspond au maximum atteint aux solstices (22 juin positif, 22 décembre négatif), le minimum correspondant lui aux équinoxes.

Enfin, l'angle d'élévation solaire h s'écrit selon

$$\sin(h) = \sin(\Phi)\sin(\delta) + \cos(\Phi)\cos(\delta)\cos(A_h) \tag{5.17}$$

avec

– h, angle d'élévation solaire, en °,
– Φ, latitude, en °,
– δ, déclinaison, en °,
– A_h, angle horaire, en *radian*.

Son complément, l'angle zénithal solaire Z (ou *SZA*) s'écrit comme

$$Z = 90° - h \tag{5.18}$$

avec

– Z, angle zénithal solaire, en °,
– h, angle d'élévation solaire, en °.

Cet angle est important dans la suite pour le calcul du chemin optique parcouru (équations 5.20 et 5.23). Ce calcul a été vérifié à l'aide des données fournies par l'Institut de Mécanique Céleste et de Calcul des Éphémérides (IMCCE) à partir du site internet `http://www.imcce.fr/`. L'évolution de l'irradiance solaire sur une période de 7 mois est représentée sur la figure 5.3 pour 45°N de latitude. Les traits pointillés correspondent à l'irradiance solaire maximale (1367 *W/m*^{2}).

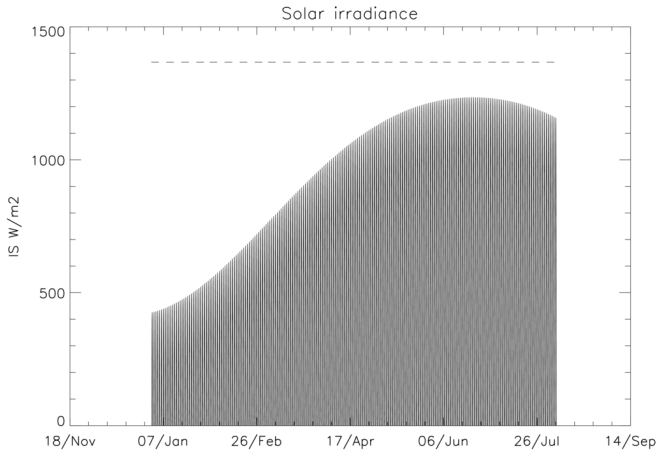


FIGURE 5.3 – Évolution de l'irradiance solaire au cours du temps, pour une latitude de 45°N sur 7 mois. En traits pointillés est représentée l'irradiance solaire maximale à 1367 *W/m*^{2}.

Évolution du rayonnement selon l'altitude

Avant d'exprimer le rayonnement solaire, il est utile de rappeler quelques notions de radiométrie. L'intensité d'une source correspond au flux émis par unité d'angle solide et s'exprime en *W sr*$^{-1}$. L'éclairement (ou irradiance) va lui correspondre au flux incident sur un plan par

unité de surface, et s'exprime en $W\ m^{-2}$ [Meyzonnette and Lépine, 2001]. Le rayonnement solaire incident à un point d'altitude z dans le cas où le Soleil est au zénith s'écrit selon la loi de Beer-Lambert :

$$I(z,\lambda) = I_0(\lambda) \cdot \exp\left(-\sigma_{O_2}(\lambda)\int_z^\infty [O_2]\mathrm{d}z - \sigma_{O_3}(\lambda)\int_z^\infty [O_3]\mathrm{d}z - \sigma_{\text{air}}(\lambda)\int_z^\infty [M]\mathrm{d}z\right) \tag{5.19}$$

- $I(z,\lambda)$, irradiance solaire spectrale incidente, en $W/m^2/\mu m$,
- $I_0(\lambda)$, irradiance solaire spectrale incidente au sommet de l'atmosphère, en $W/m^2/\mu m$,
- $\sigma_i(\lambda)$, section efficace de l'espèce i, en cm^2.

Cette équation traduit le fait que l'irradiance spectrale solaire I_0 (représentée sur la figure 5.4) est absorbée exponentiellement au fur et à mesure sur le chemin optique. Il existe une autre méthode améliorée, *two-stream δ-Eddington* de Toon et al. [1989], qui calcule en un point donné les flux ascendants et descendants, en prenant également en compte la diffusion Rayleigh, mais cette méthode est lourde et convient mieux aux basses altitudes où la diffusion prend de l'importance. Nous ne prenons pas en compte la variabilité saisonnière du Soleil, estimée par exemple à 11% au niveau de la mésosphère dans la zone spectrale de Schumann-Runge [Nicolet, 1984b], mais nous renvoyons à Bolduc [2015] par exemple pour une modélisation complète de l'irradiance solaire.

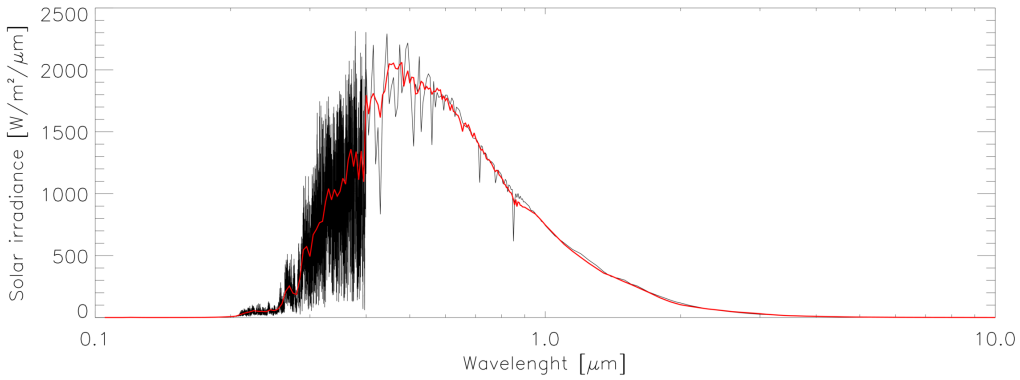


FIGURE 5.4 – Irradiance solaire spectrale incidente $I_0(\lambda)$, représentée en noir à la résolution spectrale retenue (voir la figure 5.5, droite). En rouge est superposée l'irradiance solaire à une résolution spectrale plus faible, tirée de Jacobson [2005].

L'équation 5.19 correspond à un rayonnement solaire arrivant de manière perpendiculaire à la couche atmosphérique. Dans la réalité, il faut prendre en compte l'angle d'incidence. Ainsi, en faisant l'hypothèse que l'atmosphère peut être modélisée par une succession de couches planes parallèles, $\mathrm{d}z$ se voit multiplié par la sécante de l'angle zénithal Z (figure 5.2). Pour une meilleure précision au moment du lever et du coucher du Soleil, il est préférable d'utiliser la fonction de Chapman qui prend en compte la sphéricité de la Terre.

Fonction de Chapman

La fonction de Chapman permet de prendre en compte l'aspect sphérique de la Terre en dépit d'une approximation en plan parallèle de l'atmosphère. Elle remplace alors la sécante de l'angle zénithal dans le calcul de la profondeur optique [Huang et al., 1998; Smith and Smith, 1972]. Elle s'écrit :

$$\mathrm{Ch}(Z) = \sqrt{\frac{\pi x}{2}}\mathrm{erfc}\left(\sqrt{\frac{x}{2}}\cos Z\right)\exp\left(\frac{x}{2}\cos^2 Z\right) \tag{5.20}$$

où

$$x = \frac{R_\oplus + z}{H} \tag{5.21}$$

avec

- Z, angle zénithal, en °,
- $R_\oplus$, rayon terrestre, en *m*,
- z, altitude, en *m*,
- H, hauteur d'échelle, en *m*.

La fonction *erfc* est un dérivé de la fonction d'erreur et est explicitée dans la section C.5.

La hauteur d'échelle se calcule selon la formule suivante :

$$H = \frac{R \cdot T}{M_{\text{air}} \cdot g} \tag{5.22}$$

avec

- R, constante des gaz parfaits, en *J/mol/K*,
- T, température, en *K*,
- M_{air}, masse molaire, en *kg/mol*,
- g, accélération de la pesanteur, en *m/s*^{2}.

Elle caractérise "l'épaisseur" de l'atmosphère, un changement de pression d'un facteur e. À une température de 184 K (au niveau de la mésopause), on obtient une valeur pour la hauteur d'échelle de 5.38 km.

Ainsi, la profondeur optique estimée en premier lieu par la sécante de l'angle zénithal devient :

$$\mathrm{d}z \rightarrow \frac{\mathrm{d}z}{\cos(Z)} = \mathrm{d}z \times \sec(Z) \rightarrow \mathrm{d}z \times \mathrm{Ch}(Z) \tag{5.23}$$

5.2.2 Section efficace d'absorption

La section efficace correspond ici à la probabilité d'interaction d'une molécule avec un photon solaire. Elle se mesure en *barn* ou *m*^{2} en unité SI. Dans le modèle, les molécules concernées sont O_2, O_3, H_2O, H_2O_2 et HO_2. Les données des sections efficaces sont récupérées sur les sites

`http://satellite.mpic.de/spectral_atlas/`
`http://www.cfa.harvard.edu/amp/ampdata/cfamols.html`

respectivement du Max-Planck Institute [Keller-Rudek et al., 2013], et du Center for Astrophysics (CfA) à Harvard (base de données HITRAN [Rothman et al., 2013]). Quant à la section efficace de l'air, on utilise la forme empirique de Nicolet [1984a] :

$$\sigma_{air} = \frac{4.02 \cdot 10^{-28}}{\lambda^{4+x}} \tag{5.24}$$

où

$$\begin{aligned} x &= 0.389\lambda + 0.09426/\lambda - 0.3228 \quad \text{pour} \ \ \lambda \in [0.2; 0.55]\mu m \\ &= 0.04 \quad \text{pour} \ \ \lambda \in [0.55; 1]\mu m \end{aligned} \tag{5.25}$$

avec

- σ_{air}, section efficace de l'air, en *cm*^{2},
- λ, longueur d'onde, en μm.

On retrouve dans la formule empirique de Nicolet une dépendance en $1/\lambda^4$, ce qui n'est pas sans rappeler la diffusion Rayleigh.

Il est possible de faire varier la section efficace de certaines espèces (par exemple l'ozone) avec la température à l'aide d'approximation numérique [Molina and Molina, 1986]. Cependant, nous ne le ferons pas pour deux raisons. La première est le manque de données sur les longueurs d'ondes et températures concernées (températures allant de 170 K à plus de 300 K). La seconde est le faible impact observé sur les coefficients de photolyse calculés (estimés autour de 1% à partir du modèle). La figure 5.5 de gauche présente les différentes sections efficaces des espèces considérées, normalisées à leur maximum afin d'observer les zones où elles sont importantes. Le spectre solaire est également superposé sur la figure.

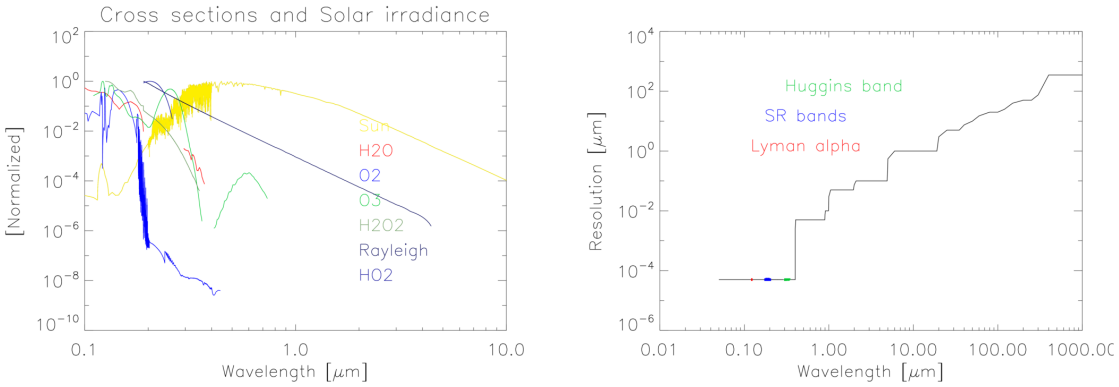


FIGURE 5.5 – À gauche, les différentes sections efficaces des espèces considérées normalisées à leur maximum ainsi que le spectre solaire utilisé. À droite, la résolution spectrale selon les longueurs d'onde pour les calculs des coefficients de photolyse.

La résolution sur laquelle sont effectués les calculs de coefficients de photodissociation est importante. Certaines bandes spectrales présentent des variations de plusieurs ordres de grandeur en section efficace. Par exemple, la section efficace de l'oxygène voit sa section efficace varier entre 10^{-19} et 10^{-23} cm^2 dans la bande de Schumann-Runge, entre 176 et 192.6 nm (voir figures 5.6). De même, la raie Lyman-α du spectre solaire correspond à un fort pic autour de 121.5 nm. Enfin, les bandes de Huggins (entre 310 et 350 nm) et Hartley (entre 200 et 310 nm) revêtent aussi une importance pour la photodissociation de l'ozone. Ces régions nécessitent une résolution spectrale assez fine, nous l'avons établi inférieure à $10^{-4}\mu m$ en observant l'effet sur les concentrations d'ozone résultantes (voir figure 5.5, droite). Pour la partie IR, une résolution fine n'est pas nécessaire, d'où une résolution dépendante de la longueur d'onde, afin de ne pas surcharger le modèle en temps de calcul.

Rendement quantique

Les rendements quantiques (*quantum yield* en anglais, qu'on peut aussi nommer rapports de branchements) définissent la probabilité (donc ≤ 1) qu'a une espèce d'être produite par photolyse pour une longueur d'onde donnée.

Les rendements quantiques utilisés pour la photolyse de l'oxygène moléculaire et de l'ozone sont disposés respectivement dans le tableau 5.10 et le tableau 5.11. Par exemple, pour une longueur d'onde incidente inférieure à 102.5 nm, la photolyse de O_2 va produire 99% de O dans son état fondamental et 1% de O dans son état excité O(^{1}S). Autre exemple, entre 310 et 411 nm, la photolyse de O_3 va produire O_2^* et O^*. Le premier sera réparti entre O_2 fondamental à 33%, $O_2(^1\Sigma)$ à 33% et $O_2(^1\Delta)$ à 33% (dans le modèle, les formes fractionnaires 1/3 sont préférées). O sera quant à lui réparti entre son état fondamental à 66% et l'état O(^{1}D) à 33%. Les rendements quantiques sont donc très importants pour déterminer les populations des états excités de O et O_2.

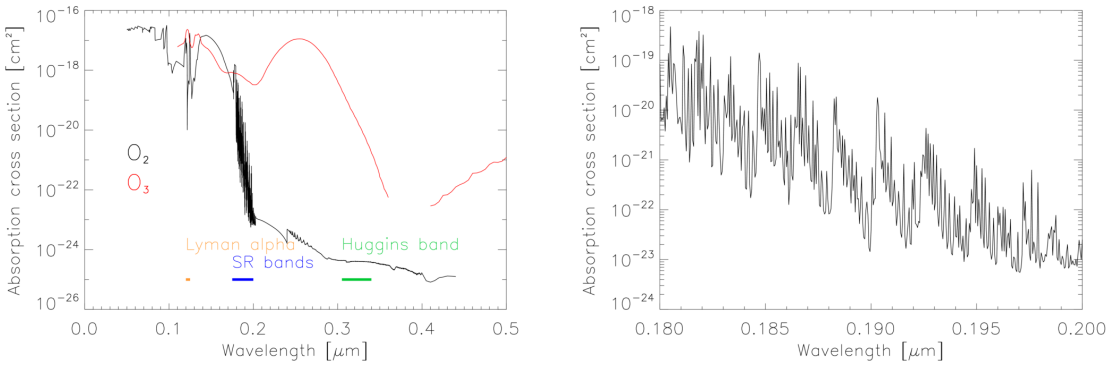


FIGURE 5.6 – À gauche, sections efficaces de O_2 en noir et O_3 en rouge. La bande spectrale indiquée en jaune correspond à la raie Lyman-α, en bleu à la bande de Schumann-Runge entre 176 et 192.6 nm et en vert à la bande Huggins entre 310 et 350 nm. À droite est représentée la section efficace de O_2 dans la bande de Schumann-Runge avec sa forte variabilité de 4 ordres de grandeur, entre 176 et 192.6 nm.

λ [nm]	O_2	O	$O(^1D)$	$O(^1S)$
< 102.5	1	0.99	0	0.01
$[102.5; 110[$	1	0.91	0	0.09
$[110; 134[$	1	0.99	0	0.01
$[134; 175[$	1	0	1	0
$[175; 197.34[$	1	1	0	0
$[197.34; 242.4[$	1	0.91	0	0.09
≥ 242.4	0	0	0	0

TABLE 5.10 – Rendements quantiques sélectionnés pour la photolyse de l'oxygène moléculaire [Moreels et al., 1977].

Les photolyses décrites dans les données du JPL [Sander et al., 2011] fournissent le type des espèces produites par la photolyse mais ne détaillent pas la proportion de ces espèces entre elles. Nous décidons donc de garder les coefficients issus de Moreels et al. [1977].

5.2.3 Coefficient de photodissociation

Nous disposons à présent de tous les paramètres nécessaires pour calculer les coefficients de photodissociation. Pour une espèce i conduisant à un produit p, calculé à une altitude z, le coefficient de photodissociation [Jacobson, 2005] s'écrit selon :

$$J_{(i,z,p)} = \frac{10^{-10}}{h \cdot c} \sum_{\lambda} (\Delta\lambda \cdot \lambda \cdot q_{i,p} \cdot \sigma_i \cdot I(z,\lambda)) \tag{5.26}$$

avec

- $J_{(i,z,p)}$, coefficient de photodissociation, en s^{-1},
- $\Delta\lambda$, interval spectral, en μm,
- λ, longueur d'onde, en μm,
- $q_{i,p}$, rendement quantique,
- $\sigma_i(\lambda)$, section efficace de l'espèce i, en cm^2,
- $I(z,\lambda)$, intensité solaire incidente, en $W/m^2/\mu m$.

λ [nm]	O_3	O_2	$O_2(^1\Sigma)$	$O_2(^1\Delta)$	O	$O(^1D)$	$O(^1S)$
$[102.5; 197.34[$	1	0	0	1	0	0.7	0.3
$[197.34; 266[$	1	0	0.2	0.8	0	1	0
$[266; 310[$	1	0	0	1	0	1	0
$[310; 411[$	1	0.33	0.33	0.33	0.66	0.33	0
$[425; 611[$	1	0	0	1	1	0	0
$[611; 850[$	1	1	0	0	1	0	0
≥ 850	0	0	0	0	0	0	0

TABLE 5.11 – Rendements quantiques pour la photolyse de l'ozone [Moreels et al., 1977].

Le facteur 10^{-10} provient de la conversion des différents facteurs dans les unités SI. L'effet de l'albédo du sol et de la diffusion atmosphérique sur le coefficient de photolyse de l'ozone est inférieur à 5% au-dessus de 30 km, mais peut monter à 50% selon le SZA en dessous de cette limite de 30 km (voir figure 4.36 de Brasseur and Solomon [2005]). La variation de l'estimation du coefficient de photodissociation selon la résolution spectrale a conduit au choix de celle-ci, représentée dans la figure 5.5 (droite).

Il existe des paramétrisations pour calculer ces coefficients. Par exemple, le modèle SOCRATES [Huang et al., 1998] utilise la paramétrisation de Kockarts [1994]. D'autres GCM comme le Laboratoire de Météorologie Dynamique Zoom (LMDz, [Hourdin et al., 2006]) calculent des tables de coefficients de photodissociation hors du modèle pour les récupérer par la suite. Ces paramétrisations ne peuvent pas être utilisées dans notre cas car elles ne prennent pas en compte les états excités désirés. Par exemple, seule l'espèce O(^{1}D) est présente dans la paramétrisation de Kockarts [1994].

5.3 Chauffage

Dans cette partie sont abordés les différents contributeurs à la température : le réchauffement issu des réactions exothermiques, le réchauffement issu du dépôt d'énergie par le rayonnement solaire, et le refroidissement radiatif.

5.3.1 Réchauffement chimique

Certaines réactions chimiques sont exothermiques (produisent de la chaleur) en opposition aux réactions endothermiques (qui consomment de la chaleur). Le tableau 4 de Mlynczak and Solomon [1993] montre les principales réactions conduisant à un apport de chaleur au milieu atmosphérique (voir figure 5.7).

Par exemple, la réaction suivante

$$O + O_3 \rightarrow O_2 + O_2 \tag{5.27}$$

possède une enthalpie de réaction de -93.65 kcal/mol. Elle se calcule selon

$$\Delta H = 2 \cdot H_{O_2} - (H_O + H_{O_3}) \tag{5.28}$$

Les enthalpies des composants atmosphériques peuvent se retrouver par exemple dans le tableau 3.1 de Yung and Demore [1999]. La conversion des *kcal* en *kJ* passe par le facteur multiplicatif 4.184.

Mlynczak développe dans [Mlynczak, 2000; Mlynczak et al., 2013; Mlynczak and Solomon, 1991a] la relation entre l'enthalpie des réactions et la variation de température occasionnée. La

TABLE 4. Exothermic Chemical Reactions Potentially Responsible for Significant Heating in the Middle Atmosphere

	Reaction	Heat of Reaction (kcal/mole)
R1	$O + O_3 \rightarrow O_2 + O_2$	-93.65
R2	$O + O + M \rightarrow O_2 + M$	-119.40
R3	$O + OH \rightarrow H + O_2$	-16.77
R4	$O + HO_2 \rightarrow OH + O_2$	-53.27
R5	$H + O_2 + M \rightarrow HO_2 + M$	-49.10
R6	$O + O_2 + M \rightarrow O_3 + M$	-25.47
R7	$H + O_3 \rightarrow OH + O_2$	-76.90
R8	$HO_2 + NO \rightarrow NO_2 + OH$	-7.83
R9	$O_3 + HO_2 \rightarrow OH + 2O_2$	-28.29
R10	$HO_2 + HO_2 \rightarrow H_2O_2 + O_2$	-39.58
R11	$O_3 + OH \rightarrow HO_2 + O_2$	-39.91
R12	$NO + O_3 \rightarrow NO_2 + O_2$	-47.74
R13	$O + NO_2 \rightarrow NO + O_2$	-45.91
R14	$OH + HO_2 \rightarrow H_2O + O_2$	-70.61
R15	$H + HO_2 \rightarrow H_2 + O_2$	-55.68

FIGURE 5.7 – Réactions exothermiques selon Mlynczak and Solomon [1993] dont l'impact est non négligeable dans l'atmosphère moyenne.

conversion entre l'énergie chimique potentielle et l'exothermicité (enthalpie) s'écrit selon :

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = k_r \rho_{r,1} \rho_{r,2} \Delta E \tag{5.29}$$

avec

- Q, l'énergie potentielle chimique, en *J/cm³/s*,
- k_r, constante de la réaction *r*, en *cm³/molécules/s*,
- $\rho_{r,1}$, concentration du réactifs *1* de la réaction *r*, en *molécules/cm³*,
- ΔE, exothermicité de la réaction, en *J/mol*.

ce qui après des considérations de thermodynamique conduit à

$$\frac{\partial T_{chem}}{\partial t} = \frac{2}{7} \sum_r \frac{k_r \rho_{r1} \rho_{r2} \Delta H_r}{k_b \mathcal{N}_\mathcal{A} \rho} \tag{5.30}$$

avec

- $\partial T_{chem}/\partial t$, variation de température, en *K/s*,
- k_r, constante de la réaction *r*,
- r, l'indice des réactions,
- $\rho_{r,1}$, concentration du réactifs *1* de la réaction *r*, en *molécules/cm³*,
- ρ, concentration de l'air, en *molécules/cm³*,
- ΔH_r, l'enthalpie de la réaction *r*, en *kcal/mol*.

Attention, le terme ρ au dénominateur n'apparait pas dans le cas de réactions faisant intervenir *M* car il intervient au numérateur en tant que ρ_{r3}. Le signe de l'enthalpie est négative, car le système perd de l'énergie. Il faut donc en prendre la valeur absolue pour considérer l'échauffement occasionné dans le volume. D'après les réactions évoquées dans les articles de Mlynczak, la fonction de réchauffement chimique correspond dans le code à :

$$\frac{\partial T_{chem}}{\partial t} = \frac{2}{7} \frac{4.184}{k_b \mathcal{N}_\mathcal{A}} \left(k_3 [O][O_2] \Delta H_3 + ... + \frac{k_{26} [O_3][HO_2] \Delta H_{26}}{[M]} \right) \tag{5.31}$$

	Réaction	ΔH (kcal/mol)
3	$O + O_2 + M \rightarrow O_3 + M$	-25.47
4	$O + O_3 \rightarrow O_2 + O_2$	-93.65
5	$O + O + M \rightarrow O_2 + M$	-119.40
8	$H + O_3 \rightarrow OH^* + O_2$	-76.90
9	$OH + O \rightarrow H + O_2$	-16.77
10	$OH + O_3 \rightarrow HO_2 + O_2$	-39.91
12	$OH + HO_2 \rightarrow H_2O + O_2$	-70.61
13	$H + HO_2 \rightarrow H_2 + O_2$	-55.68
15	$O + HO_2 \rightarrow OH + O_2$	-53.27
16	$H + O_2 + M \rightarrow HO_2 + M$	-49.10
19	$HO_2 + HO_2 \rightarrow H_2O_2 + O_2$	-39.58
26	$HO_2 + O_3 \rightarrow OH + 2O_2$	-28.29

TABLE 5.12 – Tableau des réactions considérées pour le réchauffement chimique, en comparaison avec le tableau 5.2.

avec les réactions 3, 4, 5a, 5b, 8, 9, 10, 12, 13, 15, 16, 19 et 26 prises en compte (voir tableau 5.12).

L'importance de chacune des réactions est explicitée dans la figure 5.8. Un pic se forme au niveau de la mésopause où plusieurs réactions (r8, r9, r15 et r16) contribuent à produire un réchauffement.

5.3.2 Échauffement radiatif

L'échauffement radiatif provient principalement de l'absorption du rayonnement solaire ultraviolet par l'ozone et l'oxygène moléculaire entre 50 et 110 km [Mlynczak and Solomon, 1991b]. L'énergie des photons est suffisante pour briser les liens chimiques entraînant la photodissociation de ces molécules. La différence d'énergie entre les états initiaux et finaux se convertit alors partiellement en énergie cinétique qui, par collision, se transmet aux autres molécules, atteignant rapidement un nouvel état de température cinétique. Le reste d'énergie non transmise conduit aux états excités des résultats de la photolyse.

Mlynczak and Solomon [1991b] détaillent le calcul de l'échauffement radiatif, cependant la méthode utilise des rendements pour prendre en compte les états excités. Puisque nous résolvons l'intégralité des états excités, nous choisissons d'utiliser ici la formulation de Brasseur and Solomon [2005] pour estimer la contribution à la température produite par les photons solaires :

$$\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}t} = \frac{\cos(Z)}{\rho \cdot C_p} \int_\lambda \frac{\mathrm{d}I(z,\lambda)}{\mathrm{d}z} \mathrm{d}\lambda = \frac{\cos(Z)}{\rho \cdot C_p} \sum_\lambda \frac{\mathrm{d}I(z,\lambda)}{\mathrm{d}z} \Delta\lambda \tag{5.32}$$

où

- T, température, en *K*,
- Z, angle zénithal, en °,
- ρ, densité en *g/cm*^{3},
- C_p, capacité calorifique massique à pression constante, en *J/K/kg*,
- $I(z,\lambda)$, intensité solaire incidente, en *W/m*^{2}*/*μm,
- $\Delta\lambda$, interval spectral, en μm.

Cette équation représente ici la différence de rayonnement disponible entre deux niveaux, donc la quantité de rayonnement absorbé par la couche atmosphérique, en l'absence de diffusion. Attention aux unités, où la densité est ici en *g/cm*^{3} et la capacité thermique à pression constante en *J/K/kg*.

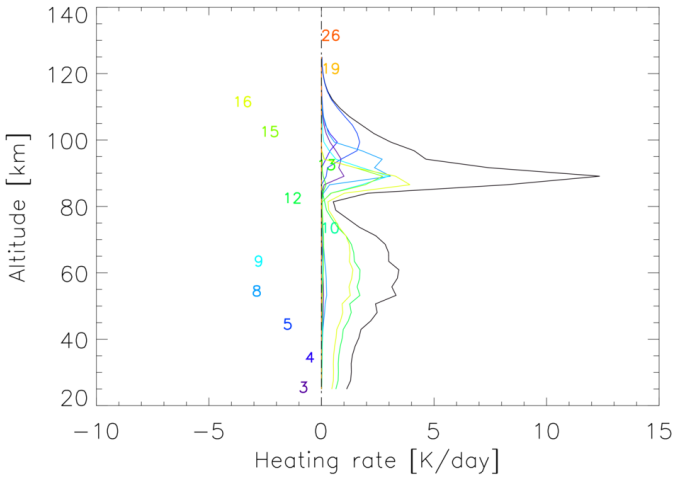


FIGURE 5.8 – Chauffage chimique total (en noir) et selon les réactions. Au niveau de la mésopause, les réactions r8, r9, r15 et r16 sont dans cet exemple les principaux responsables du réchauffement.

5.3.3 Refroidissement radiatif

Le refroidissement radiatif passe principalement par les émissions infrarouge du CO_2 sur la bande à 15 μm. Brasseur and Solomon [2005] l'approximent selon :

$$\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}t} = -C_1 B_\nu(T) \tag{5.33}$$

où les paramètres s'écrivent

$$C_1 = 5.43 \cdot 10^5 \left(\frac{f_{CO_2}}{3.3 \cdot 10^{-4}} \right)^{1/2} \tag{5.34}$$

et

$$B_\nu \approx 3.35 \cdot 10^{-4} exp(-960/T) \tag{5.35}$$

avec

- T, température, en *K*,
- C_1, coefficient,
- $B_\nu(T)$, fonction de Planck, en *W/cm²/s*,
- f_{CO_2}, fraction molaire de dioxyde de carbone, en *ppmv*.

Cette formule s'applique principalement entre 30 et 70 km. Nous choisissons donc d'utiliser la paramétrisation de Fomichev et al. [1998], plus précise et allant aux niveaux d'altitudes requis. Cette méthode prend en compte les effets LTE et non-LTE. Elle est utilisée dans le modèle SOCRATES [Huang et al., 1998] et explicitée dans l'annexe C.7. Il existe un refroidissement dû à la vapeur d'eau, mais celui-ci est négligeable à haute altitude. Il pique à 50 km avec des valeurs inférieures au refroidissement du CO_2 [Herman, 1990].

La méthode de Fomichev découpe l'atmosphère en 2 parties, l'une allant de 15 à 80 km, et la seconde allant de 80 à 115 km. La première se base sur le travail de Akmaev and Shved [1982], implémenté afin de prendre en compte les premiers effets non-LTE. La partie à haute altitude utilise également les profils de concentrations du CO_2, de O_2 et de O, et prend en compte la désactivation collisionnelle CO_2-O. Cette paramétrisation permet d'obtenir le refroidissement

radiatif ϵ en cm^2s^{-3} conduisant à la variation en température selon :

$$\frac{\partial T_{cool}}{\partial t} = \frac{\epsilon(x_0)}{C_p} 10^{-4} \tag{5.36}$$

avec

- T_{cool}, température, en K,
- $\epsilon(x_0)$, refroidissement radiatif en x_0, en cm^2s^{-3},
- C_p, capacité calorifique massique à pression constante, en $J/K/kg$.

5.3.4 Bilan énergétique du chauffage

Notre modèle prend donc en compte 3 contributions à la température, 2 positives, et une négative. Au niveau de la couche d'émission du nightglow, la plus importante est la contribution provenant du réchauffement dû aux réactions exothermiques, qui peut atteindre une dizaine de K par jour (figure 5.8). L'échauffement radiatif voit quant à lui sa contribution augmenter avec l'altitude (figure 5.9). Le refroidissement radiatif comporte un pic vers 50 km d'altitude, contrebalançant le pic de réchauffement chimique (légèrement plus haut en altitude). Après un creux vers 80 km d'altitude, le refroidissement devient plus important, contrebalançant cette fois-ci l'échauffement radiatif (figure 5.9). Au total, la variation de température oscille autour de l'équilibre, avec cependant un net réchauffement au niveau de la mésopause, qui justifie l'utilisation du réchauffement pour la modélisation de l'émission du rayonnement nightglow.

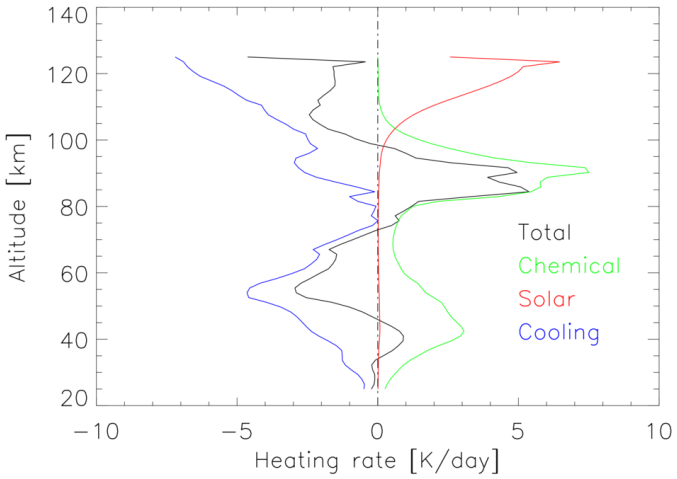


FIGURE 5.9 – Profils des différentes contributions au chauffage selon l'altitude. En vert est représenté le réchauffement induit par les réactions exothermiques, en rouge le réchauffement induit par l'absorption du rayonnement solaire et en bleu le refroidissement radiatif. La somme des contributions est représentée en noir.

5.4 Calcul du rayonnement émis

Dans cette section, nous cherchons à calculer le rayonnement émis par la couche de OH excité. Pour cela, nous appliquons deux méthodes. La première est de calculer le Volume Emission Rate (VER) à partir des concentrations des états excités vibrationnels ainsi que des coefficients d'Einstein de ces états. Cela nous donne une première estimation de la quantité de rayonnement

émis à haute altitude et cette méthode peut également être appliquée à O et O_2. La seconde méthode quant à elle consiste à calculer le spectre total à partir des populations d'états vibrationnels et rotationnels. En effet, dans le but de propager le spectre jusqu'au niveau du sol, il est important de connaître le rayonnement émis sur chaque longueur d'onde.

5.4.1 Estimation du Volume Emission Rate pour les états vibrationnels

Nous utilisons ici les facteurs d'Einstein pour exprimer le taux d'émission (Volume Emission Rate VER, en *ph/cm³/s*) selon l'équation

$$\epsilon(v) = \frac{[OH]_v}{\tau_v} \tag{5.37}$$

avec

OH $_v$, concentration OH sur l'état vibrationnel excité v, en *molécules/cm³*,
- τ_v, temps de vie de relaxation radiative des transitions $v \rightarrow v'$ avec $v' < v$, en *s*,
- ϵ, VER, en *ph/cm³/s*.

Dans cet exemple, OH est utilisé, mais l'équation fonctionne également avec les états excités de O et O_2. Les différentes valeurs des temps de vie sont regroupées dans les tableaux 5.4 et 5.5 pour les états vibrationnels de OH, d'après Turnbull and Lowe [1989]. La relation entre les temps de vie des niveaux vibrationnels de OH et les coefficients d'Einstein des transitions s'écrit selon :

$$\tau_v = \left(\sum_{v'} A_{v-v'} \right)^{-1} \tag{5.38}$$

avec

- $A_{v-v'}$, coefficient d'Einstein de la transition $v - v'$, en */s*.

Pour les émissions O_2, nous pouvons citer Schermaul and Learner [1999] pour une étude précise de de la transition entre l'état $O_2(^1\Sigma)$ et l'état fondamental, dont la valeur du coefficient d'Einstein a été ensuite utilisé par Christensen et al. [2012] pour une comparaison aux observations de l'instrument RAIDS à bord de l'ISS. La transition entre $O_2(a^1\Delta_g)$ et l'état fondamental à 1.27 μm (transition 0-0) et à 1.58 μm (transition 0-1) est reportée dans les études de Jursa [1985] et McDade et al. [1986].

Quant à l'émission O, la figure 5.10 regroupe les temps de vie et longueurs d'onde associées aux transitions modélisées. La raie verte à 557.7 nm se fait entre les états $O(^1S)$ (le plus excité) et $O(^1D)$. Puis cet état émet dans le rouge (634.4, 630 nm) vers l'état fondamental ($O(^3P)$ ou O). La transition directe de l'état $O(^1S)$ vers l'état fondamental se fait quant à elle dans l'ultraviolet UV à 297.2 nm.

5.4.2 Calcul de l'émission spectrale

Afin de calculer le spectre émis à haute altitude, nous partons des états vibrationnels obtenus à partir du modèle. La méthode a été développée à l'ONERA (DOTA) et est basée sur les articles de Krassovsky et al. [1962], Chamberlain and Smith [1959] et Hill and van Vleck [1928]. Le spectre calculé ici correspond uniquement à l'émission de OH. Par convention, l'état v' (J') est associé à l'état vibrationnel (rotationnel) supérieur de la transition, et l'état v'' (J'') correspond à l'état inférieur.

L'intensité complète d'une raie émise s'écrit :

$$I_{(J',v' \rightarrow J'',v'')} = N_{(v',J')} A_{(J',v' \rightarrow J'',v'')} \tag{5.39}$$

avec

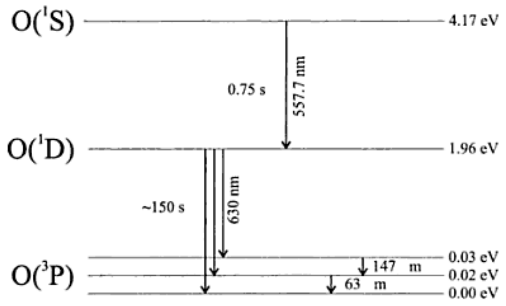


FIG. 3.3 – Niveaux d'énergie de l'atome d'oxygène.

FIGURE 5.10 – États excités et fondamentaux de l'oxygène atomique et les transitions associées d'après Kockarts [2000].

- $I_{(J',v'\rightarrow J'',v'')}$, intensité de la transition $J', v' \rightarrow J'', v''$, en *ph/cm³/s*,
- $N_{(v',J')}$, population de l'état rovibrationnel (v', J'), en *molécules/cm³*,
- $A_{(J',v'\rightarrow J'',v'')}$, coefficient d'Einstein pour la transition $J', v' \rightarrow J'', v''$, en */s*.

La population de l'état vibrationnel $N_{(v')}$ est calculée directement à partir du système photochimique décrit dans les sections précédentes. Nous supposons l'équilibre thermodynamique local pour estimer les populations des états rotationnels (les processus de rayonnement sont dans ce cas assez longs pour les considérer en équilibre, ce qui est vrai pour des valeurs de J peu élevées). La température rotationnelle est donc égale à la température cinétique. La population de l'état rovibrationnel (v', J') est calculée à partir de l'état vibrationnel $N_{(v')}$ selon

$$\begin{aligned} N_{(v',J')} &= N_{(v')} \frac{(2-\delta_{0,\lambda})(2J'+1)}{Q_r} \exp\left(-\frac{F_{(v',J')}hc}{k_B T}\right) \\ &= N_{(v')} \frac{2(2J'+1)}{Q_r} \exp\left(-\frac{F_{(v',J')}hc}{k_B T}\right) \end{aligned} \tag{5.40}$$

avec

- $N_{(v',J')}$, population de l'état rovibrationnel (v', J'), en *molécules/cm³*,
- $N_{(v')}$, population de l'état vibrationnel v', en *molécules/cm³*, obtenu à partir du système photochimique,
- $\delta_{0,\lambda}$, delta de Kronecker sur le niveau électronique (Π, dédoublement-λ [Langhoff and Partridge, 1984]), λ=1, donc $\delta_{0,\lambda}$=0,
- v, état vibrationnel,
- J, état rotationnel,
- Q_r, fonction de partition rotationnelle, sans unité,
- $F_{(v',J')}$, énergie rotationnelle, en */cm*,
- h, C^te de *Planck*, en $J \cdot s$,
- c, vitesse de la lumière, en *m/s*,
- k_B, C^te de *Boltzmann*, en *J/K*,
- T, température cinétique, en *K*.

Nous nous situons sur l'état électronique fondamental $X^2\Pi$. Ainsi, l'énergie électronique $T_{n'}$ est nulle. L'énergie vibrationnelle d'un état v donné, s'écrit selon [Chamberlain and Roesler, 1955] :

$$G(v) = c_1(v+0.5) - c_2(v+0.5)^2 + c_3(v+0.5)^3 - c_4(v+0.5)^4 - c_5(v+0.5)^5 \tag{5.41}$$

avec

- $G(v)$, énergie vibrationnelle, en */cm*,

– v, état vibrationnel,
– $c_1, c_2, ...$, constantes vibrationnelles (voir tableau 5.13 [Chamberlain and Roesler, 1955])

C^{te}	c_1	c_2	c_3	c_4	c_5
Valeur	3737.9	84.965	0.5398	0.01674	0.001637

TABLE 5.13 – Constantes vibrationnelles selon Chamberlain and Roesler [1955].

Pour une transition $v'' = v' - \Delta v$, l'énergie vibrationnelle nous permet de remonter à la longueur d'onde centrale d'émission.

$$\sigma_0 = G_{vib}(v'') - G_{vib}(v') \tag{5.42}$$

avec
– σ_0, nombre d'onde, en */cm*.
Quant à la fonction de partition rotationnelle Q_r, elle s'écrit selon :

$$Q_r = \sum_v \sum_J (2J+1) \exp\left(-\frac{F_{(v,J)}hc}{k_B T}\right) \tag{5.43}$$

avec
– Q_r, fonction de partition rotationnelle, sans unité,
– J, état rotationnel,
– $F_{(v,J)}$, énergie rotationnelle, en */cm*,
– h, C^{te} de *Planck*, en $J \cdot s$,
– c, vitesse de la lumière, en *m/s*,
– k_B, C^{te} de *Boltzmann*, en *J/K*,
L'état fondamental est séparé en 2 sous états ($^2\Pi_{3/2}$ et $^2\Pi_{1/2}$) du fait de l'interaction spin-orbite. En se plaçant dans le cas intermédiaire de Hund, on calcule alors les énergies rotationnelles $F_1(v,J)$ et $F_2(v,J)$ [Hill and van Vleck, 1928] :

$$\begin{aligned}
^2\Pi_{3/2} : F_1(v,J) =& B_v \left((J+1/2)^2 - 1 - (1/2)\sqrt{4(J+1/2)^2 + Y_v(Y_v-4)}\right) - D_v J^4 \\
^2\Pi_{1/2} : F_2(v,J) =& B_v \left((J+1/2)^2 - 1 + (1/2)\sqrt{4(J+1/2)^2 + Y_v(Y_v-4)}\right) - D_v J^4 \\
B_v =& B_e - \alpha_e(v+1/2) + \gamma_e(v+1/2)^2
\end{aligned} \tag{5.44}$$

avec les constantes suivantes

$$\begin{aligned}
B_v =& B_e - \alpha_e(v+1/2) + \gamma_e(v+1/2)^2 \\
B_e =& 18.867 \\
\alpha_e =& 0.708 \\
\gamma_e =& 0.00207
\end{aligned} \tag{5.45}$$

et

$$\begin{aligned}
D_v =& D_e - \beta_e(v+1/2) \\
D_e =& 19.38 \times 10^{-4} \\
\beta_e =& 4.3 \times 10^{-5} \\
Y_v =& \frac{A_{v+1}}{B_v}
\end{aligned} \tag{5.46}$$

Les constantes B_e, α_e, γ_e, D_e et β_e sont en *cm^{-1}*. A_{v+1} prend les valeurs disposées dans le tableau 5.14.

i	1	2	3	4	5	
A_i	-139.11511	-139.3846	-139.6515	-139.90749	-140.14688	
i	6	7	8	9	10	11
A_i	-140.35308	-140.50665	-140.57257	-140.49428	-140.20552	-139.56879

TABLE 5.14 – Constantes pour A_i, en cm^{-1} [Chamberlain and Roesler, 1955].

Le calcul est effectué pour les branches P, R et Q, qui correspondent respectivement aux transitions ΔJ = -1, 0 et 1 (seules transitions possibles), pour les 2 sous états ($^2\Pi_{3/2}$ et $^2\Pi_{1/2}$). Le dédoublement-λ mentionné dans la section 2.1.3 du chapitre 2 est inclus dans le calcul de la fonction de partition rotationnelle [Langhoff and Partridge, 1984]. L'intensité sera émise à la longueur d'onde λ :

$$\begin{aligned} \sigma =& \sigma_0 + (F_i(v', J') - F_i(v'', J'')) \\ \lambda =& 1/\sigma \end{aligned} \tag{5.47}$$

avec i = 1 ou 2 selon le sous état considéré.

Un exemple de spectre obtenu est représenté dans la figure 5.11. Pour rappel, dans l'ordre décroissant en longueur d'onde (donc croissant en énergie), on observe autour de 3 μm une bande d'émission correspondant aux transitions $\Delta v = 1$. Entre 1.5 et 2 μm, la transition privilégiée est $\Delta v = 2$. Puis, en dessous de 1.5 μm, les émissions correspondent aux transitions supérieures $\Delta v = 3, 4, 5$. Le spectre est en accord avec l'atlas spectral de Rousselot et al. [2000] et les observations de Leinert et al. [1997].

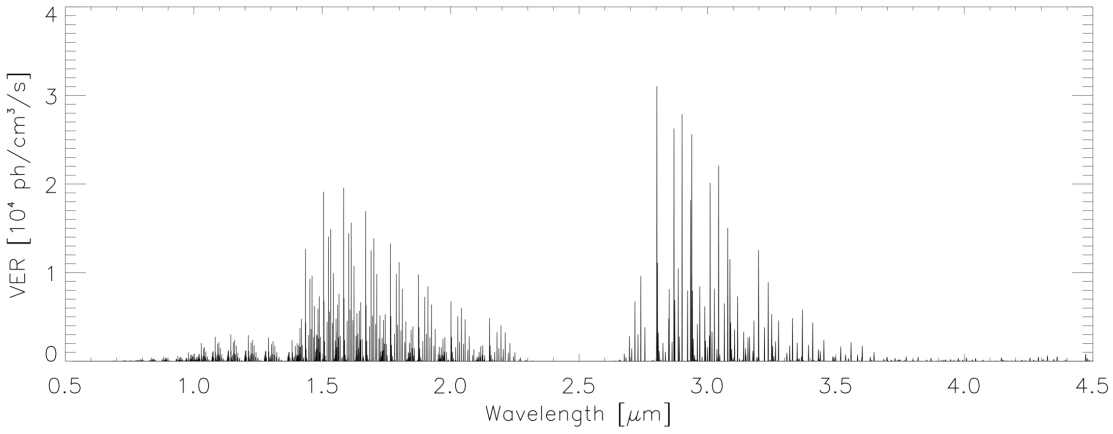


FIGURE 5.11 – Spectre émis (Volume Emission Rate) à partir de concentrations vibrationnelles OH standards.

5.5 Propagation au niveau du sol

Nous disposons à présent d'un spectre issu de l'émission de OH, à haute altitude, et dont les concentrations des états vibrationnels sont basées sur la photochimie atmosphérique. Nous allons maintenant nous intéresser à la propagation du signal vers le sol, en utilisant un code de transfert radiatif.

5.5.1 Calcul du transfert radiatif (code RAYJN)

Le modèle RAYJN (RAYonnement Jour Nuit), créé à l'ONERA, permet de calculer la quantité de rayonnement atmosphérique atteignant le sol, en prenant en compte le rayonnement solaire, le rayonnement thermique de l'atmosphère et le rayonnement nightglow.

La méthode de calcul de l'émission thermique et de la diffusion dans les différentes couches de l'atmosphère se fait selon la méthode aux ordonnées discrètes développée par Nakajima and Tanaka [1986]. La dérivation complète est décrite dans Simoneau et al. [2011].

L'équation de transfert radiatif (ETR) s'écrit selon :

$$\frac{\mathrm{d}L(s,\sigma,\overrightarrow{\Omega})}{\mathrm{d}s} = -k(s,\sigma)L(s,\sigma,\overrightarrow{\Omega}) + G(s,\sigma,\overrightarrow{\Omega}) \tag{5.48}$$

avec

- $L(s,\sigma,\overrightarrow{\Omega})$, luminance à la position s, au nombre d'onde σ, et se propageant dans la direction $\overrightarrow{\Omega}$, en *W/m²/sr/cm⁻¹*,
- $k(s,\sigma)$, coefficient d'extinction, en */m*,
- $G(s,\sigma,\overrightarrow{\Omega})$, coefficient d'émission, en *W/m³/sr/cm⁻¹*.

Le coefficient d'émission G se décompose en plusieurs parties :

$$\begin{aligned} G(s,\sigma,\overrightarrow{\Omega}) = &\underbrace{k_a(s,\sigma)B(T)}_{J_{th}} + \underbrace{k_d(s,\sigma)F_0(s,\sigma)p(s,\sigma,\overrightarrow{\Omega};\overrightarrow{\Omega_0})}_{J_{ds}} + \\ &\underbrace{k_d(s,\sigma)\int_{4\pi} L(s,\sigma,\overrightarrow{\Omega},\overrightarrow{\Omega'})p(s,\sigma,\overrightarrow{\Omega};\overrightarrow{\Omega'})d\overrightarrow{\Omega'}}_{J_{dm}} + \underbrace{\frac{I(s,\sigma)}{4\pi}}_{J_{glow}} \end{aligned} \tag{5.49}$$

avec

- $k_a(s,\sigma)$ et $k_d(s,\sigma)$ respectivement le coefficient d'absorption et le coefficient de diffusion, en */m*,
- $B(T)$, fonction de Planck à la température T, en *W/m²/sr/cm⁻¹*,
- $F_0(s,\sigma)$, l'éclairement solaire, en *W/m²/sr/cm⁻¹*,
- $p(s,\sigma,\overrightarrow{\Omega},\overrightarrow{\Omega'})$, fonction de phase associée aux angles $(\overrightarrow{\Omega},\overrightarrow{\Omega'})$,
- Ω_0, l'angle solide associé à la direction solaire,
- $I(s,\sigma)$, intensité du rayonnement nightglow émis à la position s, en *W/m³/cm⁻¹*.

Le modèle se base sur une atmosphère représentée par une succession de couches horizontales uniformes dans lesquelles les grandeurs optiques sont supposées constantes. On utilise alors la définition de l'épaisseur optique comme variable d'espace $\tau(z)$ tel que :

$$\tau(z) = \int_z^{\infty} k(z')\mathrm{d}z' \tag{5.50}$$

Ainsi,

$$\mathrm{d}\tau(z) = -k(z)\mathrm{d}z \tag{5.51}$$

On définit également l'albédo de diffusion simple comme étant :

$$\omega = \frac{k_d(z,\sigma)}{k(z,\sigma)} \tag{5.52}$$

L'équation 5.48 devient alors

$$\begin{aligned} \frac{\mathrm{d}L(\tau,\overrightarrow{\Omega})}{\mathrm{d}\tau} = &- L(\tau,\overrightarrow{\Omega}) + (1-\omega)B(T) + \omega F_0(\tau)p(\tau,\overrightarrow{\Omega};\overrightarrow{\Omega_0}) + \\ &\omega\int_{4\pi} L(\tau,\overrightarrow{\Omega},\overrightarrow{\Omega'})p(\tau,\overrightarrow{\Omega};\overrightarrow{\Omega'})\mathrm{d}\overrightarrow{\Omega'} + \frac{I(\tau)}{4\pi k(\tau)} \\ = &- L(\tau,\overrightarrow{\Omega}) + J_{th} + J_{ds} + J_{dm} + J_{glow} \end{aligned} \tag{5.53}$$

La décomposition comporte donc

- J_{th} la fonction source thermique,
- J_{ds} la fonction source de diffusion simple,
- J_{dm} la fonction source de diffusion multiple,
- J_{glow}, la fonction source induite par le rayonnement nightglow.

Le modèle calcule ces différentes grandeurs pour chaque altitude. La luminance au niveau d'observation s'écrit donc

$$\begin{aligned} L_{obs} =& L_0 \exp\left(-\int_{s_0}^{s_{obs}} k(s)\mathrm{d}s\right) \\ &+ \int_{s_0}^{s_{obs}} k(s)\left[J_{th}(s)+J_{ds}(s)+J_{dm}(s)+J_{glow}(s)\right]\exp\left(-\int_{s}^{s_{obs}} k(s')\mathrm{d}s'\right)\mathrm{d}s \\ =& L_0 \exp\left(-\int_{s_0}^{s_{obs}} k(s)\mathrm{d}s\right) \\ &+ \int_{s_0}^{s_{obs}} k(s)\left[J_{th}(s)+J_{ds}(s)+J_{dm}(s)\right]\exp\left(-\int_{s}^{s_{obs}} k(s')\mathrm{d}s'\right)\mathrm{d}s \\ &+ \int_{s_0}^{s_{obs}} \frac{I(s')}{4\pi}\exp\left(-\int_{s}^{s_{obs}} k(s'')\mathrm{d}s''\right)\mathrm{d}s' \end{aligned} \tag{5.54}$$

Ici, L_0 correspond à la luminance à l'extrémité du trajet optique. En faisant l'hypothèse que la couche contenant OH est optiquement fine, on peut écrire la composante de l'airglow comme

$$\int_{s_0}^{s_{obs}} \frac{I(s')}{4\pi}\exp\left(-\int_{s}^{s_{obs}} k(s'')\mathrm{d}s''\right)\mathrm{d}s' = T_{obs\to s_b}\int_{s_t}^{s_b}\frac{I(s')}{4\pi}\mathrm{d}s' \tag{5.55}$$

où s_b et s_t sont respectivement les altitudes de la base et du sommet de la couche OH, et $T_{obs\to s_b}$ la transmission entre la base de la couche contenant OH et l'observateur.

Nous utiliserons par la suite la transmission $T_{obs\to s_b}$ calculée par le modèle RAYJN. Dans les résultats du modèle photochimique observé depuis le sol, nous supposerons effectivement que la contribution principale du rayonnement observé au sol provient de l'émission du nightglow. Cette approximation donne l'ordre de grandeur d'atténuation du rayonnement. Dans la gamme spectrale des observations (par exemple SWIR, entre 900 et 1700 nm), la contribution thermique est très faible (loi de Wien).

Si, dans un cas où l'atmosphère est peu diffusante (atmosphère claire et sans nuages), nous pouvons supposer en premier abord que les diffusions simples et multiples contribuent faiblement à l'intensité reçue au niveau du sol, les figures 5.12 montrent que pour estimer une valeur quantitative précise de rayonnement au niveau du sol, il est important de considérer toutes les sources. Deux cas sont représentés : un cas où le spectre d'émission à haute altitude est multiplié par la transmission simple, et un autre cas où le spectre d'émission à haute altitude est implémenté des différents termes de diffusion. Les résultats présentent des corrélations importantes pour des valeurs d'émission fortes, mais on s'aperçoit que pour des valeurs plus faible (inférieure à 10^{15} ph/s/m^2/sr/μm), la contribution n'est plus négligeable. Sur cet exemple, l'émission intégrée sur une bande spectrale allant de 0.9 à 1.7 μm présente une différence de 22%.

Utiliser la transmission simple permet donc d'avoir un bon ordre de grandeur sur la quantité de signal qui sera reçue au niveau du sol, mais pour une comparaison quantitative précise, il est important d'utiliser également les sources thermiques et de diffusions simple et multiple. Bien évidemment, ces conclusions ne s'appliquent que dans des conditions de ciel clair en l'absence de nuages.

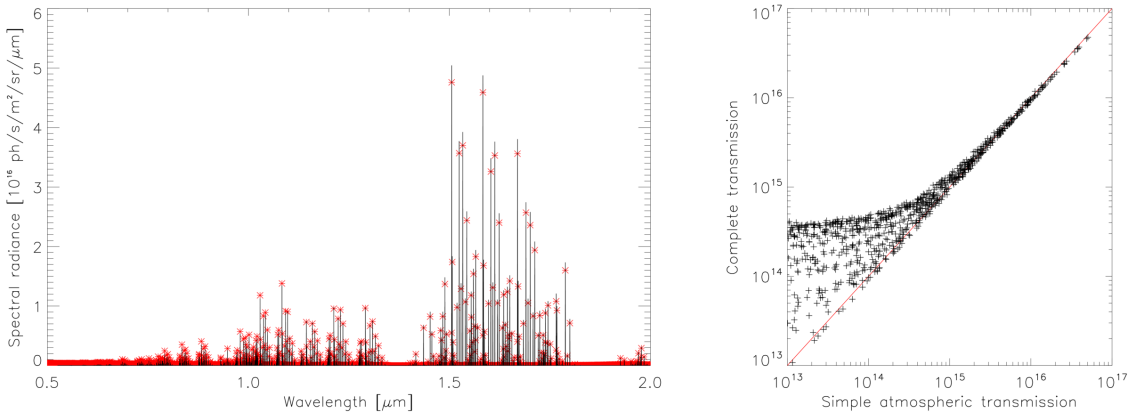


FIGURE 5.12 – À gauche, en noir, le spectre obtenu en multipliant simplement le spectre émis à haute altitude par la transmission atmosphérique calculée. En rouge, le spectre comportant également le signal provenant des diffusions simple et multiple. Si la différence ne semble pas importante, un regard sur la comparaison des valeurs sur le nuage de point à droite montre un apport de signal important pour les valeurs inférieures.

Comparaison avec le modèle TAPAS

TAPAS (Transmissions Atmosphériques Personnalisées pour l'AStronomie) est un service en ligne du pôle ETHER qui permet d'accéder à la transmission atmosphérique en un point du globe donné. Créé à l'origine pour la communauté scientifique, il utilise les bases de données spectroscopiques HITRAN les plus récentes, les profils atmosphériques réalistes produits par l'ECMWF [Bertaux et al., 2014] et le modèle de transfert radiatif LBLTRM (Line-By-Line Radiative Transfer Model). Il est possible aussi de séparer les transmittances dues aux différentes espèces (H_2O, O_2, O_3, CO_2, CH_4, N_2O et la diffusion Rayleigh). Il ne prend néanmoins pas en compte l'atténuation par les aérosols.

À partir de cela, il calcule la transmission atmosphérique depuis la très haute altitude jusqu'à l'observateur. *A contrario* des astronomes qui recherchent le spectre de l'étoile hors atmosphère, nous multiplions le spectre obtenu à haute altitude par cette transmittance pour obtenir un spectre du nightglow au niveau du sol de la même manière qu'avec la transmission RAYJN.

Nous représentons sur la figure 5.13 les transmissions calculées pour le site de Gadanki en Inde, à la date du 29 mai 2014, correspondant à la campagne de mesure. Les différences observées se font principalement dans le maximum de transmission selon les longueurs d'onde. Les différences les plus importantes se produisent principalement dans le visible. La transmission issue du modèle RAYJN est plus faible et croît plus lentement que celle issue de TAPAS. Il faut noter ici que, contrairement à RAYJN, TAPAS ne prend pas en compte les aérosols, qui absorbent particulièrement dans le visible.

Nous nous intéressons plus particulièrement à la bande spectrale comprise entre 900 et 1700 nm (figure 5.14), c'est-à-dire aux longueurs d'onde du capteur des caméras InGaAs utilisées. La différence entre les transmissions s'observe nettement par exemple entre 1. et 1.1 μm. La transmission issue de TAPAS s'approche de 1 alors que celle issue de RAYJN est comprise entre 0.85 et 0.9 μm. Cependant, la multiplication d'un spectre classique de rayonnement par ces transmissions et l'intégration sur les longueurs d'onde conduit à une différence de 8% seulement.

Bien que TAPAS soit un outil utile permettant d'obtenir la transmission atmosphérique en un point du globe, nous préférons dans la suite de l'étude utiliser le modèle RAYJN. Le temps de calcul est allongé, mais le modèle est plus complet et nous permet d'estimer au plus proche

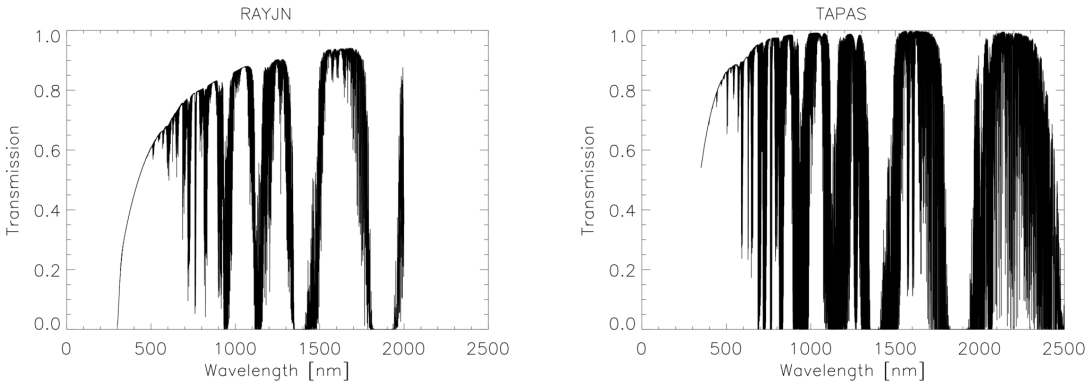


FIGURE 5.13 – Transmissions issues du code RAYJN (à gauche) et TAPAS (à droite) calculées pour la localisation de Gadanki (Inde), le 29 mai 2014. Des différences s'observent dans la bande visible du spectre où le modèle RAYJN voit la transmission chuter plus rapidement que celle issue de TAPAS. Le maximum de transmission est également plus faible pour le modèle RAYJN, d'environ 10%.

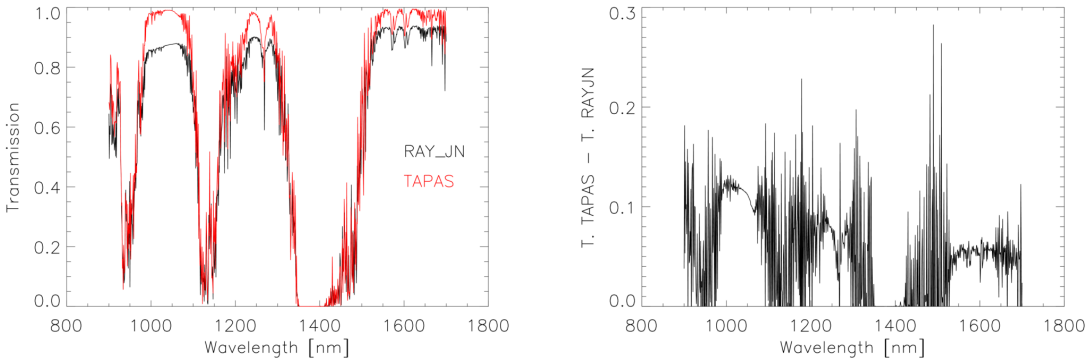


FIGURE 5.14 – À gauche, zoom sur la bande spectrale comprise entre 900 et 1700 nm. L'absorption autour de 1.4 μm provient de la vapeur d'eau. La différence entre les transmissions TAPAS et RAYJN s'observe nettement entre 1. et 1.1 μm, mais s'estompe dès 1.3 μm, ce qui s'explique par l'absence des aérosols dans TAPAS. À droite est représentée la différence entre RAYJN et TAPAS.

de la réalité le rayonnement nightglow disponible au niveau du sol.

5.6 Résultats

5.6.1 Évolution des différentes espèces chimiques

La représentation graphique des évolutions des différentes espèces atmosphériques suit les exemples trouvés dans la littérature (par exemple [Allen et al., 1981; Rodrigo et al., 1986]) pour une meilleure comparaison. Les réactions qui interviennent sont mentionnées sous la forme *r##* et sont regroupées dans les tableaux 5.2 et 5.3. Les résultats présentés dans cette section sont issues d'une itération à 45°N et 0°E, pour le 15 avril.

La variation du radical hydrogène dépend fortement de la dissociation de H_2O durant le jour. Dans la mésosphère et la stratosphère, sa concentration augmente dès que la photolyse commence à agir (figure 5.15, gauche). Son temps de vie est assez court, suite à sa recombinaison rapide avec l'oxygène moléculaire pour former HO_2 (R16). Plus haut dans l'atmosphère, la densité se raréfie, H devient une source importante des états vibrationnels du radical OH (R8), qui conduiront à l'émission du rayonnement nightglow. Il y a compensation entre la production par photolyse et la perte de H. La différence entre le profil vertical de jour et de nuit est donc surtout marquée en dessous de 80 km.

La vapeur d'eau présente des variations importantes au niveau de la troposphère. Sa production provient majoritairement de l'oxydation du méthane CH_4 par OH pour former CH_3 et donc H_2O. Il y a également un fort transport de la vapeur d'eau depuis la troposphère jusque dans la stratosphère. Dans l'atmosphère moyenne, les variations sont moins importantes (figure 5.15, centre), malgré la photodissociation qui intervient. La vapeur d'eau réagit avec $O(^1D)$ pour produire le radical OH (R24), et sa production provient majoritairement des réactions entre ce même radical et HO_2 (R11 et R12).

Le peroxyde d'hydrogène H_2O_2 est formé par les collisions des molécules HO_2 entre elles (R19), puis disparaît par photodissociation, et dans une moindre mesure, par réaction avec OH (R20) pour produire de la vapeur d'eau. Sa concentration ne varie pas entre 50 et 80 km puis chute fortement à partir de la mésopause.

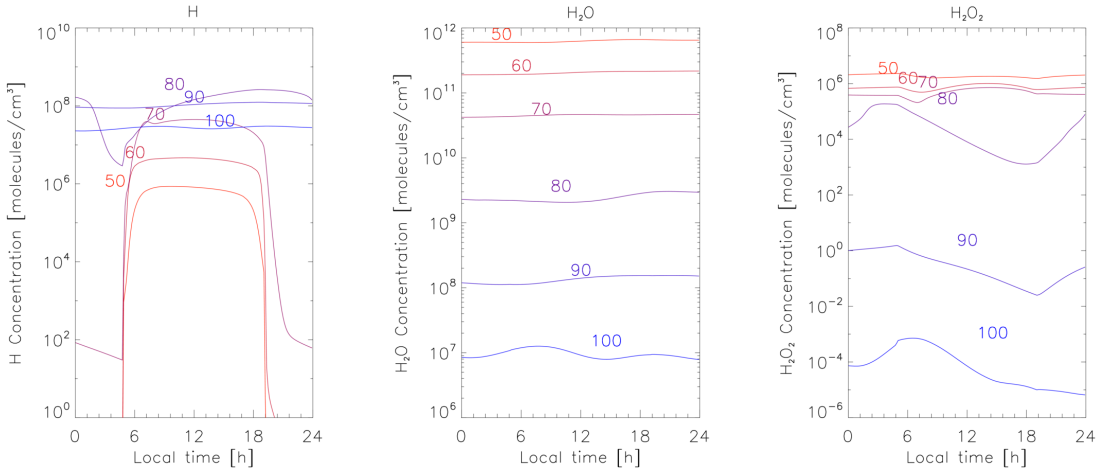


FIGURE 5.15 – Évolutions sur 24 H des différentes espèces du modèle (le 15 avril, à 45°N, 0°E), H à gauche, H_2O au centre et H_2O_2 à droite, pour différentes altitudes, allant de 50 km à 100 km.

Le radical hydroperoxyle HO_2 montre un profil assez stable jusqu'à 90 km (figure 5.16, gauche). Il réagit principalement avec H (R13, R14 et R62) dans la mésosphère et avec lui même pour produire le peroxyde d'hydrogène (R19). Il est également détruit par photolyse

durant la journée. Sa production provient principalement de la réaction entre H et O_2 (R16). L'évolution diurne observée correspond bien aux résultats de Allen et al. [1981].

Si l'oxygène atomique O est assez stable durant une journée au-dessus de 90 km, il présente des fortes variations pour des altitudes plus basses (figure 5.16, droite). Sa production est majoritairement issue de la photodissociation de O_2 et O_3, puis par la désactivation collisionnelle de $O(^1D)$ (R7a, b et c). Ainsi, dès le début de la journée sa concentration augmente fortement jusqu'à 10^{10} molécules/cm^3. Dès que la photolyse cesse, il disparait suite à sa recombinaison avec O_2 pour former O_3 (R3).

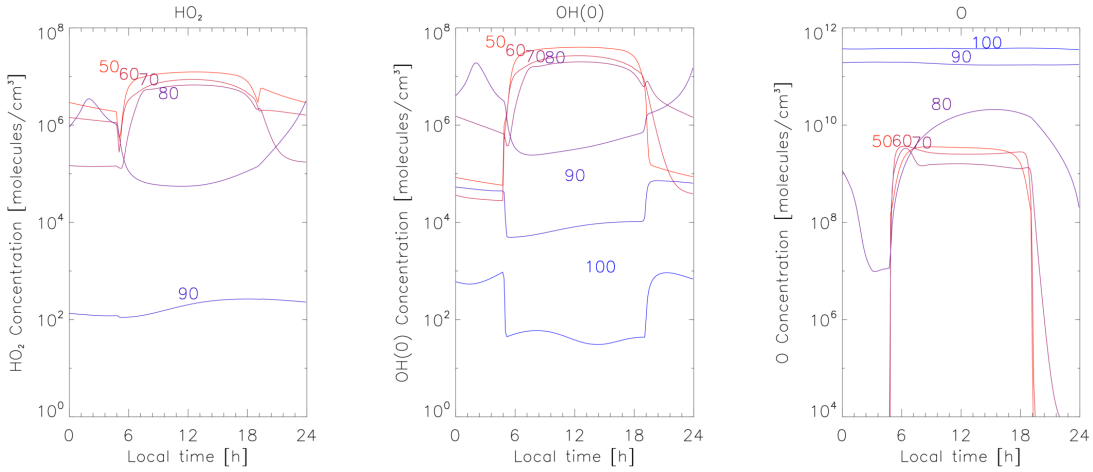


FIGURE 5.16 – Évolutions sur 24 H des différentes espèces du modèle (le 15 avril, à 45°N, 0°E), HO_2 à gauche, OH dans son état fondamental au centre et O à droite, pour différentes altitudes, allant de 50 km à 100 km.

Durant la journée, la durée de vie de l'ozone est assez courte, suite à sa forte photodissociation. Cet effet est contrebalancé par sa recombinaison, issu de la réaction entre O et O_2. L'effet soudain de l'apparition du rayonnement solaire dans le modèle peut conduire à des variations fortes de concentration au lever du Soleil avant que le système ne se stabilise (figure 5.17, gauche). La différence de concentration entre le jour et la nuit se produit surtout au dessus de 60 km, là où le rayonnement solaire est encore important dans la bande spectrale de photodissociation de l'ozone. Les résultats du modèle sont concordants avec ceux de Allen et al. [1981], Rodrigo et al. [1986] ou encore Huang et al. [1998]. Elle diffère du modèle de Hingane [1984] où la concentration durant le jour remonte après l'aube à un niveau similaire à la nuit. L'observation des profils d'ozone (figure 5.17, droite, à 00:00 LT) montre également la présence du second pic au niveau de la mésopause (le premier se situant autour de 40 km), ce qui correspond bien à une observation au 15 avril de l'instrument MLS à une latitude similaire (45.88°N).

La source principale de OH est la réaction 8, combinant l'ozone avec H. OH est alors sur des états vibrationnels excités, et la désexcitation produisant le rayonnement nightglow peuple OH sur son état fondamental. Le méchanisme a déjà été mentionné avec l'équation 2.1 dans le chapitre 2. Nous pouvons noter la différence d'évolution entre les altitudes supérieures à 90 km et celles inférieures à 80 km. Pour les hautes altitudes, la concentration OH est maximale durant la nuit, alors que l'inverse se produit aux altitudes plus basses. Les amplitudes de variation y sont également plus importantes, d'à peu près 2 ordres de grandeur, contre moins d'un ordre de grandeur à haute altitude. On remarque la similitude de l'évolution de OH au dessus de 80 km avec l'évolution de O_3, où les concentrations sont donc maximales durant la nuit.

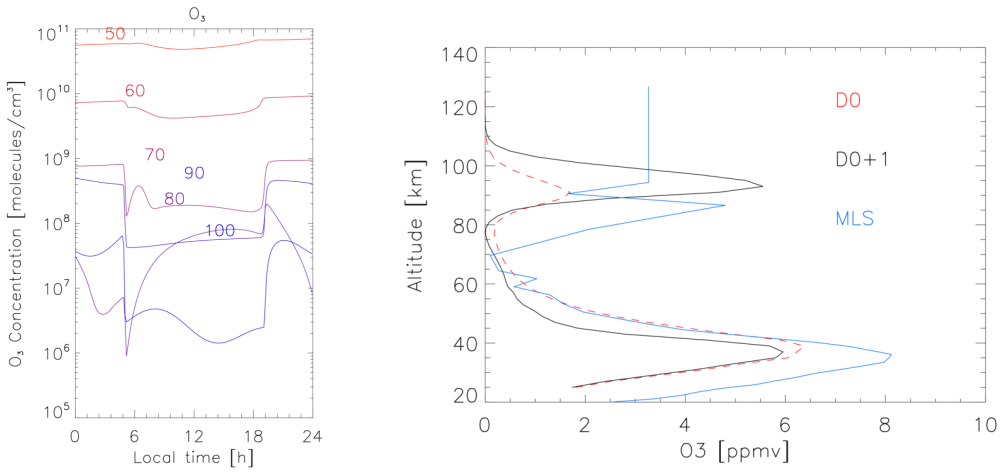


FIGURE 5.17 – Évolution sur 24 H de O_3 à gauche (le 15 avril, à 45°N, 0°E) pour des altitudes allant de 50 km à 100 km et profil vertical en *ppmv* à droite. En noir est représenté le profil issu du modèle après 24h (00:00 LT), en rouge, le profil rentré en donnée initiale, et en bleu, un profil issu des données de l'instrument MLS à 45.88°N.

Stabilité du système

La stabilité du système est un critère utile pour valider le modèle. Nous effectuons un test sur 30 jours et observons la concentration en ozone (figure 5.18). La transition jour/nuit apparaît nettement, ainsi que sur la coupe à 87 km sur la figure du bas où la concentration d'ozone varie d'un ordre de grandeur. Le second pic dans la mésosphère s'observe également. Le système est assez stable et ne diverge pas. On remarque cependant que le gradient de concentration au dessus de 115 km s'accentue au fil du temps. Les conditions au bord sont ici en cause et peuvent créer une divergence pour des calculs s'effectuant sur une plus longue période, de l'ordre de l'année par exemple. Il s'agit ici d'un modèle photochimique (boîte 0D) réparti sur une grille d'altitude 1D. Les apports extérieurs sont donc omis, comme par exemple la vapeur d'eau dans la stratosphère pour qui la dynamique verticale est importante.

5.6.2 Comparaison des populations

Le remplissage des populations vibrationnelles suite à la résolution du système chimique montre que les populations de faible énergie (niveau d'excitation faible) sont privilégiées (figure 5.19, gauche), ce qui est cohérent avec une approximation par la loi de distribution de Maxwell-Boltzmann. D'autres études présentent des résultats similaires, comme Pickett et al. [2006] ou encore von Savigny et al. [2012]. Cette dernière présente également les mêmes profils normalisés que ceux observés dans la figure 5.19 (droite). L'altitude du maximum d'émission dépend donc du niveau vibrationnel considéré, et par conséquent de la longueur d'onde à laquelle on observe l'émission du nightglow. Nous pouvons également citer Moreels et al. [1976, 1977] pour des comparaisons entre les profils des niveaux vibrationnels v = 1 et 8. McDade and Llewellyn [1987] étudient aussi l'influence des modes de désexcitations sur les profils vibrationnels. À un niveau d'excitation supérieur correspond donc une altitude supérieure pour le pic d'émission, accompagnée d'une concentration absolue plus faible. On remarque cependant que l'état vibrationnel v=8 est plus peuplé que l'état inférieur v=7 et que pour cet exemple, les pics d'émission varient entre 87 et 90 km d'altitude. Il ne faut pas oublier ici que la dynamique atmosphérique est absente. Nous verrons ensuite que celle-ci a un effet sur ces résultats.

Certaines réactions sont particulièrement importantes dans la répartition des états vibration-

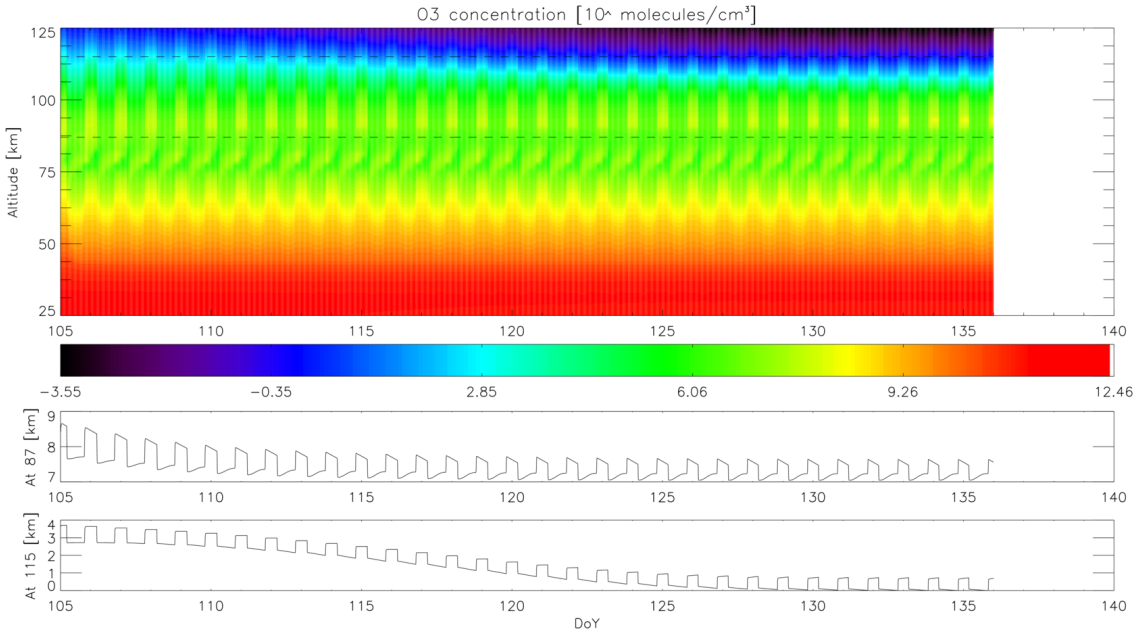


FIGURE 5.18 – Évolutions de la concentration en ozone sur 30 jours en *molécules/cm³* (échelle logarithmique) pour le modèle photochimique 0D réparti sur une grille d'altitude 1D. L'abscisse correspond au jour de l'année (*DoY* pour *Day of Year*). Si l'ensemble est assez stable, on observe une augmentation du gradient de concentration au dessus de 115 km qui peut conduire à une divergence sur des durées plus longues.

nels. Il s'agit des réactions r41, r43 et r44, respectivement le remplissage des niveaux d'excitations faibles et les désexcitations collisionnelles avec O_2 et N_2 dont nous avons discuté les coefficients de réaction dans la section 5.1.3, à partir de l'étude de Adler-Golden [1997]. Une bonne connaissance de ces coefficients est donc nécessaire pour l'estimation correcte des profils des états vibrationnels.

Afin de comparer l'apport d'une modélisation des états vibrationnels par rapport à une approximation avec la loi de distribution de Maxwell-Boltzmann, nous représentons sur la figure 5.20 les 2 cas. Les traits pleins correspondent aux profils vibrationnels de OH à partir du modèle photochimique. Les tirets-pointillés correspondent quant à eux à un calcul des populations vibrationnelles à partir du profil de OH fondamental (représenté en tirets noirs). Il s'effectue d'une manière similaire à l'équation 5.40 selon :

$$N_{(v')} = N_0 \frac{\exp\left(-\frac{G_{(v')}hc}{k_b T_v}\right)}{Q_v} \tag{5.56}$$

avec

- $N_{(v')}$, population de l'état vibrationnel v', en *molécules/cm³*,
- N_0, concentration de OH sur son état fondamental, en *molécules/cm³*,
- v', état vibrationnel,
- $G_{(v')}$, énergie vibrationnelle, en */cm*,
- h, C^te de *Planck*, en $J \cdot s$,
- c, vitesse de la lumière, en *m/s*,
- k_B, C^te de *Boltzmann*, en *J/K*,
- T_v, température vibrationnelle (ici 9000 K), en *K*,
- Q_v, fonction de partition vibrationnelle, sans unité.

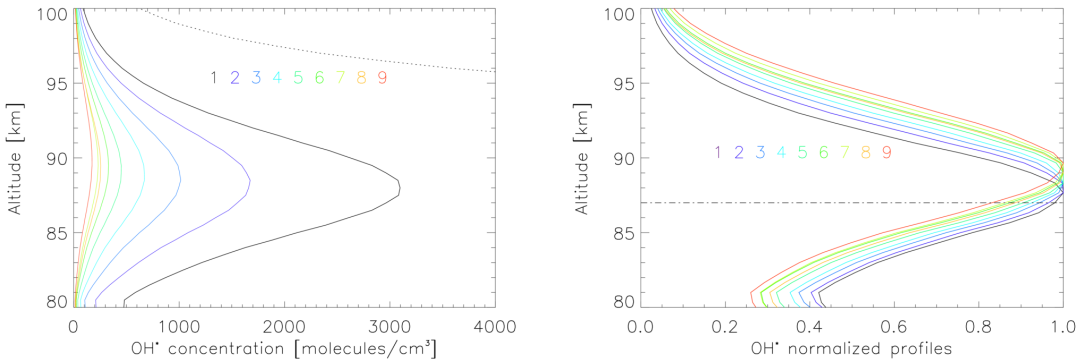


FIGURE 5.19 – Profils des populations vibrationnelles de OH pour l'itération du 15 avril. À gauche en molécules/cm^3 et à droite normalisé au maximum. On distingue nettement que les états de plus faible énergie sont privilégiés, et une différence dans l'altitude du pic s'observe selon les états. Sur la figure de gauche, le trait en pointillés représente l'état fondamental de OH dont la concentration est nettement plus importante (autour de 10^5 molécules/cm^3 à 90 km).

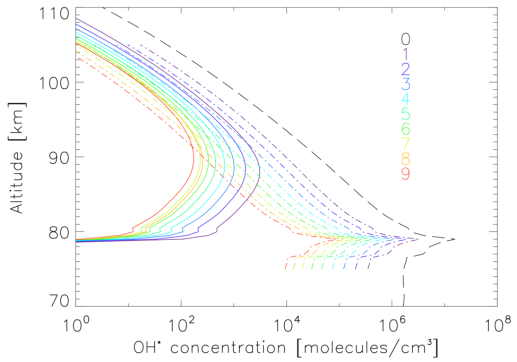


FIGURE 5.20 – Profils des populations vibrationnelles de OH pour l'itération du 15 avril. Les traits pleins correspondent au modèle (figure 5.19) et les tirets-pointillés aux profils issus de la loi de Maxwell-Boltzmann pour une température vibrationnelle de 9000 K à partir de la concentration de OH dans son état fondamental représenté en tirets noirs.

Les profils des états vibrationnels théoriques (par l'équation 5.56) sont directement proportionnels au profil de la concentration de l'état fondamental, comme on peut le voir sur la figure 5.20. Le profil de OH fondamental est similaire à la littérature [Grygalashvyly, 2008; Johnson and Killeen, 1995; Xu et al., 2012], bien que le pic vers 80 km d'altitude soit assez marqué. Il ne faut pas oublier ici que la dynamique qui tend à réduire les gradients de concentration est absente du modèle. La différence entre les profils issus du modèle et les profils selon la loi de Maxwell-Boltzmann est nette. Le modèle conduit à des profils de type courbes de Gauss, dont le pic est à un peu moins de 10 km d'altitude au-dessus du pic de OH sur son état fondamental. De même, les pics de concentration sont bien moins élevés dans le cas du modèle. On peut noter néanmoins qu'au-dessus de 92 km, les profils sont assez similaires en absolu. Il est donc important d'utiliser les états vibrationnels calculés à partir du système photochimique et non en se servant de l'approximation théorique.

5.6.3 Temps de vie

Nous nous intéressons à présent aux temps de vie des molécules. Le temps de vie caractérise la durée de vie qu'aura l'espèce dans son milieu et est un bon indicateur sur la validité du modèle utilisé car pour une espèce donnée, il se compose des coefficients de réaction et des autres espèces qui réagissent avec celle-ci. Le temps de vie se calcule selon :

$$\tau_i = \frac{1}{\sum_r (\tau_{r,i})^{-1}} = \frac{1}{\Lambda_i} \tag{5.57}$$

avec

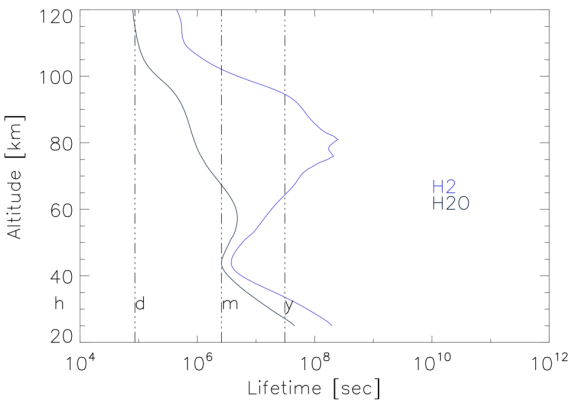
- τ_i, le temps de vie de l'espèce i, en s,
- $\tau_{r,i}$, le temps de vie de l'espèce i vis à vis de la réaction r, en s,
- Λ_i, terme de "perte" de l'espèce i, en $/s$.

Le terme Λ_i s'explicite par

$$\Lambda_i = \sum_{\text{loss}} k_r^{\text{loss}} \prod_{\text{product}} n_{j \neq i} \tag{5.58}$$

et son utilisation est décrite dans la méthode de résolution des équations chimiques (voir annexe C.3).

Nous présentons ici les résultats du modèle en comparaison avec l'étude de Brasseur and Solomon [2005]. Les temps de vie des espèces H_2 et H_2O sont représentés sur la figure 5.21. Le temps de vie de la vapeur d'eau est assez long, cela fait de cette molécule un très bon traceur des phénomènes dynamiques. Il est supérieur à la journée sur la gamme d'altitude modélisée, et au mois en dessous de 70 km. Le profil du temps de vie de H_2 est assez similaire à celui de H_2O jusqu'à 50 km où il présente un minimum local (de l'ordre du mois) puis il remonte jusqu'à dépasser l'année dans la haute mésophère avant de diminuer. On constate une différence nette de profil entre le modèle et la littérature au-dessus de 80 km d'altitude, ce qui peut s'expliquer par la réaction r23 faisant intervenir O(^{1}D) dont l'estimation est incomplète dans Brasseur and Solomon [2005] (l'espèce O(^{1}S) qui produit O(^{1}D) est absente).



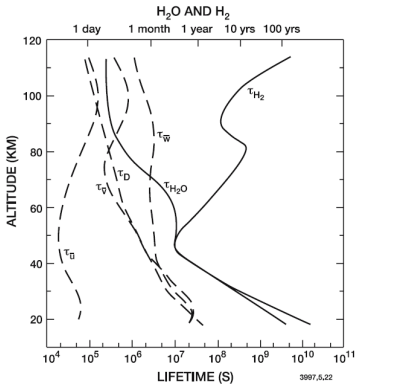
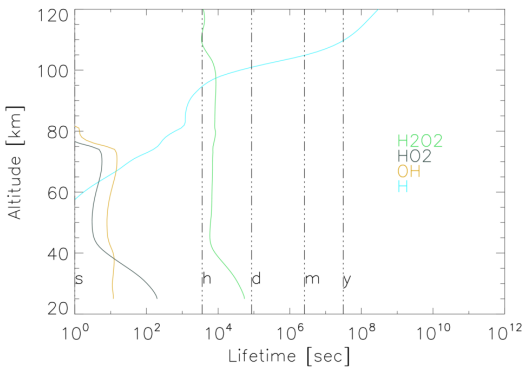


Figure 5.23. Photochemical lifetimes of water vapor and molecular hydrogen, and the time constants for atmospheric transport processes in the middle atmosphere.

FIGURE 5.21 – Temps de vie de H_2 et H_2O à partir du modèle (à gauche) et de la littérature [Brasseur and Solomon, 2005] à droite. Les profils sont similaires, excepté pour H_2 au-dessus de 80 km.

Le temps de vie de H_2O_2 est assez stable (figure 5.22), de l'ordre de l'heure, contrairement à ceux des radicaux HO_2 et OH (sur son état fondamental), qui sont supérieurs à la seconde en dessous de 80 km, et inférieurs au dessus (résultats similaires au modèle de Chabrillat [2001]). H quant à lui voit son temps de vie augmenter avec l'altitude. Inférieur à la seconde en dessous

de 60 km, il dépasse l'heure vers 95 km puis le jour et le mois au dessus de 100 km en grande partie suite à la forte diminution de la concentration du radical HO_2 avec lequel H réagit.



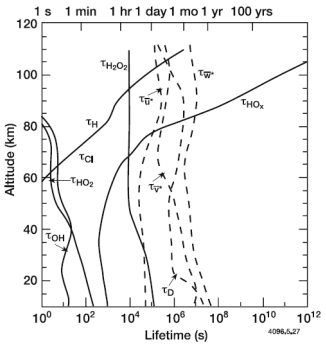
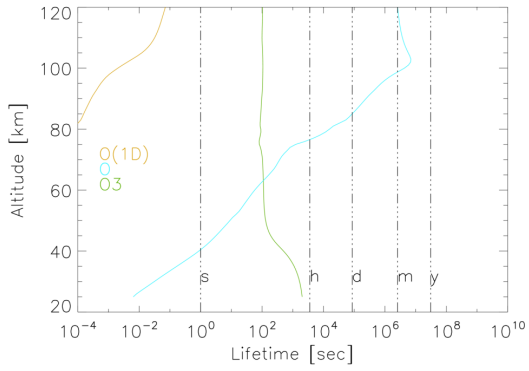


Figure 5.27. Photochemical lifetime of odd hydrogen radicals, as well as the time constants for transport by the zonal and meridional winds, and a one-dimensional diffusive time constant.

FIGURE 5.22 – Temps de vie de H_2O_2, HO_2, OH et H à partir du modèle (à gauche) et de la littérature [Brasseur and Solomon, 2005] à droite.

Nous présentons les temps de vie des espèces oxygénées dans la figure 5.23. Le temps de vie de l'ozone est assez stable, de l'ordre de la centaine de secondes. Il augmente en dessous de 40 km. Le temps de vie de l'oxygène atomique augmente avec l'altitude, au dessus de la seconde à 40 km, jusqu'au mois vers 100 km d'altitude. Nous avons ajouté le temps de vie de $O(^1D)$, qui est inférieur à la seconde. Sachant que la désexcitation radiative est de l'ordre de la centaine de secondes, on en déduit que les désexcitations collisionnelles (réactions 7a, b et c) et les réactions chimiques dominent la concentration de l'espèce $O(^1D)$.



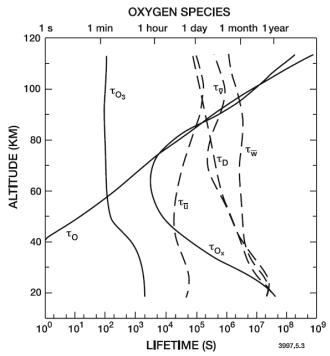


Figure 5.3. Daytime photochemical lifetimes of O_x, O_3, and O, and characteristic transport lifetimes for mid-latitude winter, from the model of Garcia and Solomon (see Garcia and Solomon, 1994, and references therein).

FIGURE 5.23 – Temps de vie de $O(^1D)$, O et O_3 à partir du modèle (à gauche) et de la littérature [Brasseur and Solomon, 2005] à droite, adapté du modèle de Garcia and Solomon [1994].

Enfin, nous vérifions les temps de vie de la totalité des espèces utilisées dans le modèle (figure 5.24). Les états excités sur des niveaux vibrationnels (OH^*) et électroniques (O_2^* et O^*) présentent des temps de vie très courts, inférieurs à la seconde (à l'exception de $O_2(^1\Delta)$). Ensuite, on retrouve les espèces radicalaires dont le temps de vie tourne autour de la seconde. Enfin, les espèces dont les temps de vie sont les plus longs correspondent aux espèces dites *spectatrices*, à savoir O_2 et H_2.

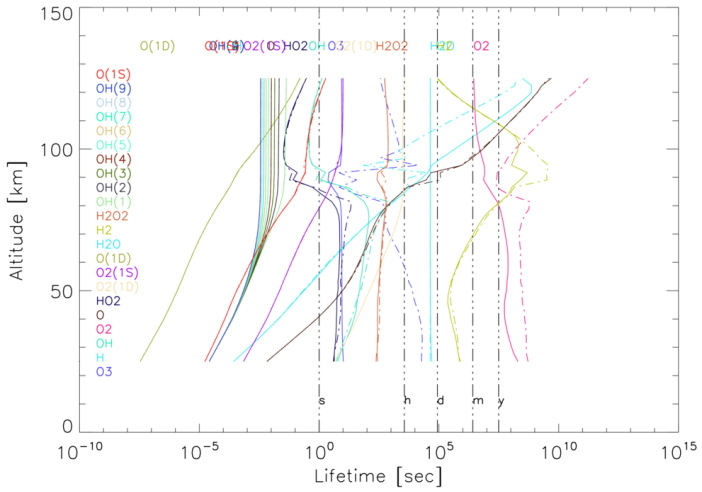


FIGURE 5.24 – Différents temps de vie des espèces utilisées dans le code photochimique. On vérifie que les espèces radicalaires et excitées ont des temps de vie bien inférieurs autres espèces à l'inverse des espèces dites *spectatrices* dont le temps de vie est supérieur à la journée.

5.7 Bilan

Nous disposons à présent d'un modèle photochimique 0D, réparti sur une grille verticale 1D. 72 réactions chimiques regroupent les composés oxygénés et hydrogénés qui contribuent aux sources de l'émission du nightglow, les constantes de réaction sont actualisées d'après la littérature. La photolyse est assurée par un spectre solaire et des sections efficaces à haute résolution spectrale pour le calcul des coefficients de photodissociation. Nous avons opté pour un schéma implicite pour la résolution du système d'équation.

L'importance du chauffage a été mise en évidence pour l'altitude de la couche d'émission en particulier le réchauffement chimique apportant de la chaleur. L'échauffement radiatif contribue également, mais aux hautes altitudes. Ces apports de chaleur sont contrebalancés par l'émission radiative du CO_2 qui prend en compte des effets non-LTE. Il est intéressant de noter que le chauffage n'est pas systématiquement pris en compte dans les modèles de calcul du nightglow.

Enfin, l'émission du nightglow est estimée selon deux méthodes. La première calcule le Volume Emission Rate directement à partir des populations des états vibrationnels, et la seconde calcule l'intensité émise de chaque raie spectrale pour fournir le spectre complet du nigthglow en chaque point d'altitude. La propagation du signal est assurée par un modèle de transfert radiatif qui prend aussi en compte les sources thermiques et de diffusion simple et multiple.

Nous avons pu voir dans les chapitres précédents que les phénomènes dynamiques, comme les ondes de gravité et les marées atmosphériques, ont un impact important sur l'évolution du rayonnement nightglow. Nous allons à présent développer la modélisation de ces phénomènes, ainsi que la dynamique nécessaire pour la répartition sur une grille 1D verticale (diffusion moléculaire et turbulente).

Chapitre 6

Modules des processus dynamiques

Le modèle photochimique 0D est réparti sur une grille 1D où aucun échange ne se produit entre les niveaux d'altitude. Nous allons à présent inclure les modules dynamiques qui traduisent les mouvements verticaux des espèces atmosphériques. En premier lieu, nous nous intéressons aux phénomènes de diffusion moléculaire et turbulente qui correspondent aux transferts à petite échelle. Nous ajoutons ensuite l'advection verticale induite par les variations du vent vertical et enfin nous incluons la marée atmosphérique dont nous avons observé les effets sur l'émission du nightglow.

6.1 Diffusion verticale

6.1.1 Domaine d'altitudes

Nous avons décidé de répartir le modèle photochimique sur une grille verticale dont l'altitude est comprise entre 25 et 125 km. La limite haute n'est pas fixée pour une raison physique. L'important est de se situer au dessus de la limite de 100 km, afin de bien inclure la mésopause. La limite basse du modèle est quant à elle choisie à 25 km. En effet, les échanges entre couches atmosphériques sont rapides près du sol, mais pour atteindre la stratosphère, il faut une dizaine d'années [Brasseur and Jacob, 2014] comme on peut le voir sur la figure 6.1 issue de Jacob [1999].

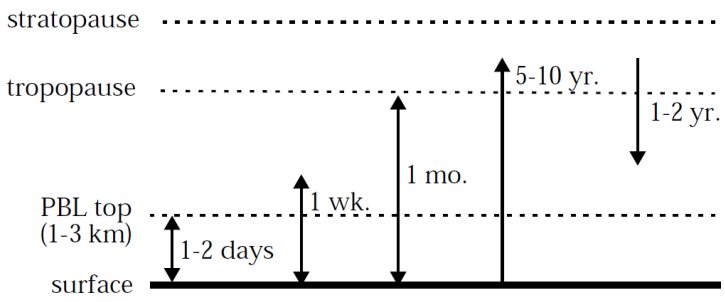


FIGURE 6.1 – Temps caractéristiques des échanges entre les basses couches atmosphériques, d'après Jacob [1999].

Pour une itération du modèle complète, la résolution verticale choisie est de 0.5 km, afin de résoudre correctement le pic d'émission du nightglow. Nous le verrons par la suite, la résolution verticale va contraindre l'intervalle de temps du modèle. Plus la résolution verticale sera fine, plus le pas de temps devra être court (voir section 6.1.5).

6.1.2 Équation de diffusion verticale

L'équation régissant la dynamique verticale dans une modélisation 1D se base sur l'équation de continuité et peut s'écrire sous la forme suivante [Huang et al., 1998] :

$$\frac{\partial q_i}{\partial t} = \frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial z}\left(\rho D \frac{\partial q_i}{\partial z}\right) - \frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial z}\left(\rho \omega_{D_i} q_i\right) \tag{6.1}$$

avec

- q_i, rapport de mélange massique sans unité,
- ρ, densité en *g/cm³*,
- D, coefficient de diffusion en *cm²/s*,
- ω_{D_i}, vitesse de vent vertical en *m/s*.

Le rapport de mélange massique q_i s'écrit sous la forme suivante :

$$q_i = \frac{C_i \cdot M_i}{\rho \cdot \mathcal{N}_\mathcal{A}}. \tag{6.2}$$

avec

- C_i, concentration de l'espèce i, en *molécules/cm³*,
- M_i, masse molaire de l'espèce i, en *g/mol*,
- ρ, densité en *g/cm³*,
- $\mathcal{N}_\mathcal{A}$, nombre d'*Avogadro*, en *molécules/mol*.

La première partie de l'équation 6.1 correspond au mouvement induit par la différence de gradient de concentration. La seconde partie de l'équation correspond quant à elle au mouvement induit par le vent (advection verticale). Ici, la direction verticale possède un sens, afin d'exprimer correctement les variations. Ainsi, la direction est comptée positivement vers le haut, avec 0 au niveau du sol.

Le coefficient de la diffusion verticale D correspond à la somme de 2 coefficients de diffusion correspondant à 2 sources différentes de mouvement. La première est la diffusion moléculaire, qui correspond au mouvement des molécules dû à leur énergie cinétique, on notera le coefficient de diffusion moléculaire D_i. La seconde source de mouvement est la diffusion turbulente (ou eddy) qui correspond aux mouvements chaotiques de l'air. Le coefficient de diffusion turbulent sera quant à lui noté K_{eddy}.

6.1.3 Diffusion moléculaire

Description

La diffusion moléculaire correspond au mouvement des molécules dû à leur énergie cinétique et selon les directions prises après collision entre elles. L'effet de cette diffusion est de descendre en altitude les molécules plus lourdes que l'air ambiant et à l'inverse, de monter les plus légères. Cet effet devient très important à haute altitude du fait que la distance entre les collisions est inversement proportionnelle à la densité [Huang et al., 1998].

Méthode

Le coefficient de diffusion moléculaire décrivant la capacité aux molécules de se déplacer peut se traduire sous la forme suivante [Jacobson, 2005] :

$$D_i = \frac{5}{16 \mathcal{N}_\mathcal{A} d_i^2 \rho}\sqrt{\frac{R \cdot T \cdot m_{\text{air}}}{2\pi}\left(\frac{m_i + m_{\text{air}}}{m_i}\right)} \tag{6.3}$$

avec

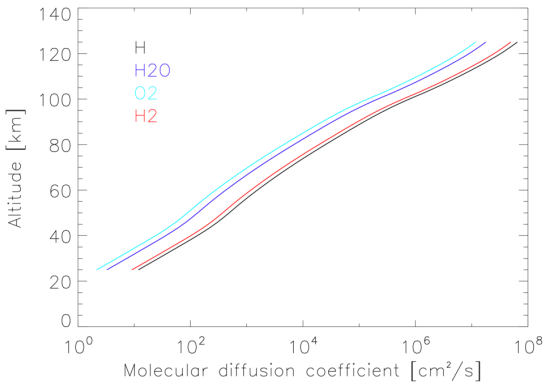


FIGURE 6.2 – Différents coefficients de diffusion moléculaire selon l'altitude. Sont représentées H, H_2, H_2O et O_2.

- D_i, coefficient de diffusion moléculaire, en *cm²/s*,
- $\mathcal{N}_\mathcal{A}$, nombre d'Avogadro, en *molécules/moles*,
- d_i, diamètre de collision de l'espèce i, en *cm*,
- ρ, densité de l'air, en *g/cm³*,
- R, constante des gaz parfaits, en *J/mol/K*,
- T, température, en *K*,
- m_{air}, la masse moléculaire de l'air, en *g/moles*,
- m_i, la masse moléculaire de l'espèce i, en *g/moles*.

Le diamètre de collision d'une molécule est relié au libre parcours moyen d'une molécule par :

$$l = \frac{kT}{\pi\sqrt{2}p \cdot d^2} \tag{6.4}$$

avec

- l, libre parcours moyen de la molécule, en *m*,
- T, température, en *K*,
- k, constante de Boltzmann, en *J/K*,
- p, pression, en *Pa*,
- d, diamètre de collision de la molécule, en *m*.

Le diamètre de collision prend des valeurs autour de 0.3 nm, 0.367 nm pour l'air. Lide [2002] fournit par exemple quelques diamètres de collision. Il s'agit donc d'une estimation de la probabilité de choc entre deux molécules.

La figure 6.2 représente les coefficients de diffusion moléculaire pour 4 espèces : H_2, O_2, H_2O et H. L'échelle logarithmique montre la forte croissance du coefficient selon l'altitude et donc l'importance de la diffusion moléculaire à haute altitude, en particulier au dessus de la mésopause.

Ensuite, à partir du coefficient de diffusion moléculaire, nous calculons la vitesse du vent vertical (ou vitesse de diffusion verticale) selon [Huang et al., 1998] :

$$w_{D_i} = \frac{D_i \cdot g}{k_b \mathcal{N}_\mathcal{A} T}\left(m_{\text{air}} - m_i + \alpha_H \rho k_b \mathcal{N}_\mathcal{A}\left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)\right) \tag{6.5}$$

avec

- α_H, le coefficient d'expansion (égal à -0.38 pour H et 0 pour toutes les autres espèces).

En utilisant l'équation fondamentale de l'hydrostatique B.11, on peut réécrire cette vitesse :

$$w_{D_i} = \frac{D_i \cdot g}{k_b \mathcal{N}_\mathcal{A} T} \left(m_{\text{air}} - m_i - \alpha_H \frac{k_b \mathcal{N}_\mathcal{A}}{g} \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right) \right) \tag{6.6}$$

6.1.4 Diffusion turbulente (eddy)

Description

La diffusion turbulente (ou diffusion eddy) correspond aux mouvements chaotiques de l'air provenant de tourbillons atmosphériques, ou du déferlement des ondes de gravité et de marée [Hodges, 1969; Lindzen, 1967]. Le coefficient de diffusion turbulente K_{eddy} est sujet à de nombreuses études. L'importance de ce phénomène est moindre à haute altitude (au dessus de 110 km) où la diffusion moléculaire prédomine. Entre 80 et 110 km, la diffusion turbulente prend le dessus avec des valeurs pour K_{eddy} de l'ordre de 100 m^2/s. Aux altitudes plus basses, l'advection et la diffusion turbulente se partagent le rôle dominant dans le transport.

Cogger et al. [1988]; Colegrove et al. [1965]; Shimazaki [1971] ont par exemple estimé des profils de K_{eddy} en accord avec des données observationnelles, de même que Brasseur and Offermann [1986] à l'aide de profils d'oxygène atomique. Il existe également des paramétrisations complètes. La plus connue est la paramétrisation de Lindzen [1981]. Elle consiste à recréer la circulation dans l'atmosphère moyenne à deux dimensions en calculant le coefficient eddy K_{eddy} à partir d'un nombre fini d'ondes. Cette méthode est utilisée dans le modèle SOCRATES [Brasseur and Hitchman, 1987; Huang et al., 1998]. Majda and Kramer [1999] décrivent et comparent plusieurs modèles complets entre eux. Hocking [1990] présente également la dissipation de l'énergie suite à la diffusion turbulente.

Estimation du coefficient de diffusion turbulente

La diffusion turbulente présente l'avantage de ne pas dépendre de l'espèce considérée. Pour des altitudes inférieures à 60 km, le coefficient de diffusion turbulente s'écrit [Johnson and Gottlieb, 1970; Moreels et al., 1977] :

$$K_{eddy} = 2 \cdot 10^3 \cdot 10^{(z-30)/16} \tag{6.7}$$

avec K_{eddy}, le coefficient de diffusion turbulente, en *cm^2/s* et z l'altitude en *km*. De même, Allen et al. [1981] proposent un ajustement pour des altitudes allant de 50 km jusqu'à plus de 100 km. Dans notre modèle, dont l'altitude est comprise entre 25 et 125 km, nous préférons utiliser les formulations de Lübken [1992, 1997], et Weinstock [1978].

Le coefficient de diffusion turbulente K_{eddy} s'écrit [Lübken, 1997; Weinstock, 1978] :

$$K_{eddy} = 0.81 \frac{\epsilon}{\omega_B^2} \tag{6.8}$$

avec

- K_{eddy}, coefficient de diffusion turbulente, en *m^2/s*,
- 0.81, coefficient lié au nombre de Richardson [Weinstock, 1978],
- ϵ, taux de dissipation d'énergie turbulente, en *J/s/kg*,
- ω_B, fréquence de Brunt-Väisälä, en */s*.

Nous utilisons la formulation de [Lindzen, 1981] pour écrire la fréquence de Brunt-Väisälä ω_B en */s* selon :

$$\omega_B = \sqrt{\frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z}} = \sqrt{\frac{g}{T} \left(\frac{\partial T}{\partial z} + \frac{g}{C_p} \right)} \tag{6.9}$$

avec

– g, accélération de la pesanteur, en *m/s²*,
– θ, température potentielle, en *K*,
– T, température, en *K*,
– C_p, capacité calorifique massique à pression constante, en *J/K/kg*.

De même, on exprime le taux de dissipation de l'énergie turbulente ϵ en *J/s/kg* par [Lübken, 1997] :

$$\frac{\epsilon}{C_p} = \frac{\partial T}{\partial t} \tag{6.10}$$

avec

– T, température, en *K*,
– C_p, capacité calorifique massique à pression constante, en *J/K/kg*.

Ici, nous utilisons la variation de température induite par le chauffage (section 5.3) et le phénomène de marée (section 6.3). Il faut noter ici que le coefficient de diffusion est directement proportionnel à la variation temporelle de température. Ainsi, dans notre modèle, sans chauffage ni marée la diffusion turbulente est nulle.

Le coefficient de diffusion turbulente obtenu dans le modèle pour une itération effectuée au 15 avril à 45°N est représenté sur la figure 6.3 (gauche), ainsi que des profils moyens mesurés par Lübken [1997] pour l'été et l'hiver. Nous pouvons noter que la forme du profil peut varier selon la période considérée. Les profils des coefficients de diffusion et de turbulence sont comparés sur la figure 6.3 (droite). Nous vérifions ainsi que la diffusion moléculaire domine la diffusion verticale au dessus de 95 km d'altitude. On retrouve également la forme du profil de chauffage (figure 5.9 du chapitre 5) avec le pic au niveau de la mésopause et un autre pic vers 50 km d'altitude.

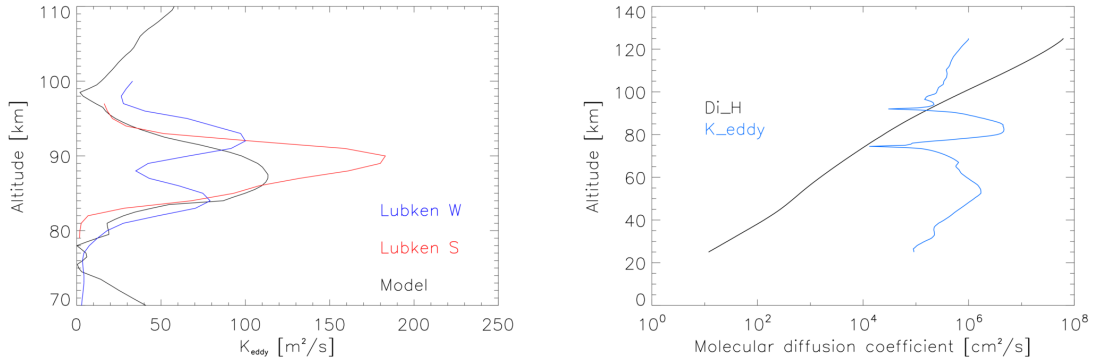


FIGURE 6.3 – À gauche, les coefficients turbulents issus du modèle en noir, et de Lübken [1997] en rouge et bleu. Ces données proviennent de la moyenne d'observations comprises entre 1990 et 1991, vers 70°N. En bleu correspond la moyenne hivernale, et en rouge la moyenne estivale. À droite, comparaison du coefficient de diffusion moléculaire de H avec le coefficient de diffusion turbulente.

6.1.5 Résolution mathématique

La méthode de résolution pour le système est explicitée dans l'annexe C.4.2. Nous appliquons la méthode d'Euler implicite [Jacobson, 2005] selon le schéma de Crank-Nicolson [Crank, 1975].

Nous commençons par écrire l'équation de diffusion 6.1 sous une forme plus générale (où nous passons du rapport de mélange à la concentration) :

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial (wN)}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial z}\left(D\frac{\partial N}{\partial z}\right) = 0 \tag{6.11}$$

avec

- N, concentration de l'espèce en *molécules/cm*^{3},
- w, vitesse verticale scalaire, en *m/s*,
- D, coefficient de diffusion verticale en *cm*^{2}*/s*.

Cette équation est ensuite discrétisée, pour obtenir :

$$\frac{N_{i,t} - N_{i,t-\Delta t}}{\Delta t} + \frac{(wN)_{i+1,t} - (wN)_{i-1,t}}{2\Delta z} - D\frac{N_{i+1,t} - 2N_{i,t} + N_{i-1,t}}{\Delta z^2} = 0 \tag{6.12}$$

L'indice i correspond au niveau d'altitude choisi, l'équation relie donc les niveaux $i-1$, i et $i+1$. Nous notons ici que la méthode de résolution considère en approximation que le coefficient de diffusion D est constant sur l'intervalle Δz.

La méthode d'Euler consiste à réécrire l'équation selon

$$A_i N_{i-1,t} + B_i N_{i,t} + C_i N_{i+1,t} = N_{i,t-\Delta t} \tag{6.13}$$

où A_i, B_i et C_i correspondent à des combinaisons linéaires de w et D. La résolution se fait en 2 étapes, l'une de décomposition LU (pour Lower et Upper) et l'autre de substitution appelée *méthode de remontée* (voir annexe C.4).

Le schéma de Crank-Nicolson implémente l'équation 6.12 en introduisant le paramètre μ_c de Crank-Nicolson qui permet d'obtenir un ordre supérieur de résolution dans le temps. Alors que la solution d'Euler est au premier ordre en temps, le schéma utilise le second ordre en évaluant des termes à l'instant t et d'autres à l'instant $t - \Delta t$. Concrètement, l'équation 6.12 se réécrit :

$$\begin{aligned}&\frac{N_{i,t} - N_{i,t-\Delta t}}{\Delta t} + \left[\mu_c\frac{(wN)_{i+1,t} - (wN)_{i-1,t}}{2\Delta z} + (1-\mu_c)\frac{(wN)_{i+1,t-\Delta t} - (wN)_{i-1,t-\Delta t}}{2\Delta z}\right] \\ &- D\left[\mu_c\frac{N_{i+1,t} - 2N_{i,t} + N_{i-1,t}}{\Delta z^2} + (1-\mu_c)\frac{N_{i+1,t-\Delta t} - 2N_{i,t-\Delta t} + N_{i-1,t-\Delta t}}{\Delta z^2}\right] = 0\end{aligned} \tag{6.14}$$

Lorsque le paramètre μ_c prend la valeur de 0.5, le schéma de Crank-Nicolson est stable pour tout w et D [Jacobson, 2005]. Lorsque μ_c=0, la méthode correspond au schéma d'Euler explicite, alors que μ_c=1 revient à la méthode d'Euler implicite (équation 6.12). L'équation 6.13 devient quant à elle

$$A_i N_{i-1,t} + B_i N_{i,t} + C_i N_{i+1,t} = E_i N_{i-1,t-\Delta t} + F_i N_{i,t-\Delta t} + G_i N_{i+1,t-\Delta t} \tag{6.15}$$

Une dépendance en $t-\Delta t$ apparaît pour les niveaux $i-1$ et $i+1$ et la résolution passe également par une étape de décomposition et de substitution (annexe C.4.2).

Intervalle de temps dynamique

L'échelle de temps dynamique se base sur la vitesse du vent et la taille de la grille. La dimension de la grille doit rester supérieure à la distance que les molécules peuvent parcourir dans l'instant Δt calculé. Dans le cas contraire, l'erreur peut faire diverger le modèle. Le critère de stabilité Courant-Friedrichs-Lewy (CFL, [Courant et al., 1928]) traduit cette condition et s'écrit :

$$\Delta t < \frac{\Delta z_{\text{min}}}{|u_{\text{max}}|} \tag{6.16}$$

avec

– Δt, le pas de temps en *s*,
– Δz_{min}, la dimension minimale de la grille en *m*,
– u_{max}, la vitesse maximale de propagation en *m/s*.

Dans le cadre de la diffusion moléculaire, l'équation utilise le coefficient D tel que :

$$\Delta t < \frac{\Delta z^2_{\text{min}}}{D} \tag{6.17}$$

Comme on a pu le voir sur la figure 6.2, le coefficient de diffusion moléculaire D peut atteindre jusqu'à 10^8 cm^2/s à haute altitude (120 km). Ainsi, pour une résolution verticale assez précise (0.5 km), le pas de temps Δt doit être inférieur à 25 secondes.

De même, pour la diffusion turbulente, nous utilisons le coefficient K_{eddy} :

$$\Delta t < \frac{\Delta z^2_{\text{min}}}{K_{eddy}} \tag{6.18}$$

Pour un K_{eddy} d'environ 100 m^2/s et dans le cas d'une résolution verticale de 0.5 km, le pas de temps doit être inférieur à 2500 secondes. Il est intéressant de noter que la diffusion moléculaire impose la contrainte la plus forte sur le modèle. Si on considère le modèle sur une gamme d'altitude allant jusqu'à 100 km, le coefficient de diffusion moléculaire tombe à 10^6 cm^2/s conduisant à un Δt de 2500 secondes également.

Enfin, ce critère influence le temps de calcul. En effet, si une résolution verticale accrue augmente le temps de calcul, le fait que le pas de temps doit également être plus court ajoute du temps de calcul au modèle.

6.2 Advection verticale

6.2.1 Description

L'advection verticale correspond au transport des espèces chimiques par le biais du champ de vent vertical. Alors que les diffusions moléculaires et turbulentes correspondaient à des petites échelles, l'advection correspond à une méso-échelle, de l'ordre du kilomètre [Brasseur and Solomon, 2005].

Pour le vent total vertical, nous considérons le vent induit par les mouvements de diffusion moléculaire, et le vent induit par les marées atmosphériques. Le vent vertical est assez faible par rapport au vent zonal (direction d'ouest en est) qui peut atteindre 50 m/s, mais il est du même ordre de grandeur que le vent méridional, c'est à dire de quelques mètres par seconde.

L'intensité du vent diffusif, écrit selon l'équation 6.5, est proportionnel au coefficient de diffusion moléculaire. Il est donc assez faible dans les basses couches de l'atmosphère pour devenir prépondérant vers 100 km d'altitude (figure 6.4), tout en conservant sa croissance exponentielle. Le vent issu de la marée est également faible dans les basses couches de l'atmosphère, et croît avec l'altitude. L'obtention du vent issu des marées atmosphériques est décrite dans la section suivante 6.3.

6.2.2 Résolution mathématique

Si le profil de concentration d'une espèce présente un gradient assez fort, combiné à un vent vertical important, il est possible d'obtenir des valeurs non physiques. Par exemple, l'ozone à très haute latitude (vers 115 km) décroît fortement. Le gradient peut être de 2 ordres de grandeur sur une dizaine de kilomètres. Ainsi, si la résolution verticale est faible, le calcul peut conduire

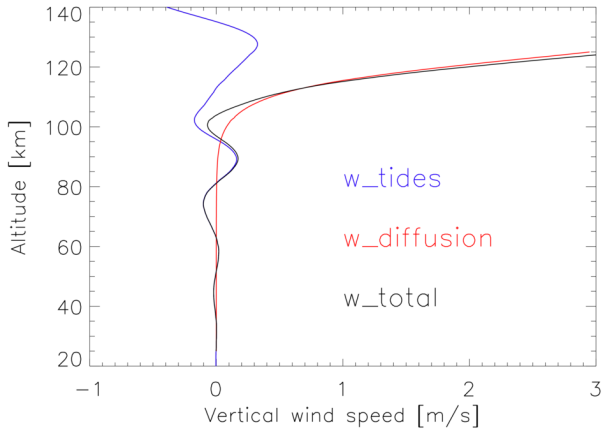


FIGURE 6.4 – Exemples de profils des vents considérés, avec en bleu, le vent issu des marées atmosphériques, en rouge le vent issu de la diffusion moléculaire, et en noir, le total du vent vertical.

à des valeurs négatives pour certaines molécules, en particulier pour les espèces sur des niveaux excités.

Nous préférons donc utiliser une autre méthode de résolution pour le déplacement des molécules par le vent. Les précédentes méthodes de résolution se basent sur un système dit Eulérien, c'est-à-dire en s'intéressant aux flux entrants et sortants d'un volume. Dans une méthode dite Lagrangienne, l'observateur se déplace avec le système. Ici, nous allons utiliser la méthode semi-Lagrangienne [Bermejo and Conde, 2002; Robert, 1981] qui consiste à estimer la valeur d'une variable en un point fixe (Euler) en traçant son origine (Lagrange).

Concrètement, pour un point situé à une altitude z, nous disposons de la concentration ρ des espèces i, mais aussi la vitesse w du vent vertical. En supposant que cette vitesse ne varie pas trop pendant un pas de temps Δt, nous estimons l'altitude z' du volume d'air qui se déplacera en z.

$$z' = z - w\Delta t \tag{6.19}$$

avec

- z', altitude du point intermédiaire, en *m*,
- z, altitude du point désiré, en *m*,
- w, vitesse du vent vertical, en *m/s*,
- Δt, pas de temps, en *s*.

Ensuite, nous interpolons linéairement les différentes concentrations des espèces en z'. D'autres méthodes d'interpolations sont utilisées, dont l'interpolation cubique, dite spline [Lin and Rood, 1996; Purnell, 1976; Staniforth and Côté, 1991]. Enfin, nous assignons au point d'altitude z la valeur interpolée en z' :

$$\rho_{z,t} = \rho_{z-\omega\Delta t, t-\Delta t} \tag{6.20}$$

Cette méthode présente l'avantage d'être stable, même sur de longs temps de calcul. Cependant, elle ne conserve pas systématiquement la masse, il est alors possible de normaliser la masse lors de l'interpolation.

Intervalle de temps dynamique

En utilisant l'équation 6.21 caractérisant le critère de stabilité de Courant-Friedrichs-Lewy avec la vitesse u correspondant dans notre cas à la vitesse verticale w, nous avons :

$$\Delta t < \frac{\Delta z_{\text{min}}}{|w_{\text{max}}|} \tag{6.21}$$

Pour un maximum estimé à 10 m/s et une résolution voulue à 0.5 km, le pas de temps minimum imposé par l'advection (en prenant en compte les marées atmosphériques) est de 50 secondes.

6.3 Marées atmosphériques

6.3.1 Description

Comme précédemment décrit dans la section 1.1.3, les marées atmosphériques proviennent des variations du réchauffement de masses d'air. Dans la troposphère et basse stratosphère, l'insolation de la vapeur d'eau est la plus importante par l'absorption du rayonnement solaire infrarouge. Plus haut, dans la mésophère, c'est au tour de l'ozone de prépondérer avec l'absorption du rayonnement solaire UV [Smith, 2012].

Pour rappel, il existe deux types de marées : les marées migrantes et non-migrantes. Les premières sont synchronisées avec le Soleil et donc se propagent vers l'ouest. Les principales variations de ces marées proviennent du mouvement relatif de la Terre par rapport à l'écliptique (il existe donc des variations saisonnières). Les marées non-migrantes ont quant à elles des origines plus locales, comme les variations d'orographie sur les longitudes, les interactions entre mer et terre, les systèmes convectifs.

6.3.2 Paramétrisation

Afin de représenter au mieux les variations en densité et températures dues au phénomène de marée et ce, sur une grille 1D sans résoudre entièrement la dynamique atmosphérique 3D, nous choisissons ici de paramétriser ses effets.

Pour cela, nous utilisons le Global-Scale Wave Model (GSWM) [Hagan et al., 1999]. Ce modèle résout les équations linéarisées de Navier-Stokes pour fournir des perturbations en vent et en température globale dans un état d'équilibre. Le modèle prend aussi en compte une climatologie empirique, la densité, le vent zonal, la concentration en ozone, et la dissipation des ondes. Il est possible de récupérer les sorties du modèle (vent u, v, w et T) sur le site `http://www.hao.ucar.edu/modeling/gswm/gswm.html` .

Les effets de la marée se voient sur 3 paramètres : la vitesse verticale du vent, la variation de température et la variation de densité. Mais la variation de densité va être provoquée dans le modèle par la résolution dynamique verticale (diffusion et advection).

Le modèle GSWM (Global Scale Wave Model) fournit pour les ondes migrantes les données suivantes :

- u_a, v_a, w_a, amplitudes des vitesses est-ouest, nord-sud et verticale, en *m/s*,
- ϕ_u, ϕ_v, ϕ_w, phases des vitesses est-ouest, nord-sud et verticale, en *heure locale*,
- T_a, amplitude de la température, en *K*,
- ϕ_T, phase de la température, en *heure locale*.

Elles dépendent du mois considéré, de la latitude sélectionnée et de l'altitude.

Les variations en température, densité ou champ de vent peuvent s'écrire sous la forme suivante [Forbes and Wu, 2006; Zhang et al., 2006] :

$$A_{n/s} \cos(n\Omega t + sx - \phi_{n/s}) \tag{6.22}$$

avec
- n, subharmonique d'un jour solaire (n=1,2,...),
- s, nombre d'onde zonal,
- $A_{n/s}$, amplitude de variation, en *m/s* ou *K* selon,
- Ω, fréquence circulaire de rotation de la Terre = $2\pi/24$, en h^{-1},
- t, temps, en *heure universelle*,
- x, longitude radiale normalisée,
- $\phi_{n/s}$, phase de la variation, en *m/s* ou *K*, pour la vitesse et la température respectivement.

Les subharmoniques n=1,2,3 dénotent respectivement des périodes de 24, 12h et 8h, ce qui correspond aux marées diurnes, semi-diurnes et ter-diurnes. s représente le nombre de maxima sur une période. Il prend des valeurs entières positives ou négatives, sachant que des valeurs positives correspondent à une propagation vers l'ouest. La longitude radiale normalisée s'écrit simplement comme $x = 2\pi \times \lambda/360$ où λ correspond à la longitude en degré [Palo et al., 1997].

On transcrit le temps universel en temps local :

$$t_{LT} = t_{UT} + \frac{2\pi\lambda}{360\Omega} \tag{6.23}$$

ce qui conduit à

$$\begin{aligned} & A_{n/s}\cos\left(n\Omega\left(t_{LT} - \frac{2\pi\lambda}{360\Omega}\right) + s\frac{2\pi\lambda}{360} - \phi_{n/s}\right) \\ = & A_{n/s}\cos\left(n\frac{2\pi t_{LT}}{24} + (s-n)\frac{2\pi\lambda}{360} - \phi_{n/s}\right) \end{aligned} \tag{6.24}$$

Les phases fournies par le GSWM étant en heure locale, nous pouvons écrire

$$A_{n/s}\cos\left(n\frac{2\pi}{24}(t_{LT} - \phi_{n/s}) + (s-n)\frac{2\pi\lambda}{360}\right) \tag{6.25}$$

Nous disposons donc des données $A_{n,s}$ et $\phi_{n,s}$. Cependant, celles-ci correspondent aux ondes migrantes précédemment décrites. Si nous prenons par exemple la subharmonique n=2, nous avons deux périodes durant le jour solaire. Le nombre d'onde correspondra à s=2 pics, il y a donc égalité entre la subharmonique n et le nombre d'onde s dans le cas des ondes migrantes. Cela se traduit par :

$$A_{n/s}\cos\left(n\frac{2\pi}{24}(t_{LT} - \phi_{n/s})\right) \tag{6.26}$$

ce qui donne, pour la variation de température δT_{tides} et de vent vertical δw_{tides} :

$$\begin{aligned} \delta T_{tides} &= T_{a,d}\cos\left(\frac{2\pi}{24}(t_{LT} - \phi_{T,d})\right) + T_{a,s}\cos\left(\frac{2\pi}{12}(t_{LT} - \phi_{T,s})\right) \\ \delta w_{tides} &= w_{a,d}\cos\left(\frac{2\pi}{24}(t_{LT} - \phi_{w,d})\right) + w_{a,s}\cos\left(\frac{2\pi}{12}(t_{LT} - \phi_{w,s})\right) \end{aligned} \tag{6.27}$$

avec
- a, T, d, s, indices pour l'amplitude, la température, la marée diurne, la marée semi-diurne,
- $T_{a,d}$, amplitude en température, en *K*,
- $w_{a,d}$, amplitude en vent, en *m/s*,
- t_{LT}, temps, en *heure locale*.

La figure 6.5 montre un exemple des coefficients $T_{a,d}$, $\phi_{T,d}$, et la variation induite en température $\delta T_{tides,d}$. L'amplitude de variation de température est représentée dans la figure du haut. On y observe dans ce cas (mois d'avril au niveau de l'équateur) un maximum de 22 K vers 110 km d'altitude. On peut noter également la forte croissance de l'amplitude dès 80 km où le

gradient passe de 5 à 20 K en 20 km. La figure du milieu représente la phase appliquée à la température, comprise entre 0 et 24 h puisqu'il s'agit dans ce cas de la marée diurne. Enfin, la figure du bas correspond au résultat des deux figures précédentes combinées par l'équation 6.27 où on retrouve la forte amplitude de marée au dessus de 100 km d'altitude.

6.3.3 Résolution

Nous introduisons la vitesse du vent induit par les marées atmosphériques diurnes et semi-diurnes dans le vent total vertical :

$$\begin{aligned} w &= w_{D_i} + \delta w_{tides} \\ &= w_{D_i} + w_{a,d} \cos\left(\frac{2\pi}{24}(t_{LT} - \phi_{w,d})\right) + w_{a,s} \cos\left(\frac{2\pi}{12}(t_{LT} - \phi_{w,s})\right) \end{aligned} \tag{6.28}$$

avec

- w_{D_i}, vitesse de dérive verticale en *m/s*,
- $w_{a,d/s}$, amplitude en vent issue de la marée diurne/semi-diurne, en *m/s*,
- $\phi_{w,n/s}$, phase de la variation en vent issue de la marée diurne/semi-diurne, en *heure locale*,
- t_{LT}, le temps, exprimé en *heure locale*.

La résolution se fait par la méthode semi-Lagrangienne décrite dans la section précédente (6.2.2) dédiée à l'advection verticale.

La température subie une variation similaire selon :

$$T = T + T_{a,d} \cos\left(\frac{2\pi}{24}(t_{LT} - \phi_{T,d})\right) + T_{a,s} \cos\left(\frac{2\pi}{12}(t_{LT} - \phi_{T,s})\right) \tag{6.29}$$

Le maximum de variation de température est de l'ordre de la dizaine de Kelvin vers 100 km. Sachant que la variation se fait sur une journée ou une demi-journée, l'amplitude de variation de température induite par les marées atmosphériques est du même ordre de grandeur que le réchauffement décrit dans la section 5.3 du modèle photochimique. Il est donc important de prendre en compte ce phénomène pour une meilleure estimation des échanges d'énergie au niveau de la mésopause.

On observe la variation de la température en K sur 2 jours (ici le cas du 15 avril au niveau de l'équateur) sur la figure 6.6. Nous distinguons très nettement entre 50 et 100 km l'effet de la marée diurne. La température varie sur une période de 24 h, l'amplitude est d'une quinzaine de Kelvin à 87 km. Au-delà de 100 km d'altitude, la marée semi-diurne devient prépondérante. L'amplitude est alors d'environ 50 K.

Il faut noter que des variations importantes de température et densité dues aux marées peuvent entraîner des variations importantes sur le coefficient de diffusion moléculaire (voir équation 6.3).

Nous testons à présent la méthode de résolution de la dynamique adoptée. Nous partons du modèle établi, en coupant la résolution du système photochimique. Ainsi, seule la dynamique décrite jusqu'à présent contribue à l'évolution des concentrations. Néanmoins, le chauffage est actionné car il conduit à la variation de température créant les turbulences. Son action sur la chimie est annulée. Nous créons un *"accident"* où à midi du jour 105, à 74.5 km d'altitude, nous multiplions à cet instant la concentration de l'ozone par 100. L'évolution de la concentration de O_3 est représentée sur la figure 6.7. On constate que les molécules de O_3 apportées ponctuellement se propagent dans l'atmosphère sur une largeur d'une dizaine de kilomètres dans la première heure avant de continuer à se propager et atteindre 100 km au bout de 2.5 heures, ce qui est cohérent avec une vitesse de propagation de 3 m/s.

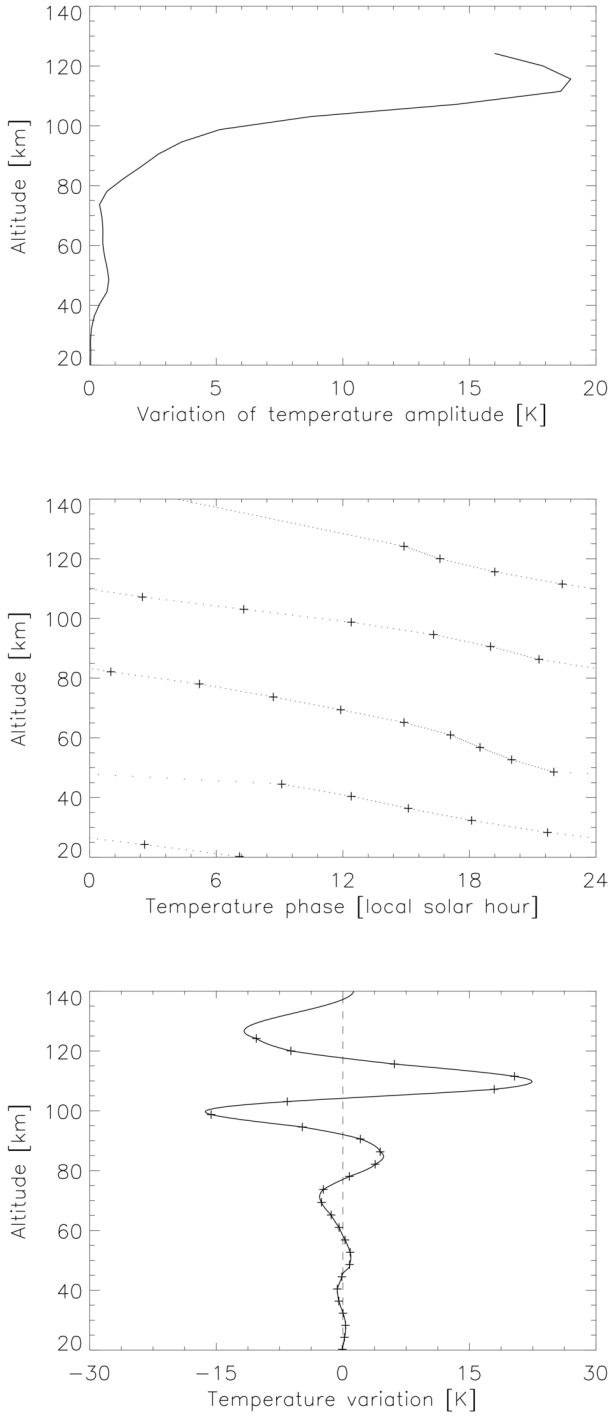


FIGURE 6.5 – Exemple de marée paramétrisée à l'aide des données GSWM. Ici, il s'agit de la marée diurne, au mois d'avril, au niveau de l'équateur. La première figure montre l'amplitude de variation de la température en K, croissante jusqu'à son maximum au dessus de la mésopause. La deuxième figure montre la phase, en heure locale. En pointillés sont représentées les données interpolées sur les symboles + correspondants aux données GSWM. La dernière figure montre la variation en température (K) à 0h tirée des courbes précédentes. Les symboles + correspondent aux données GSWM, le trait plein correspond à l'interpolation.

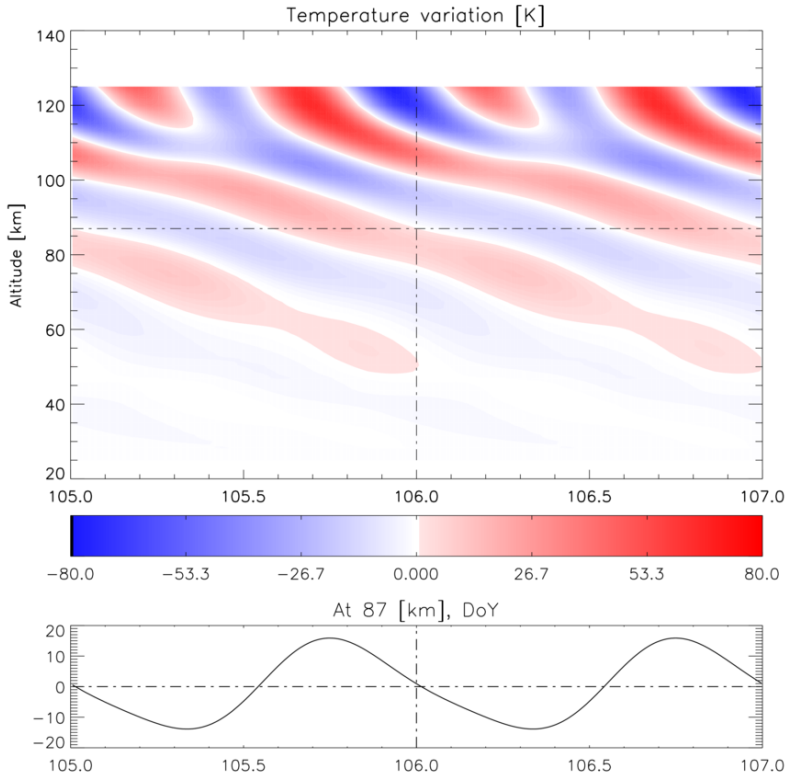


FIGURE 6.6 – Variation de température modélisée à partir des marées diurnes et semi-diurnes calculées par les sorties du modèle GSWM. La figure du haut montre la variation en K entre 25 et 125 km sur 2 jours complets. La figure en bas est une coupe à 87 km.

6.4 Bilan

Dans ce chapitre, nous avons mis en relation les boîtes 0D réparties sur la grille 1D. Pour cela, nous avons commencé par définir le domaine d'altitudes modélisé, allant de 25 à 125 km pour une résolution verticale de 0.5 km. Après avoir défini l'équation régissant la dynamique verticale, nous avons décrit les phénomènes principaux selon une échelle d'action croissante.

En premier intervient la diffusion moléculaire, créée par l'énergie cinétique des molécules. La diffusion moléculaire est caractérisée par le coefficient de diffusion moléculaire dont l'effet augmente exponentiellement avec l'altitude, et qui devient prépondérant au dessus de 100 km.

Vient ensuite la diffusion turbulente, qui correspond aux mouvements chaotiques de l'atmosphère. Reliée à la variation de température induite par le chauffage et le phénomène de marée, l'effet est marqué vers 80 km d'altitude. Les deux phénomènes de diffusion sont résolus par la méthode de Crank-Nicolson, basée sur le schéma d'Euler implicite.

L'advection correspond quant à elle au transport des espèces chimiques par le biais du champ de vent vertical. Le vent considéré prend en compte le vent induit par les marées atmosphériques et par la diffusion moléculaire. Cette dernière devient prépondérante au dessus de 100 km par rapport au vent des marées.

Les effets des marées atmosphériques sont exprimés par la paramétrisation de Hagan et al. [1999], qui représente les marées migrantes diurnes et semi-diurnes. Ainsi, la température et le vent vertical sont caractérisés par une amplitude et une phase qui dépendra du temps, de la latitude et de l'altitude. L'incidence est également importante à partir de 100 km d'altitude.

Nous notons ici que la résolution verticale est reliée au pas de temps du modèle. Les différents modules de dynamique verticale imposent que le pas de temps soit de l'ordre de la dizaine

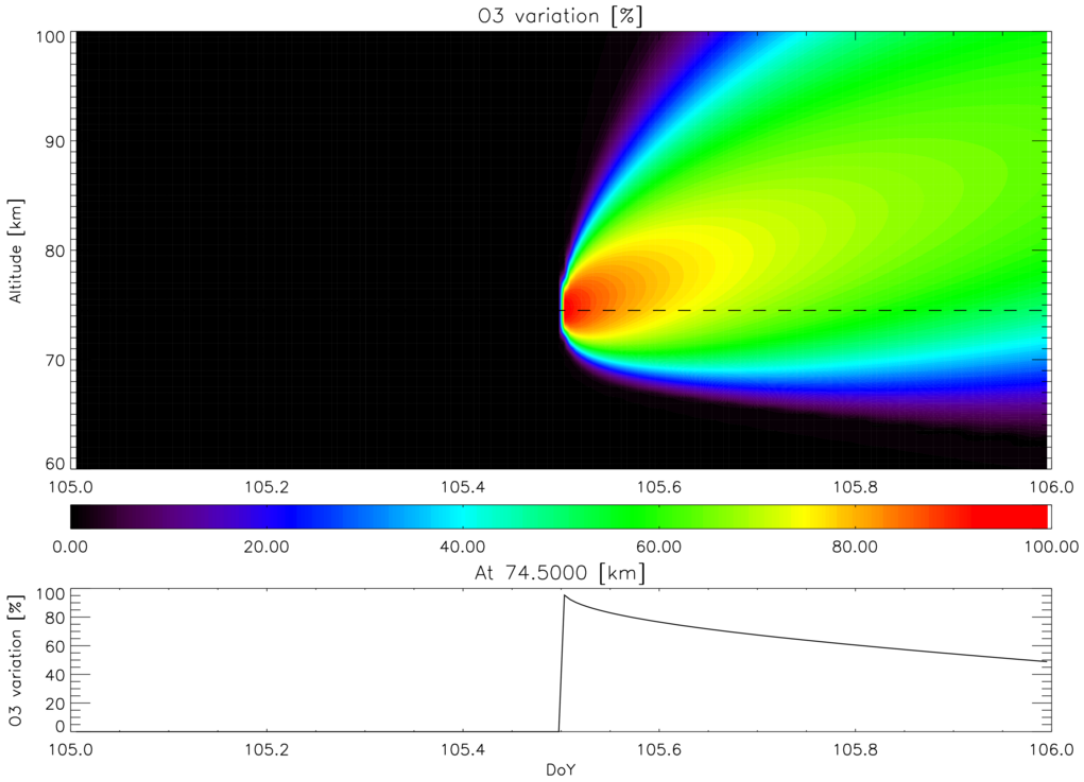


FIGURE 6.7 – Propagation d'un *"accident"* où la concentration de l'ozone est multipliée par 100 à 74.5 km d'altitude à midi du jour 105. On observe ainsi la diffusion des molécules de O_3 au cours du temps, ainsi que la diminution de concentration à 74.5 km (courbe du bas).

de secondes pour satisfaire la stabilité du modèle.

En conclusion, nous disposons à présent d'un modèle 1D représentant les différents phénomènes dynamiques présents à haute altitude. Néanmoins, il ne faut pas oublier ici que certains phénomènes dynamiques de grande échelle, comme les ondes planétaires ou le schéma global des vents, ne sont pas pris en compte mais nécessiteraient un traitement à 3 dimensions. Nous allons maintenant tester la sensibilité du rayonnement nightglow à divers paramètres et comparer les sorties du modèle aux campagnes de mesures effectuées.

Chapitre 7

Variabilités et confrontations du modèle aux données observationnelles

Nous disposons d'un modèle 1D photochimique qui comprend également la dynamique verticale, entre 25 et 125 km. Les états vibrationnels de OH y sont représentés ainsi que certains états excités de O_2 et O. Par le biais d'une itération en exemple, nous allons expliciter l'évolution du rayonnement, et le valider.

Dans un deuxième temps, nous allons observer la sensibilité du modèle à différents paramètres, en particulier le chauffage, la dynamique et les marées.

Enfin, nous allons comparer l'évolution observée au niveau du sol aux campagnes de mesures décrites dans le chapitre 4 ainsi qu'aux données satellitaires GOMOS. Nous verrons les problèmes soulignés et proposerons des solutions pour les résoudre.

7.1 Étude d'un cas simple

7.1.1 Rappel des hypothèses du modèle

Nous nous basons dans cette partie sur un cas simple, où nous faisons tourner le modèle durant 2 jours. Nous partons du jour 105, correspondant au 15 avril 2014. Dans la suite, nous utiliserons l'acronyme *DoY* pour *Day of Year*. Pour rappel, le modèle photochimique 1D comprend maintenant :

- la résolution du système chimique (section 5.1), faisant réagir 25 espèces, dont les états vibrationnels de OH, l'oxygène atomique sur les états $O(^1D)$ et $O(^1S)$, et O_2 sur les états $O_2(^1\Delta)$ et $O_2(^1\Sigma)$. 72 réactions chimiques sont incluses, et le système est résolu par la méthode d'Euler implicite.
- la photodissociation (section 5.2), qui agit sur les molécules O_2, O_3, H_2O, H_2O_2 et HO_2. La résolution spectrale est inférieure à 10^{-4} μm en dessous de 400 nm afin d'estimer au mieux le coefficient de photodissociation avec les variations importantes des sections efficaces de O_2 et O_3.
- le chauffage (section 5.3), incluant le réchauffement induit par les réactions chimiques, le réchauffement induit par l'absorption du rayonnement solaire et le refroidissement radiatif du CO_2.
- le calcul de l'émission spectrale de OH en prenant en compte les états rotationnels de chaque état vibrationnel issu du système chimique (section 5.4.2), ainsi que la propagation du signal jusqu'au niveau du sol (section 5.5).
- la diffusion verticale (section 6.1), avec la diffusion moléculaire et la diffusion turbulente, à petite échelle.

– l'advection verticale (section 6.2), qui correspond aux mouvements induits par le vent issu de la diffusion moléculaire et des marées atmosphériques.
– les marées atmosphériques (section 6.3), basées sur la paramétrisation du modèle GSWM qui conduit à une variation du vent vertical et de la température.

La résolution verticale Δz choisie est assez fine (0.5 km) pour avoir une bonne précision sur les profils d'émission du nightglow. L'intervalle de temps Δt est quant à lui égal à 10 secondes. Ce choix provient principalement des contraintes dynamiques explicitées dans le chapitre précédent. Le modèle est lancé dans cette partie à 48°N et 2°E, correspondant à la ville de Palaiseau. Plus tard dans le chapitre, le lieu et le temps seront adaptés aux campagnes de mesures pour une comparaison cohérente.

7.1.2 Évolution des concentrations

Nous allons dans cette section nous intéresser aux évolutions des espèces qui contribuent à la formation de OH sur des états vibrationnels suivant la réaction :

$$H + O_3 \rightarrow OH^* + O_2 \tag{7.1}$$

La concentration de la molécule de O_2 étant assez conséquente dans l'atmosphère, son évolution est peu marquée et nous ne l'expliciterons donc pas.

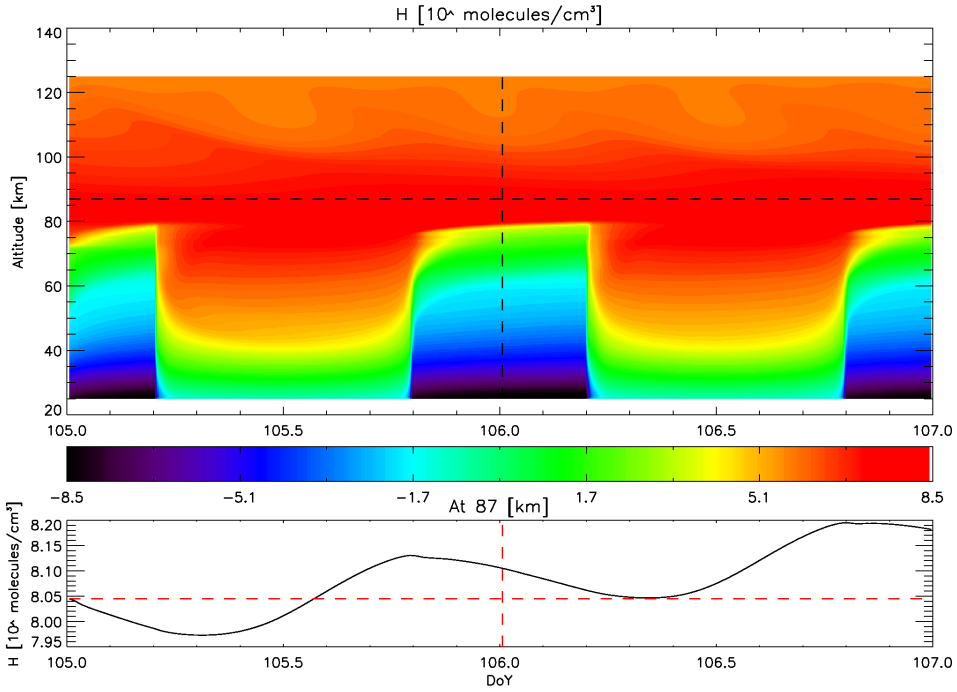


FIGURE 7.1 – Évolution de la concentration en échelle logarithmique de l'espèce H en molécules/cm^3 sur 2 jours, *DoY* correspondant à *Day of Year*. Sur la figure du haut, le cycle de la photolyse de la vapeur d'eau apparait nettement en dessous de 80 km pour produire H. La figure du bas représente une coupe à 87 km et montre la variation induite par la marée diurne.

L'atome d'hydrogène présente une variation forte en dessous de 80 km, comme la figure 7.1 le montre (ainsi que la figure 5.15 du chapitre 5). La production de H durant la journée est assurée par la photolyse de la vapeur d'eau et son maximum de concentration se trouve entre 80 et 90 km. La figure du bas représente une coupe effectuée à 87 km. On remarque une évolution assez marquée qui traduit, non pas la photolyse de la vapeur d'eau, mais l'effet des marées.

La variation est de l'ordre de 50% (entre 10^8 molécules/cm^3 et 1.5×10^8 molécules/cm^3) et ne montre qu'une seule période en une journée, il s'agit de la marée diurne.

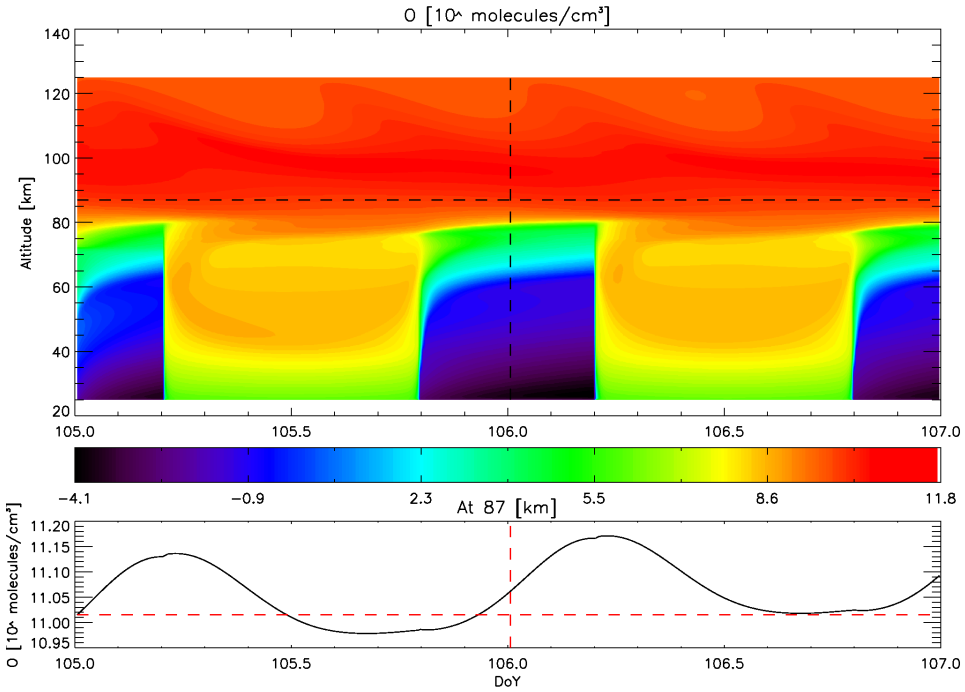


FIGURE 7.2 – Évolution de la concentration en échelle logarithmique de l'oxygène atomique en molécules/cm^3 sur 2 jours. En dessous de 80 km, la concentration suit le cycle de la photolyse de O_2 et O_3 en produisant O durant la journée. Au dessus, la variation de la concentration est provoquée par la marée diurne.

L'évolution de l'oxygène atomique est assez similaire à celle de H (figure 7.2). En dessous de 80 km, les photolyses de O_2 et O_3 constituent la source principale de O. Durant la nuit, il se recombine avec O_2 pour former O_3. Au dessus de 80 km, la concentration est assez stable et continue de croître avec l'altitude. On observe également sur la coupe à 87 km l'effet de la marée diurne.

L'ozone présente une évolution assez différente des deux précédentes (figure 7.3). Outre la diminution de la concentration avec l'altitude (du même ordre que la densité globale), le cycle de O_3 est marqué par sa photolyse. Ainsi, l'ozone est maximum durant la nuit où la recombinaison de l'oxygène atomique avec l'oxygène moléculaire constitue sa source principale. La coupe à 87 km d'altitude montre que sa variation est d'un ordre de grandeur (échelle logarithmique) entre le minimum vers midi heure locale, et son maximum durant la nuit. Au dessus de 100 km, l'effet des marées provoque les ondulations observées.

Enfin nous nous intéressons à l'évolution de OH excité sur l'état vibrationnel v=8. Le choix de l'état vibrationnel est arbitraire. Les autres états vibrationnels suivent la même évolution, avec des différences au niveau de la concentration ou de l'altitude du pic qui seront explicitées plus loin dans cette section.

L'évolution de la concentration de la population de OH sur l'état vibrationnel v=8 est représentée sur la figure 7.4. Entre 40 et 80 km, la concentration de OH* est maximale durant la journée. Même si l'ozone est photolysé à ce moment là (figure 7.3), l'effet est compensé par l'augmentation de la concentration de H (figure 7.1) qui va donc provoquer une augmentation de la concentration des états excités de OH. Entre 80 et 100 km, la concentration de OH* est maximale durant la nuit. La recombinaison de l'oxygène atomique pour former l'ozone (figure 7.3)

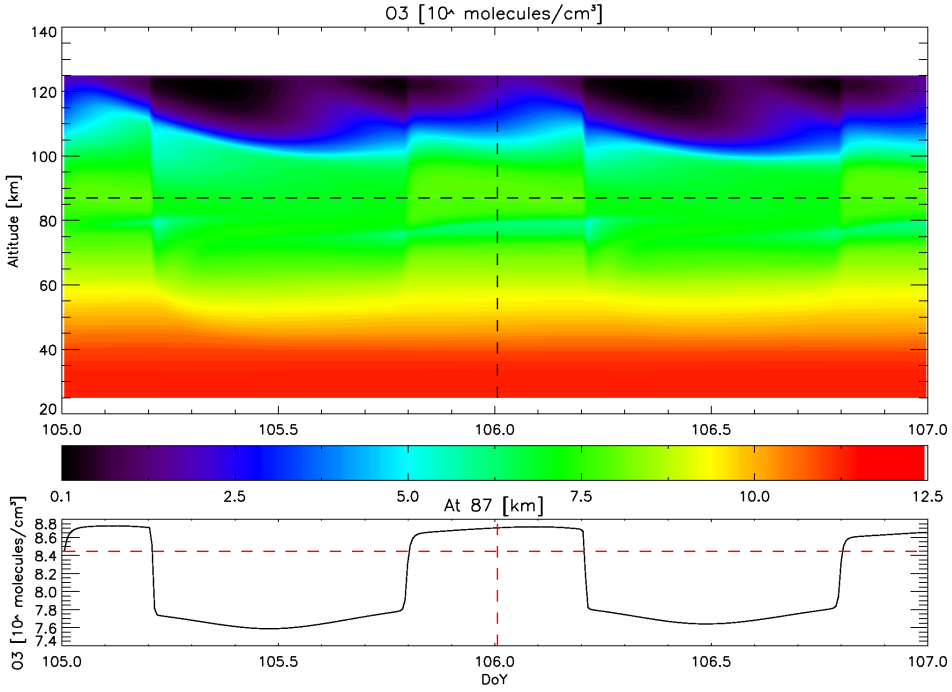


FIGURE 7.3 – Évolution de la concentration en échelle logarithmique de O_3 en molécules/cm^3 sur 2 jours. On distingue le cycle de la photodissociation de O_3, plus encore sur la coupe à 87 km où la concentration diminue d'un ordre de grandeur durant la journée.

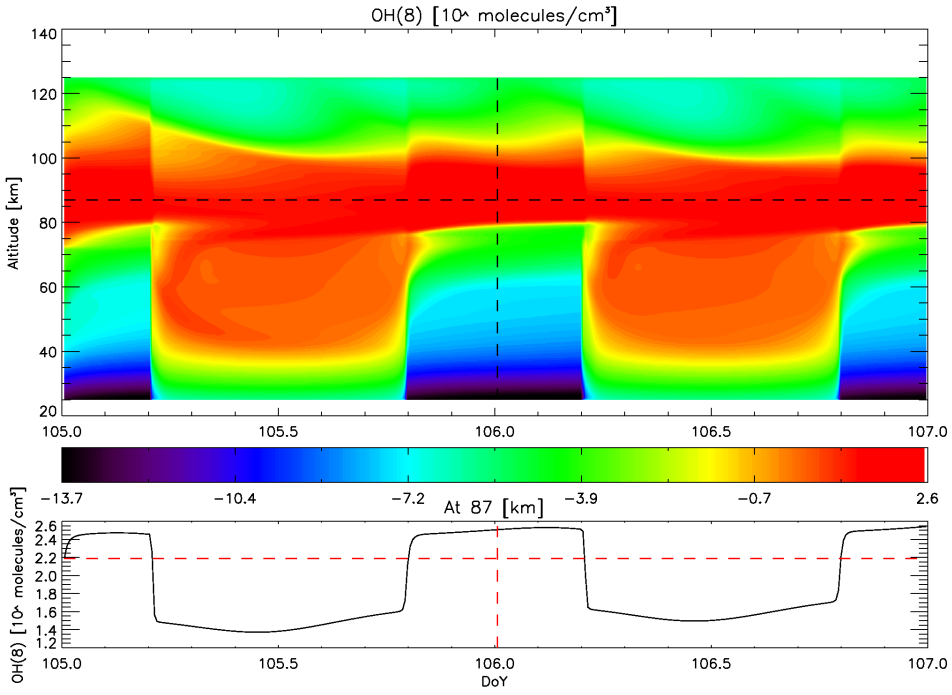


FIGURE 7.4 – Évolution de la concentration en échelle logarithmique de OH(8) en molécules/cm^3 sur 2 jours. Entre 40 et 80 km, l'évolution de la concentration suit l'évolution de H, avec le maximum durant la journée. Entre 80 et 100 km, OH* est géré par l'évolution de O_3, qui est recombiné par l'oxygène atomique. Ainsi, la concentration de OH(8) augmente d'un ordre de grandeur durant la nuit.

est à l'origine de l'augmentation de la concentration d'un ordre de grandeur. Au dessus de 100 km, la concentration décroit et on observe des variations induites par les marées.

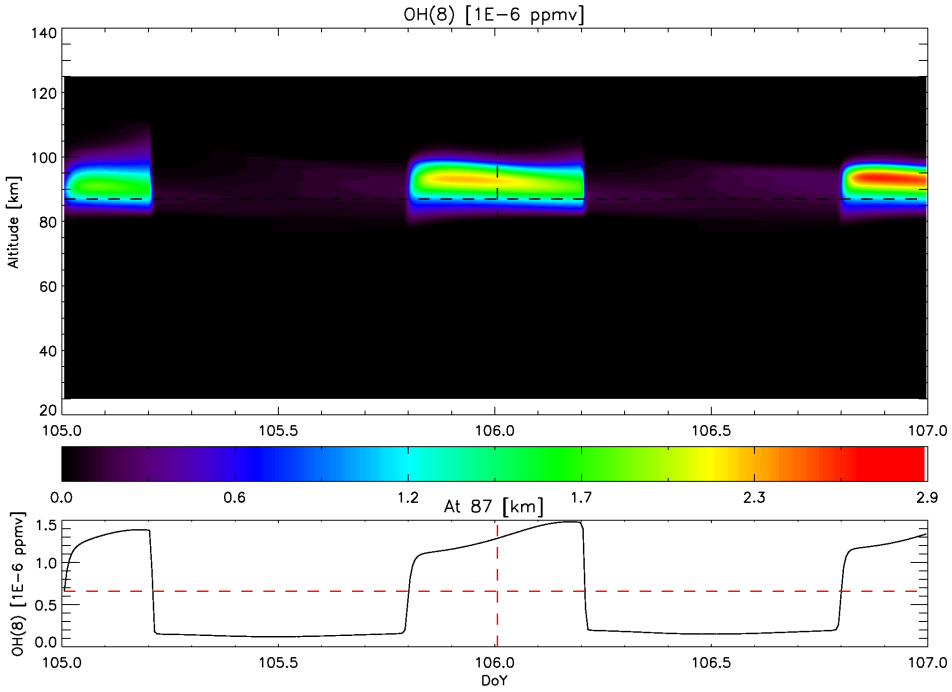


FIGURE 7.5 – Évolution du rapport de mélange de OH(8) en ppmv. La forte concentration en OH(8) se démarque bien vers 90 km d'altitude.

Nous pouvons également regarder l'évolution de la même espèce, mais en rapport de mélange (*ppmv*). Comme la figure 7.5 l'indique, la production des états vibrationnels de OH est assez marquée entre 80 et 100 km d'altitude. Les traits correspondent à la coupe de la figure du bas, c'est-à-dire à 87 km d'altitude. On constate que le pic de concentration est situé à quelques kilomètres au dessus. Cela se comprend par l'épaisseur de la couche de OH, qui est de l'ordre d'une dizaine de kilomètre, alors que la densité ambiante décroît rapidement. Ainsi, en rapport de mélange, le pic paraîtra plus haut.

7.1.3 Comparaisons du rayonnement calculé avec des mesures

L'instrument WINDII observe la transition OH(8-3). Melo et al. [2000] présentent le profil du taux d'émission de la raie $P_1(3)$ ainsi qu'une simulation de la même raie. En nous basant sur la sortie spectrale de notre modèle, nous représentons sur la figure 7.6 (gauche) le profil de l'émission OH(8-3) pour la raie $P_1(3)$. Nous avons appliqué un filtre similaire à celui de l'instrument WINDII, *i.e.* centré sur 734.6 nm avec une largeur spectrale de 1.2 nm. À droite est représenté un profil issu de l'article. On observe une très bonne similitude entre les 2 profils, avec un pic estimé respectivement à 80 et 55 ph/cm^3/s pour le modèle et la simulation de l'article. Le spectre provenant de notre modèle permet également de constater que la transition OH(7-2) contribue également à l'intensité dans la bande spectrale d'observation de WINDII, mais sur des états rotationnels élevés (12 et 13) et donc pour une intensité très faible, de l'ordre de 10^{-5} ph/cm^3/s.

De même, l'instrument VAE [Hays et al., 1973] a observé la bande OH(8-3) autour de 731.6 nm avec une largeur spectrale de 1.58 nm. Nous comparons sur la figure 7.7 le profil observé et rapporté par Abreu and Yee [1989]. Le profil issu du modèle est en très bon accord avec l'observation, que ce soit dans l'intensité du signal (79 ph/cm^3/s pour le modèle contre 72

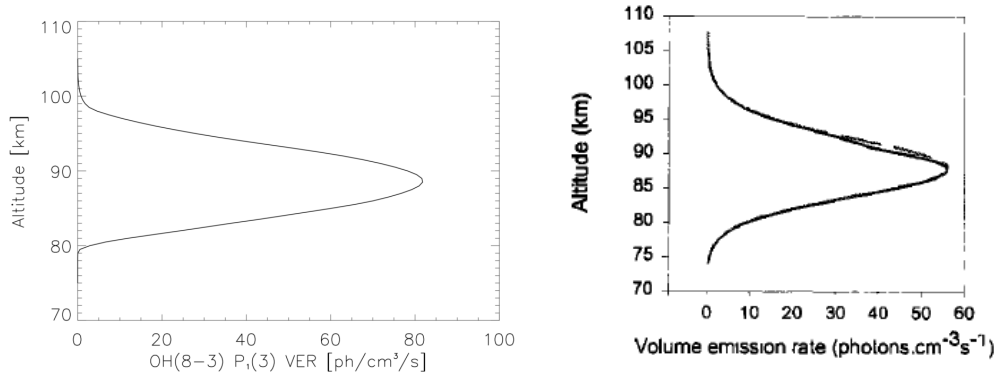


FIGURE 7.6 – Profils du taux d'émission de OH(8-3) $P_1(3)$ issu du modèle (à gauche) et issu de Melo et al. [2000] à droite.

ph/cm^3/s pour VAE) ou dans l'épaisseur de couche (10.5 km pour le modèle contre 12.5 km pour l'observation).

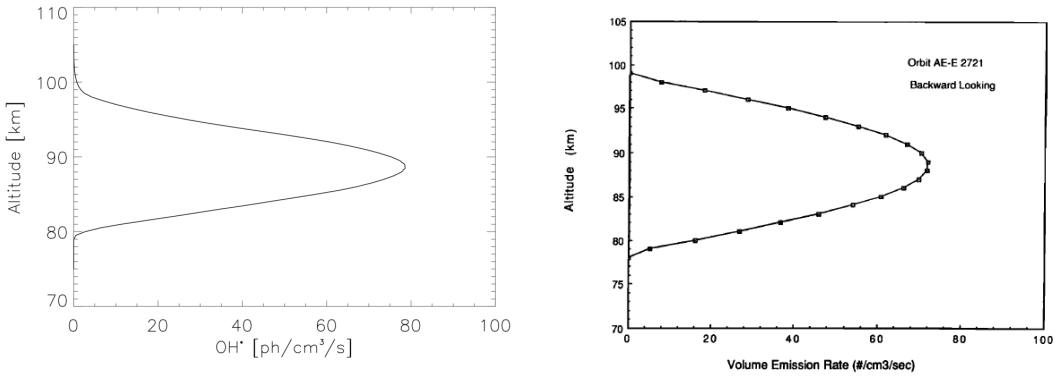


FIGURE 7.7 – Profils du taux d'émission de OH(8-3) issu du modèle (à gauche) et issu de Abreu and Yee [1989] à droite. Le maximum est localisé respectivement à 79 et 72 ph/cm^3/s et l'épaisseur de couche est de 10.5 et 12.5 km. Le profil issu de Abreu and Yee [1989] provient de l'orbite 2721 de l'AE-E, correspondant à une heure locale de 2h.

Nous avons là comparé des sorties du modèle à la littérature. Bien entendu, si les périodes sont choisies pour coïncider, la littérature ne fournit pas l'emplacement exact des mesures, ainsi les dates et lieux ne correspondent pas forcément. Nous allons à présent utiliser des données issues d'observations satellitaires dont nous pouvons choisir la date et l'emplacement de la mesure.

L'instrument SABER présente deux bandes sur lesquelles l'étude du nightglow s'effectue. La première est au voisinage de 1.6 μm, entre 1575 et 1725 nm et correspond principalement aux transitions Δv=2. La seconde est au voisinage de 2.0 μm, entre 1930 et 2170 nm et comprend également les transitions Δv=2 pour les états vibrationnels 7, 8 et 9. Les bandes spectrales correspondent aux réponses spectrales des capteurs [Mlynczak et al., 2013] et les données sont disponibles sur le site `http://saber.gats-inc.com/browse_data.php#` .

Nous appliquons le filtre de l'instrument SABER sur le spectre en sortie du modèle pour observer le volume emission rate (VER) correspondant. Nous avons reporté sur la figure 7.8 les profils des émissions de OH à 1.6 μm (rouge) et 2.0 μm (noir). Les données SABER sont en trait plein et les sorties du modèle en trait - pointillé. Les profils sont assez similaires. Cependant,

nous notons que l'intensité de l'émission modélisée est plus faible, d'environ 30% par rapport aux observations. L'intensité des pics d'émission est également plus faible.

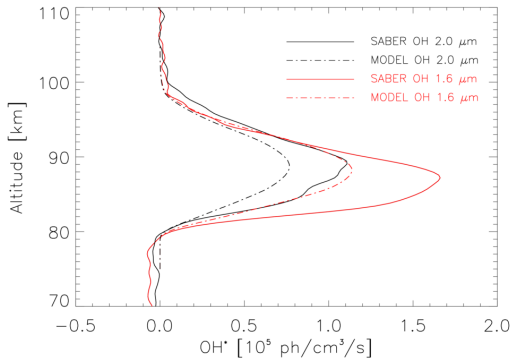


FIGURE 7.8 – Profils des émissions de OH à 1.6 μm (rouge) et 2.0 μm (noir). Les données SABER sont en trait plein et les sorties du modèle en trait - pointillé.

Pour comprendre d'où peuvent provenir ces différences, nous regardons la température et le profil d'oxygène atomique. Les figures 7.9 correspondent aux profils de l'oxygène atomique (à gauche) et de la température (à droite). En noir, les données du modèle, et en rouge, les données issues de l'instrument SABER. Les sorties du modèle correspondent au même instant que l'observation du profil d'émission de la figure 7.8. Les profils de l'oxygène atomique sont assez similaires alors que le profil de la température observé par SABER présente de nombreuses inversions, signe d'une forte activité d'ondes de gravité.

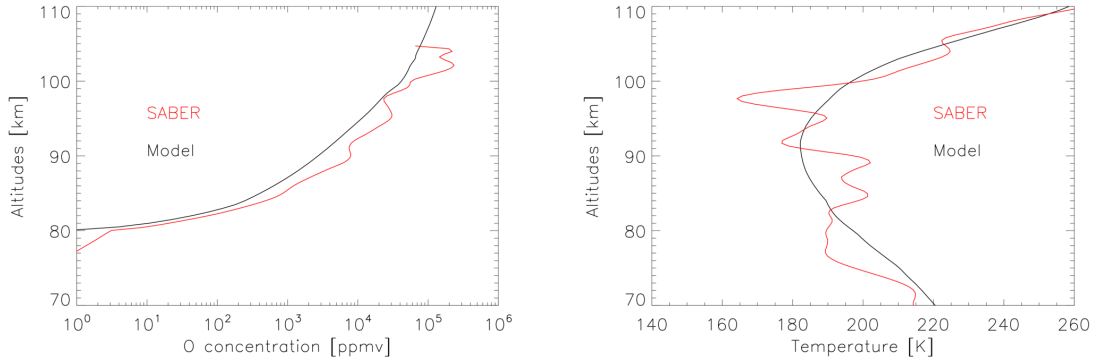


FIGURE 7.9 – Profil de l'oxygène atomique (en *ppmv*) à gauche d'après le modèle en noir et d'après SABER en rouge. À droite, profil de température du modèle en noir et issu des données SABER en rouge.

Afin de vérifier l'importance de la température, nous effectuons une itération du modèle avec en donnée initiale, la température issue de l'instrument SABER et représentée dans la figure 7.9 (droite). Pour rappel, la température initiale provient des données issues du modèle global MSIS (section 5.1.2). La figure 7.10 (gauche) présente en noir le profil de température du modèle. Bien que le profil entré en donnée initiale corresponde au profil des données SABER (en rouge), les itérations du modèles vont atténuer le profil au bout d'une journée. À 87 km, la température du modèle a augmenté de 10 K. Cependant, on observe sur la figure 7.10 (droite) que les résultats ne sont toujours pas cohérents entre SABER et le modèle, malgré une variation dans l'intensité des pics d'émission.

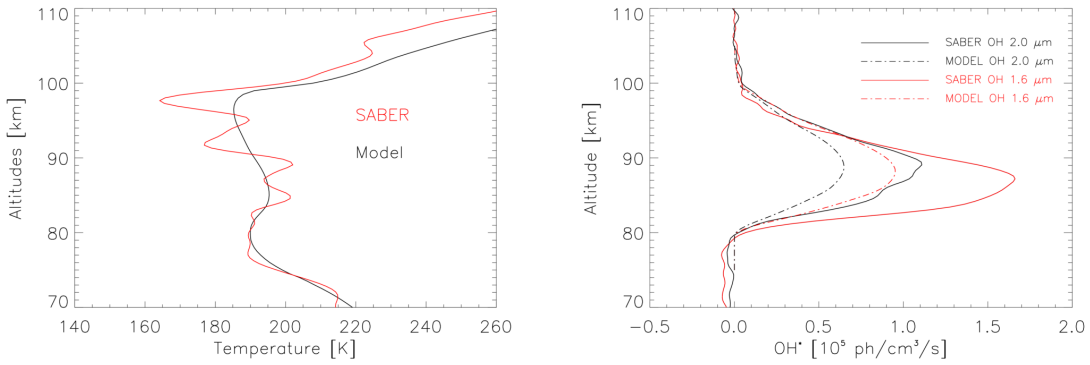


FIGURE 7.10 – À gauche, les profils de température dans l'itération où la température en donnée initiale provient des données SABER. En rouge, le profil de température de SABER et en noir, celui du modèle. À droite, résultats de l'itération avec les profils des émissions de OH à 1.6 μm (rouge) et 2.0 μm (noir). Les données SABER sont en trait plein et les sorties du modèle en trait - pointillé.

Cet exemple nous montre que l'émission du nightglow dépend bien de la température, mais pas seulement. La section 7.3.2 explicitera la modélisation d'une onde de gravité pour en observer l'effet sur l'intensité de l'émission du nightglow.

7.1.4 Évolution spatio-temporelle du rayonnement

On peut considérer que le rayonnement nightglow s'étudie sur plusieurs dimensions. La première est la dimension temporelle, à savoir comment évolue le rayonnement durant la nuit. La seconde est la dimension verticale, sachant que la couche d'émission est répartie sur une couche atmosphérique d'une largeur définie et pour laquelle le pic d'émission peut varier. La troisième dimension est la dimension spectrale. Comme on a pu le voir précédemment, selon la longueur d'onde à laquelle on observe le nightglow, l'intensité ou encore l'altitude du pic d'émission peut varier. On peut s'intéresser à cette dimension en considérant la répartition selon les états vibrationnels dont dépendra directement la répartition sur la bande spectrale.

Nous commençons par nous intéresser à l'évolution globale de l'intensité du rayonnement durant la nuit. Comme nous l'avons vu dans la figure 7.4, la concentration des états vibrationnels de OH augmente d'un ordre de grandeur durant la nuit. En observant la totalité de la quantité de photons émis par la couche du nightglow (figure 7.11), on vérifie l'augmentation du signal d'un ordre de grandeur entre le jour et la nuit. Le maximum est de l'ordre de 1.2×10^7 photons/cm^3/s. Une fois la nuit débutée, le signal décroît légèrement jusqu'à la fin de nuit, cela s'expliquant par l'ozone qui n'est plus recombiné par l'oxygène atomique.

La couche du nightglow ne suit par partout cette évolution. Selon l'altitude, la quantité de photons émis va varier différemment. La figure 7.12 représente l'évolution du VER total pour les différents points d'altitudes, représentés selon une couleur différente. En losange noir est représentée l'altitude du pic d'émission, considérée ici à 87 km (nous verrons ensuite que cette valeur varie). Pour l'altitude de 87 km, le VER augmente d'un ordre de grandeur dès le début de nuit, mais continue à augmenter au cours de la nuit pour atteindre son maximum d'émission vers 2 heures du matin, (LT). Les altitudes comprises entre 83 et 87 km suivent la même évolution, avec un maximum arrivant plus tardivement au fur et à mesure que l'altitude décroit. En dessous de 83 km, le VER décroit fortement au cours de la nuit, son maximum arrivant dès le début de la nuit. Enfin, pour les altitudes au dessus de 87 km, le maximum arrive en début de nuit. Par

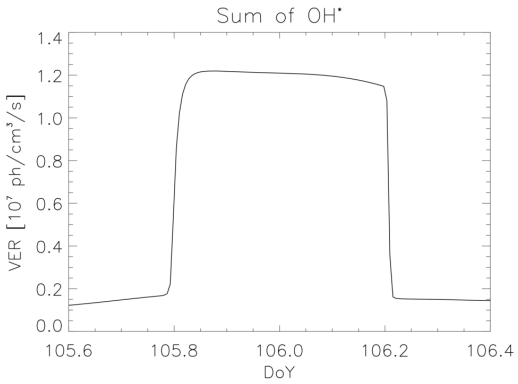


FIGURE 7.11 – Évolution du VER total sur une nuit. Il est calculé en effectuant la somme des photons émis sur l'intégralité de l'épaisseur de la couche. Le VER étant proportionnel aux populations des états vibrationnels, nous vérifions l'augmentation d'un ordre de grandeur entre le jour et la nuit déjà observée dans la figure 7.4.

exemple, la couche située à 89 km (couleur verte) émet le plus durant la première partie de la nuit, pour ensuite décroitre. Vient ensuite la couche à 88 km et enfin la couche à 87 km. Ainsi, l'altitude du pic d'émission n'est pas stable au cours de la nuit. Il se place à 88.5 km d'altitude en début de nuit pour descendre jusqu'à 86.5 km en fin de nuit.

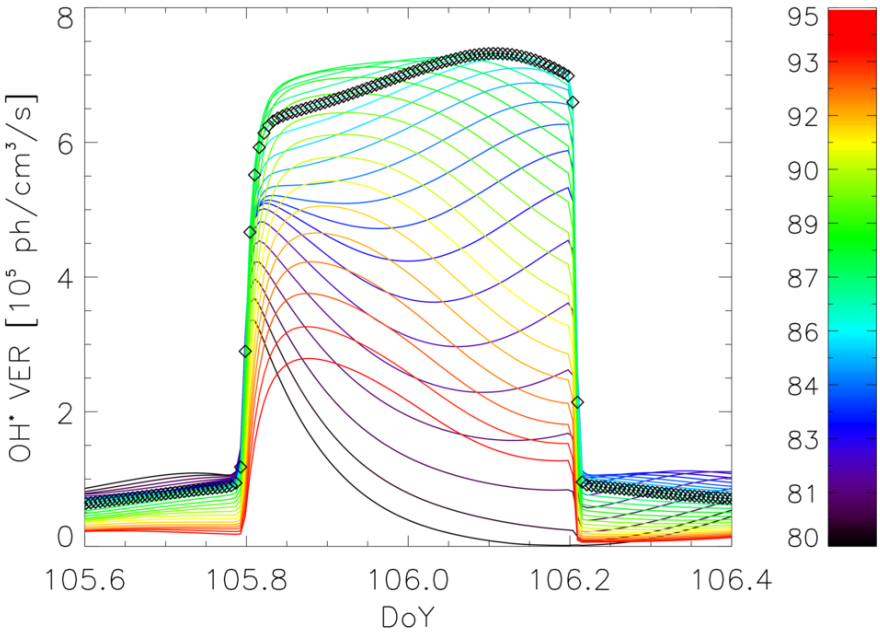


FIGURE 7.12 – Évolution du VER total sur une nuit, selon les altitudes, représentées par la barre de couleur. En losange, l'altitude de 87 km est superposée. On constate que l'évolution du rayonnement est différente selon l'altitude que l'on considère.

Nous avons vu dans la figure 5.20 du chapitre 5 que les profils des états vibrationnels étaient différents. L'altitude du pic d'émission est donc différente selon les états. Elle est plus élevée pour les états vibrationnels supérieurs (figure 7.13). Durant la nuit, les altitudes des maxima vont décroître de quelques kilomètres jusqu'à la fin de la nuit. On constate également que le pic

d'émission total correspond à l'altitude du maximum de l'état vibrationnel v=4. On retrouve dans l'évolution d'altitude du maximum ce qui était observé dans la figure 7.12.

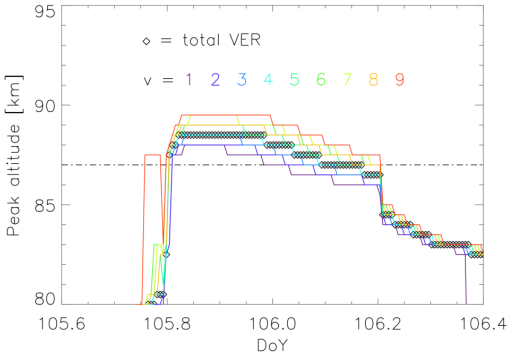


FIGURE 7.13 – Évolution de l'altitude du pic de concentration des différents états vibrationnels de OH. L'altitude du pic d'émission totale est représentée en losange. On constate que l'altitude du maximum décroit au cours de la nuit. Les niveaux vibrationnels élevés ont leurs maxima d'émission à une altitude plus élevée que les états plus faibles.

Spectre modélisé

Le spectre calculé à haute altitude est transmis au niveau du sol par le biais du modèle de transfert radiatif RAYJN. Nous représentons sur les figures 7.14 et 7.15 le spectre à haute altitude (en rouge) ainsi que le spectre modélisé au niveau du sol (en noir). La figure 7.14 correspond à l'itération au 15 avril 2014 avec les spectres normalisés et le spectre au sol convolué, la figure 7.15 correspond au 29 mai à Gadanki. La différence entre les deux situations provient de la présence de la Lune dans le cas de l'itération du 15 avril qui conduit à une forte émission au niveau du spectre visible. Le spectre au niveau du sol correspond bien aux observations [Derelle et al., 2012] où l'absorption par la vapeur d'eau autour de 1.4 μm est très marquée.

7.2 Sensibilité du rayonnement

Dans cette section, nous nous intéressons à la sensibilité du rayonnement à divers paramètres. Tout d'abord, les contributions des différents modules du modèle sont décrites. Nous partons de l'itération normale, où tout est compris, et nous ôtons certains modules, comme :

- le chauffage (section 5.3),
- la dynamique (chapitre 6),
- les marées (section 6.3),
- ou encore l'itération de la résolution chimique (section 5.1.4).

Nous effectuons également un test où la température est modifiée, et correspond au profil de température des données SABER (figure 7.9). Ces différents tests nous permettent d'estimer la sensibilité du rayonnement à certains paramètres.

Nous avons vu l'évolution du VER selon les différentes altitudes au cours de la nuit (figure 7.12). Nous restons à 87 km et effectuons les tests de sensibilité. La figure 7.16 (à gauche) regroupe les différentes évolutions observées pour les cas décrits avec en noir, l'itération normale, qui nous sert de référence. À droite est représentée la différence relative entre les différents cas et l'itération de référence.

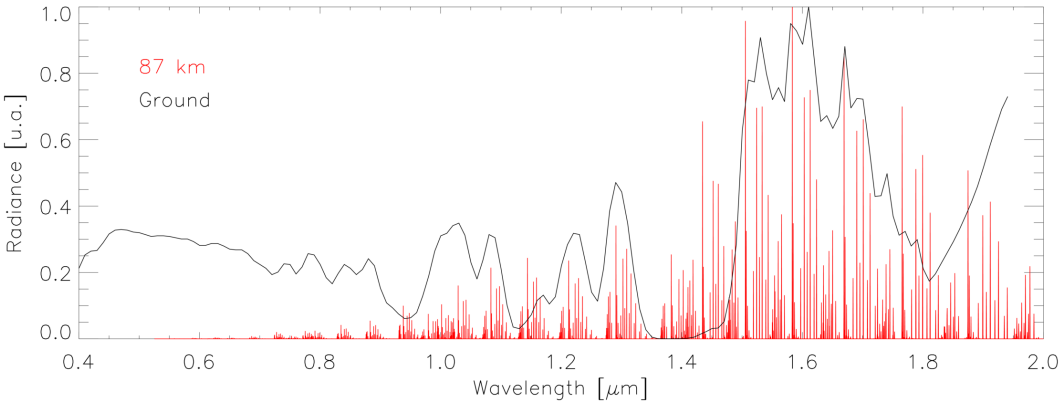


FIGURE 7.14 – Exemple d'un spectre convolué modélisé au niveau du sol (en noir) avec son équivalent à haute altitude (en rouge), les deux étant normalisés. Le spectre au niveau du sol provient de la transmission par le modèle RAYJN et correspond à l'itération au 15 avril. On observe une luminosité importante assez marquée en dessous de 1 μm due à la diffusion de la lumière de la Lune par les aérosols troposphériques.

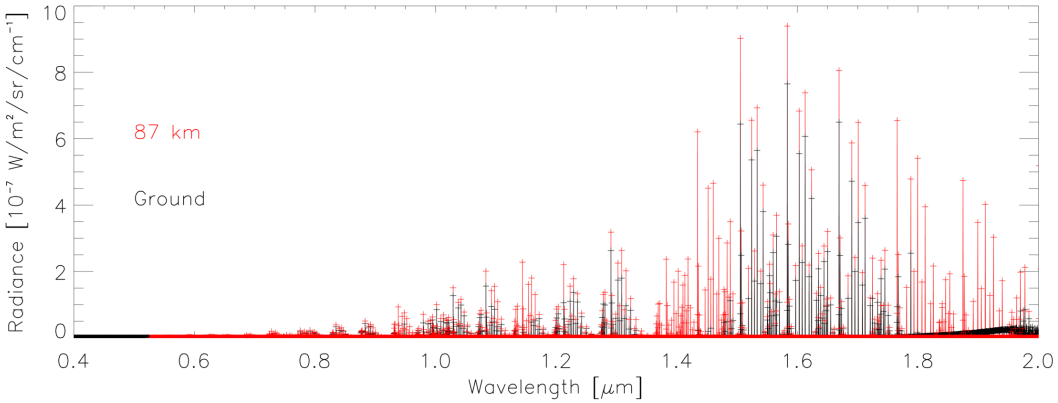


FIGURE 7.15 – Exemple d'un spectre modélisé à haute résolution au niveau du sol (en noir) avec son équivalent modélisé à haute altitude (en rouge), en valeur absolue, pour le 29 mai à Gadanki. La luminosité de la Lune est absente dans ce cas.

La figure de gauche montre l'écart important de l'évolution du rayonnement sans la dynamique (en bleu) par rapport aux autres itérations. En effet, dans le cas normal, le rayonnement augmente durant la nuit pour atteindre son pic vers DoY = 106.1 (LT). L'absence de dynamique (diffusion et marée) conduit à une diminution de la quantité de rayonnement dès le début de la nuit. Ainsi, en valeur relative, l'absence de dynamique conduit à plus de 40% de différence en fin de nuit. La part des marées correspond à la moitié de la différence relative et pique à 20% de différence au moment du maxima de l'itération normale.

Nous observons 3 cas où le VER débute avec une intensité moindre d'environ 20% : l'absence de dynamique, l'absence de chauffage et la température modifiée. Parmi ces 3 cas, l'évolution est similaire au cas normal pour le chauffage et la température modifiée. L'apport de température est donc influent dans l'intensité du VER initial, créant un écart à peu près constant sur l'évolution durant la nuit.

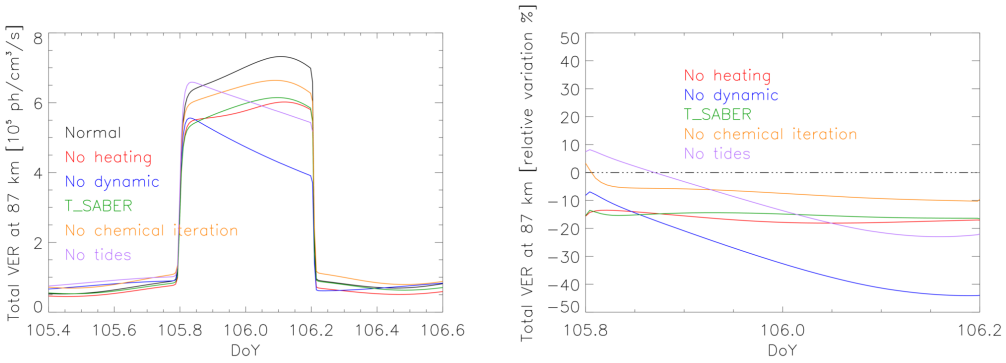


FIGURE 7.16 – Comparaisons de l'évolution du VER total à 87 km d'altitude. En noir correspond l'itération normale, en rouge, en l'absence de chauffage, en bleu, en l'absence de dynamique, en vert, avec la température issue des données SABER et en orange, sans l'itération chimique. La comparaison à gauche est en valeur absolue, et à droite en variation relative par rapport à l'itération normale.

L'évolution du VER peut être différente selon l'altitude observée (figure 7.12). Il est donc naturel de se questionner sur l'évolution du VER au niveau d'altitude correspondant au maximum d'émission. L'altitude du pic d'émission est représenté dans la figure 7.17, à gauche. Durant la nuit, la tendance est au pic d'émission de descendre en altitude de quelques kilomètres. Au départ, il se situe à 88.5 km $\pm$ 0.5 km pour l'ensemble des cas. Il commence à descendre dès minuit heure locale et une différence commence à apparaître dans la seconde partie de nuit où l'on constate que l'absence de dynamique augmente l'altitude du pic. Ainsi, pour le cas sans dynamique, le pic d'émission se situe en fin de nuit à 89.5 km d'altitude, et sans les marées, à 89 km.

Maintenant, nous représentons sur la figure 7.17 (droite) l'évolution du VER à l'altitude du pic d'émission. On retrouve une évolution similaire à la figure 7.16 à la différence que la variation nocturne -l'augmentation du VER- est moins marquée. Les cas où la dynamique et les marées sont absentes voient bien le VER diminuer fortement au cours de la nuit. L'amplitude entre le minimum de la nuit et son maximum est d'environ 30% lorsqu'on regarde à 87 km, mais au niveau du pic d'émission, l'amplitude tombe à 15%.

Sensibilité à l'itération chimique

Nous avons pu remarquer sur les figures précédentes que le modèle sans itération de la résolution chimique se rapproche le plus de la modélisation complète. La différence augmente légèrement au cours de la nuit pour atteindre 10% en fin de nuit. L'itération de la résolution chimique est importante au niveau des moments transitoires (coucher et lever de Soleil) où les réactions de photolyse entrent en jeu ou cessent. En l'occurrence, l'absence de l'itération conduit à une erreur dans l'estimation de la concentration en O_3 et conduit donc à une erreur (inférieure à 10%) dans l'estimation du VER. L'effet est encore plus marqué aux hautes altitudes où les temps de vies des espèces sont plus courts.

Nous vérifions que l'ozone est bien à l'origine de la différence de VER total en observant la variation de concentration en ozone entre les deux itérations (figure 7.18). La variation relative de la concentration en ozone est représentée selon $([O_3]_{normal}$-$[O_3]_{cas})/[O_3]_{normal}$. Le cas normal présente une concentration d'ozone environ 25% plus importante que le cas sans itération de la résolution chimique, et conduit donc à un VER d'environ 10% plus intense.

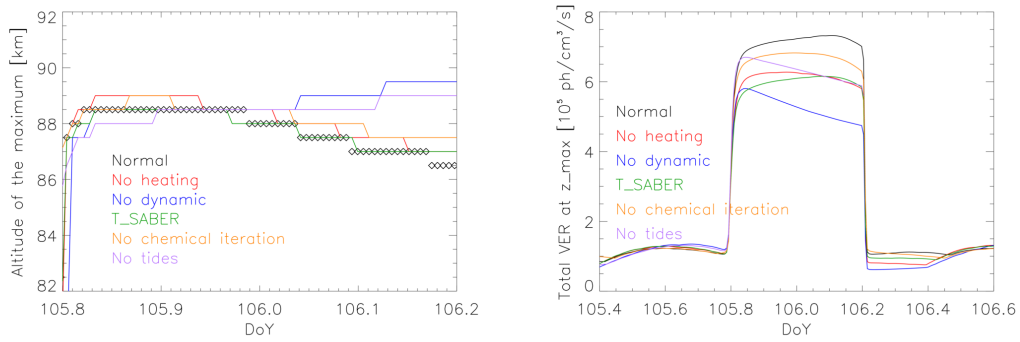


FIGURE 7.17 – À gauche, évolution de l'altitude du pic d'émission selon les différents cas traités. Si au départ le pic se situe à 88.5 km $\pm$ 0.5 km pour l'ensemble des cas, une différence apparait pendant la seconde partie de nuit où on constate que l'absence de marées augmente l'altitude du pic. À droite, comparaison de l'évolution totale du VER à l'altitude du pic d'émission. On retrouve une évolution similaire à la figure 7.16.

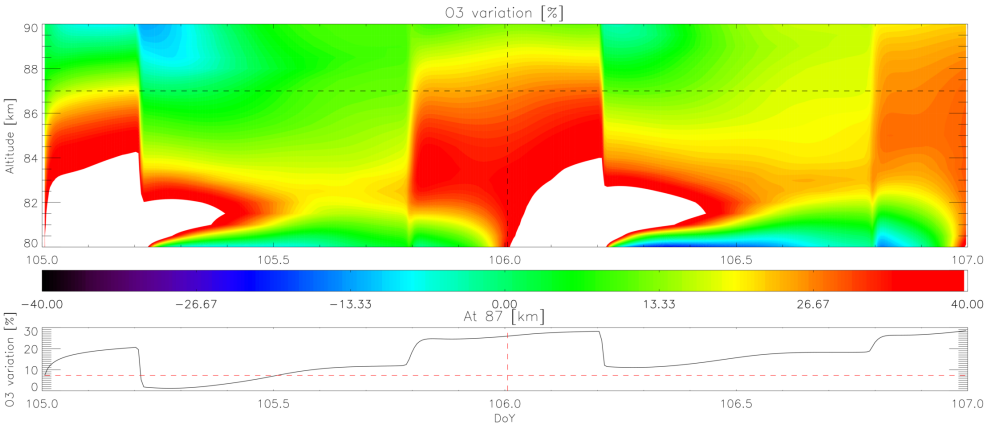


FIGURE 7.18 – Évolution relative de l'ozone entre le modèle normal et sans l'itération de la résolution chimique.

7.2.1 Sensibilité au chauffage

L'action du chauffage dépend de l'altitude comme nous avons pu le voir dans la section 5.3 du chapitre 5. Nous rappelons sur la figure 7.19 le profil vertical du chauffage. Le réchauffement chimique est important au niveau de la couche d'émission du nightglow, ainsi que vers 40 km d'altitude, où ses effets sont contrebalancés par le refroidissement radiatif.

Contrairement à l'itération de la résolution chimique qui tend à se stabiliser, l'apport d'énergie par le biais de la température va faire varier les constantes de réactions et la résolution dynamique en continu. Ainsi, la différence entre l'itération normale et l'itération sans chauffage aura tendance à croître au cours du temps. Il ne faut donc pas oublier que nous nous situons ici sur une itération de 2 jours, et on observe la nuit entre ces deux journées.

La température est le premier élément impacté. Nous en voyons l'effet à haute altitude sur la figure 7.20. De manière analogue à la section précédente, nous avons représenté la variation de température selon (T_{normal}-T_{cas})/T_{normal}. La coupe à 87 km montre que la température croît continuellement avec plus ou moins de rapidité. En effet, la croissance est plus rapide durant la nuit suite au réchauffement chimique. Sur 2 jours, la température augmente de 4%, principalement au dessus de 84 km d'altitude.

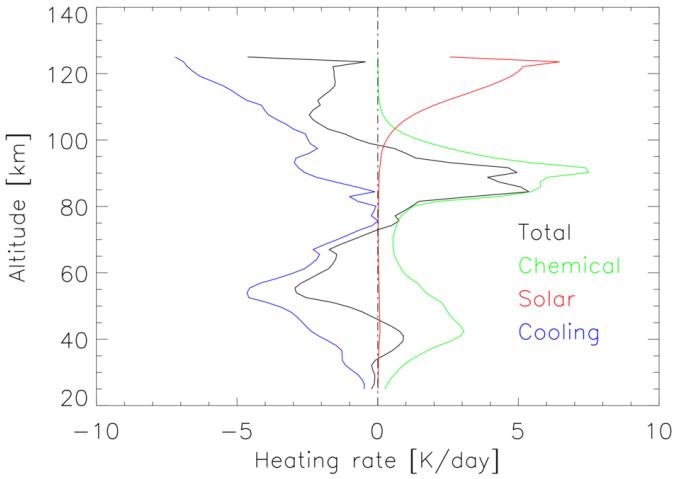


FIGURE 7.19 – Profils des différentes contributions au chauffage selon l'altitude. En vert est représenté le réchauffement induit par les réactions exothermiques, en rouge le réchauffement induit par l'absorption du rayonnement solaire et en bleu le refroidissement radiatif. La somme des contributions est représentée en noir.

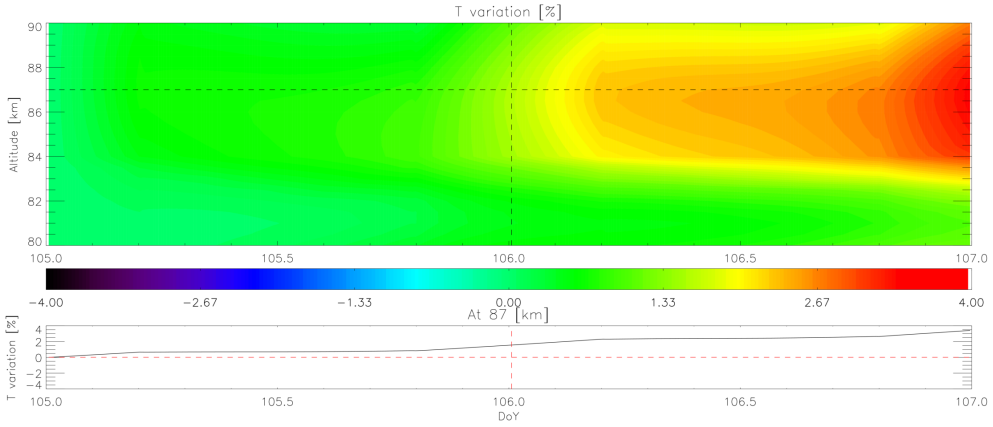


FIGURE 7.20 – Variation relative de température entre le cas de l'itération normale et le cas de l'itération sans chauffage, selon (T_{normal}-T_{cas})/T_{normal}. La variation est de l'ordre de quelques % sur les 2 jours d'itération.

Nous observons à présent l'évolution de la variation relative de l'émission de OH totale (le Volume Emission Rate calculé à partir de tous les VER des différents états vibrationnels). La figure 7.21 correspond à la couche entre 80 et 90 km. La variation observée ne suit pas l'évolution de la variation de température comme on pourrait le penser, malgré le fait que cette variation s'accroit au cours du temps. L'effet sur le VER n'est donc pas direct. Nous recherchons alors la cause avec l'observation de la concentration de l'ozone.

Celle-ci est représentée sur la figure 7.22. Là, la variation de concentration correspond clairement à la variation d'émission observée. On constate alors que l'impact de la température est important pour le système photochimique. Le chauffage conduit donc à des concentrations des espèces différentes, en l'occurrence pour l'ozone, qui contrôle par la suite la concentration des états vibrationnels de OH, et donc de l'intensité du rayonnement nightglow. Globalement, l'absence de chauffage a conduit à une sous-estimation du rayonnement d'environ 18% dans

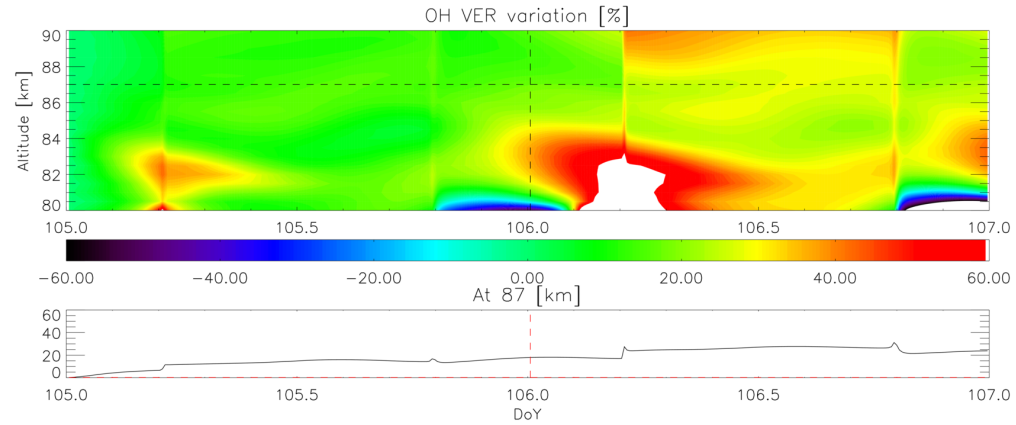


FIGURE 7.21 – Variation relative de l'émission totale de OH^* entre le cas de l'itération normale et le cas de l'itération sans chauffage, selon (VER_{normal}-VER_{cas})/VER_{normal}. L'évolution du VER ne suit pas celle de la température observée dans la figure 7.20.

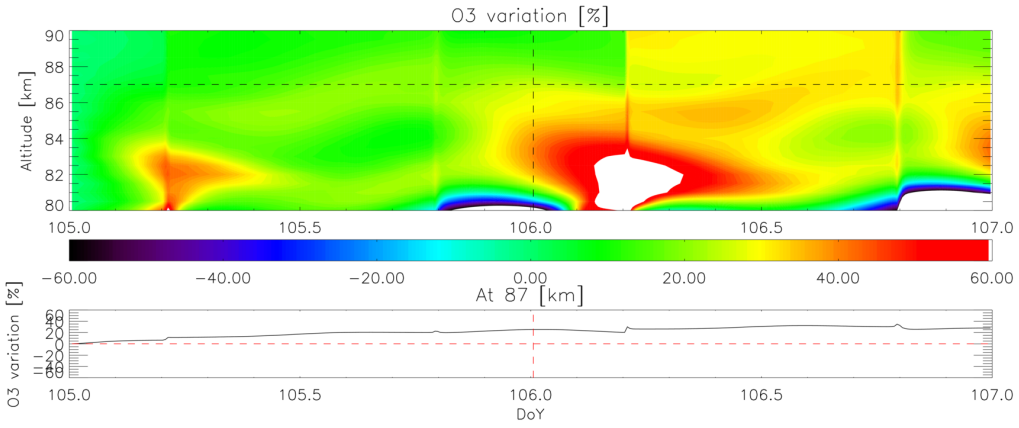


FIGURE 7.22 – Variation relative de O_3 entre le cas de l'itération normale et le cas de l'itération sans chauffage, selon ($[O_3]_{normal}$-$[O_3]_{cas}$)/$[O_3]_{normal}$. On observe ici une correspondance forte entre l'évolution de la concentration de l'ozone et l'évolution du VER (figure 7.21).

cette configuration (figure 7.16, droite).

7.2.2 Sensibilité à la dynamique

La dynamique verticale du modèle inclut la diffusion moléculaire, la diffusion turbulente, l'advection et les marées. Les déplacements de molécules influent directement sur la densité. Nous observons sur la figure 7.23 la variation de la concentration de M, c'est-à-dire des espèces prépondérantes, *spectatrices* O_2, N_2 et H_2 également selon le schéma ($[M]_{normal}$-$[M]_{cas}$)/$[M]_{normal}$. La variation la plus marquée provient de la marée diurne, avec un minimum de -30% en milieu de journée vers 83 km d'altitude, ce qui signifie que la dynamique (en particulier les marées) réduit la densité en milieu de journée et en conséquence, l'augmente durant la nuit.

En se basant sur l'équation d'état, la variation de température doit être opposée à la variation de densité à niveau de pression (donc d'altitude) constant. Cela est vérifié dans notre modèle et visible sur la figure 7.24 qui représente la variation relative de température entre les deux itérations. La température est donc plus forte dans le cas de l'itération normale durant la mi-journée

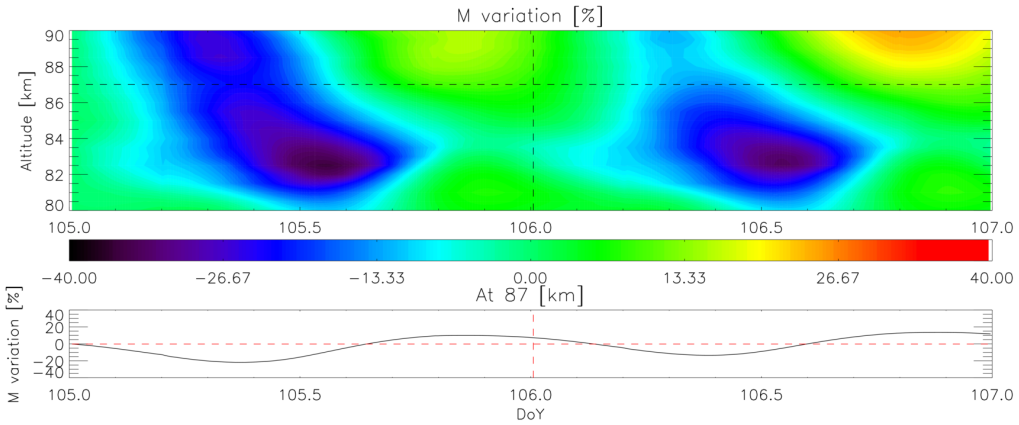


FIGURE 7.23 – Variation relative de la concentration en espèces *spectatrices* M = O_2+H_2+N_2 entre le cas de l'itération normale et le cas de l'itération sans dynamique, selon ($[M]_{normal}$-$[M]_{cas}$)/$[M]_{normal}$. La variation diurne induite par les marées apparaît nettement.

et on observe le schéma de la marée diurne également. Néanmoins, l'intensité de la variation est moindre et se retrouve dans le même ordre de grandeur que la variation de température induite par le chauffage.

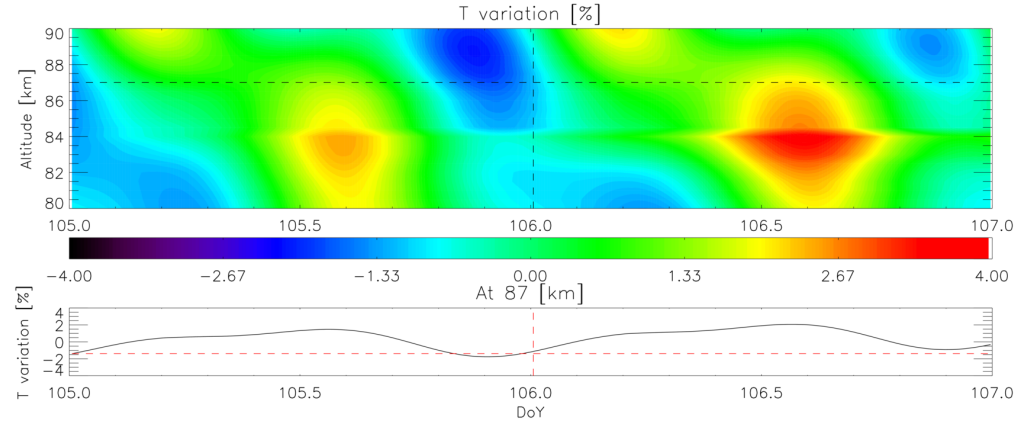


FIGURE 7.24 – Variation relative de température entre le cas de l'itération normale et le cas de l'itération sans dynamique, selon (T_{normal}-T_{cas})/T_{normal}. La variation diurne induite par les marées apparaît également, en opposition de phase par rapport à la densité, représentée dans la figure 7.23.

Nous nous intéressons maintenant à l'évolution du VER total. En premier abord, nous pouvons penser que la variation de densité -donc de concentration- sera assez importante pour entraîner la variation de VER, cependant, comme la figure 7.25 le montre, il existe un décalage entre le moment où la densité est plus forte et le moment où le rayonnement est maximum. Par exemple, à 83 km d'altitude, le maximum de densité se produit vers 21h30 alors que le maximum d'émission se produit vers 2h30. Là également, il est utile de comparer les résultats avec la variation de la concentration de O_3.

Cette dernière est représentée sur la figure 7.26. De manière similaire à la comparaison entre l'itération normale et l'itération sans chauffage, les évolutions de la concentration de O_3 et du VER correspondent bien. Les variations sont situées aux mêmes points d'altitude, aux mêmes instants, et leurs valeurs absolues sont similaires.

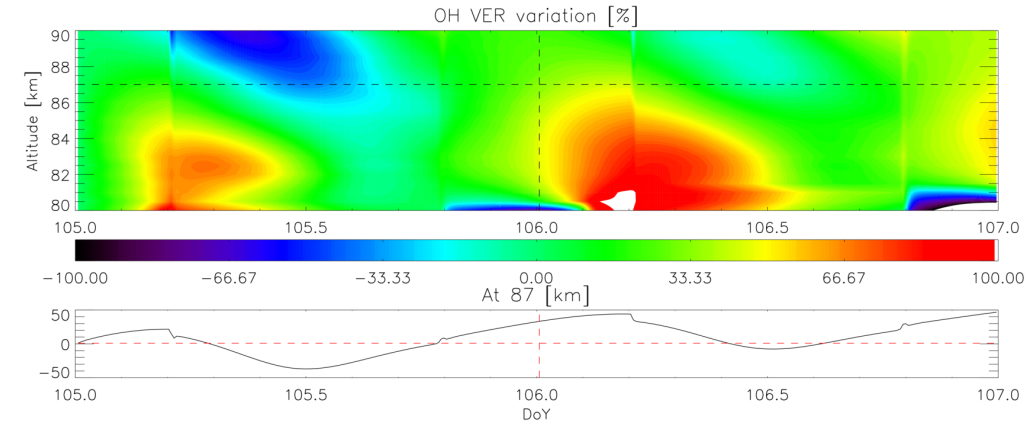


FIGURE 7.25 – Variation relative de l'émission totale de OH^* entre le cas de l'itération normale et le cas de l'itération sans dynamique, selon (VER_{normal}-VER_{cas})/VER_{normal}.

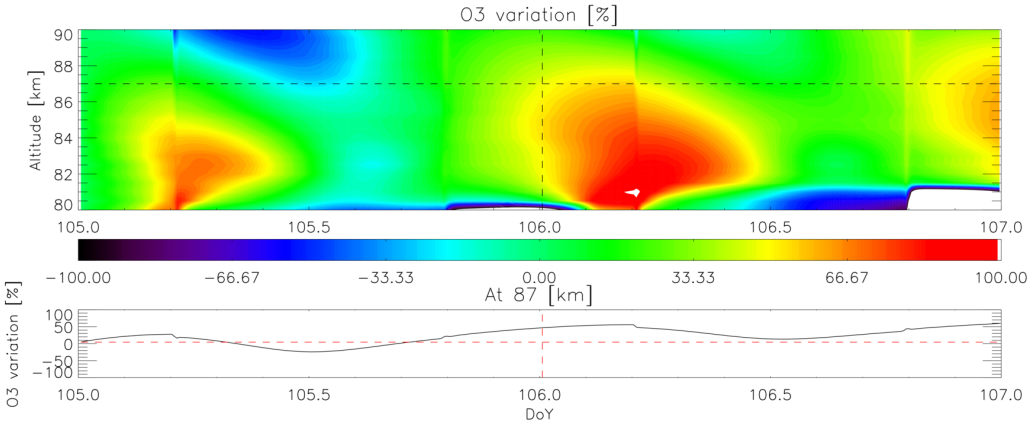


FIGURE 7.26 – Variation relative de O_3 entre le cas de l'itération normale et le cas de l'itération sans dynamique, selon ($[O_3]_{normal}$-$[O_3]_{cas}$)/$[O_3]_{normal}$.

Le VER présente donc la même sensibilité à l'aspect dynamique du modèle qu'à l'aspect du chauffage. Ces deux modules ont pour action d'influencer le système photochimique, en particulier l'ozone, qui conduira les populations des états vibrationnels -et donc le VER- à varier en quantité. La différence est nettement plus marquée pour la dynamique (figure 7.16, droite). Ici, la variation relative va jusqu'à 40%, l'absence de dynamique sous-estimant le VER dans cette configuration.

Sensibilité aux marées

Nous regardons à présent l'impact des marées sur le modèle. Pour cela, nous lançons des itérations où l'amplitude des marées est modifiée. Nous gardons l'itération de base en référence et les autres cas correspondent à

- le cas sans les marées,
- le cas où l'amplitude des marées (en vent et température, diurnes et semi-diurnes) est multipliée par 2,
- le cas où l'amplitude des marées (en vent et température, diurnes et semi-diurnes) est divisée par 2.

Nous conservons également les mêmes phases de variation dans cette section. Pour rappel, les marées sont paramétrisées à l'aide des sorties du modèle Global-Scale Wave Model (GSWM) [Hagan et al., 1999]. Les équations linéarisées de Navier-Stokes fournissent des perturbations en vent et en température globale dans un état d'équilibre. Le modèle prend aussi en compte une climatologie empirique, la densité, le vent zonal, la concentration en ozone, et la dissipation des ondes.

L'évolution du VER à l'altitude du maximum est représentée sur la figure 7.27 (gauche) pour les cas décrits. En noir et en rouge, nous retrouvons respectivement les évolutions dans les cas de l'itération normale et de l'itération sans marées déjà présentées dans la figure 7.17 (droite). En vert, l'itération où l'amplitude des marées est divisée par deux entraîne un VER légèrement supérieur à celui de l'itération sans marées. En bleu, l'amplitude des marées est multipliée par deux et l'effet est très important. Dès le début de la nuit, le VER est supérieur au cas normal et il continue de croître jusqu'à la fin de nuit où il correspond à un peu moins du double de l'émission normale.

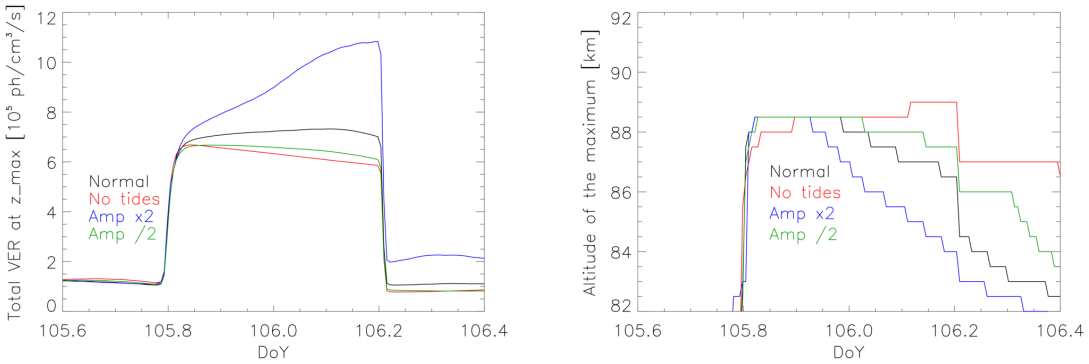


FIGURE 7.27 – À gauche, le VER à l'altitude du maximum pour différents cas. En noir, l'itération normale, en rouge, l'itération sans marées, en vert, l'itération où l'amplitude des marées diurnes et semi-diurnes en vent et température est divisée par 2 et en bleu, où elle est multipliée par 2. À droite, l'altitude du maximum d'émission pour ces différents cas. Sur les deux figures, le cas où l'amplitude des marées est multipliée par 2 se distingue nettement des autres cas.

Nous nous intéressons également à l'altitude du maximum d'émission sur la figure 7.27 (droite), de manière analogue à la figure 7.17 (gauche). Très nettement, l'effet de la marée dont l'amplitude est multipliée par deux va fortement influencer l'altitude du maximum. 3 heures avant le minuit local, l'altitude du pic d'émission va décroître, et passer de 88.5 km à 84 km en fin de nuit.

Pour avoir une meilleure vue de l'effet de la marée, nous représentons le VER dans le cas sans marée dans la figure 7.28. L'émission du nightglow voit son maximum vers 88.5 km durant toute la nuit, et son intensité diminue au cours du temps. La couche conserve également son épaisseur durant la nuit.

Ensuite, nous incluons les marées, dans l'itération normale, et représentées par le VER dans la figure 7.29. Ici, le maximum d'émission ne se produit plus dès le début de la nuit, mais en seconde partie de nuit, vers 87 km d'altitude (figures 7.27). L'intensité globale du VER est plus importante que dans le cas précédent. La couche d'émission perd également en épaisseur durant la nuit.

Maintenant, l'amplitude des marées (en vent et en température, pour les marées diurnes et semi-diurnes) est multipliée par un facteur 2. L'évolution du VER est représentée sur la figure 7.30. L'échelle est plus étendue que pour les cas précédents. On remarque que le maximum

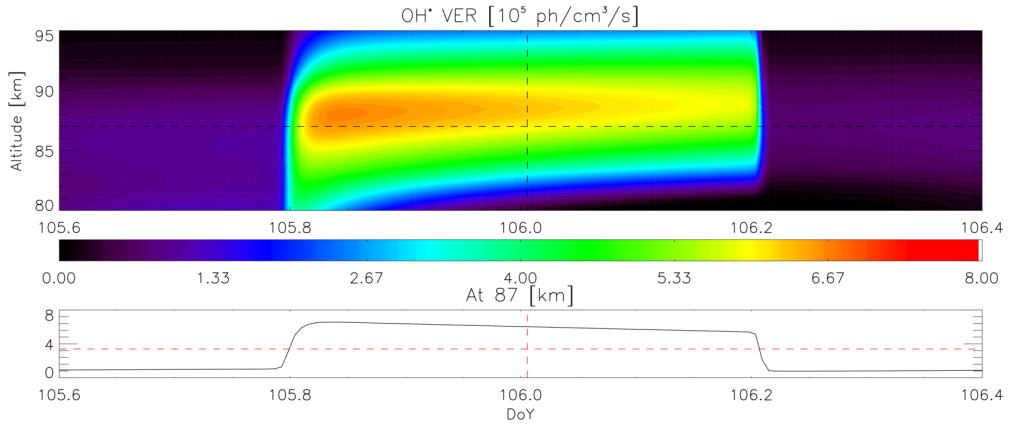


FIGURE 7.28 – Évolution du VER dans l'itération sans marée. Le pic d'émission se produit vers 88.5 km et son intensité décroit au cours du temps. L'épaisseur de couche est également assez stable durant la nuit.

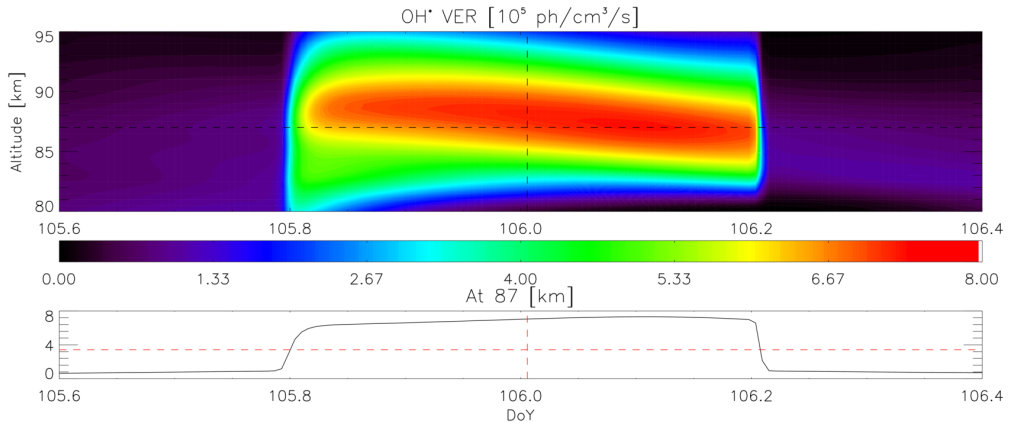


FIGURE 7.29 – Évolution du VER dans l'itération normale, avec les marées. L'altitude du pic d'émission décroit légèrement au cours de la nuit, et son intensité devient maximale en seconde partie de nuit. L'épaisseur de la couche d'émission diminue également au cours de la nuit.

de l'émission arrive en fin de nuit. L'altitude du maximum décroit également fortement durant la nuit. On note enfin que l'épaisseur de couche est nettement plus petite en fin de nuit, la couche se contracte sous l'effet des marées, ce qui accentue l'intensité du rayonnement.

Les marées agissent donc fortement sur l'évolution du VER. Nous avons distingué dans cette section plusieurs impacts, sur :

- l'instant où se produira le maximum d'émission durant la nuit (figure 7.27),
- la variation de l'épaisseur de couche durant la nuit (figure 7.30),
- la variation de l'altitude du pic d'émission (figures 7.27 et 7.30).

Bilan de la sensibilité du rayonnement

Nous avons dans cette section estimé l'impact des différents modules sur l'évolution du rayonnement nightglow. Pour une évolution similaire, l'impact du module d'itération chimique agit sur la concentration en ozone, et donc sur le niveau d'intensité du rayonnement. Il n'agit cependant pas sur l'évolution de l'intensité au cours de la nuit. Il en est de même pour l'itération où la température est modifiée et pour celle où le chauffage est absent. L'action de la tempé-

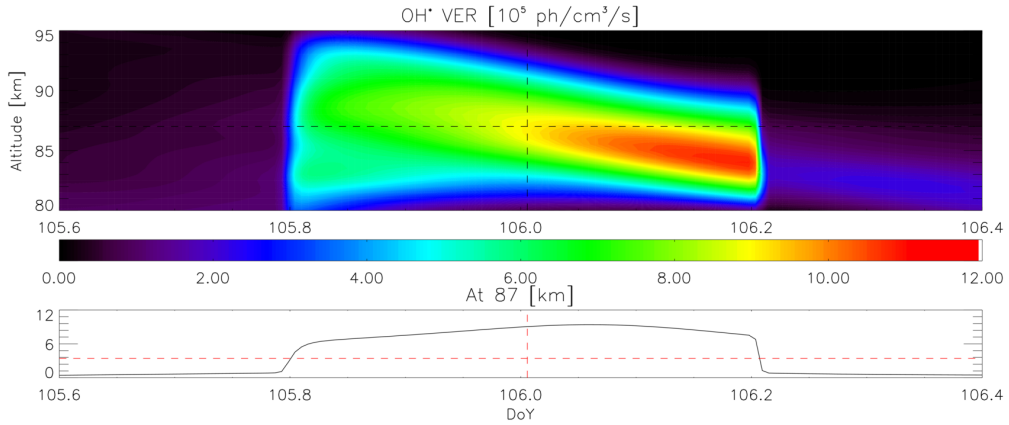


FIGURE 7.30 – Évolution du VER dans l'itération où l'amplitude des marées (en vent et température, pour les marées diurnes et semi-diurnes) ont été multipliée par 2. Attention, l'échelle des couleurs est plus étendue que pour les figures précédentes. Très nettement, le pic d'émission se trouve en fin de nuit. L'épaisseur de la couche se réduit considérablement par rapport aux autres cas et l'intensité maximale est également plus élevée.

rature se fait donc sur la résolution chimique conduisant à la concentration d'ozone, et donc à l'intensité du rayonnement.

La dynamique influence la densité et la température. Ainsi, la couche d'émission du nightglow va être conditionnée en particulier par les marées. Certains critères comme l'épaisseur de couche, l'instant et l'altitude du pic d'émission vont être fortement impactés, de manière plus importante que par le chauffage ou l'itération chimique.

7.3 Confrontations aux données observationnelles

Nous allons à présent comparer les sorties du modèle aux différentes campagnes de mesures effectuées durant ma thèse et décrites dans le chapitre 4, ainsi qu'aux données observationnelles GOMOS (chapitre 3). Le modèle 1D est couplé au modèle RAYJN pour estimer le spectre observé au niveau du sol, pour chaque intervalle de temps où le modèle émet une sortie spectrale à haute altitude.

7.3.1 Évolution du rayonnement au niveau du sol

L'ONERA a effectué plusieurs campagnes de mesures, dont certaines auxquelles j'ai participé. L'évolution du rayonnement au niveau du sol est représentée sur la figure 7.31 pour différentes nuits d'observations, localisées à La Silla au Chili, au Pic du Midi, à Gadanki en Inde, à Vouziers ou encore à l'Observatoire de Haute Provence (OHP).

La luminance mesurée est intégrée entre 0.9 et 1.7 μm, ce qui correspond à l'intervalle spectral des caméras InGaAs (voir figure 7.32). Le niveau varie entre 5×10^{13} ph/m^2/sr/s et 8×10^{14} ph/m^2/sr/s. La tendance majoritaire est à la décroissance du rayonnement au cours de la nuit. La seconde partie de nuit observe une remontée du niveau de luminance pour quelques nuits. D'autres présentent une évolution assez différente, comme un pic en milieu de nuit pour l'observation à l'OHP et à La Silla le 26 juin 2011.

À titre de comparaison avec notre modèle, nous présentons l'évolution vue depuis le sol du rayonnement nightglow modélisé pour l'itération du 15 avril 2014 sur la figure 7.33. Sur la figure de gauche, le rayonnement subit une forte hausse de 4 ordres de grandeur qui correspond

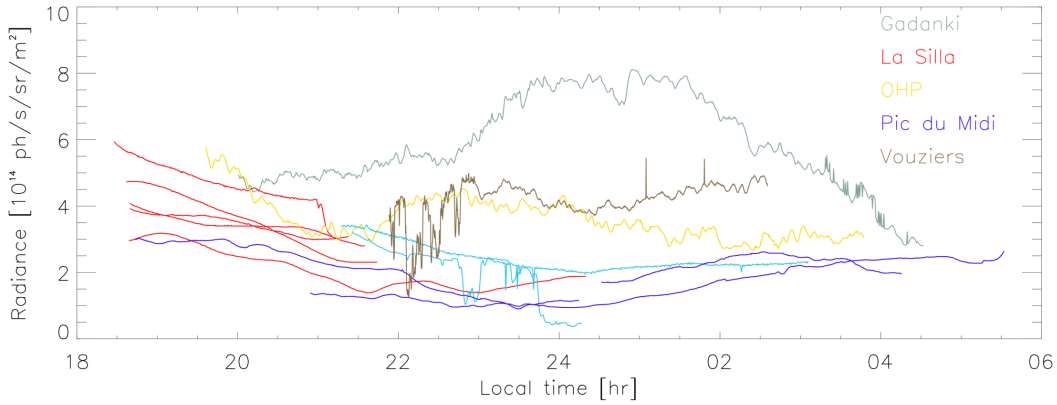


FIGURE 7.31 – Évolution temporelle des luminances mesurées au zénith intégrées entre 0.9 et 1.7 μm, pour différentes campagnes de mesures, situées à Gadanki, La Silla, au Pic du Midi, à l'OHP et à Vouziers.

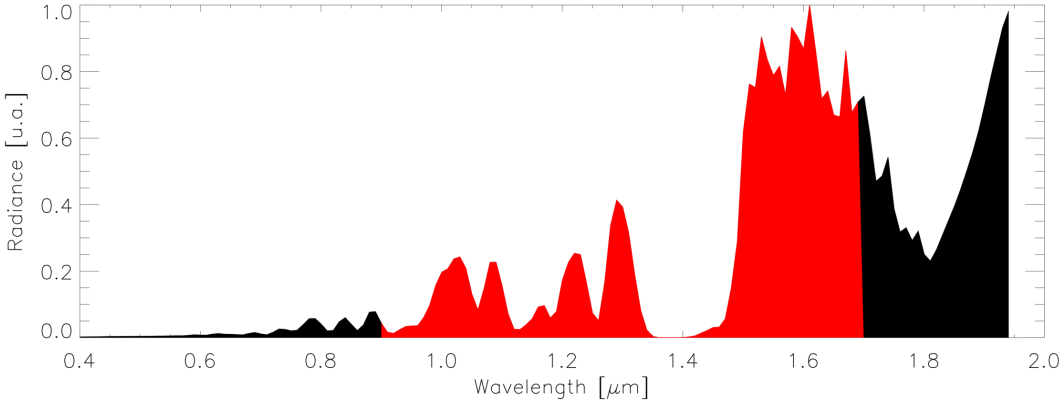


FIGURE 7.32 – Modélisation du spectre calculé au sol à Gadanki le 29 mai 2014 (voir figure 7.15) avec en rouge, la bande spectrale intégrée par les caméras InGaAs.

au lever de la Lune. Pour une meilleure visibilité, l'évolution entre 0 et 8×10^{14} ph/m^2/sr/s est représentée sur la figure de droite. Le niveau de luminance calculé au sol par le modèle correspond très bien aux observations. De 4×10^{14} ph/m^2/sr/s, la luminance décroit durant la nuit pour atteindre environ 2×10^{14} ph/m^2/sr/s lorsque la Lune pollue la luminance entre 0.9 et 1.7 μm.

Nous allons à présent utiliser le modèle sur les nuits d'observations pour une comparaison non polluée par la Lune (tableau 7.1).

Campagne à l'OHP

La nuit utilisée pour la comparaison avec le modèle est la nuit du 28 mars 2014 (représentée en vert foncé sur la figure 7.31). L'observation faite avec une caméra InGaAs voit le rayonnement diminuer à partir de 4×10^{14} ph/m^2/sr/s jusqu'à 2×10^{14} ph/m^2/sr/s peu avant 22 heures, heure locale, pour ensuite remonter à 3×10^{14} ph/m^2/sr/s. Ensuite, peu après le minuit local, la luminance décroit jusqu'à la fin de nuit avec un plateau subsistant durant 2 heures. Cette évolution est assez bruitée, avec des ondulations pouvant provenir de systèmes d'ondes de gravité.

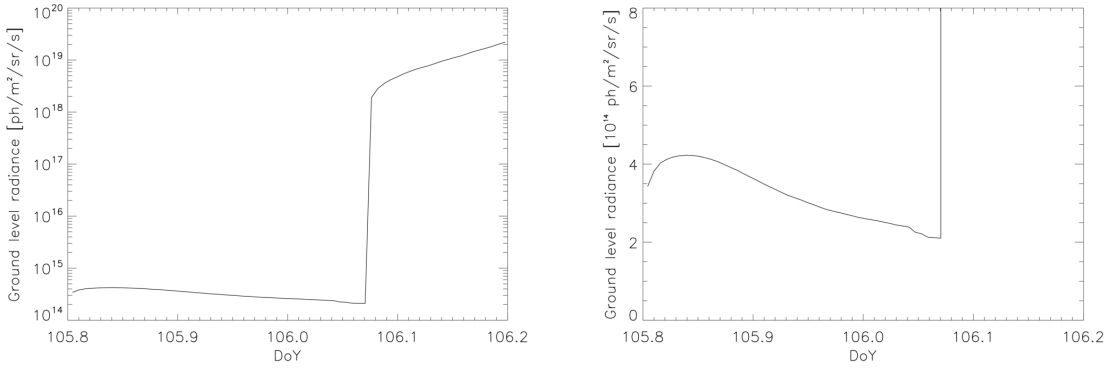


FIGURE 7.33 – Évolution de la luminance pour la nuit du 15 avril. La hausse de 4 ordres de grandeur est due au lever de la Lune. À droite, l'échelle est comprise entre 0 et 8×10^{14} ph/m^2/sr/s pour une meilleure visibilité de l'évolution du rayonnement.

Lieu	Latitude	Longitude	Date	DoY
OHP	43.93	-5.71	28 mars 2014	86
Gadanki	13.46	79.18	29 mai 2014	147

TABLE 7.1 – Les 2 cas de campagnes de mesures sans Lune faites par l'ONERA et comparées au modèle.

Nous la comparons à présent avec la sortie du modèle (figure 7.34).

L'évolution du rayonnement au niveau du sol modélisée est moins variable. La luminance commence à croître dès le début de la nuit autour de 2×10^{14} ph/m^2/sr/s, pour atteindre son maximum à 2.5×10^{14} ph/m^2/sr/s vers le minuit local. Ensuite, vient une diminution du rayonnement jusqu'à moins de 1×10^{14} ph/m^2/sr/s. On constate en premier abord que le rayonnement modélisé est plus faible que l'observation (de moitié en début de nuit) mais s'en rapproche en cours de nuit, jusqu'à présenter moins de 10% de différence (vers 1h40 LT). L'évolution est assez différente également en début de nuit. Là où l'observation diminue, le modèle prédit une augmentation douce du signal. Le plateau en milieu de nuit suivi de la diminution de rayonnement se suit sur l'observation ainsi que sur le modèle. Les variations de l'observation peuvent être la marque de marées terdiurnes non prises en compte dans le modèle qui, combinées aux marées diurnes et semi-diurnes, ont la possibilité de conduire à ces observations.

Afin de vérifier l'hypothèse d'une marée non prise en compte, nous regardons la variable température. L'OHP dispose d'un spectromètre GRIPS (pour *GRound-based Infrared P-branch Spectrometer*), appartenant au réseau NDMC, qui permet l'observation de la température au niveau de la couche d'émission du nightglow. Pour ce faire, il suffit de mesurer l'intensité de deux raies provenant du même état vibrationnel v', mais d'un état rotationnel différent (J' et J''). Le rapport des intensités s'écrit selon

$$\frac{I_{(J',v')}}{I_{(J'',v')}} = \frac{A_{(J',\nu')}2(2J'+1)\exp\left(-\frac{F(v',J')hc}{k_BT}\right)}{A_{(J'',\nu')}2(2J''+1)\exp\left(-\frac{F(v',J''')hc}{k_BT}\right)} \tag{7.2}$$

avec

- $I_{(J',v'\to J'',v'')}$, intensité de la transition $J', v' \to J'', v''$, en *ph/cm^3/s*,
- $A_{(J'',\nu'\leftarrow J',\nu')}$, coefficient d'Einstein $J'', \nu' \leftarrow J', \nu'$, en */s*,
- $F(v', J')$, énergie rotationnelle, en */cm*,

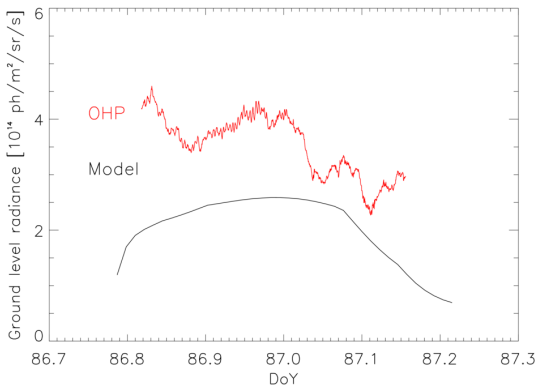


FIGURE 7.34 – Évolution de la luminance observée au sol durant la nuit du 28 mars 2014 à l'OHP. En rouge, l'observation à l'aide d'une caméra InGaAs et en noir, d'après le modèle.

- h, C^te de *Planck*, en $J \cdot s$,
- c, vitesse de la lumière, en *m/s*,
- k_B, C^te de *Boltzmann*, en *J/K*,
- T, température cinétique, en *K*.

Pour plus de lisibilité, les états d'arrivée (v,J) ne sont pas indiqués. La méthode complète est décrite dans l'annexe C.8. La température étant identique pour les deux états rotationnels, elle est ensuite isolée.

Nous utilisons le spectre au niveau du sol, non convolué pour mesurer les intensités des branches P1(2) et P1(3) (figure 7.35, gauche) et ainsi estimer la température. Le spectre ici correspond à 00h09. Le résultat est présenté sur la figure 7.35 à droite en rouge, auquel a été superposé les données en température observées par l'instrument GRIPS, en noir. D'après l'observation, la température dans la couche du nightglow suit une évolution de type sinusoïdale, avec un premier maximum vers 23 h LT et le second vers 4 h LT. Les minima se trouvent vers 21 h et 2 h. La température modélisée suit bien la première diminution de température, ainsi que la remontée entre 2 h et 4 h du matin. Très nettement, le maximum vers 23h LT est absent du modèle, ce qui conforte l'idée d'une marée de période plus courte (ter-diurne) non prise en compte dans la modélisation.

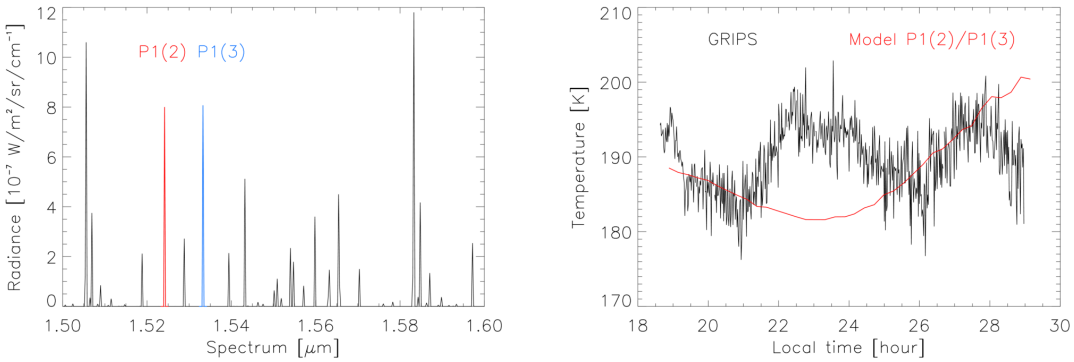


FIGURE 7.35 – À gauche, exemple de spectre utilisé pour estimer la température en opérant le rapport de deux raies d'émissions, ici P1(2) et P1(3). À droite, évolution de la température de la couche du nightglow observée par l'instrument GRIPS en noir, et d'après le modèle en rouge.

Campagne à Gadanki

La nuit du 29 mai 2014 a été étudiée en détail dans la section 4.3 du chapitre 4. L'observation par une caméra InGaAs (figure 7.36, en rouge) montre que l'intensité du rayonnement débute à 4×10^{14} ph/m^2/sr/s, puis il s'intensifie pour atteindre un plateau à 8×10^{14} ph/m^2/sr/s peu avant minuit. Enfin, il entame une diminution dès 2 h LT pour terminer avec une intensité à 3×10^{14} ph/m^2/sr/s.

L'évolution du rayonnement par le modèle est représentée en noir sur la figure 7.36 et présente de nombreuses différences avec l'observation. Tout d'abord, le rayonnement augmente légèrement pour atteindre un plateau à 2.5×10^{14} ph/m^2/sr/s qu'il conservera jusqu'à minuit LT. Il entame ensuite une légère décroissance pour atteindre 0.5×10^{14} ph/m^2/sr/s en toute fin de nuit.

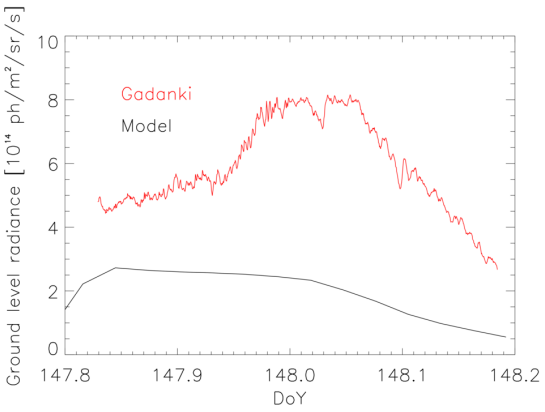


FIGURE 7.36 – Évolution de la luminance observée au sol durant la nuit du 29 mai 2014 à Gadanki. En rouge, l'observation à l'aide d'une caméra InGaAs et en noir, d'après le modèle. Les évolutions ainsi que les niveaux d'intensité diffèrent notablement.

Nous avons ici une forte différence au niveau de l'intensité du signal. Le rayonnement modélisé ne dépasse par 3×10^{14} ph/m^2/sr/s alors que l'observation nous montre un pic à 8×10^{14} ph/m^2/sr/s. L'évolution diffère également, avec une hausse observée entre 23 h et 2 h LT non modélisée. Clairement, le modèle est insuffisant pour représenter l'évolution du rayonnement durant la nuit du 29 mai 2014. L'imageur SWIR a permis l'observation de nombreux systèmes d'ondes de gravité durant la nuit en question. Nous allons à présent introduire la modélisation du phénomène dans le but de retrouver l'évolution du rayonnement observé.

7.3.2 Intégration d'ondes de gravité

Pour rappel (section 1.1.3), les ondes de gravité (GW pour *Gravity Wave*) correspondent à des variations de pression atmosphériques entraînant des mouvements de masses d'air. Il existe plusieurs sources possibles, comme l'orographie (le relief), les courants jet, la convection atmosphérique ou les orages. Nous allons tout d'abord introduire une onde de gravité dans notre modèle photochimique 0D afin d'observer l'impact sur le rayonnement, puis nous étendons la représentation au modèle 1D sur Gadanki.

Dans le module photochimique 0D

Dans le cadre du modèle photochimique 0D, il s'agit de faire varier la température et/ou la densité afin d'observer l'impact sur la quantité de rayonnement émis. La réponse de la densité

ρ du milieu en fonction de la température T se base sur l'équation d'état (B.8) :

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = -\frac{\Delta T}{T} \tag{7.3}$$

Pour tester la sensibilité du système, nous appliquons en premier abord une variation de 5 K sur la température de la boîte 0D, qui est de 180 K. La variation est donc d'environ 2.8%. La période de la perturbation est imposée à 5 minutes. Nous voyons sur la figure 7.37 (à gauche) la variation de température en noir. Au bout de 7 périodes, nous cessons la perturbation. En rouge, nous observons la variation de la densité, qui est nulle dans ce premier cas. L'impact de la variation de la température est représenté en bleu. Nous constatons que l'augmentation de température entraîne une augmentation de l'intensité du rayonnement, et ce, jusqu'à 7% pour une variation de la température de 2.8%. Nous notons également un léger temps nécessaire au système pour retourner dans l'état initial.

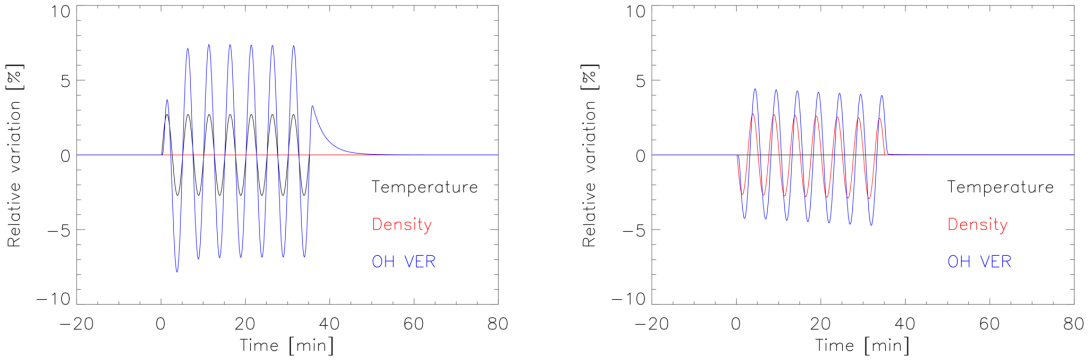


FIGURE 7.37 – Variations relatives du VER en réponse à une variation de température et de densité. À gauche, seule la température varie, et à droite, seule la densité varie. Dans les deux cas, le VER suit l'observable qui varie, avec plus d'intensité pour la température.

Nous inversons à présent les rôles. La variation de 2.8% est appliquée à la densité, en conservant la température constante (figures 7.37). La variation observée de VER est légèrement décalée en phase avec la variation de densité. L'amplitude de variation est ici moindre, d'environ 4%. Aucun temps n'est nécessaire pour retourner à l'état initial après la coupure de la perturbation.

Enfin, la variation est appliquée pour la température ainsi que pour la densité, en opposition de phase selon l'expression 7.3, comme nous pouvons le voir sur la figure 7.38. La variation du VER est guidée par la variation de la température. L'amplitude de variation du VER est moins importante que dans le cas de la variation de la température seule. On observe également le léger décalage entre la densité et le rayonnement, ainsi que le temps nécessaire au système pour retourner dans le cas initial.

Dans cet exemple, nous avons vu que la variation de température semble conduire la variation du VER. Nous pouvons citer Pautet et al. [2014] pour une observation similaire à partir d'une cartographie spatiale de la température et de l'intensité du nightglow à haute altitude. De plus, le décalage induit par la variation de température nous rappelle au test de sensibilité à la dynamique dans la section précédente, où le maximum de variation du VER était décalé par rapport aux maxima de température et densité.

Enfin, il faut bien conserver en mémoire que le test est ici effectué pour une amplitude de variation de 2.8% et une période de 5 minutes. Il serait intéressant d'effectuer ces tests pour une large gamme d'amplitude de variations, ainsi qu'une large gamme de périodes.

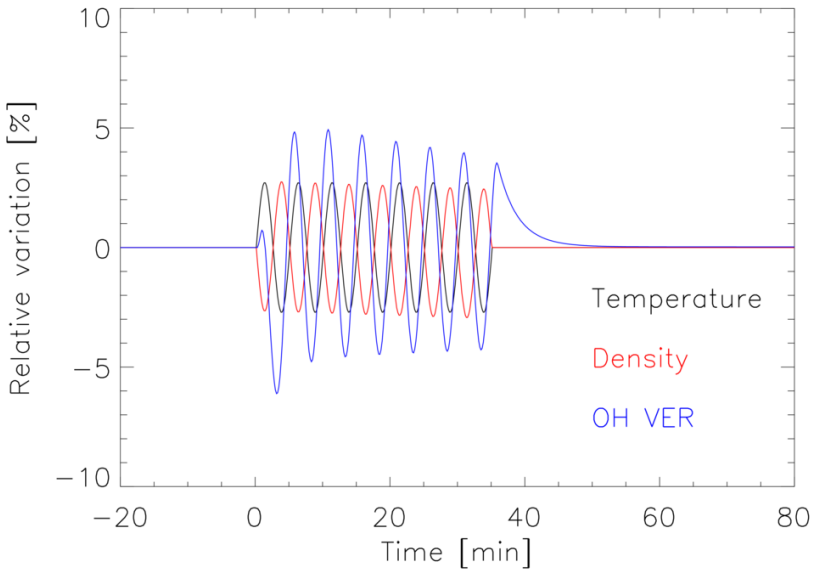


FIGURE 7.38 – Variations relatives du VER en réponse à une variation de température et de densité en opposition de phase. L'évolution du VER est dictée par la variation de température et la variation de densité provoque un léger décalage de phase.

Dans le modèle dynamique 1D

Pour traduire une onde de gravité dans un milieu vertical, nous nous basons sur la formulation utilisée par Swenson and Gardner [1998] ou encore Faivre et al. [2003]. L'expression de la densité ρ' prend la forme suivante :

$$\rho' = \rho_u \left(1 + \epsilon e^{\beta|z-z_{OH}|} \cos(\omega t - \vec{k}\vec{x} + m(z - z_{OH}))\right) \tag{7.4}$$

avec

- ρ_u, densité non perturbée en *molécules/cm*^{3},
- z_{OH}, altitude centrée de la couche OH en *m*,
- $m = 2\pi/\lambda_z$, avec λ_z la longueur d'onde verticale, en *m*,
- $\vec{k}$, nombre d'onde horizontal, en */m*,
- $\vec{x}$, position du point, en *m*,
- $\omega = 2\pi/T$, avec T la période, en *s*,
- $\beta = (2H)^{-1}$, avec H la hauteur d'échelle, en *m*,
- ϵ, amplitude de l'onde, en %.

Le facteur d'amortissement β caractérise la croissance de l'amplitude de l'onde. Ainsi, $\beta = 0$ correspond au cas où une onde se propage librement, avec l'amplitude de l'onde qui croît exponentiellement. $\beta = 1$ représente le cas d'une onde saturée, dont l'amplitude reste inchangée avec l'altitude. Enfin, $\beta > 1$ correspond à une onde fortement amortie, où l'amplitude décroît avec l'altitude. Par exemple, Swenson et al. [2003] ont observé par LIDAR des ondes fortement saturées pour des périodes très courtes, inférieures à 30 minutes.

Il est utile de mentionner un paramètre, appelé *CF* pour *Cancellation Factor*, introduit par Swenson and Gardner [1998] qui décrit l'effet d'annulation. À cause de l'épaisseur finie de la couche d'émission OH, une annulation de la visibilité de l'onde de gravité peut se dérouler pour les ondes dont la longueur d'onde verticale est d'un ordre de grandeur égal ou inférieur à l'épaisseur de la couche [Vargas et al., 2007]. Ce facteur s'applique aussi bien à l'intensité

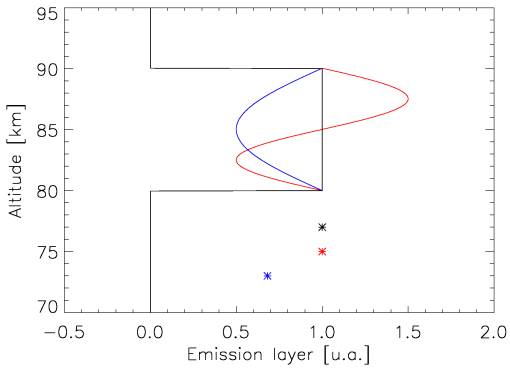


FIGURE 7.39 – Représentation du facteur d'annulation sur une couche d'émission simplifiée. Si l'épaisseur de couche est n fois la longueur d'onde verticale de l'onde de gravité (n entier), la variation du signal perçu depuis le sol ne sera pas visible.

qu'à la température et est défini comme le rapport de l'amplitude de l'intensité du rayonnement nightglow (ou de la température) par l'amplitude de l'onde de gravité. Par exemple, nous représentons une couche d'émission simplifiée (en noir) sur la figure 7.39. Si l'onde possède une longueur d'onde verticale identique à l'épaisseur de couche (en rouge), l'intensité vue du sol sera identique au cas sans onde. En bleu est représenté un cas où l'onde possède une longueur d'onde égale au double de l'épaisseur de couche.

Dans notre cas, les données fournies par le MLTP (*Mesosphere Lower Thermosphere Photometer*) à Gadanki nous permettent d'identifier les amplitudes de perturbations en température ainsi que les périodes correspondantes dans le modèle. Pour remonter à la longueur d'onde verticale, nous utilisons la relation de dispersion [Hines, 1960] qui relie la fréquence ω, le nombre d'onde vertical m et le nombre d'onde horizontal k :

$$\omega = \pm N \sqrt{\frac{k^2 + l^2}{m^2 + \frac{1}{4H^2}}} \tag{7.5}$$

avec

- N, la fréquence de Brünt-Väisälä, en */s*,
- l, nombre d'onde orthogonal, en *1/m*,
- H, la hauteur d'échelle, en *m*.

Nous considérons le cas d'ondes planes, avec une période infinie sur l'axe orthogonal à l'axe observé, on suppose donc l=0. La fréquence de Brünt-Väisälä N est souvent utilisée pour caractériser les ondes de gravité. Il s'agit de la fréquence d'oscillation d'une parcelle d'air. Elle s'écrit selon :

$$N^2 = \frac{g}{T}\left(\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}z} + \frac{g}{C_p}\right) \tag{7.6}$$

avec

- N, la fréquence de Brünt-Väisälä, en */s*,
- g, l'accélération de la pesanteur, en *m/s*^{2},
- T, température, en *K*,
- C_p, capacité calorifique de l'air, en *J/K/kg*.

Pour une atmosphère isothermale, la fréquence de Brünt-Väisäilä est d'environ 0.02 s^{-1}, ce qui conduit à une période de flottaison ($2\pi/N$) d'environ 5 min dans la mésosphère. Dans la troposphère, la période est d'environ 8 minutes et sur la couche limite de l'ordre de la minute.

D'après les observations effectuées avec les caméras le 29 mai à Gadanki (figure 4.22), les périodes des ondes de gravité mesurées sur les images, de 1 h, 1.5 h et 2 h présentent les

perturbations les plus fortes. En température, il s'agit des périodes de 2 h et 3 h. L'analyse DFT montre une prédominance de l'action des périodes de 1.5 et 3 h sur l'intensité (jusqu'à 40%) alors que la période de 2 h est moitié moins forte. Nous introduisons ces perturbations dans le modèle environ 2 heures avant le minuit local.

Nous observons sur la figure 7.40 la variation de la densité par rapport au cas où les ondes de gravité ne sont pas introduites selon ($[M]_{normal}$-$[M]_{GW}$)/$[M]_{normal}$. L'amplitude de variation maximale est d'environ 4%. À 87 km d'altitude, nous observons l'apparition d'une onde et demie avec une période de 2h. Le pic positif vers minuit indique que la densité est moins importante dans le cas du modèle avec les ondes de gravité.

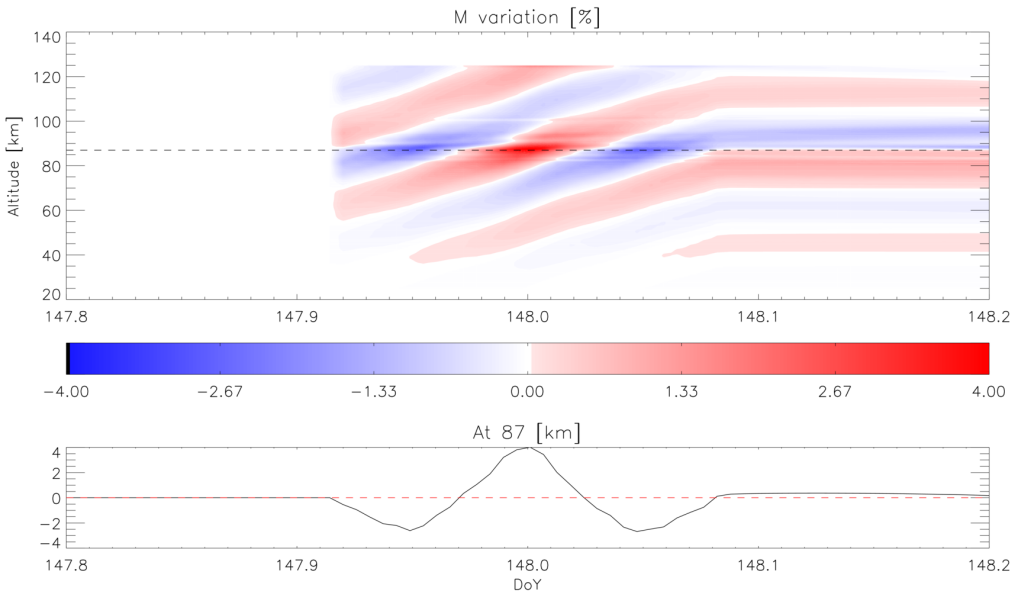


FIGURE 7.40 – Variation relative de la concentration en espèces *spectatrices* M = O_2+H_2+N_2 entre le cas de l'itération normale et le cas de l'itération avec GW, selon ($[M]_{normal}$-$[M]_{GW}$)/$[M]_{normal}$.

Nous vérifions que la variation de température est en opposition de phase par rapport à la densité (figure 7.41). Le maximum de l'amplitude de variation est également d'environ 4%. On constate également que la variation est maximale au niveau de la couche de OH. En effet, Lindzen [1981] explique que l'onde se brise vers 85 km, traduit dans l'équation 7.4 par le facteur $e^{\beta|z-z_{OH}|}$. Lorsque $z > z_{OH}$, le facteur décroit de nouveau, créant donc un maximum d'amplitude de variation à z_{OH}.

Nous observons maintenant l'impact sur le Volume Emission Rate émis par tous les états vibrationnels de OH^* (figure 7.42). Au niveau de la couche d'émission, la variation de l'intensité vérifie la variation de la densité, contrairement à ce qui a été établi dans le modèle photochimique 0D. Cela peut s'expliquer par la période des ondes de gravité principales, beaucoup plus longues (1 h, 1.5 h et 2 h) contre 5 minutes dans le test 0D. L'amplitude de variation est assez importante, jusqu'à 15% mais dans ce cas, elle n'observe pas de retard ou décalage temporel vis à vis de la densité.

Enfin, le spectre transmis au sol nous permet de remonter à l'évolution du rayonnement durant la nuit, avec le systèmes d'ondes de gravité ajouté. La figure 7.43 nous montre que malgré l'implémentation des ondes de gravité dans le modèle, celui-ci ne permet pas de retrouver l'évolution observée à l'aide des instruments. L'ajout des ondes de gravité module légèrement l'intensité du rayonnement modélisé au niveau du sol, mais cette modulation n'est pas assez

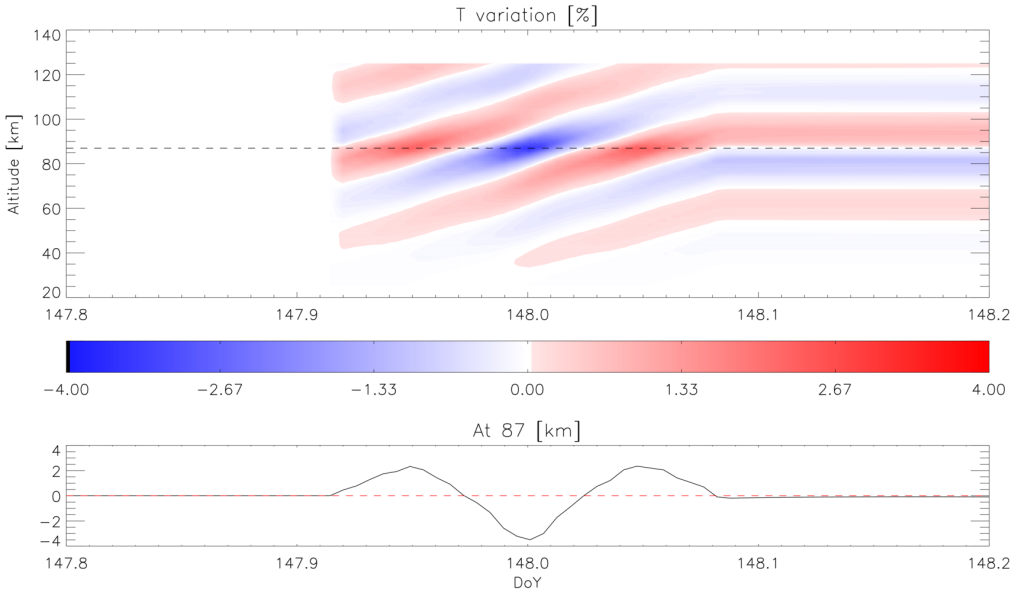


FIGURE 7.41 – Variation relative de la température entre le cas de l'itération normale et le cas de l'itération avec GW, selon (T_{normal}-T_{GW})/T_{normal}. La variation est en opposition à celle de la densité (figure 7.40).

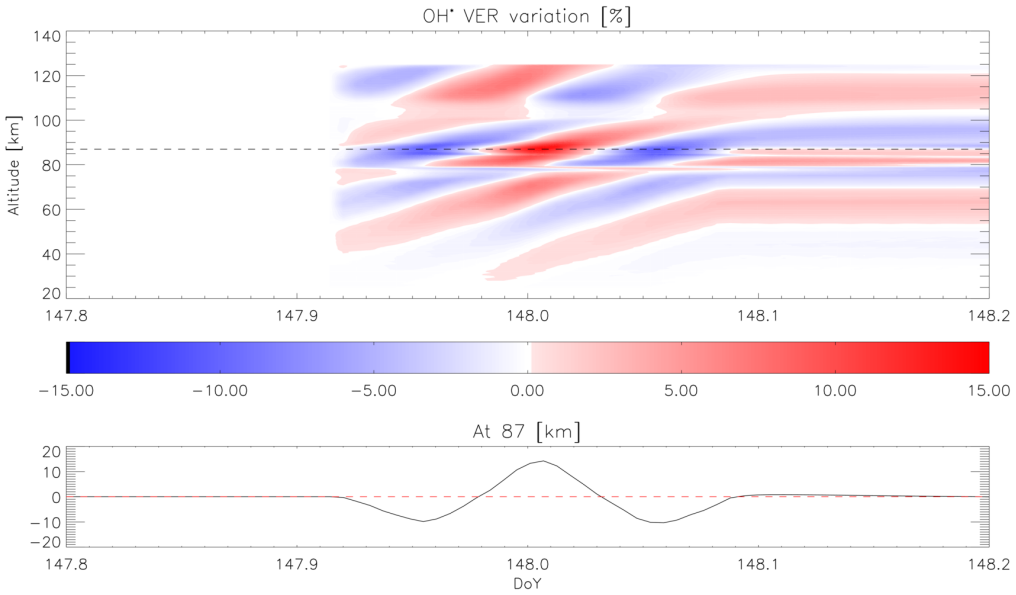


FIGURE 7.42 – Variation relative du VER émis par OH* entre le cas de l'itération normale et le cas de l'itération avec GW, selon (VER_{normal}-VER_{GW})/VER_{normal}.

forte pour expliquer la hausse de rayonnement observé. L'amplitude de variation est attenuée par le CF (Cancellation Factor) décrit précédemment, au cours de l'intégration sur la ligne de visée pour obtenir le rayonnement au niveau du sol.

Nous supposons qu'ajouter une variation de la température et de la densité au modèle pour traduire l'action des ondes de gravité n'est pas suffisant. Plusieurs pistes peuvent être envisagées dans de futurs travaux. L'une d'elles serait d'utiliser une paramétrisation différente, comme

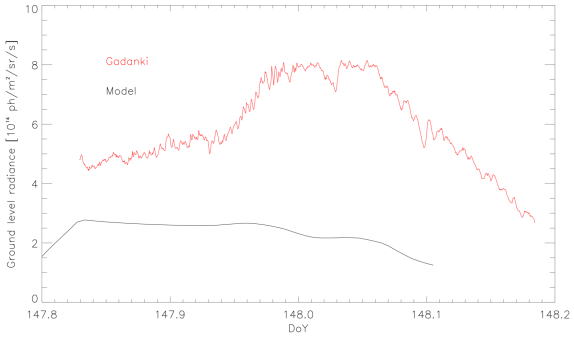


FIGURE 7.43 – Évolution de la luminance observée au sol durant la nuit du 29 mai 2014 à Gadanki. En rouge, l'observation à l'aide d'une caméra InGaAs et en noir, d'après le modèle, implémenté des ondes de gravité. Malgré cet ajout, les évolutions ainsi que les niveaux d'intensité diffèrent toujours fortement. Les ondes de gravité créent une légère modulation à leur apparition, mais insuffisante pour retrouver l'observation.

celle de Vargas et al. [2007] ou de Gardner and Shelton [1985], qui peuvent utiliser une relation de polarisation pour relier les amplitudes de variation de la température et de la densité [Walterscheid et al., 1987; Zhang et al., 1993]. Une autre piste serait d'estimer l'énergie apportée par les ondes de gravité qui se brisent au niveau de la couche d'émission par déferlement. Cela conduit à un chauffage local, apportant de l'énergie au système [Liu and Swenson, 2003; Liu et al., 2000] et qui est accompagné d'un ralentissement du vent zonal. Enfin, une représentation plus précise des mouvements ascendants associés aux mouvements à grande échelle peut passer par une modélisation 3D complète de la dynamique atmosphérique.

Pour résumer la comparaison aux campagnes de mesures, les modélisations de l'évolution du rayonnement au cours de la nuit qui correspondent aux campagnes à l'OHP et à Gadanki (figures 7.34 et 7.43) sont reportées en losange sur la figure 7.44, avec les évolutions du rayonnement observées durant les campagnes de mesures (déjà présentées sur la figure 7.31). Le niveau de luminance modélisé correspond bien à l'ordre de grandeur des observations, mais les comparaisons aux observations faites à Gadanki et à l'OHP diffèrent en intensité et en évolution.

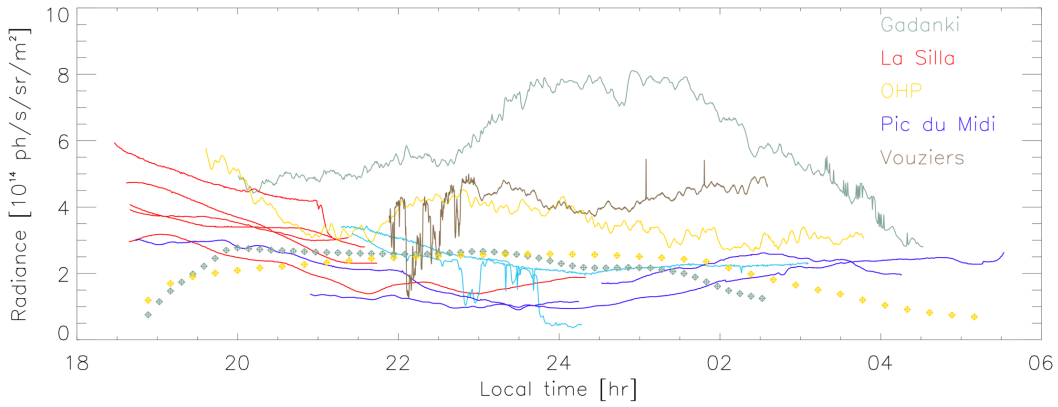


FIGURE 7.44 – Évolution temporelle des luminances mesurées (en trait plein) lors des campagnes de mesures, et modélisées (en losange), résumant les figures 7.34, 7.43 et 7.44.

Lieu	Latitude	Longitude	Date	DoY
Palaiseau	48.71	-2.25	15 avril 2014	105
OHP	43.93	-5.71	28 mars 2014	86
Gadanki	13.46	79.18	29 mai 2014	147
Test 1	0.00	0.00	1er mars 2014	60
Test 2	70.00	0.00	11 novembre 2014	315
Test 3	0.00	0.00	1er octobre 2014	274
Test 4	-60.00	0.00	15 avril 2014	105
Test 5	-60.00	0.00	1er juillet 2014	182

TABLE 7.2 – Cas présentés sur les figures 7.45 et 7.47.

7.3.3 Confrontation aux observations GOMOS

Nous présentons sur la figure 7.45 les résultats issus de l'observation satellitaire GOMOS, déjà présentés dans le chapitre 3 à la différence que l'échelle de couleur est ici plus grande. Le rayonnement OH correspond à la transition (8-4) mesurée entre 930 et 955 nm. Les valeurs du rayonnement proviennent d'une visée au limbe, c'est-à-dire selon la tangente au point d'observation. Nous estimons géométriquement la ligne de visée comme étant d'environ 1000 km (relation de Pythagore) et nous sommons le rayonnement émis modélisé sur les altitudes supérieures au point du pic d'émission. Plusieurs itérations du modèle sont prises en compte et sont regroupées dans le tableau 7.2 et les valeurs sont représentées dans les figures 7.45 et 7.47.

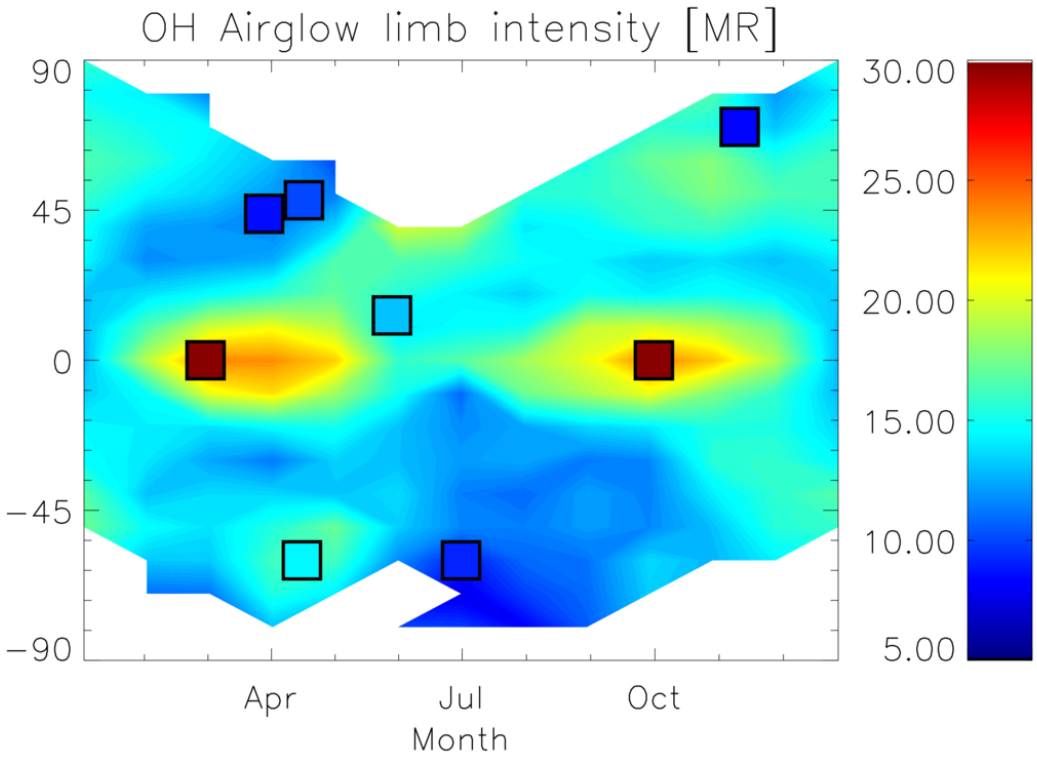


FIGURE 7.45 – Évolution des données observées par l'instrument GOMOS pour la transition OH(8-4), moyennées entre 2002 et 2010 (voir figure 3.12). Les carrées correspondent aux valeurs obtenues par la modélisation 1D pour les itérations présentées dans le tableau 7.2.

Les quantités de rayonnement calculées correspondent bien à la gamme de valeurs mesu-

rées par GOMOS. Au niveau de l'équateur, le modèle surestime d'environ 5 MR le rayonnement perçu (test 1 et test 3). Pour les autres itérations, la modélisation semble légèrement plus faible de quelques MR par rapport aux observations, comme c'est le cas vis-à-vis des évolutions mesurées au sol représentées par les figures 7.34 et 7.43. La différence est notable sur le test 2, à 70°N où la valeur calculée est inférieure de moitié aux observations. On remarque également que l'intensité au limbe modélisée au dessus de Gadanki est supérieure à celles qui sont modélisées pour l'OHP et Palaiseau (aux latitudes moyennes) alors que le signal modélisé au sol est plus faible. Cela peut s'expliquer par la différence des profils atmosphériques utilisés pour la transmission RAYJN. Par exemple, la figure 7.46 présente les transmissions atmosphériques avec un profil standard pour les moyennes latitudes (en noir) et un profil tropical pour Gadanki (en bleu). La transmission est plus forte pour le profil standard, et ainsi, la valeur au sol sera plus importante. Enfin, la différence entre les tests 4 et 5, effectués au même endroit, mais à une époque différente, correspond bien aux observations GOMOS. Il faut garder en mémoire ici qu'il existe une variabilité spatiale non négligeable comme nous avons pu le voir sur la figure 3.16 du chapitre consacré aux données observationnelles GOMOS.

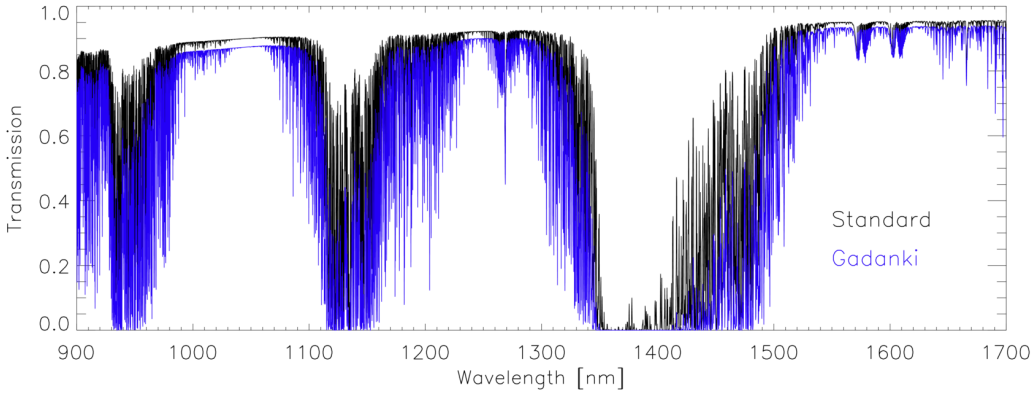


FIGURE 7.46 – Transmission atmosphérique pour un profil standard (en noir), utilisé pour les moyennes latitudes, et un profil tropical (en bleu), utilisé par exemple pour Gadanki.

Enfin, nous représentons sur la figure 7.47 différentes évolutions nocturnes du signal, dont celles listées dans le tableau 7.2. D'autres itérations non décrites dans les résultats correspondent aux campagnes effectuées par l'ONERA avant le début de la thèse, à savoir une campagne de mesures à la Silla (Chili) et deux campagnes au Pic du Midi. Deux évolutions présentent un niveau d'émission inférieur à 1×10^7 ph/cm^3/s, à savoir l'itération du 11 novembre (*Nov11*) et l'itération du 1er juillet (*Jul1*) à respectivement 60°S et 70°N où les nuits durent environ 16 h. Pour ces cas, la variation du rayonnement est très faible et consiste en une légère décroissance tout au long de la nuit. Nous avons ensuite, selon le maximum d'intensité de rayonnement croissant, l'itération du 15 avril (*Apr15-60*) à 60°S de latitude. L'évolution est très légère également, mais le rayonnement augmente à partir de 23 h LT. L'itération au Pic du Midi (*PicduMidi*, au 25 novembre 2011) culmine à 1.4×10^7 ph/cm^3/s en début de nuit pour diminuer jusqu'à 4 h LT et remonter légèrement. Les observations produites par l'ONERA (figure 7.31) ont également montré un minimum, mais se produisant à minuit. Il faut garder en mémoire que les résultats de la figure 7.47 correspondent au VER total à haute altitude et non au rayonnement observé au niveau du sol.

Vient ensuite l'évolution du rayonnement pour la campagne de l'OHP (*OHP*) présentée précédemment, puis l'itération test du 15 avril (*Apr15*) et les évolutions de la modélisation à Gadanki sans ondes de gravité (*Gadanki*) et avec (*Gad_GW*). On remarque la remonté du

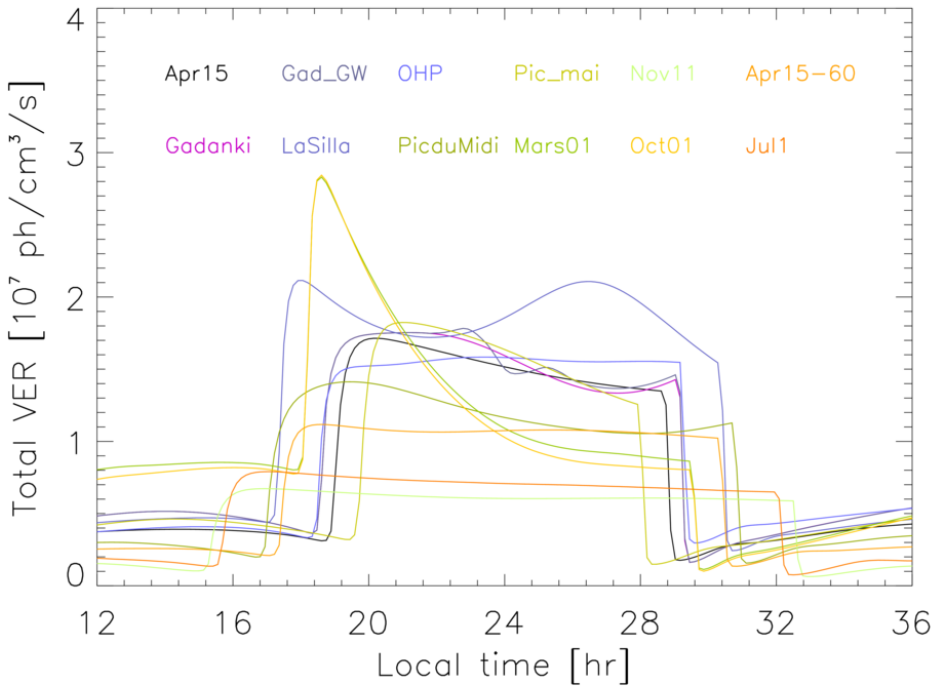


FIGURE 7.47 – Évolution nocturne de diverses modélisations qui correspondent au tableau 7.2 ainsi qu'à une campagne de mesures à La Silla au Chili et deux campagnes au Pic du Midi.

rayonnement dans ces deux derniers cas en fin de nuit. Une seconde itération a été effectuée sur le Pic du Midi, mais cette fois-ci pour la date du 22 mai 2012 (*Pic_mai*). Le maximum d'émission passe de 1.4×10^7 ph/cm^3/s (pour le 25 novembre) à 1.8×10^7 ph/cm^3/s (pour le 22 mai) et l'évolution reste assez similaire dans la décroissance. Ensuite, une itération a été faite pour la campagne de La Silla (au Chili), sur la date du 29 juin 2011 (*LaSilla*). Une forte variation est induite par les marées atmosphériques avec un premier minimum vers 22 h LT, comme il a été observé durant la campagne de mesure (figure 7.31). Pour finir, deux itérations aux évolutions très similaires culminent à 2.7×10^7 ph/cm^3/s en tout début de nuit, il s'agit des itérations correspondant au 1er mars 2014 (*Mars01*) et au 1er octobre 2014 (*Oct01*) à 0°de latitude, c'est-à-dire les pics de la figure 7.45. Ici, le rayonnement est très fort en tout début de nuit mais décroit rapidement jusqu'à atteindre 1×10^7 ph/cm^3/s dès 1 h LT où il stagne jusqu'à la fin de nuit.

Les évolutions du VER durant la nuit sont donc très variables selon le lieu et le temps considéré. Le rayonnement peut présenter une variabilité quasi monotone (*Nov11* et *Jul1*) ou plutôt décroître fortement (jusqu'à 60% pour *Mars01* et *Oct01*). L'impact des marées atmosphériques peut être également assez marqué (*LaSilla*) alors que l'impact des ondes de gravité est moins important (*Gad_GW*) dans le cadre de notre modèle.

7.4 Bilan

Dans ce chapitre, nous avons commencé par étudier l'évolution dans un cas simple des concentrations des espèces en lien avec la production de OH sur des états vibrationnels excités. Cela nous a permis de relier le système chimique et l'évolution de O_3 à l'évolution du rayonnement nightglow.

Nous avons effectué les comparaisons quantitatives nécessaires à la validation du modèle à partir de la littérature, mais aussi à partir de données satellitaires (SABER).

Ensuite, nous avons étudié en détail l'évolution du rayonnement durant la nuit. Plusieurs critères sont entrés en jeu, comme le rayonnement total, l'altitude du pic d'émission, ou encore l'évolution selon différentes altitudes. La distinction des états vibrationnels a également été évoquée.

Une part importante de ce chapitre a été consacrée à une étude de la sensibilité du rayonnement à plusieurs paramètres. En premier lieu, nous avons observé la réponse du rayonnement aux différents modules du modèle, comme le chauffage ou la dynamique. Cette dernière s'est avérée importante pour l'évolution du signal durant la nuit. Le chauffage, par son effet sur la température s'est également démarqué. Enfin, une paramétrisation correcte des marées atmosphériques impacte fortement plusieurs caractéristiques de l'évolution du rayonnement durant la nuit.

Nous avons confronté nos résultats aux campagnes de mesures, avec plus ou moins de succès. Si l'itération classique semble suivre l'évolution globalement observée du signal, les cas de l'OHP et de Gadanki ont soulevé des problèmes. Pour l'OHP, une vérification par l'observation de la température à haute altitude évoque l'absence de la modélisation de marées dont la période est plus courte que celle des marées diurnes et semi-diurnes. Pour Gadanki, nous nous sommes basés sur les résultats observationnels et nous avons donc opté pour une intégration des ondes de gravité, mais qui s'avère insuffisante pour expliquer l'impact des ondes de gravité sur l'émission du rayonnement nightglow.

Enfin, le modèle a été itéré sur plusieurs cas différents qui correspondent en partie aux campagnes de mesures. Nous en avons tiré une estimation du rayonnement tel qu'il serait observé par l'instrument GOMOS à bord de la plateforme ENVISAT. Les résultats sont assez satisfaisants dans la variabilité spatiale et temporelle de l'intensité du rayonnement avec par exemple l'observation des pics d'émission au niveau de l'équateur. Ces cas montrent également les diverses évolutions que l'intensité du rayonnement peut connaître durant la nuit. L'étape suivante serait d'utiliser un modèle 3D avec la dynamique à grande échelle afin d'effectuer une comparaison complète et non plus ponctuelle du modèle avec les données observationnelles.

Conclusion générale & perspectives

Synthèse

Cette thèse a consisté à produire une étude complète du rayonnement nightglow émis à haute altitude. Pour cela, des observations du rayonnement ont été effectuées à partir de données satellitaires issues de l'instrument GOMOS, ainsi que depuis le sol, durant des campagnes de mesures. Pour l'aspect théorique, un modèle photochimique et dynamique sur une grille 1D a été construit afin d'estimer l'évolution du rayonnement disponible au niveau du sol.

Étude observationnelle

La première partie de l'étude observationnelle s'est axée sur l'évolution globale du rayonnement, à partir des données satellitaires de l'instrument GOMOS. Celui-ci se basait sur le principe de l'occulation stellaire pour observer la concentration atmosphérique de l'ozone. J'ai pu établir une routine qui extrait le rayonnement du nightglow émis par OH(8-4) et O_2(0-0) après une sélection selon les conditions d'illumination et le retrait de la lumière parasite. Les résultats ont montré des variations latitudinales annuelles pour le rayonnement de O_2 et semi-annuelles pour le rayonnement de OH avec des maxima qui se produisent au moment des solstices au niveau de l'équateur. Les altitudes des pics d'émission sont mesurées en moyenne à 90 km et 85 km respectivement pour O_2 et OH, bien que ces altitudes descendent de quelques kilomètres au niveau de l'équateur. On retrouve également la trace d'ondes planétaires stationnaires en observant les variations méridiennes du rayonnement. Enfin, j'ai pu vérifier la robustesse du rayonnement OH, dont l'intensité mesurée au limbe varie entre 6 et 25 MR, alors que la variation du rayonnement O_2 mesuré à 760 nm est comprise entre 10 et 90 MR. Un article a été publié sur l'extraction des données de l'instrument GOMOS pour l'observation des rayonnements OH(8-4) et O_2(0-0) [Bellisario et al., 2014a].

Différentes campagnes de mesures effectuées au sol m'ont permis d'observer les variations nocturnes du rayonnement nightglow. Pour cela, nous avons utilisé des caméras proche infrarouge, une caméra visible, ainsi que des spectromètres visible et infrarouge. Le niveau d'intensité mesuré entre 0.9 et 1.7 μm varie entre 10^{14} et 10^{15} ph/s/m^2/sr. L'évolution chimique des sources de OH s'avère être à l'origine d'une diminution continue du rayonnement au cours de la nuit. Cependant, les observations produites ont caractérisé des phénomènes dynamiques qui peuvent contrebalancer cette diminution. Par exemple, les marées atmosphériques sont en mesure d'augmenter l'intensité du rayonnement nightglow durant la nuit, ou d'accentuer sa diminution. De nombreux systèmes d'ondes de gravité ont également été observés. Une étude approfondie à Gadanki en Inde en collaboration avec le NARL a relié l'intensité de la perturbation dans l'intensité du rayonnement avec la période de l'onde de gravité. Par exemple, les périodes de 1.5 h et 3 h ont montré un impact allant jusqu'à 40% du signal reçu. *A contrario*, nous avons observé que la superposition d'ondes de gravité pouvait annuler l'augmentation du rayonnement. Un article est en cours de soumission au journal *Annales Geophysicae* sur la campagne de mesures et ses observations [Bellisario et al., 2016].

Les campagnes de mesures ont contribué à l'observation de scènes terrestres selon différents cas de figures et le rayonnement nightglow s'avère être une source assez stable permettant l'éclairement au sol, au point de conduire de nuit, tous feux éteints, avec un temps d'intégration pour la caméra de 100 ms. Bien entendu, les conditions météorologiques sont importantes, et sous des mauvaises conditions, le temps d'intégration pour visualiser une scène correctement peut monter jusqu'à la seconde.

Modélisation du nightglow

La modélisation du rayonnement nightglow s'est également divisée en deux parties. La première a été de construire un modèle photochimique 0D incluant 72 réactions chimiques et 23 espèces différentes, dont les états vibrationnels de OH et certains états excités de O_2 et O. Les constantes de réaction correspondent à l'état de l'art. La photolyse est assurée par un spectre solaire et des sections efficaces dont la résolution spectrale est inférieure à 10^{-4} μm en dessous de 400 nm afin d'obtenir une estimation précise des coefficients de photodissociation. La résolution appliquée correspond au schéma d'Euler implicite, basé sur les séries de Taylor. L'impact du chauffage (en particulier du réchauffement chimique) sur la température au niveau de la couche d'émission du nightglow a justifié la prise en compte des différents contributeurs. L'intensité du rayonnement nightglow est estimée selon deux méthodes, l'une calculant le Volume Emission Rate (VER) et la seconde calculant le spectre complet émis par le nightglow en chaque point d'altitude. La propagation est ensuite assurée par un modèle de transfert radiatif.

Le modèle 0D a été amélioré par l'implémentation de modules dynamiques, sur une grille verticale 1D allant de 25 à 125 km par pas de 0.5 km. La diffusion verticale (moléculaire et turbulente) a été ajoutée, afin de réduire les gradients de concentrations induits par le système photochimique. Les marées atmosphériques ont été paramétrisées afin de représenter au mieux les variations du vent vertical et de la température pour le modèle sur une grille verticale. L'advection est utilisée pour simuler le transport des espèces par le vent. Les modules dynamiques ont imposé une contrainte sur le pas de temps, de l'ordre d'une dizaine de secondes pour la résolution verticale souhaitée.

Le modèle a été testé dans un cas simple pour effectuer des tests de sensibilité sur les différents modules du code. Ainsi, le VER observé au pic d'émission au cours de la nuit est d'environ 7×10^5 ph/cm^3/s pour un VER total sur toutes les altitudes de l'ordre de 10^7 ph/cm^3/s. Les profils observés correspondent bien à la littérature, en isolant les transitions pour une comparaison pertinente. L'altitude du pic présente des variations provoquées par la dynamique du modèle. Dans notre cas test, l'altitude du maximum oscille autour de 88.5 km et et la dynamique tend à décroître celle-ci au cours de la nuit. La sensibilité au chauffage a été démontrée, où une variation de quelques pour cents sur la température conduit au bout d'une journée à des variations dépassant 60% en fin de nuit. Une modélisation correcte de la température est donc primordiale pour une estimation juste de l'émission du nightglow. La dynamique présente aussi un impact important sur la structure de la couche du nightglow ainsi que sur son évolution au cours de la nuit. Dans les deux cas, une comparaison avec l'évolution de l'ozone conduit à penser que les impacts des modules se font sur le système photochimique global et par conséquence sur le rayonnement.

Nous avons ensuite confronté les résultats du modèle aux données observationnelles acquises durant la thèse. L'évolution au niveau du sol du rayonnement modélisé suit en général bien la diminution du signal observée, mais les comparaisons à des cas particuliers ont montré les limites du modèle. Par exemple, l'impact de la modélisation des ondes de gravité n'est

pas suffisant pour justifier l'augmentation du signal mesuré à Gadanki. De même, la prise en compte des marées atmosphériques selon la paramétrisation utilisée est incomplète. Si les marées diurnes et semi-diurnes migrantes sont bien représentées, les marées de période plus courtes ou les marées non-migrantes nécessitent d'être traitées pour représenter au mieux la variabilité au cours de la nuit. Pour terminer, la confrontation du modèle aux données GOMOS est assez satisfaisante mais nécessiterait que le modèle se présente sous une forme complète 3D, incluant la dynamique à grande échelle, pour une meilleure validation.

Perspectives

Les données observationnelles issues de l'instrument GOMOS constituent 8 années de climatologie des rayonnement OH et O_2 (entre 2002 et 2010). La nouvelle version des données GOMOS, plus récente, sera utilisée pour obtenir une base de données du rayonnement s'étalant sur la période 2002 à 2012. La variation du rayonnement avec le cycle solaire, dont nous avons discuté sans pouvoir conclure, pourra être validée avec une base de données plus longue. L'aspect observationnel du nightglow est également envisagé dans la mise en orbite future de nanosatellites afin d'obtenir de nouvelles données du rayonnement.

Les campagnes de mesure continueront à l'ONERA, toujours avec la finalité d'estimer la capacité au rayonnement nightglow de caractériser une scène terrestre. Avec l'évolution rapide de la technologie des capteurs infrarouges, la visualisation des scènes terrestres semble requérir un temps d'intégration qui se rapproche des besoins opérationnels. Des études supplémentaires sont essentielles pour répertorier les différentes réflectivités lors d'une caractérisation d'une scène.

La modélisation du nightglow nécessite encore du travail. Nous avons vu que les phénomènes dynamiques sont importants dans le cadre des variations nocturnes du rayonnement. Les limites du modèle ont été exposées avec les marées atmosphériques et les ondes de gravité. Un travail plus approfondi sur leur intégration au modèle est essentiel afin de transcrire au mieux leur impact. L'utilisation d'un modèle 3D à grande échelle, ou d'une paramétrisation des effets dynamiques (selon Lindzen [1981] par exemple) pourrait reproduire correctement les variations du rayonnement. D'autres paramétrisations des ondes de gravité (comme Liu et al. [2000]; Vargas et al. [2007]; Walterscheid et al. [1987]) pourraient également contribuer à une meilleure représentation dynamique à haute altitude.

L'étude de cette thèse est fortement concentrée sur le rayonnement OH. Malgré l'inclusion des états excités de O et O_2, nous n'avons pas détaillé les résultats obtenus sur ces rayonnements. Le rayonnement de Na serait également intéressant à étudier mais nécessiterait l'ajout de la chimie atmosphérique du sodium au modèle. Combiner l'étude de ces rayonnements pourrait aider à mieux comprendre la propagation des ondes de gravité au niveau de la mésopause du fait de leurs altitudes d'émission différentes.

Les travaux présentés durant cette thèse seront poursuivis au sein de l'ONERA en collaboration avec le LATMOS. Un effort particulier sera mis sur l'aspect dynamique à haute altitude observé via le rayonnement nightglow, afin de consolider le savoir-faire de ces deux laboratoires sur le domaine.

Annexe A

Acronymes

AE-E	Atmospheric Explorer E
AIMED	Airglow Imaging of Mesospheric Wave Energetic and Dynamics
ASAR	Advanced Synthetic Aperture Radar
CCD	Charge-Coupled Device
CF	Cancellation Factor
CfA	Center for Astrophysics
CFL	Courant-Friedrichs-Lewy
CNRS	Centre National de Recherche Scientifique
DFT	Discrete Fourier Transform
DGA	Direction Générale de l'Armement
DIAL	DIfferential Absorption Lidar
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V.
DOTA	Département Optique Théorique et Appliquée
DORIS	Doppler Orbitography and Radio-positioning Integrated by Satellite
DoY	Day of Year
ECMWF	European Center for Medium-range Weather Forecasts
EGU	European Geosciences Union
ENVISAT	ENVIronment SATellite
ETL	Équilibre Thermodynamique Local
ETR	Equation de Transfert Radiatif
ERIO	Étalonnage et Réalisations d'Instruments et mesures Optiques
GCM	General Circulation Model
GOMOS	Global Ozone Monitoring by Occultation of Stars
GRIPS	GRound-based Infrared P-branch Spectrometer
GSWM	Global Scale Wave Model
HAMMONIA	HAMburg MOdel of the Neutral and Ionized Atmosphere
HDRI	High-Resolution Doppler Imager
HITRAN	HIgh-resolution TRANsmission molecular absorption database
IMCCE	Institut de Mécanique Céleste et de Calcul des éphémérides
IMD	India Meteorological Department
InGaAs	Indium Gallium Arsenic
INSU	Institut National des Sciences de l'Univers
IR	Infrarouge
ISAMS	Improved Stratospheric And Mesospheric Sounder
ISS	International Space Station
JPL	Jet Propulsion Laboratory

LATMOS	Laboratoire ATmosphères, Milieux, Observations Spatiales
LIDAR	LIght Detection And Ranging
LIMA	Leibniz-Institute Middle Atmosphere model
LMD	Laboratoire de Météorologie Dynamique
LMDz	LMD Zoom (GCM)
LTE	Local Thermodynamic Equilibrium
LRR	Laser Retro-Reflector
MERIS	MEdium Resolution Imaging Spectrometer
MIPAS	Michelson Interferometer for Passive Atmospheric Sounding
MLS	Microwave Limb Sounder
MLT	Mesosphere and Lower Thermosphere
MLTP	Mesosphere and Lower Thermosphere Photometer
MSIS	Mass Spectrometer and Incoherent Scatter
NARL	National Atmospheric Research Laboratory
NASA	National Aeronautics and Space Administration
NCAR	National Center for Atmospheric Research
NDACC	Network for the Detection of Atmospheric Composition Change
NDMC	Network for the Detection of Mesopause Change
NIRS	Near InfraRed Spectrometer
NMC	National Meteorological Center
OHP	Observatoire de Haute-Provence
ONERA	Office National d'études et de Recherches Aérospatiales
PCD	Product Confidence Data
PMC	Polar Mesospheric Clouds
PSF	Point Spread Function
RAIDS	Remote Atmospheric and Ionospheric Detection System
RAYJN	RAYonnement Jour Nuit
RTS	Random Telegraphic Signal
S/B	Signal sur Bruit
SABER	Sounding of the Atmosphere using Broadband Emission Radiometry
SAOZ	Système d'Analyse par Observation Zénithale
SATI	Spectral Airglow Temperature Imager
SCIAMACHY	SCanning Imaging Absorption spectroMeter for Atmospheric CHartographY
SLR	Satellite Laser Ranging
SME	Solar Mesosphere Explorer
SOCRATES	Simulation Of Chemistry, Radiation, and Transport of Environmentally important Species
SPB1	SPectromètre B1
SR	Schumann-Runge
SSW	Sudden Stratospheric Warming
SWIR	Short Wave InfraRed
TAPAS	Transmissions Atmosphériques Personnalisées pour l'AStronomie
TIME-GCM	Thermosphere-Ionosphere-Mesosphere-Electrodynamics GCM
UARS	Upper Atmosphere Research Satellite
VAE	Visible Airglow Experiment
VER	Volume Emission Rate
VMR	Volume Mixing Ratio
WINDII	WIND Imaging Interferometer

Annexe B

Constantes, conversions et équations

B.1 Constantes physiques

Constante	Symbole	Valeur		Unité [SI]
C^te de *Planck*	h	6.626 069 57	$\cdot 10^{-34}$	J · s
Vitesse de la lumière	c	2.997 924 58	$\cdot 10^{8}$	m · s^{-1}
C^te de *Stefan-Boltmann*	σ	5.670 373 21	$\cdot 10^{-8}$	W · m^{-2} · K^{-4}
C^te de *Boltzmann*	k_B	1.380 648 81	$\cdot 10^{-23}$	J · K^{-1}
Nombre d'*Avogadro*	$\mathcal{N}_\mathcal{A}$	6.022 141 29	$\cdot 10^{23}$	/mol
C^te des gaz parfaits	R	8.314 462 17		J/mol/K
C^te gravitationnelle	G	6.672 341 4	$\cdot 10^{-11}$	m^3 · kg^{-1} · s^{-2}
Accélération de la pesanteur	g	9.806 652		m · s^{-2}
Masse moléculaire de l'air	m_{air}	2.896	$\cdot 10^{1}$	g/mol
Rayon terrestre	$R_\oplus$	6.356 752	$\cdot 10^{6}$	m
Masse terrestre	$M_\oplus$	5.973 6	$\cdot 10^{24}$	kg
Capacité calorifique de l'air à pression constante	C_p	1.004	$\cdot 10^{3}$	J/K/kg
Pression à z_0	P_0	1.013 25	$\cdot 10^{5}$	Pa
Electron Volt	1 eV	1.602 176 53	$\cdot 10^{-19}$	J
Barn	1 b	1.000 000 00	$\cdot 10^{-24}$	cm^2
Section efficace	σ			b
Nombre d'onde	k	$1/\lambda$		cm^{-1}
Fréquence	ν	1/T		Hz
Rayleigh	1 R	$\frac{10^{10}hc}{4\pi\lambda}$		W/m^2/sr
	1 R	2.833 443 29	$\cdot 10^{-10}$	W/m^2/sr à 557.7 nm
Lux	L			cd · sr/m^2
Candela	1 cd	1/683		W/sr à 540 $\cdot 10^{12}$ Hz
Newton	N			kg · m/s^2
Pascal	Pa			N/m^2=kg/m/s^2
Bar	1 bar		10^{5}	Pa
Calorie	1 cal	4.184 00		J
Erg	1 erg		10^{-7}	J
Joule	1 J			kg · m^2 · s^{-2}
Watt	1 W	1		J/s

Dans le système international (SI), les unités sélectionnées sont en *m* pour mètre, *kg* pour kilogramme, *s* pour seconde, *A* pour ampère, *K* pour Kelvin, *mol* pour mole, *cd* pour candela. Les valeurs les plus récentes sont issues de Mohr et al. [2012].

B.2 Rappels d'équations

Nous rappelons ici certaines équations fondamentales pour la modélisation atmosphérique.

B.2.1 Densité et masse volumique

Le calcul de la masse volumique ρ, en *g/cm³* se fait selon :

$$\rho = \sum_i \frac{C_i \cdot M_i}{\mathcal{N}_\mathcal{A}} \tag{B.1}$$

avec
- ρ, masse volumique, en *g/cm³*,
- C_i, concentration de l'espèce i, en *molécules/cm³*,
- M_i, masse molaire de l'espèce i, en *g/mol*,
- $\mathcal{N}_\mathcal{A}$, nombre d'Avogadro, en *molécules/mole*.

Il est aisé de passer d'une masse volumique en *g/cm³* à une densité en *molécules/cm³*.

$$\rho[\textit{molécules/cm}^3] = \frac{\mathcal{N}_\mathcal{A}}{m_{\text{air}}} \rho[\textit{g/cm}^3] \tag{B.2}$$

Par abus de langage, la densité est souvent confondue avec la masse volumique.

B.2.2 VMR

Le rapport de mélange (*VMR* pour Volume Mixing Ratio) correspond à la densité de l'espèce considérée par la densité totale.

$$VMR[ppmv] = q_i = \frac{\rho_i}{\rho_{\text{tot}}} \tag{B.3}$$

or

$$\rho_{\text{tot}} = \mathcal{N}_\mathcal{A} * \frac{n}{V} = \mathcal{N}_\mathcal{A} * \frac{P}{RT} \tag{B.4}$$

On peut le calculer également de la manière suivante :

$$q_i = \frac{C_i \cdot M_i}{\rho_a \cdot \mathcal{N}_\mathcal{A}} \tag{B.5}$$

avec
- q_i, rapport de mélange sans unité,
- C_i, concentration de l'espèce i, en *molécules/cm³*,
- M_i, masse molaire de l'espèce i, en *g/mol*,
- ρ_a, densité volumique de l'air, en *g/cm³*,
- $\mathcal{N}_\mathcal{A}$, nombre d'Avogadro, en *molécules/mol*.

B.2.3 Équation d'état

L'équation d'état, connue sous $PV = nRT$, relie la pression, la densité, et la température selon

$$P = \rho \cdot k_b \cdot T \tag{B.6}$$

Avec
- P, pression en *Pascal*,

– ρ, densité en *molécules/cm*^{3},
– T, température en *Kelvin*.

À partir de là, on peut en déduire la relation entre les variations relatives de densité et température à une pression donnée :

$$\Delta P = 0 = k_b \cdot T \cdot \Delta\rho + \rho \cdot k_b \cdot \Delta T \tag{B.7}$$

d'où

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = -\frac{\Delta T}{T} \tag{B.8}$$

On peut aussi écrire la pression en exponentielle de l'altitude :

$$P = P_0 e^{-z/H} \tag{B.9}$$

avec

– P_0, pression au point z_0, en *Pascal*,
– z, altitude en *m*,
– H, hauteur d'échelle, en *m*.

La hauteur d'échelle est décrite dans la section 5.2, équation 5.22.

L'utilisation de l'équation des gaz parfaits est validée dans l'atmosphère moyenne car il est possible de considérer les interactions moléculaires négligeables pour les domaines de température et pression concernés. Pour les conditions de forte température et pression (au niveau du sol par exemple), l'erreur par rapport à l'équation d'un gaz réel est estimée inférieure à 0.2% [Jacobson, 2005].

B.2.4 Équation fondamentale de l'hydrostatique

L'équation fondamentale de l'hydrostatique provient du bilan des forces sur un fluide au repos. Celle-ci s'écrit :

$$\vec{\nabla} P = -\rho g \tag{B.10}$$

avec

– P, pression en *Pascal*,
– ρ, densité en *molécules/cm*^{3},
– g, accélération de la pesanteur en *m/s*^{2}.

Selon l'axe z, la formulation devient :

$$\frac{\partial P}{\partial z} = -\rho g \tag{B.11}$$

Cette équation traduit le fait que les forces de gravitation sont opposées au gradient de pression. La pesanteur empêche les molécules de s'échapper de l'atmosphère, et le gradient de pression empêche celles-ci de se comprimer au niveau du sol.

B.2.5 Relations entre pression et altitude

Certaines données initiales sont fournies sur des échelles kilométriques, mais d'autres sont données selon des niveaux de pression. L'avantage d'une échelle en pression est qu'elle permet de s'affranchir de l'orographie, ce qui est très utile pour la modélisation de la troposphère (i.e. à basse altitude). Il s'agit alors d'effectuer une conversion entre ces échelles.

On part de l'équation fondamentale de l'hydrostatique B.11 et de l'expression de ρ (équation B.4) pour arriver à

$$z = -\frac{R \cdot T}{M_{\text{air}} \cdot g} \cdot \ln\left(\frac{P}{P_0}\right) \tag{B.12}$$

avec

- R, constante des gaz parfaits, en *J/mol/K*,
- T, température en *K*,
- M_{air}, masse molaire de l'air, en *g/mol*,
- g, accélération de la pesanteur en *m/s²*,
- P, pression en *Pascal*,
- P_0, pression au point z_0, en *Pascal*,

en supposant en première approximation que la température ne dépend pas de l'altitude.

Une autre méthode, parfois utilisée pour les données satellitaires, fait intervenir le géopotentiel. Il s'agit de l'énergie potentielle par unité de masse à un niveau donné et se relie à l'élévation géométrique via l'expression suivante :

$$z = \frac{\Phi}{g_0} \tag{B.13}$$

avec

- z, l'altitude, en *m*,
- Φ, géopotentiel en $m^2 s^{-2}$,
- g_0, accélération de la pesanteur au niveau du sol, en m/s^2.

ou encore, de manière plus formelle, on intègre la définition du géopotentiel :

$$\Phi(z) = \int_0^h g \mathrm{d}z = \int_0^z \frac{G \cdot M_\oplus}{(R_\oplus + z)^2} \mathrm{d}z = G \cdot M_\oplus \left(\frac{1}{R_\oplus} - \frac{1}{R_\oplus + z} \right) \tag{B.14}$$

ce qui donne au final l'altitude z sous la forme :

$$z = R_\oplus \left(\frac{G \cdot M_\oplus}{G \cdot M_\oplus - \Phi \cdot R_\oplus} - 1 \right) \tag{B.15}$$

avec

- z, altitude en *m*,
- $R_\oplus$, rayon terrestre en *m*,
- $M_\oplus$, masse terrestre en *kg*,
- G, constante gravitationnelle en $m^3 kg^{-1} s^{-2}$,
- Φ, géopotentiel en $m^2 s^{-2}$.

À 150 km, la différence de géopotentiel entre les deux formulations est de 2.36%, et tombe à 1.31% à 80 km.

B.2.6 Équation de continuité

L'équation de continuité relie la variation de concentration *n* dans une parcelle d'air, au flux ϕ sortant de celle-ci.

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\text{div}\left(\vec{\phi}\right) \tag{B.16}$$

avec *div* l'opérateur divergence, tel que

$$\text{div}\left(\vec{A}\right) = \frac{\partial A_x}{\partial x} + \frac{\partial A_y}{\partial y} + \frac{\partial A_z}{\partial z} = \vec{\nabla} \cdot \vec{A} \tag{B.17}$$

où ∇ est l'opérateur *nabla*.

B.2.7 Loi de Planck

La loi de Planck décrit le rayonnement électromagnétique émis par le corps noir à une température donnée. Il se calcule selon

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T}\right) - 1} \tag{B.18}$$

avec

- $B_\lambda(T)$, luminance énergétique, en *W/sr/m²/µm*,
- h, constante de Planck, en *J.s*,
- λ, longueur d'onde, en μm,
- c, vitesse de la lumière, en *m/s*,
- k_B, constante de Boltzmann, en *J/K*,
- T, température, en *K*.

B.2.8 Température potentielle

La température potentielle d'une parcelle d'air est définie par la température qu'aurait cette parcelle une fois déplacée adiabatiquement au niveau de pression de référence, 10^5 Pa. Elle se traduit par la relation

$$\theta = T \left(\frac{P_0}{p}\right)^{R/(m_{air}C_p)} \tag{B.19}$$

avec

- θ, température potentielle, en *K*,
- T, température, en *K*,
- P_0, pression standard, en *Pa*,
- p, pression au point calculé, en *Pa*,
- R, constante des gaz parfaits, en *J/mol/K*,
- m_{air}, masse molaire de l'air, en *g/mol*,
- C_p, capacité calorifique de l'air, en *J/K/kg*.

On peut approximer le facteur $R/(m_{\text{air}}C_p)$ par le rapport $2/7$.

B.3 L'unité Rayleigh

B.3.1 Définition

Un Rayleigh est définit comme la brillance d'une source émettant dans toutes les directions un million de photons lumineux par seconde et par centimètre carré, soit 10^{10} ph/s/m². Baker [1974] et Baker and Romick [1976] fournissent une documentation complète sur la définition de l'unité Rayleigh. La luminance observée est relié au taux d'émission volumique en *ph/s/m³* selon :

$$L = \frac{1}{10^{10}} \int \Phi(s) \mathrm{d}s \tag{B.20}$$

avec

- L, radiance, en *Rayleigh*,
- Φ, Volume Emission Rate (VER), en *ph/s/m³*,
- s, épaisseur de la couche émettrice, en *m*.

Table I. Airglow Radiant Entities and Their Units of Measure

Conditions of use	All aeronomic emission sources	Isotropic radiators–nonabsorbing media		
Entity	Apparent surface brightness L	Column emission rate η	Volume emission rate distribution ϕ	Directional volume emission rate distribution f
Technical name	Radiance (photon sterance)	Column radiant density (total volume emission rate)	Radiant flux density	Directional radiant flux density
Definition	$L \triangleq \lim \frac{\Delta\Phi}{\Delta s \Delta\Omega}$	$\eta \triangleq \int_{col} \phi(z)dz$	$\phi \triangleq \lim \frac{\Delta\Phi}{\Delta V}$	$f \triangleq \lim \frac{\Delta\Phi}{\Delta\Omega}$
Quantum definition unit	$\frac{10^{10}}{4\pi}$ photons sec^{-1} m^{-2} sr^{-1}	10^{10} photons sec^{-1} $(m^2\text{-col})^{-1}$	10^{10} photons sec^{-1} m^{-3}	$\frac{10^{10}}{4\pi}$ photons sec^{-1} m^{-3} sr^{-1}
Power definition unit	$\sim \frac{10^{-9}}{2\pi\lambda}$ W m^{-2} sr^{-1}	$\sim \frac{2 \times 10^{-9}}{\lambda}$ W $(m^2\text{-col})^{-1}$	$\sim \frac{2 \times 10^{-9}}{\lambda}$ W m^{-3}	$\sim \frac{2 \times 10^{-9}}{\lambda}$ W m^{-3} sr^{-1}
Rayleigh unit	rayleigh	rayleigh	rayleigh/m	rayleigh/m
Simple zenith observation of isotropic, optically thin layer of thickness h	$L = fh$ $= \eta/4\pi$ $= \phi h/4\pi$	$\eta = \phi h$ $= 4\pi L$ $= 4\pi f h$	$\phi = \eta/h$ $= 4\pi f$ $= 4\pi L/h$	$f = L/h$ $= \phi/4\pi$ $= \eta/4\pi h$

ϕ is flux in photons/sec, W or lm.
h is layer thickness in m.
λ is wavelength in micrometers (μm).
1 photon/sec $\cong$ $2 \times 10^{-19}/\lambda$ W.

FIGURE B.1 – Unité Rayleigh et ses conversions, d'après Baker and Romick [1976].

La luminance L, exprimée en *ph/s/m²/sr* s'écrit :

$$L[\text{ph/s/m}^2\text{/sr}] = L[\text{Rayleigh}]\frac{10^{10}}{4\pi} \tag{B.21}$$

La figure B.1 relie les différentes observables, dont le Volume Emission Rate, à l'unité Rayleigh.

B.4 Quelques mots sur l'infrarouge

Officiellement, l'infrarouge correspond à la bande spectrale allant d'environ 0.7 μm à 1 *mm*. Il existe plusieurs types de subdivisions selon l'utilité du rayonnement. En général, on considère les sous-classes de l'infrarouge suivantes :

- IR-A, ou PIR (pour Proche InfraRouge), allant de 0.78 μm à 1.4 μm,
- IR-B, ou MIR (pour InfraRouge Moyen), allant de 1.4 μm à 3 μm,
- IR-C, ou LIR (pour InfraRouge Lointain), allant de 3 μm à 1 *mm*.

Une autre subdivision considère plutôt

- NIR (pour Near InfraRed), allant de 0.78 μm à 1.4 μm,
- SWIR (pour Short-Wavelength InfraRed), allant de 1.4 μm à 3 μm,
- MWIR (pour Mid-Wavelength InfraRed), allant de 3 μm à 8 μm,
- LWIR (pour Long-Wavelength InfraRed), allant de 8 μm à 15 μm,
- FIR (pour Far InfraRed), allant de 15 μm à 1 mm,

Dans le domaine de l'optronique (les systèmes alliant optique et électronique), la division de l'infrarouge se fait selon :

- bande 1, allant de 1 μm à 3 μm, pour la détection de corps à des températures de (1000 à 2000 K),
- bande 2, allant de 3 μm à 5 μm, pour des corps ayant des températures d'environ 600 K,
- bande 3, allant de 8 μm à 12 μm, pour des corps ayant des températures d'environ 300K.

Si on considère que le milieu observé se comporte comme un corps noir, alors la relation entre température et longueur d'onde s'approxime via la loi de Wien :

$$\lambda_{\text{max}} = \frac{2.989 \cdot 10^{-3}}{T} \tag{B.22}$$

avec

- λ_{max}, longueur d'onde, en *m*, qui correspond à la longueur d'onde du maximum d'émission de la loi de Planck,
- T, température, en *K*.

Par exemple, la thermographie, qui utilise les longueurs d'ondes de l'infrarouge allant de 9 μm à 14 μm se base donc sur la chaleur que les corps émettent, entre 207 K et 322 K. La loi de Wien explique qu'un corps à une température donnée émet au maximum à une longueur d'onde particulière. Certains domaines de science se basent plus sur la fréquence pour considérer l'infrarouge. Dans ce cas, il est aisé de passer de l'un à l'autre selon :

$$f = \frac{c}{\lambda} \tag{B.23}$$

avec

- f, fréquence, en *Hz*,
- c, vitesse de la lumière, en *m/s*,
- λ, longueur d'onde, en *m*.

De même, la conversion entre *nm* et cm^{-1} (pour le nombre d'onde) se fait selon :

$$\lambda = \frac{10^7}{\nu} \tag{B.24}$$

avec

- λ, longueur d'onde, en *nm*,
- ν, nombre d'onde, en cm^{-1}.

Attention au calcul de l'intervalle spectral qui se fait selon :

$$\Delta\lambda = \frac{\Delta\nu}{\nu^2} \tag{B.25}$$

(en valeur absolue).

Annexe C

Outils Mathématiques

C.1 Méthode implicite/Méthode explicite

Ces méthodes concernent la résolution d'équation différentielle. La méthode explicite se base sur les résultats de la solution temporelle précédente $t - \Delta t$. Elle est généralement peu coûteuse en temps de calcul, mais elle divergera fortement si le pas de temps n'est pas assez petit. La méthode implicite quant à elle est plus lente mais aussi plus stable. Pour calculer l'état d'une molécule au temps t, elle se base sur les autres espèces au même temps t, qui ne sont pas forcément connus, mais qui sont résolu simultanément. Les calculs se font principalement matriciellement. Les figures C.1 représentent graphiquement ces deux méthodes. La méthode semi-implicite condense les deux en utilisant des états à des temps précédents, $t - \Delta t$, $t - 2\Delta t$, mais aussi des états d'autres espèces au temps t.

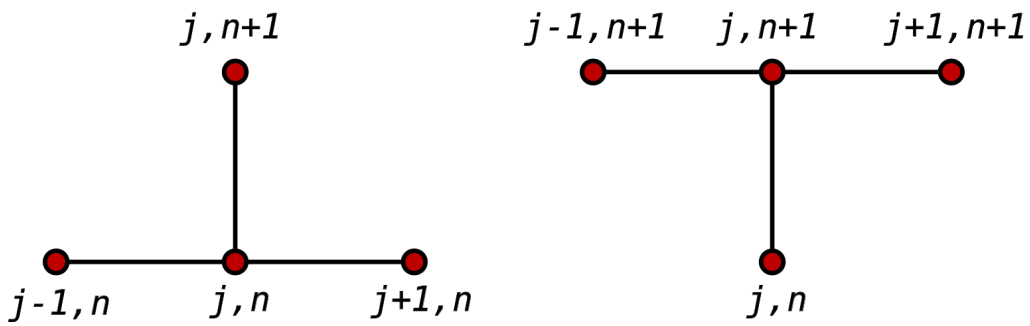


FIGURE C.1 – Représentations de la méthode explicite (à gauche) et de la méthode implicite (à droite). D'après Wikipédia (http://en.wikipedia.org/wiki/Finite_difference_method).

On peut résumer ces deux méthodes par

- méthode explicite : trouver $Y(t + \Delta t) = f(Y(t))$,
- méthode implicite : résoudre $G(Y(t), Y(t + \Delta t)) = 0$.

C.2 Séries de Taylor

C.2.1 Définition

Les séries de Taylor consistent en une représentation mathématique d'une quantité par ses dérivées successives. Dans le cas des concentrations d'espèces C_i à l'instant t, on obtient :

$$C_{i,t} = C_{i,t-\partial t} + \partial t \frac{\mathrm{d}C_{i,t-\partial t}}{\mathrm{d}t} + \frac{\partial t^2}{2} \frac{\mathrm{d}^2 C_{i,t-\partial t}}{\mathrm{d}t^2} + \frac{\partial t^3}{6} \frac{\mathrm{d}^3 C_{i,t-\partial t}}{\mathrm{d}t^3} + \cdots \tag{C.1}$$

Il est possible d'effectuer une approximation en considérant les deux premiers termes (c'est-à-dire une approximation au premier ordre). L'utilisation d'ordres supérieurs entraîne la combinaison de multiples termes d'ordre inférieur, conduisant à des temps de calculs importants. L'approximation reste correcte en utilisant un pas de temps ∂t suffisamment petit.

C.2.2 Utilisation dans le code

L'écriture d'une série de Taylor passe par une discrétisation des différentielles. Par exemple, la variation d'une concentration vis-à-vis d'une variable devient :

$$\frac{\partial C_x}{\partial x} \approx \frac{\partial c_i}{\partial x} = \frac{C_{i+1} - C_{i-1}}{x_{i+1} - x_{i-1}} \tag{C.2}$$

Et ainsi, via le théorème de Taylor, on transcrit informatiquement l'expression suivante :

$$C_{x+\partial x} = C_x + \partial x \frac{\partial C_x}{\partial x} + \frac{1}{2} \partial x^2 \frac{\partial^2 C_x}{\partial x^2} + \cdots \tag{C.3}$$

$$C_{x+\partial x} \approx C_x + \partial x \frac{\partial C_x}{\partial x} \tag{C.4}$$

De même, en remarquant que

$$C_{x-\partial x} = C_x - \partial x \frac{\partial C_x}{\partial x} + \frac{1}{2} \partial x^2 \frac{\partial^2 C_x}{\partial x^2} + \cdots \tag{C.5}$$

et en sommant les équations C.3 et C.5, on peut isoler l'ordre supérieur et obtenir l'approximation utilisée suivante :

$$\frac{\partial^2 C_x}{\partial x^2} \approx \frac{C_{x+\partial x} - 2C_x + C_{x-\partial x}}{\partial x^2} \tag{C.6}$$

C.3 Schéma d'Euler implicite/rétrograde

Pour décrire le schéma d'Euler implicite (rétrograde), nous partons du cas simple de la production de OH par la réaction suivante :

$$H + O_3 \rightarrow OH^* + O_2 \tag{C.7}$$

avec k_8 la constante de cette réaction.

Nous cherchons à déterminer la dérivée première de l'espèce OH évaluée au temps t-Δt pour toutes les espèces excepté pour OH, qui est évaluée au temps t, le schéma étant implicite. La variation de concentration de l'espèce OH^* (par la suite écrit simplement OH) est définie par l'équation suivante :

$$\frac{\partial [OH]_{t,t-\Delta t}}{\partial t} = k_8 \cdot [H]_{t-\Delta t} \cdot [O_3]_{t-\Delta t} \tag{C.8}$$

Si l'on rajoute la réaction de consommation de OH suivante

$$OH + O \rightarrow H + O_2 \tag{C.9}$$

dont la constante de réaction est k_9, on a

$$\frac{\partial [OH]_{t,t-\Delta t}}{\partial t} = k_9 \cdot [OH]_t \cdot [O]_{t-\Delta t} \tag{C.10}$$

En considérant les deux réactions, on obtient donc :

$$\frac{\partial [OH]_{t,t-\Delta t}}{\partial t} = k_8 \cdot [H]_{t-\Delta t} \cdot [O_3]_{t-\Delta t} - k_9 \cdot [OH]_t \cdot [O]_{t-\Delta t} \tag{C.11}$$

Il s'agit d'une équation différentielle. Nous avons ici un système dit de "production - consommation" avec en terme de production P et consommation L (L pour *"Loss"*) :

$$P_{[OH]_{t-\Delta t}} = k_8 \cdot [H]_{t-\Delta t} \cdot [O_3]_{t-\Delta t} \tag{C.12}$$

$$L_{[OH]_{t,t-\Delta t}} = k_9 \cdot [OH]_t \cdot [O]_{t-\Delta t} \tag{C.13}$$

Le terme de consommation peut s'écrire aussi en forme implicite, car il contient en permanence l'espèce [OH] :

$$\Lambda_{[OH]_{t-\Delta t}} = \frac{L_{[OH]_{t-\Delta t}}}{[OH]_t} \tag{C.14}$$

On a alors :

$$\frac{\partial [OH]_{t-\Delta t}}{\partial t} = k_8 \cdot [H]_{t-\Delta t} \cdot [O_3]_{t-\Delta t} - k_9 \cdot [OH]_t \cdot [O]_{t-\Delta t} = P_{[OH]_{t-\Delta t}} - \Lambda_{[OH]_{t-\Delta t}} \cdot [OH]_t \tag{C.15}$$

On utilise ensuite la définition de la série de Taylor (équation C.4), à savoir :

$$[OH]_t = [OH]_{t-\Delta t} + \Delta t \frac{\partial [OH]_{t,t-\Delta t}}{\partial t} \tag{C.16}$$

pour obtenir :

$$[OH]_t = [OH]_{t-\Delta t} + \Delta t (P_{[OH]_{t-\Delta t}} - \Lambda_{[OH]_{t-\Delta t}} \cdot [OH]_t) \tag{C.17}$$

Ce qui donne en réarrangeant les termes :

$$[OH]_t = \frac{[OH]_{t-\Delta t} + \Delta t P_{[OH]_{t-\Delta t}}}{1 + \Delta t \Lambda_{[OH]_{t-\Delta t}}} \tag{C.18}$$

De manière plus générale, le schéma d'Euler rétrograde, appliqué à OH donne :

$$[OH]_t = \frac{[OH]_{t-\Delta t} + \Delta t \left(\sum_{\text{prod}} k_i^{\text{prod}} \prod_{\text{reactant}} n_j \right)}{1 + \Delta t \left(\sum_{\text{loss}} k_i^{\text{loss}} \prod_{\text{product}} n_{j \neq OH} \right)} \tag{C.19}$$

Il s'agit de la formule utilisée numériquement pour résoudre le système d'équations différentielles correspondant aux réactions chimiques du modèle (voir section 5.1).

Cette méthode est dite implicite car l'équation précédente revient à trouver $[OH]_t$ tel que

$$[OH]_t - \frac{[OH]_{t-\Delta t} + \Delta t P_{[OH]}}{1 + \Delta t \Lambda_{[OH]}} = 0 \tag{C.20}$$

(voir annexe C.1 pour la définition des méthodes implicites et explicites).

C.4 Schéma d'Euler implicite pour la diffusion/advection

C.4.1 Méthode

Nous décrivons dans cette section la méthode de résolution pour l'équation de diffusion 6.1 [Jacobson, 2005]. Cette équation peut se réécrire selon la forme :

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial (wN)}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial z}\left(D\frac{\partial N}{\partial z}\right) = 0 \tag{C.21}$$

en terme de concentration, selon l'axe vertical z, avec
- N, concentration de l'espèce en *molécules/cm*^{3},
- w, vitesse verticale scalaire, en *m/s*,
- D, coefficient de diffusion moléculaire en *cm*^{2}*/s*.

En discrétisant les termes et en supposant que la diffusion D ne varie pas entre $2\Delta z$ pour une résolution verticale suffisante, l'équation devient :

$$\frac{N_{i,t} - N_{i,t-\Delta t}}{\Delta t} + \frac{(wN)_{i+1,t} - (wN)_{i-1,t}}{2\Delta z} - D\frac{N_{i+1,t} - 2N_{i,t} + N_{i-1,t}}{\Delta z^2} = 0 \tag{C.22}$$

Ici, l'indice i correspond au niveau considéré, compté positivement vers le haut de l'atmosphère et I l'altitude maximum du modèle. On obtient la solution en réarrangeant les termes pour obtenir :

$$A_i N_{i-1,t} + B_i N_{i,t} + C_i N_{i+1,t} = N_{i,t-\Delta t} \tag{C.23}$$

avec

$$A_i = -\Delta t \left(\frac{w}{2\Delta z} + \frac{D}{\Delta z^2}\right)_{i-1} \tag{C.24}$$

$$B_i = 1 + \Delta t \left(\frac{2D}{\Delta z^2}\right)_{i} \tag{C.25}$$

$$C_i = \Delta t \left(\frac{w}{2\Delta z} - \frac{D}{\Delta z^2}\right)_{i+1} \tag{C.26}$$

Attention ici aux indices $i-1, i, i+1$ qui correspondent au niveau estimé.
En considérant un domaine limité (avec donc des conditions limites), on obtient la matrice suivante :

$$\begin{bmatrix} B_1 & C_1 & 0 & 0 & \cdots & 0 & 0 & 0 \\ A_2 & B_2 & C_2 & 0 & \cdots & 0 & 0 & 0 \\ 0 & A_3 & B_3 & C_3 & \cdots & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & A_4 & B_4 & \cdots & 0 & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & & \vdots & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots & B_{I-2} & C_{I-2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots & A_{I-1} & B_{I-1} & C_{I-1} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 & A_I & B_I \end{bmatrix} \begin{bmatrix} N_{1,t} \\ N_{2,t} \\ N_{3,t} \\ N_{4,t} \\ \vdots \\ N_{I-2,t} \\ N_{I-1,t} \\ N_{I,t} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} N_{1,t-\Delta t} \\ N_{2,t-\Delta t} \\ N_{3,t-\Delta t} \\ N_{4,t-\Delta t} \\ \vdots \\ N_{I-2,t-\Delta t} \\ N_{I-1,t-\Delta t} \\ N_{I,t-\Delta t} \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} A_1 N_{0,t} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \\ 0 \\ C_I N_{I+1,t} \end{bmatrix} \tag{C.27}$$

où les termes $A_1 N_{0,t}$ et $D_I N_{I+1,t}$ correspondent aux conditions limites. La résolution de cette matrice tridiagonale se fait en deux étapes. La première est une décomposition LU (Lower et Upper). On écrit les termes suivants :

$$\gamma_1 = -\frac{C_1}{B_1} \qquad \gamma_i = -\frac{C_i}{B_i + A_i \gamma_{i-1}} \quad \text{pour} \quad i = 2, ..., I \tag{C.28}$$

$$\alpha_1 = \frac{R_1}{B_1} \qquad \alpha_i = \frac{R_i - A_i\alpha_{i-1}}{B_i + A_i\gamma_{i-1}} \quad \text{pour} \;\; i = 2, ..., I \tag{C.29}$$

La seconde étape effectue une substitution, appelée *méthode de remontée* :

$$N_{I,t} = \alpha_I \qquad N_{i,t} = \alpha_i + \gamma_i N_{i+1,t} \qquad \text{pour} \;\; i = I-1, ..., 1 \tag{C.30}$$

Ici, R_i correspond à la partie droite de l'équation C.27.

Problème rencontré

Si le profil de concentration d'une espèce présente un gradient assez fort, combiné à un vent vertical important, il est possible d'obtenir des valeurs non physiques. Par exemple, l'ozone à très haute altitude (vers 115 km) décroît fortement. Le gradient peut être de 2 ordres de grandeur sur une dizaine de kilomètres. Ainsi, si la résolution verticale est faible, le calcul de α_i dans l'équation C.37 peut conduire à des valeurs négatives ($Ri \ll A_i\alpha_{i_1}$). Il en est de même pour H_2O_2 et les espèces sur des niveaux excités.

C.4.2 Schéma de Crank-Nicolson

Pour pallier au problème rencontré, nous préférons à la solution l'implémentation de Crank-Nicolson [Crank, 1975; Jacobson, 2005]. Elle introduit le paramètre μ_c de Crank-Nicolson qui permet d'obtenir un ordre supérieur de résolution dans le temps. Alors que la solution d'Euler est au premier ordre en temps, le schéma utilise le second ordre en évaluant des termes à l'instant t et d'autres à l'instant $t - \Delta t$. Concrètement, l'équation C.22 se réécrit :

$$\begin{aligned}&\frac{N_{i,t} - N_{i,t-\Delta t}}{\Delta t} + \left[\mu_c \frac{(wN)_{i+1,t} - (wN)_{i-1,t}}{2\Delta z} + (1-\mu_c)\frac{(wN)_{i+1,t-\Delta t} - (wN)_{i-1,t-\Delta t}}{2\Delta z}\right] \\ &- D\left[\mu_c \frac{N_{i+1,t} - 2N_{i,t} + N_{i-1,t}}{\Delta z^2} + (1-\mu_c)\frac{N_{i+1,t-\Delta t} - 2N_{i,t-\Delta t} + N_{i-1,t-\Delta t}}{\Delta z^2}\right] = 0\end{aligned} \tag{C.31}$$

Lorsque le paramètre μ_c prend la valeur de 0.5, le schéma de Crank-Nicolson est stable pour tout w et D [Jacobson, 2005]. Lorsque μ_c=0, la méthode correspond au schéma d'Euler explicite, alors que μ_c=1 revient à la méthode d'Euler implicite (équation C.22). L'équation C.23 devient quant à elle

$$A_i N_{i-1,t} + B_i N_{i,t} + C_i N_{i+1,t} = E_i N_{i-1,t-\Delta t} + F_i N_{i,t-\Delta t} + G_i N_{i+1,t-\Delta t} \tag{C.32}$$

Une dépendance en $t-\Delta t$ apparaît pour les niveaux $i-1$ et $i+1$ et la résolution passe également par une étape de décomposition et de substitution.

Par identification, les termes A_i, B_i, C_i, E_i, F_i et G_i correspondent à :

$$\begin{aligned}A_i &= -\mu_c\Delta t\left(\frac{w}{2\Delta z} + \frac{D}{\Delta z^2}\right)_{i-1} \\ B_i &= 1 + \mu_c\Delta t\left(\frac{2D}{\Delta z^2}\right)_i \\ C_i &= \mu_c\Delta t\left(\frac{w}{2\Delta z} - \frac{D}{\Delta z^2}\right)_{i+1} \\ E_i &= (1-\mu_c)\Delta t\left(\frac{w}{2\Delta z} + \frac{D}{\Delta z^2}\right)_{i-1} \\ F_i &= 1 - (1-\mu_c)\Delta t\left(\frac{2D}{\Delta z^2}\right)_i \\ G_i &= -(1-\mu_c)\Delta t\left(\frac{w}{2\Delta z} - \frac{D}{\Delta z^2}\right)_{i+1}\end{aligned} \tag{C.33}$$

La matrice produite par cette équation s'écrit :

$$\begin{bmatrix} B_1 & C_1 & 0 & 0 & \cdots & 0 & 0 & 0 \\ A_2 & B_2 & C_2 & 0 & \cdots & 0 & 0 & 0 \\ 0 & A_3 & B_3 & C_3 & \cdots & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & A_4 & B_4 & \cdots & 0 & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & & \vdots & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots & B_{I-2} & C_{I-2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots & A_{I-1} & B_{I-1} & C_{I-1} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 & A_I & B_I \end{bmatrix} \begin{bmatrix} N_{1,t} \\ N_{2,t} \\ N_{3,t} \\ N_{4,t} \\ \vdots \\ N_{I-2,t} \\ N_{I-1,t} \\ N_{I,t} \end{bmatrix} = \tag{C.34}$$

$$\begin{bmatrix} F_1 & G_1 & 0 & 0 & \cdots & 0 & 0 & 0 \\ E_2 & F_2 & G_2 & 0 & \cdots & 0 & 0 & 0 \\ 0 & E_3 & F_3 & G_3 & \cdots & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & E_4 & F_4 & \cdots & 0 & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & & \vdots & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots & F_{I-2} & G_{I-2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots & E_{I-1} & F_{I-1} & G_{I-1} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 & E_I & F_I \end{bmatrix} \begin{bmatrix} N_{1,t-\Delta t} \\ N_{2,t-\Delta t} \\ N_{3,t-\Delta t} \\ N_{4,t-\Delta t} \\ \vdots \\ N_{I-2,t-\Delta t} \\ N_{I-1,t-\Delta t} \\ N_{I,t-\Delta t} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} E_1 N_{0,t-\Delta t} - A_1 N_{0,t} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \\ 0 \\ G_I N_{I+1,t-\Delta t} C_I N_{I+1,t} \end{bmatrix} \tag{C.35}$$

La résolution de cette matrice tridiagonale se fait également en deux étapes. La première est la décomposition LU selon :

$$\gamma_1 = -\frac{C_1}{B_1} \qquad \gamma_i = -\frac{C_i}{B_i + A_i \gamma_{i-1}} \quad \text{pour} \;\; i = 2, ..., I \tag{C.36}$$

$$\alpha_1 = \frac{R_1}{B_1} \qquad \alpha_i = \frac{R_i - A_i \alpha_{i-1}}{B_i + A_i \gamma_{i-1}} \quad \text{pour} \;\; i = 2, ..., I \tag{C.37}$$

La seconde étape effectue la substitution :

$$N_{I,t} = \alpha_I \qquad N_{i,t} = \alpha_i + \gamma_i N_{i+1,t} \qquad \text{pour} \;\; i = I-1, ..., 1 \tag{C.38}$$

Ici, R_i correspond cette fois à la partie droite de l'équation C.35, à savoir :

$$\begin{aligned} R_1 =& F_1 N_{1,t-\Delta t} + G_1 N_{2,t-\Delta t} + E_1 N_{0,t-\Delta t} - A_1 N_{0,t} \\ R_2 =& E_2 N_{1,t-\Delta t} + F_2 N_{2,t-\Delta t} + G_2 N_{3,t-\Delta t} \\ & ... \end{aligned} \tag{C.39}$$

C.5 Fonction d'erreur

La fonction d'erreur s'écrit sous la forme :

$$\text{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} \mathrm{d}t \tag{C.40}$$

Elle est utilisée pour la fonction de Chapman sous la forme suivante :

$$\text{erfc}(x) = 1 - \text{erf}(x) \tag{C.41}$$

C.6 Dérivation de la diffusion turbulente

Inspirée de Lettau [1951]; Shimazaki [1971], la méthode pour dériver la diffusion turbulente (eddy) se base sur l'équation de Fick, stipulant que le flux d'une espèce à travers un plan est proportionnel au gradient de concentration (ici sur l'axe vertical) :

$$q_i v_i = -K_{eddy} \frac{\partial q_i}{\partial z} \tag{C.42}$$

avec

- q_i, rapport de mélange de l'espèce *i*, sans unité,
- v_i, vitesse moyenne produite par les mouvements turbulents, en *m/s*,
- K_{eddy}, le coefficient de diffusion turbulente, en *cm²/s*.

Le flux de diffusion turbulente ψ_i s'écrit :

$$\psi_i = \rho_i v_i \qquad \text{avec} \qquad \rho_i = \rho q_i \tag{C.43}$$

donc devient

$$\begin{aligned} \psi_i =& \rho q_i v_i = -\rho K_{eddy} \frac{\partial q_i}{\partial z} \\ =& -\rho K_{eddy} \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\rho_i}{\rho}\right) = -\rho K_{eddy}\left(\frac{1}{\rho}\frac{\partial \rho_i}{\partial z} - \frac{\rho_i}{\rho^2}\frac{\partial \rho}{\partial z}\right) \\ =& -K_{eddy}\left(\frac{\partial \rho_i}{\partial z} - \frac{\rho_i}{\rho}\frac{\partial \rho}{\partial z}\right) \end{aligned} \tag{C.44}$$

On part ici des équations B.6 et B.9 pour obtenir :

$$\rho = \frac{P_0 e^{-z/H}}{k_B T} \tag{C.45}$$

La dérivation de ρ par rapport à l'altitude conduit à :

$$\frac{\partial \rho}{\partial z} = \frac{P_0}{k_B T}\left(-\frac{e^{-z/H}}{H}\right) + \frac{P_0}{k_B}\left(-\frac{\partial T}{\partial z}\frac{e^{-z/H}}{T^2}\right) = \frac{P_0 e^{-z/H}}{k_B T}\left(-\frac{1}{H} - \frac{1}{T}\frac{\partial T}{\partial z}\right) \tag{C.46}$$

C'est à dire :

$$\frac{\partial \rho}{\partial z} = -\frac{\rho}{H} - \frac{\rho}{T}\frac{\partial T}{\partial z} \tag{C.47}$$

Le flux de diffusion turbulente devient alors :

$$\psi_i = -K_{eddy}\left(\frac{\partial \rho_i}{\partial z} - \rho_i\left(\frac{1}{H} + \frac{1}{T}\frac{\partial T}{\partial z}\right)\right) \tag{C.48}$$

Le flux est utilisé en se basant sur l'équation de la continuité B.16 :

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} = -\frac{\partial \psi_i}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z}\left(K_{eddy}\left(\frac{\partial \rho_i}{\partial z} - \rho_i\left(\frac{1}{H} + \frac{1}{T}\frac{\partial T}{\partial z}\right)\right)\right) \tag{C.49}$$

Dans cette partie, les variables sont :

- ψ_i, flux de diffusion turbulente, en *molécules/m²/s*,
- ρ, densité de l'air en *molécules/cm³*,
- ρ_i, densité de l'espèce *i* en *molécules/cm³*,
- P_0, pression au point z_0, en *Pascal*,
- z, altitude en *m*,
- H, hauteur d'échelle, en *m*.

Attention, des facteurs de conversion sont à prendre en compte pour homogénéiser les unités, entre les *m*, *cm* ou *km*.

C.7 Paramétrisation de Fomichev pour le refroidissement radiatif

La paramétrisation est tirée de Fomichev et al. [1998, 1993]. Elle vise à exprimer la perte de température engendrée par l'émission radiative du CO_2 à 15 μm.

C.7.1 Découpage de l'atmosphère

L'atmosphère est découpée en altitude sans dimension :

$$x = ln(1000/p) \tag{C.50}$$

avec
- x, niveau d'altitude, sans dimension,
- p, pression, en *mbar*.

Le code de modélisation étant basé sur une altitude kilométrique, il est nécessaire d'interpoler les données utiles (concentrations de CO_2, N_2, O_2, O et température) sur cette grille. Pour un jeu d'altitude allant de 15 à 115 km, les valeurs de x vont de 0 à 17. Les paramètres de Fomichev sont donnés sur des intervalles de 0.25, ce qui correspond à environ 1.4 km.

C.7.2 Basse altitude (15-80 km)

Cette partie de l'atmosphère est paramétrisée selon le travail de Akmaev and Shved [1982]. Fomichev l'implémente afin de prendre en compte les premiers effets non-LTE à partir de 70 km. Pour un niveau x_0 donné, la valeur du refroidissement radiatif $\epsilon(x_0)$ en cm^2s^{-3} s'écrit :

$$\epsilon(x_0) = (1 - 3\phi_0) \sum_{j=-7}^{4} \left(a_j(x_0) + \phi_0 b_j(x_0) + \phi_0^2 c_j(x_0)\right) \phi_j \tag{C.51}$$

avec

$$\phi_j = exp\left(-960.24/T_j\right) \tag{C.52}$$

où
- $\epsilon(x_0)$, refroidissement radiatif en x_0, en cm^2s^{-3},
- j, indice correspondant aux altitudes x_j, définis tel que $x_j = x_0 + \Delta x_j$,
- Δx_j, intervalle intermédiaire permettant de calculer les pondérations des niveaux supérieurs et inférieurs au niveau x_0, les valeurs sont explicitées dans le tableau C.1,
- $T_j = T(x_j)$, température au point x_j, en K,
- a_j, b_j, c_j, paramètres de Fomichev, présentés respectivement dans les tableaux A, B et C de Fomichev et al. [1993].

j	-6	-5	-4	-3	-2	-1	0	1	2	3	4
Δx_j	-4.75	-2.75	-1.75	-1.25	-0.75	-0.25	0	0.25	0.75	1.75	3.75

TABLE C.1 – Indices j et leurs intervalles correspondants Δx_j [Fomichev et al., 1993].

La condition limite est $x_{j=-7} = 0$. Selon le niveau x_0 choisi, le nombre de termes inférieurs peut varier. Le refroidissement radiatif en [K/s] s'écrit enfin :

$$\frac{\partial T_{cool}}{\partial t} = \frac{\epsilon(x_0)}{C_p} 10^{-4} \tag{C.53}$$

Il est calculé au-dessus et en-dessous du point d'altitude considéré puis interpolé au point voulu.

C.7.3 Haute altitude (80-115 km)

De manière similaire, le refroidissement radiatif à haute altitude est déterminé par :

$$\epsilon(x_j) = 8.6301 \cdot 10^9 f_{CO_2}(1-\lambda_j)\tilde{\epsilon}(x_j) \tag{C.54}$$

avec

$$\begin{aligned}\lambda_j = \lambda(x_j) = 1.5638/[1.5638 + e^{-x_j}(&f_{N_2,j}(2.9T_j^2 - 1060T_j + 145000)\\ &+ f_{O_2,j}(4.23T_j^2 - 1490T_j + 180000)\\ &+ f_{O,j}k_O)]\end{aligned} \tag{C.55}$$

où

- $f_{CO_2,j}$, rapport de mélange du CO_2 au niveau x_j, sans unité,
- $f_{O_2,j}$, rapport de mélange du O_2 au niveau x_j, sans unité,
- $f_{O,j}$, rapport de mélange de l'oxygène atomique O au niveau x_j, sans unité,
- $T_j = T(x_j)$, température au point x_j, en *K*,
- k_O, constante de réaction de désactivation collisionnelle CO_2-O, en $s^{-1}atm^{-1}$.

Fomichev conseille pour k_O différentes valeurs selon les profils de températures et les données les plus récentes. Ici, la valeur de $3.5 \cdot 10^7$ $s^{-1}atm^{-1}$ est utilisée.

Le terme $\tilde{\epsilon}(x_j)$ se calcule selon la formule de récurrence suivante :

$$A_j\tilde{\epsilon}(x_j) = A_{j-1}\tilde{\epsilon}(x_{j-1}) + D_{j-1}\phi_{j-1} - D_j\phi_j \tag{C.56}$$

avec la condition limite pour $x_j = 11.5$:

$$\tilde{\epsilon}(11.5) = \frac{1.1008 \cdot 10^{-10}\epsilon(11.5)}{f_{CO_2}(11.5)(1-\lambda(11.5))} \tag{C.57}$$

La valeur d'$\epsilon(11.5)$ se calcule par la méthode précédente, à basse altitude. Il est donc nécessaire pour cette partie de calculer les contributions venant des basses altitudes. Les paramètres A_j, A_{j-1}, D_j et D_{j-1} s'écrivent :

$$\begin{aligned}A_j &= 1 - \lambda_j\left(1 - \frac{1}{4}d_{j-1} - \frac{3}{4}d_j\right)\\ A_{j-1} &= 1 - \lambda_{j-1}\left(1 - \frac{3}{4}d_{j-1} - \frac{1}{4}d_j\right)\\ D_j &= \frac{1}{4}(d_{j-1} + 3d_j)\\ D_{j-1} &= \frac{1}{4}(3d_{j-1} + d_j)\end{aligned} \tag{C.58}$$

Les valeurs de d_j sont présentées le tableau D de Fomichev et al. [1993] et sont calculées entre $x_j = 11.5 - 17$ avec $\Delta x_j = 0.25$ pour intervalle. Le calcul du refroidissement se fait pour finir de la même manière que pour les basses altitudes (équation C.53) :

$$\frac{\partial T_{cool}}{\partial t} = \frac{\epsilon(x_0)}{C_p}10^{-4} \tag{C.59}$$

C.8 Estimation de la température à partir du spectre

Il est possible d'estimer la température du milieu à partir des raies spectrales de OH. Basé sur l'article de Meriweather [1984], il s'agit d'écrire l'intensité selon :

$$I_{(J'',\nu'\leftarrow J',\nu')} = N_{\nu'}A_{(J'',\nu'\leftarrow J',\nu')}\frac{2(2J'+1)}{Q_r}\exp\left(-100\frac{E(\nu',J')hc}{k_BT_r}\right) \tag{C.60}$$

avec

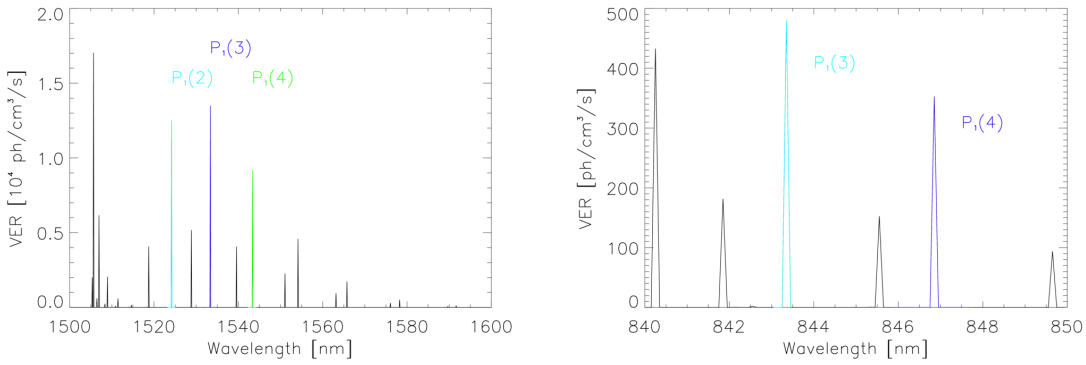


FIGURE C.2 – Spectre OH(3-1) à gauche, et OH(6-2) à droite. En couleur, les raies disponibles pour les calculs de température selon l'équation C.62.

- $I_{(J'',\nu'\leftarrow J',\nu')}$, intensité de la transition $J'',\nu' \leftarrow J',\nu'$, en *ph/cm³/s*,
- $N_{\nu'}$, population de l'état vibrationnel ν', en *molécules/cm³*,
- $A_{(J'',\nu'\leftarrow J',\nu')}$, coefficient d'Einstein $J'',\nu' \leftarrow J',\nu'$, en */s*,
- J', état rotationnel,
- Q_r, fonction de partition rotationnelle, sans unité,
- $E(\nu', J')$, énergie rotationnelle, en */cm*,
- h, C^te de *Planck*, en $J \cdot s$,
- c, vitesse de la lumière, en *m/s*,
- k_B, C^te de *Boltzmann*, en *J/K*,
- T_r, température rotationnelle, en *K*.

Ainsi, pour deux raies provenant du même état vibrationnel ν', mais d'un état rotationnel différent J' et J'', on écrit le rapport des intensités comme :

$$\frac{I_{(J',\nu')}}{I_{(J'',\nu')}} = \frac{A_{(J',\nu')} 2(2J'+1) \exp\left(-100 \frac{E(\nu',J')hc}{k_B T_r}\right)}{A_{(J'',\nu')} 2(2J''+1) \exp\left(-100 \frac{E(\nu',J'')hc}{k_B T_r}\right)} \tag{C.61}$$

Ce qui conduit à la température :

$$T_r = -\frac{100hc(E(\nu',J') - E(\nu',J''))}{k_B \log\left(\frac{I_{(J',\nu')}}{I_{(J'',\nu')}} \frac{A_{(J'',\nu')}}{A_{(J',\nu')}} \frac{2(2J''+1)}{2(2J'+1)}\right)} \tag{C.62}$$

La figure C.2 montre 2 transitions utilisées pour remonter à la température sur la couche OH. La première est la transition OH(3-1) autour de 1530 nm. Il s'agit des branches $P_1(J)$ pour J allant de 2 à 4. La seconde est la transition OH(6-2), avec les raies $P_1(3)$ et $P_1(4)$. Bageston et al. [2007] décrivent par exemple le développement d'un imageur pour la température mésosphérique à partir de OH. Phillips et al. [2004] ont comparé la température mesurée par la bande (8-3) et mesurée par la bande (6-2) au dessus de l'Antarctique. Taylor and Hapgood [1988] mesurent simultanément la température et l'intensité de la couche OH à l'aide d'un imageur.

Annexe D

Articles scientifiques

D.1 O_2 and OH night airglow emission derived from GOMOS-ENVISAT instrument

Bellisario et al. [2014a]

Global Ozone Monitoring by Occultation of Stars (GOMOS) was an instrument dedicated to the study of atmospheric chemistry based on the principle of stellar occultation. The signals delivered by the IR spectrometer coupled with two CCD detectors, initially used for absorption measurements, were analyzed in order to observe the night airglow resulting from O_2 and OH emissions at 761.9 and 930 nm, respectively. The method to retrieve those emissions is described as well as the error analysis. The results of this first attempt are presented and discussed with respect to instrument characteristics, earth coverage, altitude resolution, and the ability of GOMOS data to contribute to night airglow investigations. Mean limb intensities are equal to 28.9 and 7.7 MR for O_2 at 760nm and OH at 930 nm, respectively. Individual O_2 emissions are retrieved with an accuracy better than 15%, while the OH emission, which provides smaller intensities, is retrieved with an accuracy of 10% for the monthly average.

O_2 and OH Night Airglow Emission Derived from GOMOS-*Envisat* Instrument

CHRISTOPHE BELLISARIO

DOTA, ONERA, Palaiseau, France

PHILIPPE KECKHUT

LATMOS-IPSL, CNRS/INSU, UMR 8190, Université de Versailles Saint-Quentin-en-Yvelines, Guyancourt, France

LAURENT BLANOT

ACRI-ST, Sophia-Antipolis, France

ALAIN HAUCHECORNE

LATMOS-IPSL, CNRS/INSU, UMR 8190, Université de Versailles Saint-Quentin-en-Yvelines, Guyancourt, France

PIERRE SIMONEAU

DOTA, ONERA, Palaiseau, France

(Manuscript received 21 June 2013, in final form 7 February 2014)

ABSTRACT

Global Ozone Monitoring by Occultation of Stars (GOMOS) was an instrument dedicated to the study of atmospheric chemistry based on the principle of stellar occultation. The signals delivered by the IR spectrometer coupled with two CCD detectors, initially used for absorption measurements, were analyzed in order to observe the night airglow resulting from O_2 and OH emissions at 761.9 and 930 nm, respectively. The method to retrieve those emissions is described as well as the error analysis. The results of this first attempt are presented and discussed with respect to instrument characteristics, earth coverage, altitude resolution, and the ability of GOMOS data to contribute to night airglow investigations. Mean limb intensities are equal to 28.9 and 7.7 MR for O_2 at 760 nm and OH at 930 nm, respectively. Individual O_2 emissions are retrieved with an accuracy better than 15%, while the OH emission, which provides smaller intensities, is retrieved with an accuracy of 10% for the monthly average.

1. Introduction

In the near-infrared (IR) region, the mesospheric nightglow takes its sources mainly in the emission lines photochemically produced by OH radicals, O_2 atmospheric bands, and atomic oxygen. This effect was first reported by Meinel (1950) and received a lot of interest in order to better understand the physics of the upper mesosphere. The IR emission band is wide and takes place from 700 nm to a few microns. Airglow observation can be useful to better understand atmospheric phenomena that remain in question, such as the solar forcing on climate through the NO_x chemistry (Solomon et al. 1999), the role of the gravity waves (Hines 1960; Alexander et al. 2010) and atmospheric tides on the vertical atmospheric coupling, the detection of the cooling expected in the upper mesosphere due to the increase of greenhouse gases (Beig et al. 2003), and the occurrence of noctilucent clouds (Gadsden 1998; Pérot et al. 2010).

Since the beginning of last century, the mesospheric nightglow emissions have been studied, mainly with ground-based observations (McLennan and McLeod 1927; Slipher 1929), then with rockets (Heppner and Meredith 1958), and finally with satellites at the beginning of the 1970s. The *International Satellites for Ionospheric Studies II* (*ISIS-II*; Shepherd et al. 1973), the *Orbiting Geophysical Observatory 6* (*OGO 6*; Donahue

Corresponding author address: Christophe Bellisario, DOTA, ONERA, Chemin de la Hunière, BP 80100, 91123 Palaiseau CEDEX, France.
E-mail: christophe.bellisario@onera.fr

DOI: 10.1175/JTECH-D-13-00135.1

© 2014 American Meteorological Society

et al. 1974) and the *Atmospheric Explorer* (*AE*; *AE-C*, *AE-D*, and *AE-E*) (Torr et al. 1977) were the first satellite programs to provide airglow data, allowing one to understand the nightglow variations. While the OH band at 1.6 μm is clearly observed with ground-based instruments, the brightest band at 4 μm is absorbed in the lower atmosphere, thus requiring the satellite observations. In addition, observations of other components like alkali metals (Delannoy and Weill 1958) were performed simultaneously, providing useful information about the physical processes occurring at these altitudes (Meriwether 1989). Nowadays, these measurements are still valuable for the validation of numerical models describing the molecular and ionospheric chemistry, wave forcing from below, from above (solar particle precipitations, meteorite showers, etc.), and coupling mechanisms (dynamic).

On board the European Space Agency's (ESA) space platform the *Environmental Satellite* (*Envisat*), the Global Ozone Monitoring by Occultation of Stars (GOMOS) instrument, operational from March 2002 to April 2012, was dedicated to the study of the earth's atmosphere (Bertaux et al. 2004). Its sun-synchronous orbit implied each location to be seen at almost the same local time. It is an essential characteristic, since it allows long-term trends not to be disturbed by tides and by the diurnal photolysis mechanism. The method of star occultation allowed for deriving limb vertical profiles of constituents like ozone with a good vertical resolution (about 2 km). The GOMOS instrument provided atmospheric spectrum from 248 to 954 nm. The emissions associated with species like O_2 and OH could then be observed. Such long continuous and global observations are highly valuable for investigating the atmospheric variability on different time scales from gravity waves to interannual changes. Other instruments allow airglow observations from space. The Sounding of the Atmosphere using Broadband Emission Radiometry (SABER) infrared radiometer is designed for energetics and temperature measurements (Mlynczak 1997), and it looks over the OH emission spectral window at 1.6 and 2 μm. Two decades ago, the Wind Imaging Interferometer (WINDII), dedicated to wind profile measurements (Melo et al. 2000), observed the OH (8–3) band at 730 nm and also the O_2 (0–0) atmospheric band at 760 nm (among other species). The Scanning Imaging Absorption Spectrometer for Atmospheric Cartography (SCIAMACHY) was focused on limb emission data (Kaufmann et al. 2008) with OH observations of the (9–6) and (3–1) bands. GOMOS was the first satellite instrument able to measure the OH (8–4) band and to continue measurements on the O_2 (0–0) bands, as WINDII stopped in 2004.

Although the GOMOS instrument was not designed for airglow measurements, it is valuable to describe signal averaging strategies, to mitigate uncertainties, and to report about the final accuracy. In this paper, the method to analyze the GOMOS spectrum in the near-infrared (NIR) region in order to investigate the O_2 and OH emissions is presented. The concern is to describe the measurement conditions that may introduce noises. We extract the real signal corresponding to the airglow and address the averaging issues. We aim to provide the best compromise between quality and quantity of original data.

In section 2, we describe the instrument, its purpose, and we provide information about the two-band spectrometer used in this study. In section 3, the impact of the measurements' conditions on the retrieval is analyzed with emphasis on the data selection. In section 4, we provide a detailed description of the processing chain that we developed in the frame of this study, including conversion of the raw spectra into physical units, stray light (defined later) removal, and computation of the nightglow intensity and its associated error bars. Finally, in section 5, the first results of O_2 and OH nightglows are presented and discussed.

2. GOMOS instrument and data overview

GOMOS is on board the *Envisat* space platform with nine other instruments partially dedicated to the study of atmospheric chemistry (Bertaux et al. 2010). The sun-synchronous satellite is located at an average altitude of 800 km, with an orbit inclination of 98.55°. It especially allows for building a 3D distribution of ozone in the middle atmosphere with high accuracy in altitude thanks to the technique of occultation of stars mainly in the stratosphere and also in the mesosphere, where the second ozone maximum was accurately observed (Evans and Llewellyn 1972). GOMOS is looking backward, recording the spectrum of a star to determine absorption through the Beer–Lambert law with a 30 cm $\times$ 15 cm (1.05-m focal length) telescope. As the *Envisat* platform is moving along its orbit, the light spectrum of a given star is continuously recorded, with a line of sight (LOS) crossing atmospheric air masses located at lower altitudes (Fig. 1). The ratio between the spectrum observed outside the atmosphere and the spectrum through the atmosphere gives a transmission spectrum where the absorption bands of a given molecule can be identified. This absorption signature is related to the concentration integrated along the LOS. The integration time is 0.5 s and the velocity of the tangent point is 3.4 km s^{-1}, so that the vertical sampling resolution is 1.7 km at most. There are occultations called tangent or oblique, where the

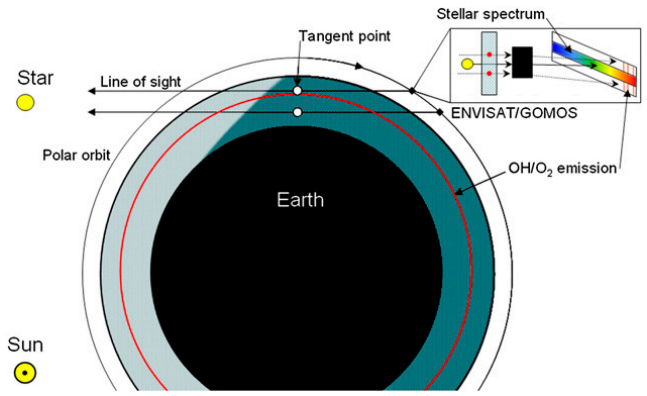


FIG. 1. Principle of O_2 and OH observation. While the *Envisat* platform is moving along its orbit, the altitude of the tangent point decreases and the atmospheric absorption of the star spectrum varies for ozone measurements recorded on the central CCD band. The nightglow emission layer is indicated in red. When the LOS is crossing the altitude of airglow emission, the GOMOS upper and lower CCD bands allow limb view observations of the OH and O_2 emissions.

descent speed of the tangent point is much smaller. As a result the vertical sampling is better (one measurement every 0.15 km), but the resolution is limited to 600 m by the size of the detector. In comparison, the vertical resolution using other instruments (SABER or WINDII) reporting airglow observations is 2 km for the final product.

GOMOS is composed of two spectrometers (A and B), each using two charge-coupled devices (CCDs; 1 and 2). Therefore, four spectral intervals are considered—A1, from 248.1 to 389.18 nm (UV); A2, from 389.52 to 690.49 nm [visible (VIS)]; B1, from 755.12 to 774.59 nm; and B2, from 925.97 to 954.42 nm (for NIR). Each CCD uses three stripes [or bands as defined in Bertaux et al. (2010); see Fig. 1], defined as follows:

- The central band is collecting the star target flux.
- The upper band and the lower band (called background bands) are looking above and below the star, respectively. When they observe a dark sky area at night, the results are used in the processing chain for the dark charge correction.

In our study, B1 and B2 background band spectra (both upper and lower) are used in order to look for the O_2 (0–0) atmospheric band and OH (8–4) emission bands, respectively (see Fig. 2 with the given OH lines). In this case, OH and O_2 emissions can be extracted from the upper and lower band signals, while in the central band, the star spectrum masks such emissions. The spectral coverage of each pixel corresponds to 0.047 nm for B1 and 0.056 nm for B2. The slit of the spectrometer has a finite width of 10 pixels and the spectral resolution, due to the instrumental spectral point spread function (PSF), is 0.13 nm at full width at half maximum (FWHM). The pixel size is 20 μm × 27 μm and seven lines are used for each band.

GOMOS observed continuously star occultations from 2002 to April 2012. While it provides a very good time coverage compared with solar occultation (Bertaux et al. 2010), it also involves complex measurements. Indeed, each observation is performed with a very different signal-to-noise ratio, since star magnitudes are all different and background illumination can be different too. GOMOS measurements also suffer from a dark charge (DC) increase (Keckhut et al. 2010). In the present study, we have used the fifth version of the data processing. The residual signal of the CCD, the dark charge, corresponds to electrons generated in one pixel in the absence of incoming light. The DC correction is handled in the operational GOMOS processing chain: the DC estimate is made by pointing the GOMOS telescope

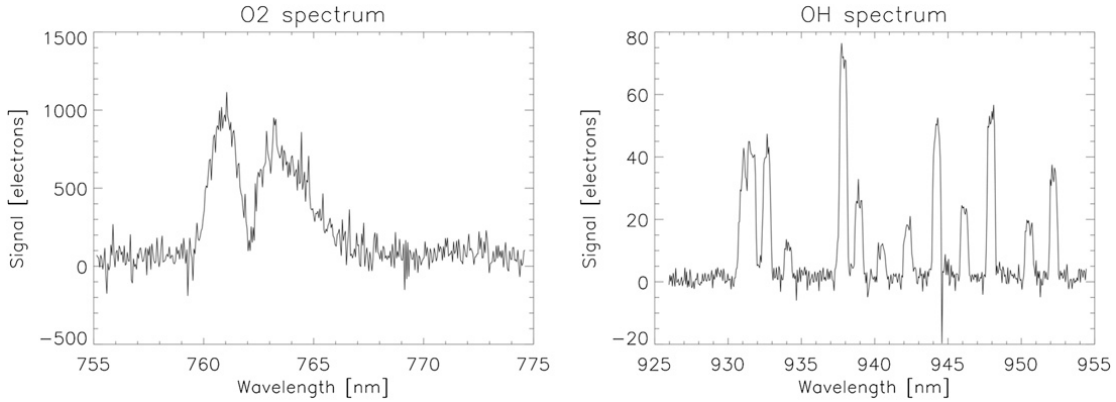


FIG. 2. (left) O_2 and (right) OH spectra in electrons. The O_2 spectrum was taken 1 Jan 2014 at 58° latitude and −57° longitude. The OH spectrum is averaged over the month of September 2002, over latitudes −15° and −10°, for all longitudes. On the OH spectrum, the R branch between 930 and 935 nm, the Q branch between 937 and 941 nm, and the P branch between 942 and 954 nm are visible.

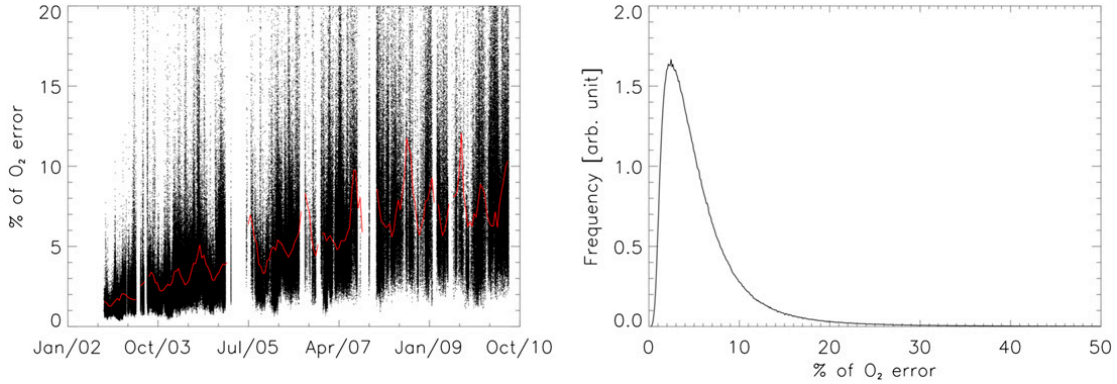


FIG. 3. (left) Evolution (%) of the error bars on the computed O_2 nightglow during the years of GOMOS data. The positive linear trend appears to take its origin from the increase of the DC. (right) Distribution of the error with most of the values below 15%.

at night toward a dark sky area (DSA), that is, a portion of the sky where there is no star in the field of view. This measurement is planned for each orbit. A quasi-linear increase of the CCD DC through the time of the mission has been observed as represented in Fig. 3 (left). It is partially caused by the increase of the overall temperature of the instrument (degradation of external insulation) and the continuous increase of the CCDs' temperature, which are not cooled by design. The main cause of DC increase and detection limitation is the appearance of hot pixels [also called random telegraphic signal (RTS)]. These pixels exhibit erratic behaviors: a hot pixel is a pixel that can suddenly deliver a lot of electrons during a short amount of time (seconds or minutes, sometimes more) and then come back to its initial state. Cosmic particles, especially during transits through the South Atlantic anomaly, are mainly responsible for the increasing number of hot pixels. This massive increase of the number of hot pixels through the mission results in an increase of the average DC.

In 2005, some malfunctions of the mirror mechanism led to an interruption of the measurements for several months. Following this interruption, the measurements restarted with a restricted azimuth range leading to a decrease of the earth's coverage. The average number of occultations per day decreased from about 400 to 250–300.

3. Measurement conditions and data selection

a. Illumination conditions

The position of the satellite above the earth and the limb illumination are also a source of stray light according to the conditions of illumination of the portion of the scene directly observed by GOMOS. It is also caused by light coming from other atmospheric regions. In the data files provided by the European Space Agency (ESA), a specific flag condition called product confidence data (PCD) describes these illumination conditions. It depends mainly on the sun's position with respect to the satellite and the illumination conditions of the tangent point. Three types of illumination conditions are identified, while the satellite can be also directly illuminated, providing more stray light.

Condition 0 corresponds to full dark, where the tangent point and the satellite are in full dark. Condition 1 is the opposite, where both the tangent point and the satellite are in full-day conditions. Condition 2 refers to twilight, meaning that the satellite is in full dark and the tangent point illumination is in twilight [solar zenith angle (SZA) $< 110°$]. Condition 3 corresponds to "stray light," where the tangent point is in full dark and the satellite might be illuminated (SZA $< 120°$). To finish, condition 4 is the combination of conditions 2 and 3. All illumination conditions are summarized in Table 1.

According to the conditions described in section 3a, the data for illumination conditions 1 and 4 are never and hardly selected in our study, respectively, whereas conditions 2 and 3 are sometimes selected. PCD conditions 2–4 are found for observations located at high latitudes (south and north), which implies that the measurements' conditions were less favorable in these regions. The restriction of the data to only full-dark conditions will remove parts of the GOMOS coverage but will provide the lowest noise level and the most accurate measurements.

b. Other causes of stray light

Two major sources of light contamination that contribute to recorded signals were considered:

- the aurora emission lights
- the external stray light

Both phenomena are described hereafter.

TABLE 1. Illumination conditions, as a function of the tangent point and satellite illumination. Full-day condition is defined as SZA at tangent point <97° for at least one measurement with altitude at tangent point <50 km, and full dark is none of the other conditions.

Condition No.	Illumination condition name	Tangent point illumination	Satellite illumination
0	Full_dark	Full dark	Full dark
1	Bright_limb	Full day	Full day
2	Twilight	Twilight (SZA < 110°)	Full dark
3	Stray light	Full dark	SZA < 120°
4	Twilight + stray light	Twilight (SZA < 110°)	SZA < 120°

1) AURORA EMISSION LIGHTS

GOMOS measurements may be affected by auroral emission lights. This happens generally for observations located near the poles. The spectral signature of the auroral light has several emission lines located in the UV, visible, and near IR. The most intense line is the green line, located at 557.7 nm in spectrometer A2. The line is due to the emission of atomic oxygen. An aurora light detection algorithm has been built, based on the presence of the green line. If the green line is detected above 80 km, then an "aurora flag" is raised for the current GOMOS observations. It is important to flag observations contaminated by an aurora. The top panel in Fig. 4 represents one aurora case, where the atomic green line is saturated as well as the O_2 emission signal on the spectrometer B1 (SPB1). As a comparison, the bottom panel in Fig. 4 shows the upper-band signal with no aurora.

2) EXTERNAL STRAY LIGHT

The term *external stray light* is used to qualify the light originating from outside the line of sight of the instrument. In other terms, it is the light that is not supposed to reach the instrument detectors. There are two main sources of external stray light: one is the possible reflection of solar light on *Envisat* components or on GOMOS optical system components. The other source is the scattering of the solar light due to molecules or particles that are outside the field of view but are illuminating a part of GOMOS—for instance, the front plane mirror, which scatters again in all directions,

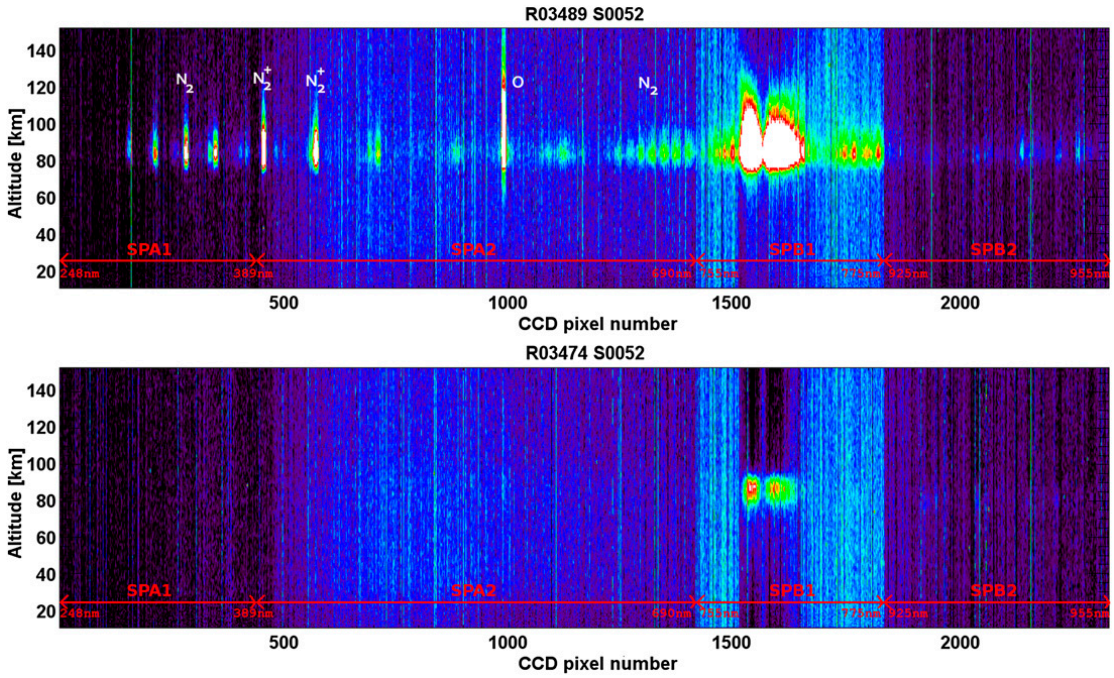


FIG. 4. Upper-band signal for a GOMOS observation (top) with a strong aurora and (bottom) without. The *x* axis is the spectral dimension. The unit is the pixel number, with each pixel number being associated with a wavelength. The legend shows the separation between the four CCD spectrometers: SPA1, SPA2, SPB1, and SPB2. (top) Several aurora emission lines are visible near 90 km. Among them, the "green line" at 557 nm (near pixel 1000) is used for the aurora detection algorithm. The O_2 emission signal amplitude at 760 nm (between pixels 1500 and 1600) is strongly increased by the presence of the aurora.

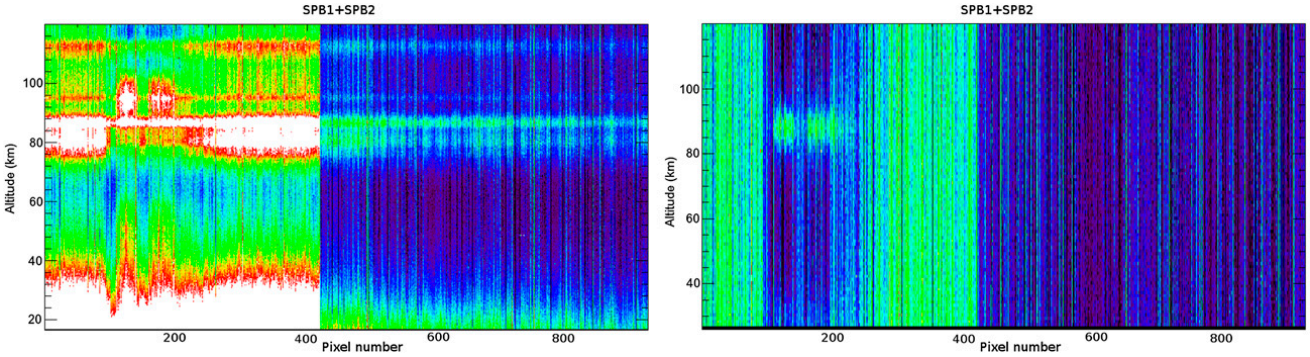


FIG. 5. Two examples of GOMOS upper-band observation with stray-light contamination. Only SPB1 (pixels 0–420) and SPB2 (pixels 421–920) are represented. (left) A case where stray light varies a lot with the altitude (see pixels 0–200 and 220–420). (right) A case where the stray light does not vary with altitude. For this case, the stray light can be corrected: we estimate it by averaging the spectra above 110 km (no airglow at these altitudes). We then subtract this averaged spectrum from the spectra at all other altitudes. Therefore, in our selection method, the (left) case is flagged (discarded), whereas the (right) case is not. The O_2 emission is visible in both cases in SPB1 between pixels 100 and 200 near 90 km.

including the nominal field of view. It has been shown that this contribution is probably linked to the variation of albedo between the position of the tangent point and the position of the satellite, mainly due to the presence of very reflective tropospheric clouds. The presence of stray light is correlated with the SZA at the satellite position:

- For illumination conditions 0 and 2, SZA corresponds to larges values and *Envisat* is in the dark. Thus, in this case, the data cannot be contaminated by any stray-light signal.
- For illumination conditions 1, 3, and 4, SZA has smaller values and *Envisat* is illuminated by the sun, leading to possible stray-light contamination.

In the nominal processing of star occultation, the sky background and the stray light are removed by subtracting the upper- and lower-band signals from the central band containing the star spectrum. As a result, there is no dedicated stray-light correction of upper and lower bands in the GOMOS ESA operational processing and thus the presence of stray light in the background band can severely bias our study. In the frame of this study, a GOMOS stray-light flag algorithm has been specifically developed. We check for the presence of the stray light signal in the spectrometer B1 (SPB1). The stray-light flag is raised if at least one of the two following items is verified:

- The level of the stray-light signal exceeds a threshold level.
- The variation of the stray-light signal intensity between the first measurement (highest altitude) and the measurement corresponding to 80-km altitude exceeds a certain threshold (slope). Figure 5 (left) gives an example of stray-light signal showing a strong change of intensity with altitudes.

If none of these points is verified, then we can consider that either there is no stray-light signal or the stray-light signal is stable enough so that it can be efficiently removed by the subtraction of the high-altitude spectrum (mean spectrum $>$ 110 km). Thus, the observation is not flagged, as we can see in Fig. 5 (right). If a flag is raised in SPB1, then we raise it also for spectrometer B2 (SPB2). Indeed, the stray-light signal presence in SPB1 and its fluctuation with altitude are generally similar in SPB2 (with a much smaller intensity in SPB2, but it may still bias the OH emission line retrieval, as these lines are very faint).

4. Retrieval method description

a. Noise contamination and removal

One of the main problems with instrumental data is the estimate of noise to be subtracted from the raw signal. The different sources of noise that must be considered in the frame of our study are stray light, stellar leakage, and residual dark charge. More information about these noises is given below.

1) STRAY LIGHT

The stray-light origin and signature are explained in section 3b(2).

2) RESIDUAL DC

The GOMOS CCDs' dark charge signal is corrected in the GOMOS level 1b processing chain. However, this correction is not a perfect one: indeed, the temperature of the CCD that is used in the DC correction algorithm is measured with a discretization step of 0.4°. This can lead to an error in the dark charge estimate of up to 6%.

3) STELLAR LEAKAGE

As the star is a point source, its image on the CCD in a perfect instrument should be spatially focused in

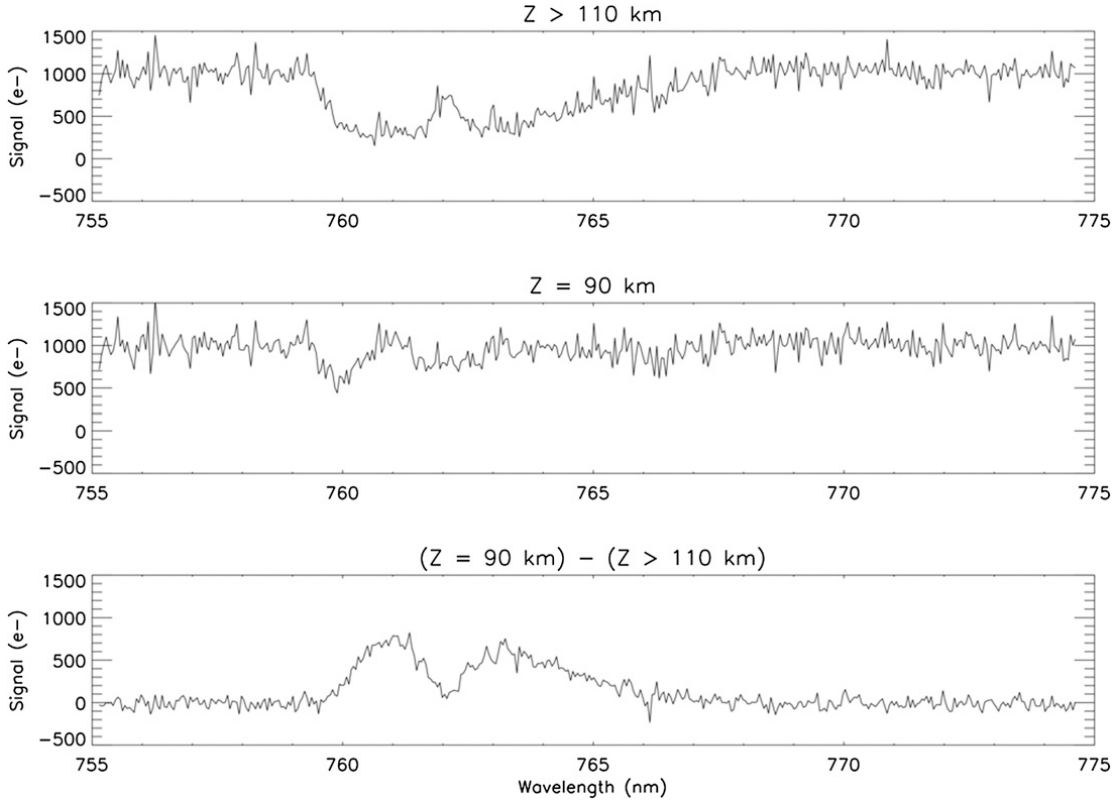


FIG. 6. Process of noise removal (here with an O_2 spectrum). (top) The first spectrum, observed at altitudes higher than 110 km, is subtracted from (middle) the spectrum observed at 90 km. (bottom) The result is a spectrum corrected from stray-light contamination. The (top) contains the strong O_2 absorption A band. Indeed, this signal is due to solar light scattered by the ground, clouds, or lower atmosphere. It is not solar light scattered by the spacecraft, which would contain no O_2 signature.

the central band. However, the spatial PSF of GOMOS spreads the projection of the star. As a consequence, some signals reach the upper and lower bands. This contamination is called stellar leakage. The amount of signal received in the background bands is about 1% of the signal in the central band.

We have developed an algorithm in order to correct these three sources of contamination. This algorithm is based on the fact that these three sources do not vary with the altitude. Indeed,

- the dark charge is constant for a time scale of one observation (about 1 min);
- the star leakage is proportional to the star signal in the central band, which is constant for the altitudes considered in our study (no absorption above 80 km in SPB); and
- our stray-light flagging routine has discarded all the data with stray light varying strongly with altitude.

A high-altitude spectrum is computed by averaging all spectra above 110 km (Fig. 6, top). This spectrum is an estimator of the cumulated signal of the three sources of contamination. This high-altitude spectrum is then removed from all the spectra between 80 and 100 km, as illustrated in Fig. 6. This provides contamination-corrected spectra. The O_2 spectrum can be identified more clearly after noise removal (Fig. 6, bottom).

Despite the removal of the high-altitude spectrum, there may be a small residual contamination signal in the case of the observations with a stray-light signal slightly varying with altitude that has not been flagged by the stray-light detection routine. When computing the airglow intensity signal by integrating the signal over wavelengths, this residual noise, called here "the base," is calculated by averaging the signal outside the emission line. This residual noise signal is then subtracted to estimate the correct airglow signal (Fig. 6). The detailed calculations of the error estimates are described in the next section.

b. *Computation of the nightglow intensity and error estimate*

To compute the nightglow intensity at a given altitude z, several steps are required. The GOMOS limb products are provided in the unit of electrons $0.5\,s^{-1}$ pixel^{-1}. A radiometric conversion factor is used to obtain a physical unit: photons $cm^2\,s^{-1}\,nm^{-1}\,sr^{-1}$. The number

of electrons $N(e)$ created per pixel during dt may be written as

$$N(e) = I(\lambda)\, d\omega S_{\text{eff}}(\lambda)\, d\lambda\, dt, \quad (1)$$

where

$I(\lambda)$ is the brightness of the emission in photons $\text{cm}^2\,\text{s}^{-1}\,\text{sr}^{-1}\,\text{nm}^{-1}$;

$d\omega$ is the solid angle subtended by the instantaneous FOV, defined by the width of the slit in pixels (10 pixels), the height of the CCD band (7 pixels), the size of one pixel ($20\,\mu\text{m} \times 27\,\mu\text{m}$), and the focal length of the telescope ($f = 1.05\,\text{m}$):

$$d\omega = \frac{10 \times 7 \times 20 \times 10^{-6} \times 27 \times 10^{-6}}{1.05^2} = 3.42\,\text{sr}; \quad (2)$$

$S_{\text{eff}}(\lambda)$ is the efficient area of GOMOS, with an average value of 1.17 and 0.63 electrons photons^{-1} $(\text{s nm cm}^2)^{-1}$ for SPB1 and SPB2, respectively.

From the spectrum $S^z \pm \sigma^z$ in $0.5\,\text{s}^{-1}\,\text{pixel}^{-1}$, a high-altitude averaged spectrum $S^h \pm \sigma^h$ is subtracted, where $S^{z,h}$ is the spectrum at altitude z or high altitude h, and σ is the uncertainty. This allows the removal at once of several noise sources, as explained in the previous section, where

$$S_{0i} = S_i^z - S_i^h. \quad (3)$$

The uncertainty for each pixel i is consequently

$$\sigma_i = \sqrt{(\sigma_i^z)^2 + (\sigma_i^h)^2}, \quad (4)$$

with σ_i^z being the uncertainty associated with the pixel i at altitude z and σ_i^h for high altitudes.

Then we proceed to a sum over the wavelengths domain belonging to the signature ($R_0 \pm \sigma_{R0}$) and an average for the basis ($b \pm \sigma_b$):

$$R_0 = \sum_{\lambda_R} S_0 \quad \text{and} \quad b = \overline{S_0}|_{\lambda b}, \quad (5)$$

$$\sigma_{R0} = \sqrt{\sum_{\lambda R} (\sigma_i)^2} = \sqrt{\sum_{\lambda R} [(\sigma_i^z)^2 + (\sigma_i^h)^2]}, \quad \text{and} \quad (6)$$

$$\sigma_b = \frac{\sqrt{\sum_{\lambda b} (\sigma_i)^2}}{n_b} = \frac{\sqrt{\sum_{\lambda b} [(\sigma_i^z)^2 + (\sigma_i^h)^2]}}{n_b}. \quad (7)$$

Finally, a possible remaining offset is removed. For achieving this estimate, the average value corresponding to the pixels around the signal (the bases) is computed and subtracted from the signal (times n_R, the number of signal pixels due to the sum over the signal). Then, we obtain the final nightglow using

$$R = R_0 - n_R b \quad (8)$$

with its associated uncertainty estimate defined as

$$\sigma_R = \sqrt{\sigma_{R0}^2 + (n_R \sigma_b)^2} = \sqrt{\sum_{\lambda R} [(\sigma_i^z)^2 + (\sigma_i^h)^2] + \frac{n_R^2}{n_b^2} \sum_{\lambda b} [(\sigma_i^z)^2 + (\sigma_i^h)^2]}. \quad (9)$$

The conversion in Rayleigh unit is performed with the knowledge that 1 Rayleigh equals $(10^6/4\pi)$ photons $\text{cm}^2\,\text{s}^{-1}\,\text{sr}^{-1}$.

5. Preliminary results

The signal analysis of the O_2 and OH airglow derived in the previous sections leads to a significant amount of data (about 5.4 million points of data usable in case of O_2 airglow, with an average of 14 vertical points). The spatial and temporal coverage is large, from 2002 to 2010, with daily or monthly data for O_2 and OH airglow over all longitudes and most of the latitudes, respectively. Indeed, 77% of available nights of measurements are used over 75% of the latitudes. For the monthly average, around 38% of the latitudes are considered.

Dealing with both O_2 and OH spectra, a comparison between upper and lower bands has been made and a strong correlation is observed, as expected. Indeed, upper and lower bands are recorded at the same time and are thus supposed to measure the same signal under similar illumination conditions. Then, the global coverage is not homogeneous: as the PCD illumination conditions reduce the number of daytime observations, high latitudes during summer solar conditions may not be selected. To finish, the dataset reveals a decrease of valid observations at the highest latitudes in the summer hemisphere. For the Southern Hemisphere, there are no data below 60°S around January and similarly, there are no data above 60°N during summer in the Northern Hemisphere.

The local time is an important factor, as strong nocturnal variations can occur. Using GOMOS data, we observe that for the Northern Hemisphere, most of the observations are obtained before midnight, whereas in the Southern Hemisphere, observations are split around midnight. Variations of the nightglow in regard to the local time have already been studied by several teams (Yee et al. 1997; Abreu and Yee 1989). They show that a gradual decrease of OH emission (at 732 nm) from

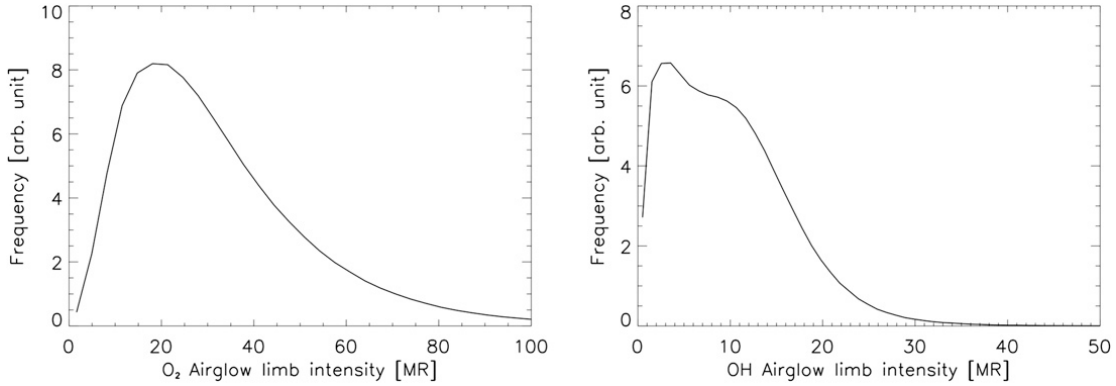


FIG. 7. Distributions of the airglow limb intensity—(left) O_2 and (right) OH. The mean values of the airglow are 28.9 and 7.7 MR, respectively.

sunset to sunrise is observed at solstice. Thus, small effects are expected for the Northern Hemisphere, while there might be an underestimate of 20% of the nightglow in the Southern Hemisphere.

The observed airglow is a limb view airglow, which means that the whole line of sight contributes to the values presented below. The modified onion peeling method, the Abel inversion method, and the Tikhonov regularization (Sofieva et al. 2004) could be applied in order to perform comparisons with existing vertical profiles of local emissivities. It has not been derived using this method, as the signal-to-noise ratio of the individual spectra is low. For this reason, spectra have been averaged vertically and with time to access the geophysical variability. A vertical variability of the OH layer is expected on time scales shorter than a month and then it cannot easily be derived from these measurements.

The O_2 airglow at high altitude is strong enough to be observed without averaging data. It takes values up to 100 MR. The error varies from 1% to 20%, as seen in Fig. 3 (right). The reason of the increase has already been explained in section 2. Figure 7 (left) shows the distribution of the O_2 airglow. The average is around 28 MR and the distribution is positively skewed. For O_2, the optimal altitude corresponding to the maximum of nightglow takes place on average at 90 km (Fig. 8, left). However, we observe an altitude decrease of the peak close to the equator. In the region between 15°S and 15°N, the O_2 emission is getting weaker, broader, and closer to the ground by a few kilometers (87–88 km) in comparison to other latitudes. In these latitudes, the variation in the airglow intensity between 90 km and the local maximum does not exceed 10%. Everywhere else, the maximum of intensity is included in a vertical domain of 2–3 km around 90 km.

Concerning the processing of OH emissions, the weakness of the signals has implied averaging the data. Bins of 1 month in time, 5° in latitude, and all longitudes have been used in order to average the data. All illumination conditions have been kept. The OH nightglow takes values up to 30 MR, and it behaves differently among the latitudes, the average being observed around 7.7 MR. The altitude of the OH airglow maximum is observed at 85 km. Similar profiles has been found with SABER/the Thermosphere–Ionosphere–Mesosphere Energetics Dynamics (TIMED) satellite (Russell et al. 1999), or with ground-based observations (Suzuki et al. 2010). The peak height at the equator is also lower than those at other latitudes, which is consistent with the SABER/TIMED observations (with other OH bands; Gao et al. 2010). The average of the estimated error of the nightglow is around 12%. However, all illumination conditions are exploited, which may result in small deviations at high latitudes. Without averaging the data, the mean value of the limb intensity is slightly different (7.4 MR) but the error is larger (around 30%).

6. Conclusions and discussion

We have described in this study a way to use GOMOS data, initially planned for absorbing atmospheric constituents like ozone, in order to derive O_2 and OH limb nightglow.

A data selection process has been developed using the raw data of the detectors dedicated for background noise estimates. Reliable observations have been selected through the use of the illumination condition and quality criteria, such as stray-light flag, aurora flag, and statistical tests.

Then, data were converted into physical units suitable for the estimate of the limb nightglow. The noise removal and the error estimate were explained as well as the process of selection of the specific wavelengths of the signal, with the use of the signal-to-noise optimization for O_2.

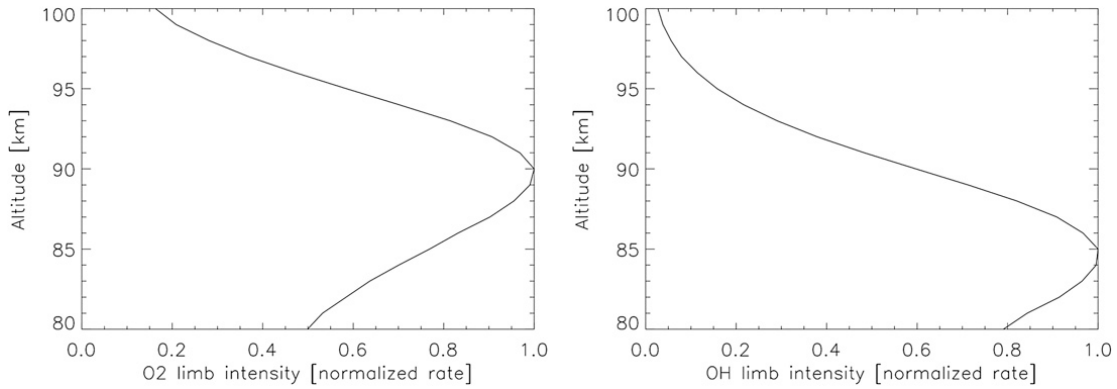


FIG. 8. Limb profiles of the (left) O_2 and (right) OH nightglows over all GOMOS data selected. The maximum intensity appears at 90 and 85 km, respectively.

Finally, preliminary climatological results were presented. The O_2 nightglow at 760 nm has a limb intensity around 30 MR at 90 km, with an associated error below 15%. The average intensity over a year for all latitudes and longitudes is 28.9 MR. For OH at 930 nm, the nightglow is fainter with an average of 7.7 MR at 85 km with a slightly smaller error (<10%).

We have also highlighted some considerations that have to be taken into account for the climatology of the nightglow. The local time of measurements may interfere with the nightglow intensity, as we do not separate observations according to solar local time, especially in the OH case.

Furthermore, the illumination conditions change partly with the latitude and impact the geographical sampling. With the criteria selected here, a compromise has been chosen between data coverage and high-quality data with the choice of PCD. It leads to a selection of 53.4% and 80% of all the GOMOS night data for the O_2 and OH nightglow investigations, respectively.

This study describing the methodology for airglow retrieval shows that GOMOS can be used to derive accurate airglow limb view emissions. In a follow-on study, this airglow database will be compared with other datasets and will be used for studying the variability of both emissions related to dynamical and external forcings. Climatology and interannual variability can be also investigated, since GOMOS measurements cover a decade. Such data are also valuable to validate chemistry–climate numerical models while the altitude range of these numerical models increases, including the mesopause region.

Acknowledgments. This work was supported by the Atmospheric Dynamics Research Infrastructure in Europe (ARISE), and the Direction Générale de l'Armement (DGA). The authors thank Jean-Loup Bertaux for his useful comments. The GOMOS data were provided by ESA.

REFERENCES

Abreu, V., and J. H. Yee, 1989: Diurnal and seasonal variation of the nighttime OH (8-3) emission at low latitudes. *J. Geophys. Res.,* **94,** 11 949–11 957, doi:10.1029/JA094iA09p11949.

Alexander, M. J., and Coauthors, 2010: Recent developments on gravity-wave effects in climate models and the global distribution of gravity-wave momentum flux from observations and models. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.,* **136,** 1103–1124, doi:10.1002/qj.637.

Beig, G., and Coauthors, 2003: Review of mesospheric temperature trends. *Rev. Geophys.,* **41,** 1015, doi:10.1029/2002RG000121.

Bertaux, J.-L., and Coauthors, 2004: First results on GOMOS/ENVISAT. *Adv. Space Res.,* **33,** 1029–1035, doi:10.1016/j.asr.2003.09.037.

——, and Coauthors, 2010: Global ozone monitoring by occultation of stars: An overview of GOMOS measurements on ENVISAT. *Atmos. Chem. Phys.,* **10,** 12 091–12 148, doi:10.5194/acp-10-12091-2010.

Delannoy, J., and G. Weill, 1958: Observation d'une nouvelle raie d'emission crépusculaire atmosphérique. *C. R. Acad. Sci.,* **247,** 806–807.

Donahue, T. M., B. Guenther, and R. J. Thomas, 1974: Spatial and temporal behavior of atomic oxygen determined by Ogo 6 airglow observations. *J. Geophys. Res.,* **79,** 1959–1964, doi:10.1029/JA079i013p01959.

Evans, W. F. J., and E. J. Llewellyn, 1972: Measurements of mesospheric ozone from observations of the 1.27.μ band. *Radio Sci.,* **7,** 45–50, doi:10.1029/RS007i001p00045.

Gadsden, M., 1998: The north-west Europe data on noctilucent clouds: A survey. *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.,* **60,** 1163–1174, doi:10.1016/S1364-6826(98)00072-8.

Gao, H., J. Xu, and Q. Wu, 2010: Seasonal and QBO variations in the OH nightglow emission observed by TIMED/SABER. *J. Geophys. Res.,* **115,** A06313, doi:10.1029/2009JA014641.

Heppner, J. P., and L. H. Meredith, 1958: Nightglow emission altitudes from rocket measurements. *J. Geophys. Res.,* **63,** 51–65, doi:10.1029/JZ063i001p00051.

Hines, C. O., 1960: Internal gravity waves at ionospheric heights. *Can. J. Phys.,* **38,** 1441–1481, doi:10.1139/p60-150.

Kaufmann, M., C. Lehmann, L. Hoffmann, B. Funke, M. López-Puertas, C. von Savigny, and M. Riese, 2008: Chemical heating rates derived from SCIAMACHY vibrationally excited OH limb emission spectra. *Adv. Space Res.,* **41,** 1914–1920, doi:10.1016/j.asr.2007.07.045.

Keckhut, P., and Coauthors, 2010: Mid-latitude ozone monitoring with the GOMOS-ENVISAT experiment version 5: The noise issue. *Atmos. Chem. Phys.,* **10,** 11 839–11 849, doi:10.5194/acp-10-11839-2010.

McLennan, J. C., and J. H. McLeod, 1927: On the wave-length of the green auroral line in the oxygen spectrum. *Proc. Roy. Soc. London,* **115A,** 515–527.

Meinel, A. B., 1950: *OH* emission bands in the spectrum of the night sky. I. *Astrophys. J.,* **111,** 555, doi:10.1086/145296.

Melo, S. M. L., R. P. Lowe, and J. P. Russel, 2000: Double-peaked hydroxyl airglow profiles observed from WINDII/UARS. *J. Geophys. Res.,* **105,** 12 397–12 403, doi:10.1029/1999JD901169.

Meriwether, J. W., Jr., 1989: A review of the photochemistry of selected nightglow emissions from the mesopause. *J. Geophys. Res.,* **94,** 14 629–14 646, doi:10.1029/JD094iD12p14629.

Mlynczak, M. G., 1997: Energetics of the mesosphere and lower thermosphere and the SABER experiment. *Adv. Space Res.,* **20,** 1177–1183, doi:10.1016/S0273-1177(97)00769-2.

Pérot, K., A. Hauchecorne, F. Montmessin, J.-L. Bertaux, L. Blanot, F. Dalaudier, D. Fussen, and E. Kyrölä, 2010: First climatology of polar mesospheric clouds from GOMOS/ENVISAT stellar occultation instrument. *Atmos. Chem. Phys.,* **10,** 2723–2735, doi:10.5194/acp-10-2723-2010.

Russell, M. J., III, M. G. Mlynczak, L. L. Gordley, J. J. Tansock, and R. W. Esplin, 1999: Overview of the SABER experiment and preliminary calibration results. *Optical Spectroscopic Techniques and Instrumentation for Atmospheric and Space Research III,* A. M. Larar, Ed., International Society for Optical Engineering (SPIE Proceedings, Vol. 3756), 277, doi:10.1117/12.366382.

Shepherd, G. G., C. D. Anger, L. H. Brace, J. R. Burrows, W. J. Heikkila, J. Hoffman, E. J. Maier, and J. H. Whitteker, 1973: An observation of polar aurora and airglow from the ISIS-II spacecraft. *Planet. Space Sci.,* **21,** 819–829, doi:10.1016/0032-0633(73)90099-8.

Slipher, V. M., 1929: Emissions in the spectrum of the light of the night sky. *Publ. Astron. Soc. Pac.,* **41,** 262–264.

Sofieva, V., J. Tamminen, H. Haario, E. Kyrölä, and M. Lehtinen, 2004: Ozone profile smoothness as a priori information in the inversion of limb measurements. *Ann. Geophys.,* **22,** 3411–3420, doi:10.5194/angeo-22-3411-2004.

Solomon, S., R. W. Portmann, R. W. Sanders, J. S. Daniel, W. Madsen, B. Bartram, and E. G. Dutton, 1999: On the role of nitrogen dioxide in the absorption of solar radiation. *J. Geophys. Res.,* **104,** 12 047–12 058, doi:10.1029/1999JD900035.

Suzuki, H., Y. Tomikawa, M. Taguchi, T. Nakamura, and M. Tsutsumi, 2010: Variations of OH rotational temperature over Syowa Station in the austral winter of 2008. *Earth Planets Space,* **62,** 655–661, doi:10.5047/eps.2010.07.010.

Torr, M. R., P. B. Hays, B. C. Kennedy, and J. C. G. Walker, 1977: Intercalibration of airglow observatories with the Atmosphere Explorer satellite. *Planet. Space Sci.,* **25,** 173–184, doi:10.1016/0032-0633(77)90022-8.

Yee, J.-H., G. Crowley, R. G. Roble, W. R. Skinner, M. D. Burrage, and P. B. Hays, 1997: Global simulations and observations of $O(^1S)$, $O_2(^1\Sigma)$ and OH mesospheric nightglow emissions. *J. Geophys. Res.,* **102,** 19 949–19 968, doi:10.1029/96JA01833.

D.2 Investigation of mesospheric gravity waves during pre-monsoon period over Indian low latitudes using multiple airglow instruments.

Bellisario et al. [2016]
Article soumis le 06/07/2015.

Liste des tableaux

2.1 Émissions typiques du nightglow et leurs bandes spectrales, d'après Leinert et al. [1997] (tableau 13) tirées d'observations entre 1961 et 1991 (certaines valeurs pour l'altitude de la couche d'émission sont donc à prendre avec précaution). L'intensité la plus forte observée correspond à l'émission OH dans le PIR. L'unité de l'intensité est le *Rayleigh*. Elle correspond à l'émission de $10^{10}/4\pi$ photons/sec/m^2/sr. 27

2.2 Fractions de remplissage des populations vibrationnelles OH pour les réactions R8 et R41. 30

2.3 Valeurs du temps de vie radiatif des états vibrationnels d'OH*, en [ms]. D'après Turnbull and Lowe [1989]. 30

2.4 Coefficients d'Einstein [s^{-1}] pour les états vibrationnels d'OH, d'après Turnbull and Lowe [1989]. La dernière colonne correspond au total des désexcitations radiatives des états vibrationnels. L'inverse de cette colonne conduit au temps de vie radiatifs du tableau 2.3. 31

2.5 Transitions O_2, appellations et longueur d'onde centrale (0-0) conduisant au nightglow, d'après Slanger and Copeland [2003]. 33

2.6 Résumé des observations de l'altitude du pic et de l'épaisseur de couche selon les émissions, à l'aide de l'instrument HRDI pour la date du 27 octobre 1993. D'après Yee et al. [1997]. 42

3.1 Caractéristiques des spectromètres de GOMOS. D'après Bertaux et al. [2010]. . 46

3.2 Conditions d'illumination, selon le le point tangent et l'illumination du satellite. La condition *plein jour* est définie comme le SZA au point tangent < 97°pour au moins une mesure où l'altitude du point tangent z_t est inférieure à 50 km. . . 48

4.1 Niveaux de nuit selon la quantité mesurée par le luxmètre. 63

4.2 Différentes campagnes de mesures faites par l'ONERA auxquelles j'ai pu participer. 63

4.3 Résumé des ondes de petite structure observées à Gadanki durant la nuit du 29 mai 2014. La première colonne correspond au temps universel de l'évènement. La 2$^{\text{ème}}$ colonne représente la longueur d'onde horizontale, la 3$^{\text{ème}}$ la vitesse de phase et la 4$^{\text{ème}}$ l'angle azimutal. 80

5.1 Liste des espèces incluses dans le modèle et leurs états excités. OH est décomposé sur ses états vibrationnels, O_2 et O ont chacun 2 états électroniques. 83

5.2 Liste des réactions incluses dans le modèle, avec leurs constantes de réaction (voir l'unité dans le tableau 5.7), et la référence associée dans le tableau 5.8. (1) La réaction produisant OH sur des états excités est explicitée dans la section 2.1.4 du chapitre 2 et les rapports de branchement sont répertoriés dans le tableau 5.6.(2) Sont données ici les constantes de réaction dans deux cas : à haute et à basse pression. La constante finale s'écrit selon l'équation 5.4. 86

5.3 [suite] Liste des réactions incluses dans le modèle, avec leurs constantes de réaction (voir l'unité dans le tableau 5.7), et la référence associée dans le tableau 5.8.(3) Les rapports de branchement pour les réactions 41, 43 et 44 sont donnés dans le tableau 5.6. 87
5.4 Liste des émissions considérées dans le modèle, avec leurs temps de vie radiatifs (en ms), et la référence associée dans le tableau 5.8. Le détails des états intermédiaires de OH sont quant à eux explicités dans le tableau 5.5 sous la forme des coefficients d'Einstein, en */s*. 88
5.5 Coefficients d'Einstein (en */s*) pour les états vibrationnels de OH, d'après Turnbull and Lowe [1989]. L'inverse de la colonne des totaux correspond au temps de vie radiatifs du tableau 5.4. 89
5.6 Fractions de remplissage des populations vibrationnelles OH pour les réactions R8, R41, R43 et R44. Les références sont données dans les tableaux 5.2 et 5.3. La réaction R43 est résolue de manière plus complexe en utilisant la formulation de Adler-Golden [1997]. 89
5.7 Différents types de réaction et leurs unités correspondantes. 90
5.8 Références des constantes de réaction des tableaux 5.2, 5.3 et 5.4. 90
5.9 Valeur du facteur de probabilité P_v selon l'état vibrationnel, d'après Adler-Golden [1997] pour la réaction 43, équation 5.5. 90
5.10 Rendements quantiques sélectionnés pour la photolyse de l'oxygène moléculaire [Moreels et al., 1977]. 97
5.11 Rendements quantiques pour la photolyse de l'ozone [Moreels et al., 1977]. . . 98
5.12 Tableau des réactions considérées pour le réchauffement chimique, en comparaison avec le tableau 5.2. 100
5.13 Constantes vibrationnelles selon Chamberlain and Roesler [1955]. 105
5.14 Constantes pour A_i, en cm^{-1} [Chamberlain and Roesler, 1955]. 106

7.1 Les 2 cas de campagnes de mesures sans Lune faites par l'ONERA et comparées au modèle. 154
7.2 Cas présentés sur les figures 7.45 et 7.47. 163

C.1 Indices j et leurs intervalles correspondants Δx_j [Fomichev et al., 1993]. . . . 186

Table des figures

1.1 Atmosphère terrestre observée depuis la station spatiale internationale ISS. © NASA. 17
1.2 Structure de l'atmosphère. La nomination des différentes couches correspond aux changements de gradient de la température représentée ici en rouge. ©2006. Steven C. Wofsy, Abbott Lawrence Rotch Professor of Atmospheric and Environmental Science, lecture notes. 18
1.3 Ondes de gravité observées à l'aide de nuages sur l'île Amsterdam dans l'Océan Indien. © NASA. 20
1.4 ©NASA. Photographie de l'airglow dans le visible depuis l'ISS. En rouge apparaît l'oxygène atomique à 630 nm entre 190 et 280 km d'altitude. La raie verte, émise à 556 nm se situe autour de 90 km d'altitude. La lueur jaune correspond au sodium à 589 nm. 22
1.5 À gauche, observation d'une scène militaire à l'aide de lunettes par amplification de lumière. © U.S. Department of Defense `http://www.defense.gov/`. À droite, thermogramme observé, représentant des chats sur un toit. © Institut de la Thermographie `http://www.institut-thermographie.com/` 24
1.6 Éclairement spectrale pour différents types de nuit adaptée de Vatsia [1972] selon la fraction de Lune visible. Deux bandes spectrales sont observées : l'une dans le visible utile aux intensificateurs de lumière, et l'autre dans la bande Proche InfraRouge (PIR). On observe la continuité de la disponibilité dans la bande PIR correspondant à l'émission du nightglow. 24
1.7 Luminance du nightglow observée au niveau du sol [Derelle et al., 2012] avec le maximum dans le Short Wave IR (SWIR). La vapeur d'eau H_2O est la principale source d'absorption sur le trajet optique. 25

2.1 Molécule OH^- sous sa configuration Lewis. 27
2.2 Diagramme d'énergie pour les états électroniques de OH $A^2\Sigma^+$ et $X^2\Pi$. L'état $X^2\Pi$ correspond à l'état fondamental et est présent sous les formes $X^2\Pi_{3/2}$ et $X^2\Pi_{1/2}$ suite au dédoublement provoqué par une interaction magnétique. 2 états vibrationnels $v$sont représentés pour chaque état électronique et 4 états rotationnels J sont représentés pour chaque état vibrationnel. D'après Schleicher and Ahearn [1982]. 28
2.3 Spectre émis (Volume Emission Rate) à partir de concentrations vibrationnelles OH standards. 32
2.4 Configurations électroniques de l'oxygène atomique $O(^3P)$, $O(^1D)$ et $O(^1S)$. . 32
2.5 Séquence d'images montrant le transit rapide d'une onde de gravité dans le NIR (Near InfraRed) avec OH (à droite) et avec l'émission OI(557.7 nm). Le temps d'intégration est de 20s pour OH et 90s pour OI. D'après Taylor et al. [1995b]. 35
2.6 Années de service en ordonnée et localisations des principales bandes spectrales dédiées à l'étude du nightglow pour les différents instruments cités. 36

2.7 Coupes altitude/latitude à différentes heures locales pour le nightglow O(^{1}S) (rangée supérieure), O_2($b^1\Sigma$) (rangée centrale) et OH(9-8) (rangée inférieure) à l'équinoxe. D'après Ward [1999]. 40

2.8 Coupes latitude/temps à différentes altitudes pour le nightglow OH(8-3). La variation semi-annuelle du rayonnement se distingue nettement aux altitudes de 84 et 88 km avec les maxima au niveau de l'équateur durant les solstices. D'après Liu et al. [2008]. 41

3.1 À gauche, vue d'artiste de la plateforme ENVISAT, lancée en 2002, étant le plus grand satellite d'observation terrestre construit. À droite, représentation de l'instrument GOMOS. © ESA. 44

3.2 Principe d'observation de GOMOS : l'occultation stellaire. Alors que la bande centrale du CCD (Charge-Coupled Device) regarde l'étoile ciblée, les bandes inférieure et supérieure quant à elles observent le fond supposé vide de signal. Or, au fur et à mesure que l'instrument parcourt son orbite, la ligne de mire de GOMOS va traverser la couche d'émission du nightglow, qui va produire un signal sur les bandes du CCD. 45

3.3 Distribution en fonction de la latitude et du temps de toutes les mesures effectuées par GOMOS depuis son lancement (2002). La couleur des symboles diffère selon les conditions d'illumination (indigo : nuit complète, bleu clair : intermédiaire, orange : jour). D'après Pérot [2012]. 47

3.4 Bande supérieure pour une observation GOMOS avec la présence d'une aurore (en haut) et sans aurore (en bas). L'axe x correspond à la dimension spectrale (ici en numéro de pixel du CCD, qui sera ensuite assigné à une longueur d'onde). L'axe y correspond à l'altitude, en km. La séparation entre les 4 spectromètres SPA1, SPA2, SPB1 et SPB2 est indiquée. Sur la figure supérieure, on observe de multiples raies provenant d'une aurore. La raie verte à 557.7 nm (vers le pixel 1000) est utilisée pour l'algorithme de détection des aurores. L'émission de O_2 (entre les pixels 1500 et 1600) est fortement augmentée par la présence de l'aurore. 49

3.5 Deux exemples d'observation issues de la bande supérieure de GOMOS avec une contamination à la lumière parasite. Seuls les spectromètres B1 (pixels 0 à 420) et B2 (pixels 421 à 920) sont présentés. À gauche, il s'agit d'un cas où la lumière parasite varie de manière importante avec l'atitude (axe vertical). À droite, un cas où la lumière parasite ne varie pas avec l'altitude. Ici, l'émission parasite peut être corrigée en l'estimant par la moyenne du spectre au-delà de 110 km (aucun signal de nightglow à cette altitude). On le soustrait ensuite aux spectres observés aux autres altitudes. Ainsi, avec cette méthode, le cas de gauche est flaggé, alors que le cas de droite ne l'est pas. L'émission O_2 est visible dans les deux cas entre les pixels 100 et 200 autour de 90 km. 50

3.6 Observations du rayonnement nightglow dans les bandes spectrales de GOMOS. À gauche, l'émission O_2 à 761.9 nm. À droite, l'émission OH(8-4) entre 925 et 955 nm. Le spectre O_2 a été pris le 1er janvier 2014 à 58°N et 57°O. Le spectre OH provient d'une moyenne sur le mois de septembre 2002, sur les latitudes comprises entre 10 et 15°S, pour toutes les longitudes. Sur le spectre OH, on observe la branche R entre 930 et 935 nm, la branche Q entre 937 et 941 nm, et le début de la branche P entre 942 et 954 nm [Leinert et al., 1997]. 51

3.7 Étapes pour ôter le bruit (ici avec un spectre O_2). Le premier spectre (en haut) est observé à des altitudes supérieures à 110 km. Il est ensuite soustrait à un spectre observé à 90 km (milieu). Le résultat (spectre du bas) exhibe nettement la signature O_2. Dans le spectre supérieur, à z > 110 km, apparait la bande d'absorption O_2. En effet, ce signal est dû à la lumière solaire diffusée par le sol, les nuages ou la basse atmosphère, et non à la lumière solaire diffusée par l'instrument, qui elle n'aurait pas contenu la signature O_2. 52

3.8 À gauche, évolution de l'erreur calculée pour O_2 au cours de la mission GOMOS La croissance linéaire provient de l'augmentation de DC. À droite, distribution de l'erreur, dont la majorité est inférieure à 15%. 54

3.9 Heure locale d'observation en fonction de la latitude. En noir les conditions d'illumination PCD = 0, *full dark*, et en rouge, les PCD 2 et 3. Ainsi, une observation dans l'hémisphère nord correspondra à une heure locale avant minuit, alors que l'hémisphère sud se centre autour de minuit. 54

3.10 Distribution des intensités observées pour l'émission O_2 (à gauche) et OH (à droite). La moyenne est respectivement de 20 MR / 7.7 MR pour l'émission O_2 / OH. 55

3.11 Évolution d'émission O_2 entre 2002 et 2010. On observe une variation de type sinusoïdale, plus explicite dans la figure 3.12 (gauche). Cela montre que l'intensité de la molécule O_2 suit l'été hémisphérique. On remarque aussi l'absence de données en 2005 déjà évoquée dans le manuscrit, également à l'origine de l'absence de données en 2008. 56

3.12 Moyenne des évolutions O_2 (gauche) et OH (droite) selon la latitude sur une année. Sont moyennées les données observées entre 2002 et 2010. Pour O_2, on observe une variation qui suit l'été hémisphérique, tandis que pour OH, une forte variation semi-annuelle apparait au niveau de l'équateur, puis l'évolution suit celle de O_2 progressivement au fur et à mesure que l'on monte en latitude. . 57

3.13 Profils verticaux moyennés des émissions O_2 (à gauche) et OH (à droite). L'altitude du maximum varie selon l'espèce : elle est de 90 km pour O_2 et 85 pour OH. Elle varie également selon les latitudes considérées (voir figure 3.14). . . . 57

3.14 Altitude du pic d'émission pour OH (trait plein) et O_2 (trait discontinu). L'altitude varie selon la latitude. Plus basse au niveau de l'équateur, elle rejoint le profil standard aux latitudes moyennes. À haute altitude, les conditions d'illumination et le nombre de points d'observation vont provoquer ces variations sur l'altitude du pic. 58

3.15 De manière similaire à la figure 3.11, l'évolution de l'émission OH entre 2002 et 2010. Très nettement apparaissent les pics d'émission au niveau de l'équateur d'une périodicité semi-annuelle. Aux latitudes moyennes, l'émission tend progressivement vers une variation annuelle avec le maximum aux solstices. . . 59

3.16 Émission du rayonnement O_2 (à gauche) et OH (à droite). Les valeurs correspondent à une moyenne des mois d'avril, mai et juin. Des maxima d'émission sont présents à des longitudes similaires, pour O_2 entre 0°et 45°, pour OH autour de l'équateur. 59

3.17 Évolution du rayonnement O_2 (haut) et OH (bas) selon les longitudes entre 2002 et 2010. Les latitudes considérées ici sont comprises entre -15°et 15°pour OH, 10°et 40°pour O_2. On remarque une chute de l'intensité globale de O_2 mesurée au cours du temps avec un minimum entre 2008 et 2009. 60

4.1 Caméra InGaAs montée sur trépied durant la campagne à Gadanki. 62

4.2 Panorama lors des observations en zone dégagée. On distingue nettement à droite la ville de Vouziers dont la lumière de l'éclairage public est diffusée par les nuages. 63

4.3 Instruments déployés lors de la campagne à Vouziers. À gauche et au milieu, 2 caméras visibles et une caméra SWIR. À droite, le spectromètre SWIR. 64

4.4 À gauche, observation d'une scène entre deux marguerites (une marguerite étant une aire de parking avion). Le temps d'intégration est de 500 ms, et le luxmètre indique 2 mlx (nuit de type 3/4). À droite, observation d'une scène sous canopée. La silhouette est à 3 mètres de la lisière. Le temps d'intégration est de 900 ms, et le luxmètre indique 0.5 mlx (nuit de type 5). On distingue à travers la canopée le fond du ciel illuminé et saturé par l'émission du nightglow. 65

4.5 À gauche, image dans le visible de l'éclairage public sur Vouziers, situé à 32 km et réfléchi par les nuages. Ici, le temps d'intégration est de 10 secondes. À droite, la même scène observée dans le proche infrarouge. Le temps d'exposition est de 0.8 seconde. Les spectres des figures 4.6 correspondent à ces images. 65

4.6 Spectres observés à partir des scènes de la figure 4.5. À gauche, spectre dans le visible, avec un étalement important entre 500 et 700 nm. À droite, spectre dans le PIR, avec le pic à 819 nm issu des lampes au sodium. 66

4.7 Instruments déployés lors de la campagne à l'OHP. À gauche, la caméra InGaAs automatisée, le spectromètre ANDOR. Sur la photo de droite, une seconde caméra InGaAs et le spectromètre. 67

4.8 Image PIR réalisée avec une caméra InGaAs présentant des trains d'ondes perpendiculaires au mouvement général. Bien visibles en bas et à gauche, la longueur d'onde horizontale λ_x est d'environ 8 km pour une vitesse de phase v_ϕ de 10 m/s. 68

4.9 Résumé des émissions observées avec la caméra InGaAs mise en mode automatique. L'axe des ordonnées correspond au nombre de jours post 24/03/2014 (35 jours). L'axe des abscisses correspond au temps universel en heures. L'aspect *Ziggurat* provient du fait que la durée de la nuit est de plus en plus courte. . . . 68

4.10 Exemples d'ondes de gravité observées durant la nuit du 18 mai 2015 à l'OHP prises à différents instants. On constate sur chacune l'aspect sphérique des ondes de gravité, qui proviennent de la région Nord-Est. Entre la première et la dernière image se passent 7 minutes, le taux d'acquisition étant d'une image toutes les 30 secondes. 69

4.11 Exemples d'ondes de gravité observées durant la nuit du 18 mai 2015 à l'OHP prises à différents instants avec la caméra visible équipée du filtre vert à 557.7 nm. Le FOV est beaucoup plus étroit, ainsi le champ est plus petit. La barre en bas à droite de chaque image correspond à l'échelle de 2 km. 52 minutes séparent l'image de gauche et celle du centre, et 15 minutes séparent l'image du centre de celle de droite. 70

4.12 Captures d'écran de la vidéo de l'essai en voiture. En haut à gauche, image prise avec quelques sapins bloquant le rayonnement nightglow. On observe sur le coté droit un chemin. L'image en haut à droite présente moins de sapins, elle est plus claire. L'image en bas à gauche voit apparaître un bâtiment sur le côté droit. Enfin, en bas à droite, on peut distinguer au fond le dôme du télescope T193. Toutes ces images ont été prises avec un temps d'intégration de 100 ms permettant de conduire. 71

4.13 Passage d'un front d'onde de gravité. À gauche, avant le passage de l'onde. Au milieu, point culminant de l'onde de gravité. On observe que la seconde ligne est plus intense que la première. Sur la troisième image, l'onde est passée et la trainée est encore visible sur la gauche. La luminosité et le contraste ont été modifiés sur ces images pour une meilleure visibilité sur le manuscrit. 72

4.14 Figure représentant un extrait des images 4.13. L'image de gauche est représentée par la courbe en noir, le passage de la GW en rouge et l'après GW en bleu. Au pic d'émission autour du pixel 180, le signal augmente d'environ 50%. . . . 72

4.15 Photographie des instruments ONERA déployés. À gauche, la caméra SWIR orienté au zénith, au centre, la caméra visible, et à droite, le spectroradiomètre. 73

4.16 Photographie de l'instrument MLTP (Mesosphere Lower Thermosphere Photometer) utilisé par le NARL. 74

4.17 Carte de l'Inde durant la nuit de mesure fournie par l'India Meteorological Department (IMD). Gadanki est signalée par le point rouge. On observe des systèmes convectifs sur la zone ouest de Gadanki, au-dessus des terres. 75

4.18 Résumé des émissions observées avec la caméra InGaAs durant la campagne à Gadanki. L'axe des ordonnées correspond au nombre de jours post 22/05/2014 (J_0) pour un total de 7 jours. L'axe des abscisses correspond au temps universel en heures. L'émission du 29 mai (J_0+7) se retrouve sur la figure 4.19 (gauche). . 76

4.19 Luminance observée au cours de la nuit du 29 mai 2014. À gauche à l'aide de la caméra SWIR de l'ONERA, et à droite à l'aide du MLTP du NARL. À droite est présente également la température mesurée. Les 2 instruments présentent une évolution similaire sur l'intensité, et la température apparait également corrélée à l'émission, malgré une chute plus lente après le pic. 77

4.20 Kéogramme obtenu à partir de chaque image de la vidéo, bande mesurant 150×0.2 km. Au milieu apparait la chute d'intensité observée sur les figures 4.19. 78

4.21 Exemples d'images SWIR mesurées respectivement à 16 :43 UT, 17 :25 UT et 19 :00 UT (22 :13 LT, 22 :55 LT et 00 :30 LT). On observe les ondes se propageant vers l'est, et les ripples (encadrées en jaune) se déplaçant vers le sud. Le champ de l'image correspond respectivement à 140×100 km, 115×120 km et 105×98 km. 78

4.22 Analyse par transformée de Fourier discrète de l'instrument MLTP à gauche et de la caméra InGaAs à droite. Pour le MLTP, le premier graphique montre la variation relative d'intensité en fonction de la période de la perturbation. Les périodes de 1 h, 1.5 h et 2 h présentent les perturbations les plus fortes. En température, il s'agit des périodes de 2 h et 3 h (graphe du milieu). Le graphe du bas résume en % les amplitudes de perturbation. Pour les figures de droite, le graphe du haut rappelle l'intensité déjà présentée dans la figure 4.19. Au milieu, l'analyse DFT montre quant à elle une prédominance de l'action des périodes de 1.5 et 3 h sur l'intensité (jusqu'à 40%) alors que la période de 2 h est moitié moins forte. 79

5.1 Exemple de données initiales utilisées, tirées moyennes journalières de Moreels et al. [1977]. On remarque la prédominance de N_2 et O_2, constituants à eux deux plus de 98% de l'atmosphère. À droite, quelques profils de température, correspondant à des profils standards [Jacobson, 2005; Moreels et al., 1977], mais aussi correspondant à des données satellitaires, MLS et SABER 84

5.2 Angles utilisés pour l'incidence solaire. *h* représente l'élévation solaire, *A* l'angle azimuthal et *Z* l'angle zénithal. 92

5.3 Évolution de l'irradiance solaire au cours du temps, pour une latitude de 45°N sur 7 mois. En traits pointillés est représentée l'irradiance solaire maximale à 1367 W/m^2. 93
5.4 Irradiance solaire spectrale incidente $I_0(\lambda)$, représentée en noir à la résolution spectrale retenue (voir la figure 5.5, droite). En rouge est superposée l'irradiance solaire à une résolution spectrale plus faible, tirée de Jacobson [2005]. 94
5.5 À gauche, les différentes sections efficaces des espèces considérées normalisées à leur maximum ainsi que le spectre solaire utilisé. À droite, la résolution spectrale selon les longueurs d'onde pour les calculs des coefficients de photolyse. 96
5.6 À gauche, sections efficaces de O_2 en noir et O_3 en rouge. La bande spectrale indiquée en jaune correspond à la raie Lyman-α, en bleu à la bande de Schumann-Runge entre 176 et 192.6 nm et en vert à la bande Huggins entre 310 et 350 nm. À droite est représentée la section efficace de O_2 dans la bande de Schumann-Runge avec sa forte variabilité de 4 ordres de grandeur, entre 176 et 192.6 nm. . 97
5.7 Réactions exothermiques selon Mlynczak and Solomon [1993] dont l'impact est non négligeable dans l'atmosphère moyenne. 99
5.8 Chauffage chimique total (en noir) et selon les réactions. Au niveau de la mésopause, les réactions r8, r9, r15 et r16 sont dans cet exemple les principaux responsables du réchauffement. 101
5.9 Profils des différentes contributions au chauffage selon l'altitude. En vert est représenté le réchauffement induit par les réactions exothermiques, en rouge le réchauffement induit par l'absorption du rayonnement solaire et en bleu le refroidissement radiatif. La somme des contributions est représentée en noir. . . 102
5.10 États excités et fondamentaux de l'oxygène atomique et les transitions associées d'après Kockarts [2000]. 104
5.11 Spectre émis (Volume Emission Rate) à partir de concentrations vibrationnelles OH standards. 106
5.12 À gauche, en noir, le spectre obtenu en multipliant simplement le spectre émis à haute altitude par la transmission atmosphérique calculée. En rouge, le spectre comportant également le signal provenant des diffusions simple et multiple. Si la différence ne semble pas importante, un regard sur la comparaison des valeurs sur le nuage de point à droite montre un apport de signal important pour les valeurs inférieures. 109
5.13 Transmissions issues du code RAYJN (à gauche) et TAPAS (à droite) calculées pour la localisation de Gadanki (Inde), le 29 mai 2014. Des différences s'observent dans la bande visible du spectre où le modèle RAYJN voit la transmission chuter plus rapidement que celle issue de TAPAS. Le maximum de transmission est également plus faible pour le modèle RAYJN, d'environ 10%. 110
5.14 À gauche, zoom sur la bande spectrale comprise entre 900 et 1700 nm. L'absorption autour de 1.4 μm provient de la vapeur d'eau. La différence entre les transmissions TAPAS et RAYJN s'observe nettement entre 1. et 1.1 μm, mais s'estompe dès 1.3 μm, ce qui s'explique par l'absence des aérosols dans TAPAS. À droite est représentée la différence entre RAYJN et TAPAS. 110
5.15 Évolutions sur 24 H des différentes espèces du modèle (le 15 avril, à 45°N, 0°E), H à gauche, H_2O au centre et H_2O_2 à droite, pour différentes altitudes, allant de 50 km à 100 km. 111
5.16 Évolutions sur 24 H des différentes espèces du modèle (le 15 avril, à 45°N, 0°E), HO_2 à gauche, OH dans son état fondamental au centre et O à droite, pour différentes altitudes, allant de 50 km à 100 km. 112

5.17 Évolution sur 24 H de O_3 à gauche (le 15 avril, à 45°N, 0°E) pour des altitudes allant de 50 km à 100 km et profil vertical en *ppmv* à droite. En noir est représenté le profil issu du modèle après 24h (00 :00 LT), en rouge, le profil rentré en donnée initiale, et en bleu, un profil issu des données de l'instrument MLS à 45.88°N. 113

5.18 Évolutions de la concentration en ozone sur 30 jours en *molécules/cm*^{3} (échelle logarithmique) pour le modèle photochimique 0D réparti sur une grille d'altitude 1D. L'abscisse correspond au jour de l'année (*DoY* pour *Day of Year*). Si l'ensemble est assez stable, on observe une augmentation du gradient de concentration au dessus de 115 km qui peut conduire à une divergence sur des durées plus longues. 114

5.19 Profils des populations vibrationnelles de OH pour l'itération du 15 avril. À gauche en molécules/cm^3 et à droite normalisé au maximum. On distingue nettement que les états de plus faible énergie sont privilégiés, et une différence dans l'altitude du pic s'observe selon les états. Sur la figure de gauche, le trait en pointillés représente l'état fondamental de OH dont la concentration est nettement plus importante (autour de 10^5 molécules/cm^3 à 90 km). 115

5.20 Profils des populations vibrationnelles de OH pour l'itération du 15 avril. Les traits pleins correspondent au modèle (figure 5.19) et les tirets-pointillés aux profils issus de la loi de Maxwell-Boltzmann pour une température vibrationnelle de 9000 K à partir de la concentration de OH dans son état fondamental représenté en tirets noirs. 115

5.21 Temps de vie de H_2 et H_2O à partir du modèle (à gauche) et de la littérature [Brasseur and Solomon, 2005] à droite. Les profils sont similaires, excepté pour H_2 au-dessus de 80 km. 116

5.22 Temps de vie de H_2O_2, HO_2, OH et H à partir du modèle (à gauche) et de la littérature [Brasseur and Solomon, 2005] à droite. 117

5.23 Temps de vie de $O(^1D)$, O et O_3 à partir du modèle (à gauche) et de la littérature [Brasseur and Solomon, 2005] à droite, adapté du modèle de Garcia and Solomon [1994]. 117

5.24 Différents temps de vie des espèces utilisées dans le code photochimique. On vérifie que les espèces radicalaires et excitées ont des temps de vie bien inférieurs autres espèces à l'inverse des espèces dites *spectatrices* dont le temps de vie est supérieur à la journée. 118

6.1 Temps caractéristiques des échanges entre les basses couches atmosphériques, d'après Jacob [1999]. 119

6.2 Différents coefficients de diffusion moléculaire selon l'altitude. Sont représentées H, H_2, H_2O et O_2. 121

6.3 À gauche, les coefficients turbulents issus du modèle en noir, et de Lübken [1997] en rouge et bleu. Ces données proviennent de la moyenne d'observations comprises entre 1990 et 1991, vers 70°N. En bleu correspond la moyenne hivernale, et en rouge la moyenne estivale. À droite, comparaison du coefficient de diffusion moléculaire de H avec le coefficient de diffusion turbulente. 123

6.4 Exemples de profils des vents considérés, avec en bleu, le vent issu des marées atmosphériques, en rouge le vent issu de la diffusion moléculaire, et en noir, le total du vent vertical. 126

6.5 Exemple de marée paramétrisée à l'aide des données GSWM. Ici, il s'agit de la marée diurne, au mois d'avril, au niveau de l'équateur. La première figure montre l'amplitude de variation de la température en *K*, croissante jusqu'à son maximum au dessus de la mésopause. La deuxième figure montre la phase, en heure locale. En pointillés sont représentées les données interpolées sur les symboles + correspondants aux données GSWM. La dernière figure montre la variation en température (*K*) à 0h tirée des courbes précédentes. Les symboles + correspondent aux données GSWM, le trait plein correspond à l'interpolation. 130

6.6 Variation de température modélisée à partir des marées diurnes et semi-diurnes calculées par les sorties du modèle GSWM. La figure du haut montre la variation en K entre 25 et 125 km sur 2 jours complets. La figure en bas est une coupe à 87 km. 131

6.7 Propagation d'un *"accident"* où la concentration de l'ozone est multipliée par 100 à 74.5 km d'altitude à midi du jour 105. On observe ainsi la diffusion des molécules de O_3 au cours du temps, ainsi que la diminution de concentration à 74.5 km (courbe du bas). 132

7.1 Évolution de la concentration en échelle logarithmique de l'espèce H en molécules/cm^3 sur 2 jours, *DoY* correspondant à *Day of Year*. Sur la figure du haut, le cycle de la photolyse de la vapeur d'eau apparait nettement en dessous de 80 km pour produire H. La figure du bas représente une coupe à 87 km et montre la variation induite par la marée diurne. 134

7.2 Évolution de la concentration en échelle logarithmique de l'oxygène atomique en molécules/cm^3 sur 2 jours. En dessous de 80 km, la concentration suit le cycle de la photolyse de O_2 et O_3 en produisant O durant la journée. Au dessus, la variation de la concentration est provoquée par la marée diurne. 135

7.3 Évolution de la concentration en échelle logarithmique de O_3 en molécules/cm^3 sur 2 jours. On distingue le cycle de la photodissociation de O_3, plus encore sur la coupe à 87 km où la concentration diminue d'un ordre de grandeur durant la journée. 136

7.4 Évolution de la concentration en échelle logarithmique de OH(8) en molécules/cm^3 sur 2 jours. Entre 40 et 80 km, l'évolution de la concentration suit l'évolution de H, avec le maximum durant la journée. Entre 80 et 100 km, OH* est géré par l'évolution de O_3, qui est recombiné par l'oxygène atomique. Ainsi, la concentration de OH(8) augmente d'un ordre de grandeur durant la nuit. 136

7.5 Évolution du rapport de mélange de OH(8) en ppmv. La forte concentration en OH(8) se démarque bien vers 90 km d'altitude. 137

7.6 Profils du taux d'émission de OH(8-3) $P_1(3)$ issu du modèle (à gauche) et issu de Melo et al. [2000] à droite. 138

7.7 Profils du taux d'émission de OH(8-3) issu du modèle (à gauche) et issu de Abreu and Yee [1989] à droite. Le maximum est localisé respectivement à 79 et 72 ph/cm^3/s et l'épaisseur de couche est de 10.5 et 12.5 km. Le profil issu de Abreu and Yee [1989] provient de l'orbite 2721 de l'AE-E, correspondant à une heure locale de 2h. 138

7.8 Profils des émissions de OH à 1.6 μm (rouge) et 2.0 μm (noir). Les données SABER sont en trait plein et les sorties du modèle en trait - pointillé. 139

7.9 Profil de l'oxygène atomique (en *ppmv*) à gauche d'après le modèle en noir et d'après SABER en rouge. À droite, profil de température du modèle en noir et issu des données SABER en rouge. 139

7.10 À gauche, les profils de température dans l'itération où la température en donnée initiale provient des données SABER. En rouge, le profil de température de SABER et en noir, celui du modèle. À droite, résultats de l'itération avec les profils des émissions de OH à 1.6 μm (rouge) et 2.0 μm (noir). Les données SABER sont en trait plein et les sorties du modèle en trait - pointillé. 140
7.11 Évolution du VER total sur une nuit. Il est calculé en effectuant la somme des photons émis sur l'intégralité de l'épaisseur de la couche. Le VER étant proportionnel aux populations des états vibrationnels, nous vérifions l'augmentation d'un ordre de grandeur entre le jour et la nuit déjà observée dans la figure 7.4. . 141
7.12 Évolution du VER total sur une nuit, selon les altitudes, représentées par la barre de couleur. En losange, l'altitude de 87 km est superposée. On constate que l'évolution du rayonnement est différente selon l'altitude que l'on considère. 141
7.13 Évolution de l'altitude du pic de concentration des différents états vibrationnels de OH. L'altitude du pic d'émission totale est représentée en losange. On constate que l'altitude du maximum décroit au cours de la nuit. Les niveaux vibrationnels élevés ont leurs maxima d'émission à une altitude plus élevée que les états plus faibles. 142
7.14 Exemple d'un spectre convolué modélisé au niveau du sol (en noir) avec son équivalent à haute altitude (en rouge), les deux étant normalisés. Le spectre au niveau du sol provient de la transmission par le modèle RAYJN et correspond à l'itération au 15 avril. On observe une luminosité importante assez marquée en dessous de 1 μm due à la diffusion de la lumière de la Lune par les aérosols troposphériques. 143
7.15 Exemple d'un spectre modélisé à haute résolution au niveau du sol (en noir) avec son équivalent modélisé à haute altitude (en rouge), en valeur absolue, pour le 29 mai à Gadanki. La luminosité de la Lune est absente dans ce cas. . . 143
7.16 Comparaisons de l'évolution du VER total à 87 km d'altitude. En noir correspond l'itération normale, en rouge, en l'absence de chauffage, en bleu, en l'absence de dynamique, en vert, avec la température issue des données SABER et en orange, sans l'itération chimique. La comparaison à gauche est en valeur absolue, et à droite en variation relative par rapport à l'itération normale. 144
7.17 À gauche, évolution de l'altitude du pic d'émission selon les différents cas traités. Si au départ le pic se situe à 88.5 km $\pm$ 0.5 km pour l'ensemble des cas, une différence apparait pendant la seconde partie de nuit où on constate que l'absence de marées augmente l'altitude du pic. À droite, comparaison de l'évolution totale du VER à l'altitude du pic d'émission. On retrouve une évolution similaire à la figure 7.16. 145
7.18 Évolution relative de l'ozone entre le modèle normal et sans l'itération de la résolution chimique. 145
7.19 Profils des différentes contributions au chauffage selon l'altitude. En vert est représenté le réchauffement induit par les réactions exothermiques, en rouge le réchauffement induit par l'absorption du rayonnement solaire et en bleu le refroidissement radiatif. La somme des contributions est représentée en noir. . . 146
7.20 Variation relative de température entre le cas de l'itération normale et le cas de l'itération sans chauffage, selon (T_{normal}-T_{cas})/T_{normal}. La variation est de l'ordre de quelques % sur les 2 jours d'itération. 146
7.21 Variation relative de l'émission totale de OH^* entre le cas de l'itération normale et le cas de l'itération sans chauffage, selon (VER_{normal}-VER_{cas})/VER_{normal}. L'évolution du VER ne suit pas celle de la température observée dans la figure 7.20. 147

7.22 Variation relative de O_3 entre le cas de l'itération normale et le cas de l'itération sans chauffage, selon ($[O_3]_{normal}$-$[O_3]_{cas}$)/$[O_3]_{normal}$. On observe ici une correspondance forte entre l'évolution de la concentration de l'ozone et l'évolution du VER (figure 7.21). 147
7.23 Variation relative de la concentration en espèces *spectatrices* M = O_2+H_2+N_2 entre le cas de l'itération normale et le cas de l'itération sans dynamique, selon ($[M]_{normal}$-$[M]_{cas}$)/$[M]_{normal}$. La variation diurne induite par les marées apparaît nettement. 148
7.24 Variation relative de température entre le cas de l'itération normale et le cas de l'itération sans dynamique, selon (T_{normal}-T_{cas})/T_{normal}. La variation diurne induite par les marées apparaît également, en opposition de phase par rapport à la densité, représentée dans la figure 7.23. 148
7.25 Variation relative de l'émission totale de OH^* entre le cas de l'itération normale et le cas de l'itération sans dynamique, selon (VER_{normal}-VER_{cas})/VER_{normal}. 149
7.26 Variation relative de O_3 entre le cas de l'itération normale et le cas de l'itération sans dynamique, selon ($[O_3]_{normal}$-$[O_3]_{cas}$)/$[O_3]_{normal}$. 149
7.27 À gauche, le VER à l'altitude du maximum pour différents cas. En noir, l'itération normale, en rouge, l'itération sans marées, en vert, l'itération où l'amplitude des marées diurnes et semi-diurnes en vent et température est divisée par 2 et en bleu, où elle est multipliée par 2. À droite, l'altitude du maximum d'émission pour ces différents cas. Sur les deux figures, le cas où l'amplitude des marées est multipliée par 2 se distingue nettement des autres cas. 150
7.28 Évolution du VER dans l'itération sans marée. Le pic d'émission se produit vers 88.5 km et son intensité décroit au cours du temps. L'épaisseur de couche est également assez stable durant la nuit. 151
7.29 Évolution du VER dans l'itération normale, avec les marées. L'altitude du pic d'émission décroit légèrement au cours de la nuit, et son intensité devient maximale en seconde partie de nuit. L'épaisseur de la couche d'émission diminue également au cours de la nuit. 151
7.30 Évolution du VER dans l'itération où l'amplitude des marées (en vent et température, pour les marées diurnes et semi-diurnes) ont été multipliée par 2. Attention, l'échelle des couleurs est plus étendue que pour les figures précédentes. Très nettement, le pic d'émission se trouve en fin de nuit. L'épaisseur de la couche se réduit considérablement par rapport aux autres cas et l'intensité maximale est également plus élevée. 152
7.31 Évolution temporelle des luminances mesurées au zénith intégrées entre 0.9 et 1.7 μm, pour différentes campagnes de mesures, situées à Gadanki, La Silla, au Pic du Midi, à l'OHP et à Vouziers. 153
7.32 Modélisation du spectre calculé au sol à Gadanki le 29 mai 2014 (voir figure 7.15) avec en rouge, la bande spectrale intégrée par les caméras InGaAs. . 153
7.33 Évolution de la luminance pour la nuit du 15 avril. La hausse de 4 ordres de grandeur est due au lever de la Lune. À droite, l'échelle est comprise entre 0 et 8×10^{14} ph/m^2/sr/s pour une meilleure visibilité de l'évolution du rayonnement. 154
7.34 Évolution de la luminance observée au sol durant la nuit du 28 mars 2014 à l'OHP. En rouge, l'observation à l'aide d'une caméra InGaAs et en noir, d'après le modèle. 155
7.35 À gauche, exemple de spectre utilisé pour estimer la température en opérant le rapport de deux raies d'émissions, ici P1(2) et P1(3). À droite, évolution de la température de la couche du nightglow observée par l'instrument GRIPS en noir, et d'après le modèle en rouge. 155

7.36 Évolution de la luminance observée au sol durant la nuit du 29 mai 2014 à Gadanki. En rouge, l'observation à l'aide d'une caméra InGaAs et en noir, d'après le modèle. Les évolutions ainsi que les niveaux d'intensité diffèrent notablement. 156
7.37 Variations relatives du VER en réponse à une variation de température et de densité. À gauche, seule la température varie, et à droite, seule la densité varie. Dans les deux cas, le VER suit l'observable qui varie, avec plus d'intensité pour la température. 157
7.38 Variations relatives du VER en réponse à une variation de température et de densité en opposition de phase. L'évolution du VER est dictée par la variation de température et la variation de densité provoque un léger décalage de phase. . 158
7.39 Représentation du facteur d'annulation sur une couche d'émission simplifiée. Si l'épaisseur de couche est n fois la longueur d'onde verticale de l'onde de gravité (n entier), la variation du signal perçu depuis le sol ne sera pas visible. . 159
7.40 Variation relative de la concentration en espèces *spectatrices* M = O_2+H_2+N_2 entre le cas de l'itération normale et le cas de l'itération avec GW, selon ($[M]_{normal}$-$[M]_{GW}$)/$[M]_{normal}$. 160
7.41 Variation relative de la température entre le cas de l'itération normale et le cas de l'itération avec GW, selon (T_{normal}-T_{GW})/T_{normal}. La variation est en opposition à celle de la densité (figure 7.40). 161
7.42 Variation relative du VER émis par OH^* entre le cas de l'itération normale et le cas de l'itération avec GW, selon (VER_{normal}-VER_{GW})/VER_{normal}. 161
7.43 Évolution de la luminance observée au sol durant la nuit du 29 mai 2014 à Gadanki. En rouge, l'observation à l'aide d'une caméra InGaAs et en noir, d'après le modèle, implémenté des ondes de gravité. Malgré cet ajout, les évolutions ainsi que les niveaux d'intensité diffèrent toujours fortement. Les ondes de gravité créent une légère modulation à leur apparition, mais insuffisante pour retrouver l'observation. 162
7.44 Évolution temporelle des luminances mesurées (en trait plein) lors des campagnes de mesures, et modélisées (en losange), résumant les figures 7.34, 7.43 et 7.44. 162
7.45 Évolution des données observées par l'instrument GOMOS pour la transition OH(8-4), moyennées entre 2002 et 2010 (voir figure 3.12). Les carrées correspondent aux valeurs obtenues par la modélisation 1D pour les itérations présentées dans le tableau 7.2. 163
7.46 Transmission atmosphérique pour un profil standard (en noir), utilisé pour les moyennes latitudes, et un profil tropical (en bleu), utilisé par exemple pour Gadanki. 164
7.47 Évolution nocturne de diverses modélisations qui correspondent au tableau 7.2 ainsi qu'à une campagne de mesures à La Silla au Chili et deux campagnes au Pic du Midi. 165

B.1 Unité Rayleigh et ses conversions, d'après Baker and Romick [1976]. 177

C.1 Représentations de la méthode explicite (à gauche) et de la méthode implicite (à droite). D'après Wikipédia (`http://en.wikipedia.org/wiki/Finite_difference_method`). 179
C.2 Spectre OH(3-1) à gauche, et OH(6-2) à droite. En couleur, les raies disponibles pour les calculs de température selon l'équation C.62. 188

Bibliographie

Abreu, V. J. and Yee, J. H. (1989). Diurnal and seasonal variation of the nighttime OH (8-3) emission at low latitudes. *Journal of Geophysical Research*, 94 :11949–11957.

Adler-Golden, S. (1997). Kinetic parameters for OH nightglow modeling consistent with recent laboratory measurements. *Journal of Geophysical Research*, 102 :19969–19976.

Akmaev, R. A. and Shved, G. M. (1982). Parameterization of the radiative flux divergence in the 15 μm CO_2 band in the 30-75 km layer. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 44 :993–1004.

Alexander, M. J., Geller, M., McLandress, C., Polavarapu, S., Preusse, P., Sassi, F., Sato, K., Eckermann, S., Ern, M., Hertzog, A., Kawatani, Y., Pulido, M., Shaw, T. A., Sigmond, M., Vincent, R., and Watanabe, S. (2010). Recent developments in gravity-wave effects in climate models and the global distribution of gravity-wave momentum flux from observations and models. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 136(650) :1103–1124.

Allen, M., Lunine, J. I., and Yung, Y. L. (1984). The vertical distribution of ozone in the mesosphere and lower thermosphere. *Journal of Geophysical Research*, 89 :4841–4872.

Allen, M., Yung, Y. L., and Waters, J. W. (1981). Vertical transport and photochemistry in the terrestrial mesosphere and lower thermosphere /50-120 km/. *Journal of Geophysical Research*, 86 :3617–3627.

Allen, S. K., Plattner, G.-K., Nauels, A., Xia, Y., and Stocker, T. F. (2014). Climate Change 2013 : The physical science basis. an overview of the Working Group 1 contribution to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change (IPCC). In *EGU General Assembly Conference Abstracts*, volume 16 of *EGU General Assembly Conference Abstracts*, page 3544.

Atkinson, R., Baulch, D. L., Cox, R. A., Hampson, Jr., R. F., Kerr, J. A., and Troe, J. (1992). Evaluated kinetic and photochemical data for atmospheric chemistry : Supplement IV. IUPAC subcommittee on gas kinetic data evaluation for atmospheric chemistry. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 21 :1125–1568.

Atkinson, R. and Welge, K. H. (1972). Temperature dependence of $O(^1S)$ deactivation by CO_2, O_2, N_2, and Ar. *The Journal of Chemical Physics*, 57 :3689–3693.

Babcock, H. D. (1923). A study of the green auroral line by the interference method. *Astrophysical Journal*, 57 :209.

Bageston, J. A. V., Gobbi, D., Takahashi, H., and Wrasse, C. M. (2007). Development of airglow OH temperature imager for mesopheric study. *Revista Brasileira de GeofÃsica*, 25 :27 – 34.

Baker, D. J. (1974). Rayleigh, the unit for light radiance. *Applied Optics*, 13 :2160–2163.

Baker, D. J. and Romick, G. J. (1976). The rayleigh : interpretation of the unit in terms of column emission rate or apparent radiance expressed in si units. *Applied Optics*, 15 :1966–1968.

Baker, D. J. and Stair, Jr., A. T. (1988). Rocket measurements of the altitude distributions of the hydroxyl airglow. *Physica Scripta*, 37 :611–622.

Barth, C. A. and Hildebrandt, A. F. (1961). The 5577 A airglow emission mechanism. *Journal of Geophysical Research*, 66 :985–986.

Barth, C. A., Hord, C. W., Stewart, A. I., and Lane, A. L. (1972). Mariner 9 ultraviolet spectrometer experiment : Initial results. *Science*, 175 :309–312.

Bates, D. R. and Nicolet, M. (1950). The photochemistry of atmospheric water vapor. *Journal of Geophysical Research*, 55 :301–327.

Becker, K. H., Groth, W., and Schurath, U. (1971). The quenching of metastable O $_2(\,^1\Delta\,_g)$ and O $_2(\,^1\Sigma\,_g{}^+)$ molecules. *Chemical Physics Letters*, 8 :259–262.

Bellisario, C., Keckhut, P., Blanot, L., Hauchecorne, A., and Simoneau, P. (2014a). O_2 and OH night airglow emission derived from GOMOS-Envisat instrument. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 31(6) :1301–1311.

Bellisario, C., Simoneau, P., Keckhut, P., and Hauchecorne, A. (2014b). A 0D model for the mesospheric nightglow. In *EGU General Assembly Conference Abstracts*, volume 16 of *EGU General Assembly Conference Abstracts*, page 10002.

Bellisario, C., Taori, A., Sivakandan, M., Simoneau, P., Deschamps, J., Parihar, N., Derelle, S., and Keckhut, P. (2016). Investigation of mesospheric gravity waves during pre-monsoon period over indian low latitudes using multiple airglow instruments. (under submission). *Annales Geophysicae*.

Berger, U. (2008). Modeling of middle atmosphere dynamics with LIMA. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 70 :1170–1200.

Bermejo, R. and Conde, J. (2002). A conservative quasi-monotone semi-lagrangian scheme. *Monthly Weather Review*, 130 :423.

Bertaux, J. L., Kyrölä, E., Fussen, D., Hauchecorne, A., Dalaudier, F., Sofieva, V., Tamminen, J., Vanhellemont, F., Fanton D'Andon, O., Barrot, G., Mangin, A., Blanot, L., Lebrun, J. C., Pérot, K., Fehr, T., Saavedra, L., Leppelmeier, G. W., and Fraisse, R. (2010). Global ozone monitoring by occultation of stars : an overview of gomos measurements on envisat. *Atmospheric Chemistry & Physics*, 10 :12091–12148.

Bertaux, J. L., Lallement, R., Ferron, S., Boonne, C., and Bodichon, R. (2014). TAPAS, a web-based service of atmospheric transmission computation for astronomy. *Astronomy & Astrophysics*, 564 :A46.

Bittner, M., Offermann, D., Graef, H.-H., Donner, M., and Hamilton, K. (2002). An 18-year time series of OH rotational temperatures and middle atmosphere decadal variations. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 64 :1147–1166.

Bolduc, C. (2015). *Modélisation de l'irradiance solaire totale et spectrale et applications à la chimie stratosphérique terrestre*. PhD thesis, Université de Montréal.

Bovensmann, H., Burrows, J. P., Buchwitz, M., Frerick, J., Noël, S., Rozanov, V. V., Chance, K. V., and Goede (1999). SCIAMACHY : Mission objectives and measurement modes. *Journal of Atmospheric Sciences*, 56 :127–150.

Brasseur, G. and Hitchman, M. (1987). The effect of breaking gravity waves on the distribution of trace species in the middle atmosphere. In Visconti, G. and Garcia, R., editors, *Transport Processes in the Middle Atmosphere*, volume 213 of *NATO ASI Series*, pages 215–227. Springer Netherlands.

Brasseur, G. and Offermann, D. (1986). Recombination of atomic oxygen near the mesopause interpretation of rocket data. *Journal of Geophysical Research*, 91 :10818–10824.

Brasseur, G. P. and Jacob, D. J. (2014). *Mathematical Modeling of Atmospheric Chemistry*.

Brasseur, G. P. and Solomon, S. (2005). *Aeronomy of the Middle Atmosphere : Chemistry and Physics of the Stratosphere and Mesosphere*.

Budzien, S. A., Bishop, R. L., Stephan, A. W., Straus, P. R., Christensen, A. B., and Hecht, J. H. (2009). The Remote Atmospheric and Ionospheric Detection System experiment on the ISS : mission overview. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 7438 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 0.

Burrage, M. D., Arvin, N., Skinner, W. R., and Hays, P. B. (1994). Observations of the O_2 atmospheric band nightglow by the high resolution doppler imager. *Journal of Geophysical Research*, 99 :15017–15024.

Burrows, J. P., Hölzle, E., Goede, A. P. H., Visser, H., and Fricke, W. (1995). SCIAMACHY - Scanning imaging absorption spectrometer for atmospheric chartography. *Acta Astronautica*, 35 :445–451.

Cessateur, G., Shapiro, A. I., Dominique, M., Kretzschmar, M., Krivova, N., Shapiro, A. V., Schmutz, W., Schoell, M., Solanki, S., Tagirov, R., Thuillier, G., Wehrli, C., and Yeo, K. L. (2012). Solar spectral irradiance as observed by LYRA/PROBA2 and PREMOS/PICARD. In Abbasi, A. and Giesen, N., editors, *EGU General Assembly Conference Abstracts*, volume 14 of *EGU General Assembly Conference Abstracts*, page 8254.

Chabrillat, S. (2001). *Modélisation du changement global dans l'atmosphère moyenne*. PhD thesis, Université Libre de Bruxelles.

Chamberlain, J. W. (1955). The ultraviolet airglow spectrum. *Astrophysical Journal*, 121 :277.

Chamberlain, J. W. and Roesler, F. L. (1955). The OH bands in the infrared airglow. *Astrophysical Journal*, 121 :541.

Chamberlain, J. W. and Smith, C. A. (1959). On the excitation rates and intensities of OH in the airglow. *Journal of Geophysical Research*, 64 :611–614.

Chanin, M. L., Garnier, A., Hauchecorne, A., and Porteneuve, J. (1989). A Doppler lidar for measuring winds in the middle atmosphere. *Geophysical Research Letters*, 16 :1273–1276.

Chapman, S. (1931). Bakerian Lecture. Some Phenomena of the Upper Atmosphere. *Royal Society of London Proceedings Series A*, 132 :353–374.

Chapman, S. (1932). Discussion of memoirs. on a theory of upper-atmospheric ozone. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 58 :11–13.

Chapman, S. (1939). Notes on atmospheric sodium. *Astrophysical Journal*, 90 :309.

Charney, J. G. and Drazin, P. G. (1961). Propagation of planetary-scale disturbances from the lower into the upper atmosphere. *Journal of Geophysical Research*, 66 :83–109.

Charney, J. G. and Eliassen, A. (1949). A numerical method for predicting the perturbations of the middle latitude westerlies. *Tellus*, 1 :38.

Christensen, A. B., Yee, J.-H., Bishop, R. L., Budzien, S. A., Hecht, J. H., Sivjee, G., and Stephan, A. W. (2012). Observations of molecular oxygen atmospheric band emission in the thermosphere using the near infrared spectrometer on the iss/raids experiment. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 117 :4315.

Clancy, R. T., Rusch, D. W., Thomas, R. J., Allen, M., and Eckman, R. S. (1987). Model ozone photochemistry on the basis of Solar Mesosphere Explorer mesospheric observations. *Journal of Geophysical Research*, 92 :3067–3080.

Cogger, L. L., Elphinstone, R. D., and Giers, D. H. (1988). Wave characteristics obtained from OH rotational temperatures and 557.7 nm airglow intensities. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 50 :943–949.

Colegrove, F. D., Hanson, W. B., and Johnson, F. S. (1965). Eddy diffusion and oxygen transport in the lower thermosphere. *Journal of Geophysical Research*, 70 :4931–4941.

Comes, F. J., Forberich, O., and Walter, J. (1997). OH field measurements : A critical input into model calculations on atmospheric chemistry. *Journal of Atmospheric Sciences*, 54 :1886–1894.

Coughlin, K. and Gray, L. J. (2009). A continuum of Sudden Stratospheric Warmings. *Journal of Atmospheric Sciences*, 66 :531.

Courant, R., Friedrichs, K., and Lewy, H. (1928). Über die partiellen differenzengleichungen der mathematischen physik. *Mathematische Annalen*, 100 :32–74.

Crank, J. (1975). *The mathematics of diffusion*. Clarendon Press Oxford [England], 2nd ed. edition.

Dalaudier, F., Kan, V., and Gurvich, A. S. (2001). Chromatic refraction with Global Ozone Monitoring by Occultation of Stars. I. Description and scintillation correction. *Applied Optics*, 40 :866–877.

Davis, T. N. and Smith, L. L. (1965). Latitudinal and seasonal variations in the night airglow. *Journal of Geophysical Research*, 70 :1127–1138.

Day, M. J., Dixon-Lewis, G., and Thompson, K. (1972). Flame structure and flame reaction kinetics. VI. Structure, mechanism and properties of rich hydrogen+nitrogen+oxygen flames. *Royal Society of London Proceedings Series A*, 330 :199–218.

Derelle, S., Simoneau, P., Deschamps, J., Rommeluère, S., Hersé, M., Moreels, G., De Broniol, E., and Pacaud, O. (2012). Development of low-flux SWIR radio-imaging systems to study nightglow emission. In of SPIE, P., editor, *Infrared Technology and Applications XXXVIII*, volume 8353.

Didebulidze, G. G., Lomidze, L. N., Gudadze, N. B., Pataraya, A. D., and Todua, M. (2011). Long-term changes in the nightly behaviour of the oxygen red 630.0 nm line nightglow intensity and trends in the thermospheric meridional wind velocity. *International Journal of Remote Sensing*, 32 :3093–3114.

Dufay, J. and Dufay, M. (1951). Etude du spectre d'emission du ciel nocturne de 6800 a 9000 a. *Publications of the Observatoire Haute-Provence*, 2.

Dufay, J. and Tcheng, M.-L. (1946). Recherches spectrophotometriques sur la lumiere du ciel nocturne dans la region visible 1. partie /. *Publications of the Observatoire Haute-Provence*, 8.

Elvey, C. T. (1950). Note on the spectrum of the airglow in the red region. *Astrophysical Journal*, 111 :432.

Faivre, M., Moreels, G., Pautet, D., Keckhut, P., and Hauchecorne, A. (2003). Correlated measurements of mesospheric density and near infrared airglow. *Advances in Space Research*, 32 :777–782.

Fischer, H., Birk, M., Blom, C., Carli, B., Carlotti, M., von Clarmann, T., Delbouille, L., Dudhia, A., Ehhalt, D., Endemann, M., Flaud, J. M., Gessner, R., Kleinert, A., Koopman, R., Langen, J., López-Puertas, M., Mosner, P., Nett, H., Oelhaf, H., Perron, G., Remedios, J., Ridolfi, M., Stiller, G., and Zander, R. (2008). MIPAS : an instrument for atmospheric and climate research. *Atmospheric Chemistry & Physics*, 8 :2151–2188.

Fomichev, V. I., Blanchet, J.-P., and Turner, D. S. (1998). Matrix parameterization of the 15 μm co_2 band cooling in the middle and upper atmosphere for variable co_2 concentration. *Journal of Geophysical Research*, 103 :11505.

Fomichev, V. I., Kutepov, A. A., Akmaev, R. A., and Shved, G. M. (1993). Parameterization of the 15-micron co2 band cooling in the middle atmosphere (15-115 km). *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 55 :7–18.

Foote, C. (1995). *Active Oxygen in Chemistry*. Active Oxygen in Chemistry. Blackie Academic & Professional.

Forbes, J. M. (1982). Atmospheric tides. i - model description and results for the solar diurnal component. ii - the solar and lunar semidiurnal components. *Journal of Geophysical Research*, 87 :5222–5252.

Forbes, J. M. (1995). Tidal and planetary waves. *Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series*, 87 :67.

Forbes, J. M. and Hagan, M. E. (1988). Diurnal propagating tide in the presence of mean winds and dissipation - a numerical investigation. *Planetary and Space Science*, 36 :579–590.

Forbes, J. M. and Wu, D. (2006). Solar tides as revealed by measurements of mesosphere temperature by the mls experiment on uars. *Journal of Atmospheric Sciences*, 63 :1776–1797.

Fritts, D. C., Isler, J. R., Thomas, G. E., and Andreassen, Ø. (1993). Wave breaking signatures in noctilucent clouds. *Geophysical Research Letters*, 20 :2039–2042.

Funke, B., López-Puertas, M., Bermejo-Pantaleón, D., García-Comas, M., Stiller, G. P., von Clarmann, T., Kiefer, M., and Linden, A. (2010). Evidence for dynamical coupling from the lower atmosphere to the thermosphere during a major stratospheric warming. *Geophysical Research Letters*, 37(13) :n/a–n/a. L13803.

Fussen, D., Vanhellemont, F., Dodion, J., Bingen, C., Mateshvili, N., Daerden, F., Fonteyn, D., Errera, Q., Chabrillat, S., Kyrölä, E., Tamminen, J., Sofieva, V., Hauchecorne, A., Dalaudier, F., Bertaux, J.-L., Renard, J.-B., Fraisse, R., d'Andon, O. F., Barrot, G., Guirlet, M., Mangin, A., Fehr, T., Snoeij, P., and Saavedra, L. (2006). A global OClO stratospheric layer discovered in GOMOS stellar occultation measurements. *Geophysical Research Letters*, 33 :13815.

Gao, H., Xu, J., and Wu, Q. (2010). Seasonal and QBO variations in the OH nightglow emission observed by TIMED/SABER. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 115(A6) :n/a–n/a. A06313.

Garcia, R. R. and Solomon, S. (1985). The effect of breaking gravity waves on the dynamics and chemical composition of the mesosphere and lower thermosphere. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 90(D2) :3850–3868.

Garcia, R. R. and Solomon, S. (1994). A new numerical model of the middle atmosphere. 2. Ozone and related species. *Journal of Geophysical Research*, 99 :12937–12952.

Garcia, R. R., Stordal, F., Solomon, S., and Kiehl, J. T. (1992). A new numerical model of the middle atmosphere. 1 - Dynamics and transport of tropospheric source gases. *Journal of Geophysical Research*, 97 :12967.

Gardner, C. S. and Shelton, J. D. (1985). Density response of neutral atmospheric layers to gravity wave perturbations. *Journal of Geophysical Research*, 90 :1745–1754.

Gattinger, R. L. and Vallance Jones, A. (1973). Observation and interpretation of hydroxyl airglow emissions. In McCormac, B. M., editor, *Physics and Chemistry of Upper Atmospheres*, volume 35 of *Astrophysics and Space Science Library*, page 184.

Griesfeller, A., Godin-Beekmann, S., Gopalapillai, P., Goutail, F., Hendrick, F., Ionov, D., Pazmino, A., Petropavlovskikh, I., Pommereau, J.-P., and van Roozendael, M. (2009). Long-term time series of ozone at Observatoire de Haute-Provence (OHP), 44˚N, 6˚E. In Arabelos, D. N. and Tscherning, C. C., editors, *EGU General Assembly Conference Abstracts*, volume 11 of *EGU General Assembly Conference Abstracts*, page 9262.

Grygalashvyly, M. (2008). *Three-dimensional Modeling of Minor Constituents in the Mesosphere, Lower Thermosphere Region*. IAP. IAP.

Grygalashvyly, M., Sonnemann, G. R., Lübken, F.-J., Hartogh, P., and Berger, U. (2014). Hydroxyl layer : Mean state and trends at midlatitudes. *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, 119 :12391.

Hagan, M. E., Burrage, M. D., Forbes, J. M., Hackney, J., Randel, W. J., and Zhang, X. (1999). GSWM-98 : Results for migrating solar tides. *Journal of Geophysical Research*, 104 :6813–6828.

Hagan, M. E. and Forbes, J. M. (2002). Migrating and nonmigrating diurnal tides in the middle and upper atmosphere excited by tropospheric latent heat release. *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, 107 :4754.

Hardy, K. R., Hajj, G. A., and Kursinski, E. R. (1994). Accuracies of atmospheric profiles obtained from GPS occultations. *International Journal of Satellite Communications*, 12 :463–473.

Hauchecorne, A., Bertaux, J.-L., Dalaudier, F., Cot, C., Lebrun, J.-C., Bekki, S., Marchand, M., Kyrölä, E., Tamminen, J., Sofieva, V., Fussen, D., Vanhellemont, F., Fanton D'Andon, O., Barrot, G., Mangin, A., Théodore, B., Guirlet, M., Snoeij, P., Koopman, R., Saavedra de Miguel, L., Fraisse, R., and Renard, J.-B. (2005). First simultaneous global measurements of nighttime stratospheric NO_2 and NO_3 observed by Global Ozone Monitoring by Occultation of Stars (GOMOS)/Envisat in 2003. *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, 110 :18301.

Hauchecorne, A., Bertaux, J. L., Dalaudier, F., Keckhut, P., Lemennais, P., Bekki, S., Marchand, M., Lebrun, J. C., Kyrölä, E., Tamminen, J., Sofieva, V., Fussen, D., Vanhellemont, F., Fanton D'Andon, O., Barrot, G., Blanot, L., Fehr, T., and Saavedra de Miguel, L. (2010). Response of tropical stratospheric O_3, NO_2 and NO_3 to the equatorial Quasi-Biennial Oscillation and to temperature as seen from GOMOS/ENVISAT. *Atmospheric Chemistry & Physics*, 10 :8873–8879.

Hays, P. B., Abreu, V. J., Dobbs, M. E., Gell, D. A., Grassl, H. J., and Skinner, W. R. (1993). The high-resolution doppler imager on the upper atmosphere research satellite. *Journal of Geophysical Research*, 98 :10713.

Hays, P. B., Carignan, G., Kennedy, B. C., Shepherd, G. G., and Walker, J. C. G. (1973). The visible-airglow experiment on atmosphere explorer. *Radio Science*, 8 :369–377.

Hedin, A. E. (1983). A revised thermospheric model based on Mass Spectrometer and Incoherent Scatter data - MSIS-83. *Journal of Geophysical Research*, 88 :10170–10188.

Hedin, A. E. (1987). MSIS-86 thermospheric model. *Journal of Geophysical Research*, 92 :4649–4662.

Hedin, A. E. (1991). Extension of the MSIS thermosphere model into the middle and lower atmosphere. *Journal of Geophysical Research*, 96 :1159–1172.

Henry, J.-B., Chastanet, P., Fellah, K., and Desnos, Y.-L. (2006). Envisat multi-polarized ASAR data for flood mapping. *International Journal of Remote Sensing*, 27 :1921–1929.

Heppner, J. P. and Meredith, L. H. (1958). Nightglow emission altitudes from rocket measurements. *Journal of Geophysical Research*, 63 :51–65.

Herman, M. (1990). Éléments de transfert radiatif. *CNES Summer School, Marseille*.

Herman, R. C. and Horbeck, G. A. (1953). Vibration-rotation bands of OH. *Astrophysical Journal*, 118 :214.

Herzberg, G. (1932). Ein neuartiges, verbotenes absorptions-bandensystem des O_2-moleküls. *Naturwissenschaften*, 20 :577–577.

Hill, E. and van Vleck, J. H. (1928). On the quantum mechanics of the rotational distortion of multiplets in molecular spectra. *Physical Review*, 32 :250–272.

Hines, C. O. (1960). Internal atmospheric gravity waves at ionospheric heights. *Canadian Journal of Physics*, 38 :1441.

Hingane, L. S. (1984). Ozone in the mesosphere and lower thermosphere. *Indian Academy of Sciences Proceedings : Earth and Planetary Sciences*, 93 :91–103.

Hochanadel, C. J., Ghormley, J. A., and Ogren, P. J. (1972). Absorption spectrum and reaction kinetics of the HO_2 radical in the gas phase. *Journal of Chemical Physics*, 56 :4426–4432.

Hocking, W. (1990). Turbulence in the region 80-120 km. *Advances in Space Research*, 10(12) :153–161.

Hodges, Jr., R. R. (1969). Eddy diffusion coefficients due to instabilities in internal gravity waves. *Journal of Geophysical Research*, 74 :4087–4090.

Hourdin, F., Musat, I., Bony, S., Braconnot, P., Codron, F., Dufresne, J.-L., Fairhead, L., Filiberti, M.-A., Friedlingstein, P., Grandpeix, J.-Y., Krinner, G., Levan, P., Li, Z.-X., and Lott, F. (2006). The LMDZ4 general circulation model : climate performance and sensitivity to parametrized physics with emphasis on tropical convection. *Climate Dynamics*, 27 :787–813.

Howell, C. D., Michelangeli, D. V., Allen, M., Yung, Y. L., and Thomas, R. J. (1990). SME observations of $O_2(^1\Delta_g)$ nightglow - An assessment of the chemical production mechanisms. *Planetary and Space Science*, 38 :529–537.

Huang, T., Walters, S., Brasseur, G., Hauglustaine, D., Wu, W., Chabrillat, S., Xuexi, T., Granier, C., Smith, A., and Kockarts, G. (1998). Description of SOCRATES - a chemical dynamical radiative two-dimensional model. Technical report.

Izod, T. P. J. and Wayne, R. P. (1968). The formation, reaction and deactivation of o_2(ˆ1σˆ+_g). *Royal Society of London Proceedings Series A*, 308 :81–94.

Jacob, D. J. (1999). *Introduction to Atmospheric Chemistry*.

Jacobson, M. Z. (2005). *Fundamentals of Atmospheric Modeling*.

Johnson, F. S. and Gottlieb, B. (1970). Eddy mixing and circulation at ionospheric levels. *Planetary and Space Science*, 18 :1707–1718.

Johnson, R. M. and Killeen, T. L. (1995). The upper mesosphere and lower thermosphere : A review of experiment and theory. *Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series*, 87.

Jones, A. V. and Gush, H. (1953). Spectrum of the night sky in the range 1.2-2 μ. *Nature*, 172 :496.

Jursa, A. S. (1985). Handbook of geophysics and the space environment, 4th edition. Technical report.

Kaye, J. A. (1988). On the possible role of the reaction O + HO_2 $\rightarrow$ OH + O_2 in OH airglow. *Journal of Geophysical Research*, 93 :285–288.

Keckhut, P. (2001). Temperature trends in the stratosphere and mesosphere. *Advances in Space Research*, 28 :955–959.

Keckhut, P., Hauchecorne, A., Blanot, L., Hocke, K., Godin-Beekmann, S., Bertaux, J.-L., Barrot, G., Kyrölä, E., van Gijsel, J. A. E., and Pazmino, A. (2010). Mid-latitude ozone monitoring with the GOMOS-ENVISAT experiment version 5 : the noise issue. *Atmospheric Chemistry & Physics*, 10 :11839–11849.

Keller-Rudek, H., Moortgat, G. K., Sander, R., and Sörensen, R. (2013). The MPI-Mainz UV/VIS spectral atlas of gaseous molecules of atmospheric interest. *Earth System Science Data*, 5 :365–373.

Khomich, V. Y., Semenov, A. I., and Shefov, N. N. (2008). *Airglow as an Indicator of Upper Atmospheric Structure and Dynamics*. Springer-Verlag.

Kirchhoff, V. W. J. H., Clemesha, B. R., and Simonich, D. M. (1979). Sodium nightglow measurements and implications on the sodium photochemistry. *Journal of Geophysical Research*, 84 :1323–1327.

Kockarts, G. (1994). Penetration of solar radiation in the schumann-runge bands of molecular oxygen : A robust approximation. *Annales Geophysicae*, 12 :1207–1217.

Kockarts, G. (2000). *Aéronomie. Physique et chimie de l'atmosphère.*

Kramer, H. J. (2002). *Observation of the Earth and its environment. Survey of missions and sensors*.

Krasnopolskii, V. A. (1981). Excitation of oxygen emissions in the night airglow of the terrestrial planets. *Planetary and Space Science*, 29 :925–929.

Krassovsky, V. (1972). Infrasonic variations of OH emission in the upper atmosphere. *Annales Geophysicae*, 28 :739–746.

Krassovsky, V. I., Shefov, N. N., and Yarin, V. I. (1962). Atlas of the airglow spectrum 3000-12400 å. *Planetary and Space Science*, 9 :883–915.

Kyrölä, E., Tamminen, J., Leppelmeier, G. W., Sofieva, V., Hassinen, S., Seppälä, A., Verronen, P. T., Bertaux, J. L., Hauchecorne, A., Dalaudier, F., Fussen, D., Vanhellemont, F., D'Andon, O. F., Barrot, G., Mangin, A., Theodore, B., Guirlet, M., Koopman, R., de Miguel, L. S., Snoeij, P., Fehr, T., Meijer, Y., and Fraisse, R. (2006). Nighttime ozone profiles in the stratosphere and mesosphere by the global ozone monitoring by occultation of stars on envisat. *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, 111 :24306.

Kyrölä, E., Tamminen, J., Sofieva, V., Bertaux, J. L., Hauchecorne, A., Dalaudier, F., Fussen, D., Vanhellemont, F., Fanton D'Andon, O., Barrot, G., Guirlet, M., Fehr, T., and Saavedra de Miguel, L. (2010a). GOMOS O_3, NO_2, and NO_3 observations in 2002-2008. *Atmospheric Chemistry & Physics*, 10 :7723–7738.

Kyrölä, E., Tamminen, J., Sofieva, V., Bertaux, J. L., Hauchecorne, A., Dalaudier, F., Fussen, D., Vanhellemont, F., Fanton D'Andon, O., Barrot, G., Guirlet, M., Mangin, A., Blanot, L., Fehr, T., Saavedra de Miguel, L., and Fraisse, R. (2010b). Retrieval of atmospheric parameters from GOMOS data. *Atmospheric Chemistry & Physics*, 10 :11881–11903.

Langhoff, S. R. and Partridge, H. (1984). Theoretical study of the Λ-doubling parameters for $X^2\Pi$ OH. *Journal of Molecular Spectroscopy*, 105 :261–275.

Langhoff, S. R., Werner, H.-J., and Rosmus, P. (1986). Theoretical transition probabilities for the OH Meinel system. *Journal of Molecular Spectroscopy*, 118 :507–529.

Le Texier, H., Solomon, S., and Garcia, R. R. (1987). Seasonal variability of the OH meinel bands. *Planetary and Space Science*, 35 :977–989.

Le Texier, H., Solomon, S., Thomas, R. J., and Garcia, R. R. (1989). OH* (7-5) Meinel band dayglow and nightglow measured by the SME limb scanning near infrared spectrometer - Comparison of the observed seasonal variability with two-dimensional model simulations. *Annales Geophysicae*, 7 :365–374.

Leinert, C., Bowyer, S., Haikala, L. K., Hanner, M. S., Hauser, M. G., Levasseur-Regourd, A.-C., Mann, I., Mattila, K., Reach, W. T., Schlosser, W., Staude, H. J., Toller, G. N., Weiland, J. L., Weinberg, J. L., and Witt, A. N. (1997). 1997 reference of diffuse night sky brightness (leinert+ 1998). *VizieR Online Data Catalog*, 412 :70001.

Lettau, H. (1951). Diffusion in the upper atmosphere, compendium of meteorology. *American Meteorological Society*.

Lide, D. R. (2002). *CRC Handbook of chemistry and physics : a ready-reference book of chemical and physical data*.

Lin, S.-J. and Rood, R. B. (1996). Multidimensional flux-form semi-lagrangian transport schemes. *Monthly Weather Review*, 124 :2046.

Lindzen, R. S. (1967). Thermally driven diurnal tide in the atmosphere. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 93 :18–42.

Lindzen, R. S. (1981). Turbulence and stress owing to gravity wave and tidal breakdown. *Journal of Geophysical Research*, 86 :9707–9714.

Lindzen, R. S. and Chapman, S. (1969). Atmospheric tides. *Space Science Reviews*, 10 :3–188.

Liu, A. Z. and Swenson, G. R. (2003). A modeling study of O_2 and OH airglow perturbations induced by atmospheric gravity waves. *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, 108 :4151.

Liu, G. and Shepherd, G. G. (2006). An empirical model for the altitude of the OH nightglow emission. *Geophysical Research Letters*, 33 :9805.

Liu, G., Shepherd, G. G., and Roble, R. G. (2008). Seasonal variations of the nighttime O(^{1}S) and OH airglow emission rates at mid-to-high latitudes in the context of the large-scale circulation. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 113 :6302.

Liu, H.-L., Hagan, M. E., and Roble, R. G. (2000). Local mean state changes due to gravity wave breaking modulated by the diurnal tide. *Journal of Geophysical Research*, 105 :12381.

Llewellyn, E. J., Long, B. H., and Solheim, B. H. (1978). The quenching of metastable oh in the atmosphere. *Planetary and Space Science*, 26 :525–531.

Llewellyn-Jones, D., Edwards, M. C., Mutlow, C. T., Birks, A. R., Barton, I. J., and Tait, H. (2001). AATSR : global-change and surface-temperature measurements from Envisat. *ESA Bulletin*, 105 :11–21.

Lopez-Moreno, J. J., Rodrigo, R., Moreno, F., Lopez-Puertas, M., and Molina, A. (1987). Altitude distribution of vibrationally excited states of atmospheric hydroxyl at levels v = 2 to v = 7. *Planetary and Space Science*, 35 :1029–1038.

Lopez-Puertas, M. and Taylor, F. W. (2001). *Non-LTE radiative transfer in the atmosphere*.

López-Puertas, M., Zaragoza, G., Kerridge, B. J., and Taylor, F. W. (1995). Non-local thermodynamic equilibrium model for H2O 6.3 and 2.7-μm bands in the middle atmosphere. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 100(D5) :9131–9147.

Lowe, R. P., Gilbert, K. L., and Turnbull, D. N. (1991). High latitude summer observations of the hydroxyl airglow. *Planetary and Space Science*, 39 :1263–1270.

Lowe, R. P., Leblanc, L. M., and Gilbert, K. L. (1996). WINDII/UARS observation of twilight behaviour of the hydroxyl airglow, at mid-latitude equinox. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 58 :1863–1869.

Lu, X., Liu, H.-L., Liu, A. Z., Yue, J., McInerney, J. M., and Li, Z. (2012). Momentum budget of the migrating diurnal tide in the Whole Atmosphere Community Climate Model at vernal equinox. *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, 117 :7112.

Lübken, F.-J. (1992). On the extraction of turbulent parameters from atmospheric density fluctuations. *Journal of Geophysical Research*, 97 :20385.

Lübken, F.-J. (1997). Seasonal variation of turbulent energy dissipation rates at high latitudes as determined by in situ measurements of neutral density fluctuations. *Journal of Geophysical Research*, 102 :13441.

Majda, A. J. and Kramer, P. R. (1999). Simplified models for turbulent diffusion : Theory, numerical modelling, and physical phenomena. *Physics Reports*, 314 :237–574.

Makhlouf, U. B., Picard, R. H., and Winick, J. R. (1995). Photochemical-dynamical modeling of the measured response of airglow to gravity waves 1. basic model for OH airglow. *Journal of Geophysical Research*, 100 :11289–11312.

Makhlouf, U. B., Picard, R. H., Winick, J. R., and Tuan, T. F. (1998). A model for the response of the atomic oxygen 557.7 nm and the OH Meinel airglow to atmospheric gravity waves in a realistic atmosphere. *Journal of Geophysical Research*, 103 :6261–6270.

Marchand, M., Bekki, S., Lefèvre, F., and Hauchecorne, A. (2007). Temperature retrieval from stratospheric O_3 and NO_3 GOMOS data. *Geophysical Research Letters*, 34 :24809.

Marsh, D. R., Skinner, W. R., and Yudin, V. A. (1999). Tidal influences on O_2 atmospheric band dayglow : HRDI observations vs. model simulations. *Geophysical Research Letters*, 26 :1369–1372.

Marsh, D. R., Smith, A. K., Mlynczak, M. G., and Russell, J. M. (2006). SABER observations of the OH meinel airglow variability near the mesopause. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 111 :10.

Mayor, M. and Queloz, D. (1995). A Jupiter-mass companion to a solar-type star. *Nature*, 378 :355–359.

McDade, I. C. (1991). The altitude dependence of the OH($X^2\Pi$) vibrational distribution in the nightglow - some model expectations. *Planetary and Space Science*, 39 :1049–1057.

McDade, I. C. and Llewellyn, E. J. (1987). Kinetic parameters related to sources and sinks of vibrationally excited OH in the nightglow. *Journal of Geophysical Research*, 92 :7643–7650.

McDade, I. C., Murtagh, D. P., Greer, R. G. H., Dickinson, P. H. G., and Witt, G. (1986). ETON 2 - quenching parameters for the proposed precursors of O2($b^1\sigma_g^+$) and o(1s) in the terrestrial nightglow. *Planetary and Space Science*, 34 :789–800.

Meinel, II, A. B. (1950a). OH emission bands in the spectrum of the night sky. II. *Astrophysical Journal*, 112 :120.

Meinel, I. A. B. (1950b). OH emission bands in the spectrum of the night sky. *Astrophysical Journal*, 111 :555.

Melo, S. M. L., Lowe, R. P., and Russell, J. P. (2000). Double-peaked hydroxyl airglow profiles observed from WINDII/UARS. *Journal of Geophysical Research*, 105 :12397–12404.

Melo, S. M. L., Lowe, R. P., and Takahashi, H. (1999). The nocturnal behavior of the hydroxyl airglow at the equatorial and low latitudes as observed by WINDII : Comparison with ground-based measurements. *Journal of Geophysical Research*, 104 :24657–24666.

Mende, S. B., Harris, S. E., Frey, H. U., Angelopoulos, V., Russell, C. T., Donovan, E., Jackel, B., Greffen, M., and Peticolas, L. M. (2008). The themis array of ground-based observatories for the study of auroral substorms. *Space Science Reviews*, 141 :357–387.

Meriweather, Jr., J. W. (1984). Ground-based measurements of mesosphere temperatures by optical means. In Vincent, R. A., editor, *International Council of Scientific Unions Middle Atmosphere Handbook, Vol. 13 p 1-18 (SEE N85-17452 08-46)*, volume 13, pages 1–18.

Meyzonnette, J.-L. and Lépine, T. (2001). *Bases de radiométrie optique*. Cépaduès.

Mies, F. H. (1974). Calculated vibrational transition probabilities of OH($X^2\Pi$). *Journal of Molecular Spectroscopy*, 53 :150–188.

Milne, E. A. (1928). The effect of collisions on monochromatic radiative equilibrium. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 88 :493.

Mlynczak, M. G. (1997). Energetics of the mesosphere and lower thermosphere and the saber experiment. *Advances in Space Research*, 20 :1177–1183.

Mlynczak, M. G. (2000). A contemporary assessment of the mesospheric energy budget. *Washington DC American Geophysical Union Geophysical Monograph Series*, 123 :37–52.

Mlynczak, M. G., Hunt, L. A., Mast, J. C., Thomas Marshall, B., Russell, J. M., Smith, A. K., Siskind, D. E., Yee, J.-H., Mertens, C. J., Martin-Torres, F. J., Thompson, R. E., Drob, D. P., and Gordley, L. L. (2013). Atomic oxygen in the mesosphere and lower thermosphere derived from saber : Algorithm theoretical basis and measurement uncertainty. *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, 118 :5724–5735.

Mlynczak, M. G. and Solomon, S. (1991a). Middle atmosphere heating by exothermic chemical reactions involving odd-hydrogen species. *Geophysical Research Letters*, 18 :37–40.

Mlynczak, M. G. and Solomon, S. (1991b). On the efficiency of solar heating in the middle atmosphere. *Geophysical Research Letters*, 18 :1201–1204.

Mlynczak, M. G. and Solomon, S. (1993). A detailed evaluation of the heating efficiency in the middle atmosphere. *Journal of Geophysical Research*, 98 :10517.

Mohr, P. J., Taylor, B. N., and Newell, D. B. (2012). CODATA recommended values of the fundamental physical constants : 2010. *Rev. Mod. Phys.*, 84 :1527–1605.

Molina, L. T. and Molina, M. J. (1986). Absolute absorption cross sections of ozone in the 185- to 350-nm wavelength range. *Journal of Geophysical Research*, 91 :14501–14508.

Montoux, N., Hauchecorne, A., Pommereau, J.-P., Lefèvre, F., Durry, G., Jones, R. L., Rozanov, A., Dhomse, S., Burrows, J. P., Morel, B., and Bencherif, H. (2009). Evaluation of balloon and satellite water vapour measurements in the southern tropical and subtropical UTLS during the HIBISCUS campaign. *Atmospheric Chemistry & Physics*, 9 :5299–5319.

Moreels, G., Blamont, J. E., and Chahrokhi, D. (1976). OH emission intensity measurements during the 1969 NASA Airborne Auroral Expedition. *Journal of Geophysical Research*, 81 :5467–5478.

Moreels, G., Megie, G., Vallance Jones, A., and Gattinger, R. L. (1977). An oxygen-hydrogen atmospheric model and its application to the oh emission problem. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 39 :551–570.

Müller-Wodarg, I. C. F., Aylward, A. D., and Fuller-Rowell, T. J. (2001). Tidal oscillations in the thermosphere : a theoretical investigation of their sources. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 63 :899–914.

Mulligan, F. J. and Nallen, J. J. (1998). A search for evidence of tidal activity in OH(3,1) airglow emissions recorded at Maynooth (53.23°N, 6.35°W). *Advances in Space Research*, 21 :831–834.

Mzé, N., Hauchecorne, A., Keckhut, P., and Thétis, M. (2014). Vertical distribution of gravity wave potential energy from long-term rayleigh lidar data at a northern middle-latitude site. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 119(21) :12,069–12,083. 2014JD022035.

Nair, P. J., Godin-Beekmann, S., Kuttippurath, J., Ancellet, G., Goutail, F., Pazmiño, A., Froidevaux, L., Zawodny, J. M., Evans, R. D., Wang, H. J., Anderson, J., and Pastel, M. (2013). Ozone trends derived from the total column and vertical profiles at a northern mid-latitude station. *Atmospheric Chemistry & Physics*, 13 :10373–10384.

Nakajima, T. and Tanaka, M. (1986). Matrix formulations for the transfer of solar radiation in a plane-parallel scattering atmosphere. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 35 :13–21.

Nicolaides, C., Sinanoğlu, O., and Westhaus, P. (1971). Theory of atomic structure including electron correlation. IV. Method for forbidden-transition probabilities with results for [O I], [O II], [O III], [N I], [N II], and [C I]. *Physical Review A*, 4 :1400–1410.

Nicolet, M. (1971). Aeronomic reactions of hydrogen and ozone. In Fiocco, G., editor, *Mesospheric Models and Related Experiments*, volume 25 of *Astrophysics and Space Science Library*, page 1.

Nicolet, M. (1984a). On the molecular scattering in the terrestrial atmosphere - an empirical formula for its calculation in the homosphere. *Planetary and Space Science*, 32 :1467.

Nicolet, M. (1984b). Photodissociation of molecular oxygen in the terrestrial atmosphere - Simplified numerical relations for the spectral range of the Schumann-Runge bands. *Journal of Geophysical Research*, 89 :2573–2582.

Noxon, J. F. (1970). Optical emission from $O(^1D)$ and $O_2(b^1\Sigma_g)$ in ultraviolet photolysis of O_2 and CO_2. *Journal of Chemical Physics*, 52 :1852–1873.

Noxon, J. F., Traub, W. A., Carleton, N. P., and Connes, P. (1976). Detection of O_2 dayglow emission from Mars and the Martian ozone abundance. *Astrophysical Journal*, 207 :1025–1035.

Offermann, D. and Gerndt, R. (1990). Upper mesosphere temperatures from OH*-emissions. *Advances in Space Research*, 10 :217–221.

Packer, D. M. (1961). Altitudes of the night airglow radiations. *Annales de Geophysique*, 17 :67.

Palo, S. E., Hagan, M. E., Meek, C. E., Vincent, R. A., Burrage, M. D., McLandress, C., Franke, S. J., Ward, W. E., Clark, R. R., Hoffmann, P., Johnson, R., Kürschner, D., Manson, A. H., Murphy, D., Nakamura, T., Portnyagin, Y. I., Salah, J. E., Schminder, R., Singer, W., Tsuda, T., Virdi, T. S., and Zhou, Q. (1997). An intercomparison between the GSWM, UARS, and ground based radar observations : a case-study in January 1993. *Annales Geophysicae*, 15 :1123–1141.

Parihar, N., Taori, A., Ghodpage, R., and Patil, P. (2014). Bi-station observations of plasma depletions in OI 630 nm imaging over allahabad (25.5˚N, 81.9˚E) and gadanki (13.5˚N, 79.2˚E), india. In *40th COSPAR Scientific Assembly*, volume 40 of *COSPAR Meeting*, page 2446.

Pautet, P.-D., Taylor, M. J., Liu, A. Z., and Swenson, G. R. (2005). Climatology of short-period gravity waves observed over northern Australia during the Darwin Area Wave Experiment (DAWEX) and their dominant source regions. *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, 110 :3.

Pautet, P.-D., Taylor, M. J., Pendleton, W. R., Zhao, Y., Yuan, T., Esplin, R., and McLain, D. (2014). Advanced mesospheric temperature mapper for high-latitude airglow studies. *Appl. Opt.*, 53(26) :5934–5943.

Pazmiño, A. (2006). DIAL lidar for ozone measurements. *Journal de Physique IV*, 139 :361–372.

Pérot, K. (2012). *Characterisation and Climatology of Polar Mesospheric Clouds from GOMOS / ENVISAT Stellar Occultation Instrument*. Thèses, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI.

Pérot, K., Hauchecorne, A., Montmessin, F., Bertaux, J.-L., Blanot, L., Dalaudier, F., Fussen, D., and Kyrölä, E. (2010). First climatology of polar mesospheric clouds from GOMOS/ENVISAT stellar occultation instrument. *Atmospheric Chemistry & Physics*, 10 :2723–2735.

Perruchot, S., Bouchy, F., Chazelas, B., Díaz, R. F., Hébrard, G., Arnaud, K., Arnold, L., Avila, G., Delfosse, X., Boisse, I., Moreaux, G., Pepe, F., Richaud, Y., Santerne, A., Sottile, R., and Tézier, D. (2011). Higher-precision radial velocity measurements with the SOPHIE spectrograph using octagonal-section fibers. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 8151 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 15.

Petitdidier, M. and Blamont, J. (2006). The French contribution to the airglow exploration and to upper atmosphere studies by optical observations.

Petitdidier, M. and Teitelbaum, H. (1977). Lower thermosphere emissions and tides. *Planetary and Space Science*, 25 :711–721.

Phillips, F., Burns, G., French, W., Williams, P., Klekociuk, A., and Lowe, R. (2004). Determining rotational temperatures from the OH(8-3) band, and a comparison with OH(6-2) rotational temperatures at Davis, Antarctica. *Annales Geophysicae*, 22 :1549–1561.

Pickett, H. M., Read, W. G., Lee, K. K., and Yung, Y. L. (2006). Observation of night OH in the mesosphere. *Geophysical Research Letters*, 33 :19808.

Pollack, J. B., Dalton, J. B., Grinspoon, D., Wattson, R. B., Freedman, R., Crisp, D., Allen, D. A., Bezard, B., de Bergh, C., Giver, L. P., Ma, Q., and Tipping, R. (1993). Near-infrared light from Venus' nightside - a spectroscopic analysis. *Icarus*, 103 :1–42.

Purnell, D. K. (1976). Solution of the advective equation by upstream interpolation with a cubic spline. *Monthly Weather Review*, 104 :42.

Rast, M., Bezy, J. L., and Bruzzi, S. (1999). The ESA Medium Resolution Imaging Spectrometer MERIS, a review of the instrument and its mission. *International Journal of Remote Sensing*, 20(9) :1681–1702.

Rayleigh, L. (1921). The colour of the light from the night sky. *Royal Society of London Proceedings Series A*, 99 :10–18.

Reisin, E. R. and Scheer, J. (1996). Characteristics of atmospheric waves in the tidal period range derived from zenith observations of O_2(0-1) atmospheric and OH(6-2) airglow at lower midlatitudes. *Journal of Geophysical Research*, 101 :21223–21232.

Reisin, E. R. and Scheer, J. (2004). Gravity wave activity in the mesopause region from airglow measurements at El Leoncito. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 66 :655–661.

Robert, A. (1981). A stable numerical integration scheme for the primitive meteorological equations. *Atmosphere Ocean*, 19 :35–46.

Roble, R. G. and Ridley, E. C. (1994). A thermosphere-ionosphere-mesosphere-electrodynamics general circulation model (TIME-GCM) : Equinox solar cycle minimum simulations (30-500 km). *Geophysical Research Letters*, 21 :417–420.

Rodrigo, R., Lopez-Gonzalez, M. J., and Lopez-Moreno, J. J. (1991). Variability of the neutral mesospheric and lower thermospheric composition in the diurnal cycle. *Planetary and Space Science*, 39 :803–820.

Rodrigo, R., Lopez-Moreno, J. J., Moreno, F., Lopez-Puertas, M., and Molina, A. (1986). Neutral atmospheric composition between 60 and 220 km - a theoretical model for mid-latitudes. *Planetary and Space Science*, 34 :723–743.

Rothman, L. S., Gordon, I. E., Babikov, Y., Barbe, A., Chris Benner, D., Bernath, P. F., Birk, M., Bizzocchi, L., Boudon, V., Brown, L. R., Campargue, A., Chance, K., Cohen, E. A., Coudert, L. H., Devi, V. M., Drouin, B. J., Fayt, A., Flaud, J.-M., Gamache, R. R., Harrison, J. J., Hartmann, J.-M., Hill, C., Hodges, J. T., Jacquemart, D., Jolly, A., Lamouroux, J., Le Roy, R. J., Li, G., Long, D. A., Lyulin, O. M., Mackie, C. J., Massie, S. T., Mikhailenko, S., Müller, H. S. P., Naumenko, O. V., Nikitin, A. V., Orphal, J., Perevalov, V., Perrin, A., Polovtseva, E. R., Richard, C., Smith, M. A. H., Starikova, E., Sung, K., Tashkun, S., Tennyson, J., Toon, G. C., Tyuterev, V. G., and Wagner, G. (2013). The HITRAN2012 molecular spectroscopic database. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 130 :4–50.

Rousselot, P., Lidman, C., Cuby, J.-G., Moreels, G., and Monnet, G. (2000). Night-sky spectral atlas of oh emission lines in the near-infrared. *Astronomy and Astrophysics*, 354 :1134–1150.

Russell, J. M., Mlynczak, M. G., Gordley, L. L., Tansock, J. J., and Esplin, R. W. (1999). Overview of the SABER experiment and preliminary calibration results. In Larar, A. M., editor, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 3756 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, pages 277–288.

Russell, III, J. M. and Drayson, S. R. (1972). The inference of atmospheric ozone using satellite horizon measurements in the 1042 cm^{-1} band. *Journal of Atmospheric Sciences*, 29 :376–390.

Russell, J. P., Ward, W. E., Lowe, R. P., Roble, R. G., Shepherd, G. G., and Solheim, B. (2005). Atomic oxygen profiles (80 to 115 km) derived from WIND Imaging Interferometer/Upper Atmospheric Research Satellite measurements of the hydroxyl and greenline airglow : Local time-latitude dependence. *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, 110 :15305.

Sander, S. P., Golden, D. M., Kurylo, M. J., Moortgat, G. K., Wine, P. H., Ravishankara, A. R., Kolb, C. E., Molina, M. J., Finlayson-Pitts, B. J., Huie, R. E., and Orkin, V. L. (2011). Chemical kinetics and photochemical data for use in atmospheric studies evaluation number 15. *Pasadena, CA : Jet Propulsion Laboratory, National Aeronautics and Space Administration, 2011*.

Saunders, R. W. (1997). Atmospheric radiation : Theoretical basis. by r. m. goody and y. l. yung. oxford university press. second edition 1995. xiii + 519 pp. price 37.50 (paperback). isbn 0 19 510291 6. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 123(539) :801–801.

Schermaul, R. and Learner, R. C. M. (1999). Precise line parameters and transition probability of the atmospheric a band of molecular oxygen $^{16}O_2$. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 61 :781–794.

Schleicher, D. G. and Ahearn, M. F. (1982). OH fluorescence in comets - Fluorescence efficiency of the ultraviolet bands. *Astrophysical Journal*, 258 :864–877.

Schmidt, C., Höppner, K., and Bittner, M. (2013). A ground-based spectrometer equipped with an InGaAs array for routine observations of OH(3-1) rotational temperatures in the mesopause region. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 102 :125–139.

Schmidt, H., Brasseur, G. P., Charron, M., Manzini, E., Giorgetta, M. A., Diehl, T., Fomichev, V. I., Kinnison, D., Marsh, D., and Walters, S. (2006). The HAMMONIA chemistry climate model : Sensitivity of the mesopause region to the 11-year solar cycle and co2 doubling. *Journal of Climate*, 19 :3903.

Schott, G. L. (1960). Kinetic studies of hydroxyl radicals in shock waves. III. the OH concentration maximum in the hydrogen-oxygen reaction. *Journal of Chemical Physics*, 32 :710–716.

Schwartz, M. J., Lambert, A., Manney, G. L., Read, W. G., Livesey, N. J., Froidevaux, L., Ao, C. O., Bernath, P. F., Boone, C. D., Cofield, R. E., Daffer, W. H., Drouin, B. J., Fetzer, E. J., Fuller, R. A., Jarnot, R. F., Jiang, J. H., Jiang, Y. B., Knosp, B. W., Krüger, K., Li, J.-L. F., Mlynczak, M. G., Pawson, S., Russell, J. M., Santee, M. L., Snyder, W. V., Stek, P. C., Thurstans, R. P., Tompkins, A. M., Wagner, P. A., Walker, K. A., Waters, J. W., and Wu, D. L. (2008). Validation of the aura microwave limb sounder temperature and geopotential height measurements. *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, 113 :15.

Shefov, N. N., Semenov, A. I., and Yurchenko, O. T. (2006). Empirical model of variations in the OI 630 nm emission. 1. intensity. *Geomagnetism and Aeronomy*, 46 :236–246.

Shepherd, G. G., Thuillier, G., Cho, Y.-M., Duboin, M.-L., Evans, W. F. J., Gault, W. A., Hersom, C., Kendall, D. J. W., LathuillèRe, C., Lowe, R. P., McDade, I. C., Rochon, Y. J., Shepherd, M. G., Solheim, B. H., Wang, D.-Y., and Ward, W. E. (2012). The Wind Imaging Interferometer (WINDII) on the Upper Atmosphere Research Satellite : A 20 year perspective. *Reviews of Geophysics*, 50 :2007.

Shepherd, G. G., Thuillier, G., Gault, W. A., Solheim, B. H., Hersom, C., Alunni, J. M., Brun, J.-F., Brune, S., Charlot, P., and Cogger, L. L. (1993). WINDII, the WIND Imaging Interferometer on the Upper Atmosphere Research Satellite. *Journal of Geophysical Research*, 98 :10725.

Shimazaki, T. (1971). Effective eddy diffusion coefficient and atmospheric composition in the lower thermosphere. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 33 :1383.

Shiokawa, K., Ejiri, M. K., Ogawa, T., Yamada, Y., Fukunishi, H., Igarashi, K., and Nakamura, T. (2003). A localized structure in OH airglow images near the mesopause region. *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, 108 :4048.

Simoneau, P., Derelle, S., Rommeluère, S., Moreels, G., and Hersé, M. (2011). Modélisation et mesures du rayonnement nightglow induits par la molécule OH. Technical report.

Singh, H. B., Kanakidou, M., Crutzen, P. J., and Jacob, D. J. (1995). High concentrations and photochemical fate of oxygenated hydrocarbons in the global troposphere. *Nature*, 378 :50–54.

Sivakandan, M., Taori, A., Sathishkumar, S., and Jayaraman, A. (2015). Multi-instrument investigation of a mesospheric gravity wave event absorbed into background. *Journal of Geophysical Research : Space Physics*, 120(4) :3150–3159. 2014JA020896.

Slanger, T. G. and Copeland, R. A. (2003). Energetic oxygen in the upper atmosphere and the laboratory. *Chemical Reviews*, 103(12) :4731–4766. PMID : 14664631.

Slanger, T. G., Cosby, P. C., Osterbrock, D. E., Stone, R. P. S., and Misch, A. A. (2003). The high-resolution light-polluted night-sky spectrum at mount hamilton, california. *The Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 115 :869–878.

Smith, A. K. (2003). The origin of stationary planetary waves in the upper mesosphere. *Journal of Atmospheric Sciences*, 60 :3033–3041.

Smith, A. K. (2012). Global dynamics of the MLT. *Surveys in Geophysics*, 33(6) :1177–1230.

Smith, A. K., Marsh, D. R., Mlynczak, M. G., and Mast, J. C. (2010). Temporal variations of atomic oxygen in the upper mesosphere from SABER. *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, 115 :18309.

Smith, III, F. L. and Smith, C. (1972). Numerical evaluation of chapman's grazing incidence integral ch (x, χ). *Journal of Geophysical Research*, 77 :3592–3597.

Snively, J. (2007). *Mesopause airglow modulation by ducted short-period gravity waves*. PhD thesis, The Pennsylvania State University.

Sofieva, V., Tamminen, J., Haario, H., Kyrölä, E., and Lehtinen, M. (2004). Ozone profile smoothness as a priori information in the inversion of limb measurements. *Annales Geophysicae*, 22 :3411–3420.

Sofieva, V. F., Kyrölä, E., Verronen, P. T., Seppälä, A., Tamminen, J., Marsh, D. R., Smith, A. K., Bertaux, J.-L., Hauchecorne, A., Dalaudier, F., Fussen, D., Vanhellemont, F., Fanton D'Andon, O., Barrot, G., Guirlet, M., Fehr, T., and Saavedra, L. (2009). Spatio-temporal observations of the tertiary ozone maximum. *Atmospheric Chemistry & Physics*, 9 :4439–4445.

Souprayen, C., Garnier, A., and Hertzog, A. (1999a). Rayleigh-Mie Doppler wind lidar for atmospheric measurements. II. Mie scattering effect, theory, and calibration. *Applied Optics*, 38 :2422–2431.

Souprayen, C., Garnier, A., Hertzog, A., Hauchecorne, A., and Porteneuve, J. (1999b). Rayleigh-Mie Doppler wind lidar for atmospheric measurements. I. Instrumental setup, validation, and first climatological results. *Applied Optics*, 38 :2410–2421.

Staniforth, A. and Côté, J. (1991). Semi-lagrangian integration schemes for atmospheric models - a review. *Monthly Weather Review*, 119 :2206.

Stewart, A. I., Anderson, D. E., Esposito, L. W., and Barth, C. A. (1979). Ultraviolet spectroscopy of venus - initial results from the pioneer venus orbiter. *Science*, 203 :777–779.

Suzuki, H., Tomikawa, Y., Taguchi, M., Nakamura, T., and Tsutsumi, M. (2010). Variations of OH rotational temperature over Syowa Station in the austral winter of 2008. *Earth, Planets, and Space*, 62 :655–661.

Swenson, G., Liu, A., Li, F., and Tang, J. (2003). High frequency atmospheric gravity wave damping in the mesosphere. *Advances in Space Research*, 32(5) :785 – 793. Middle Atmosphere Structure and Dynamics.

Swenson, G. R. and Gardner, C. S. (1998). Analytical models for the responses of the mesospheric OH^* and na layers to atmospheric gravity waves. *Journal of Geophysical Research*, 103 :6271–6294.

Takahashi, H. and Batista, P. P. (1981). Simultaneous measurements of OH(9,4), (8,3), (7,2), (6,2) and (5,1) bands in the airglow. *Journal of Geophysical Research*, 86 :5632–5642.

Taori, A., Dashora, N., Raghunath, K., Russell, III, J. M., and Mlynczak, M. G. (2011). Simultaneous mesosphere-thermosphere-ionosphere parameter measurements over Gadanki (13.5°N, 79.2°E) - First results. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 116 :7308.

Taori, A., Kamalakar, V., Raghunath, K., Rao, S. V. B., and Russell, J. M. (2012). Simultaneous rayleigh lidar and airglow measurements of middle atmospheric waves over low latitudes in india. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 78 :62–69.

Taori, A., Parihar, N., Gurubaran, S., Sripathi, S., Ghodpage, R., and Patil, P. (2014). First tristation airglow imaging of plasma depletions with MSTID signatures from Indian sector. In *40th COSPAR Scientific Assembly*, volume 40 of *COSPAR Meeting*, page 3298.

Taori, A. and Taylor, M. (2006). Characteristics of wave induced oscillations in mesospheric O_2 emission intensity and temperatures. *Geophysical Research Letters*, 33 :1813.

Taori, A. and Taylor, M. (2010). Dominant winter-time mesospheric wave signatures over a low latitude station, Hawaii (20.8˚n) : An investigation. *Journal of Earth System Science*, 119 :259–264.

Taori, A., Taylor, M. J., and Franke, S. (2005). Terdiurnal wave signatures in the upper mesospheric temperature and their association with the wind fields at low latitudes (20°N). *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, 110 :9.

Taylor, M. J., Bishop, M. B., and Taylor, V. (1995a). All-sky measurements of short period waves imaged in the OI(557.7 nm), Na(589.2 nm) and near infrared OH and O_2(0,1) nightglow emissions during the ALOHA-93 Campaign. *Geophysical Research Letters*, 22 :2833–2836.

Taylor, M. J., Espy, P. J., Baker, D. J., Pendleton, Jr., W. R., Sica, R. J., and Neal, P. C. (1991). Simultaneous intensity, temperature and imaging measurements of short period wave structure in the OH nightglow emission. *Planetary and Space Science*, 39 :1171–1188.

Taylor, M. J. and Hapgood, M. A. (1988). Identification of a thunderstorm as a source of short period gravity waves in the upper atmospheric nightglow emissions. *Planetary and Space Science*, 36 :975–985.

Taylor, M. J. and Hapgood, M. A. (1990). On the origin of ripple-type wave structure in the oh nightglow emission. *Planetary and Space Science*, 38 :1421–1430.

Taylor, M. J., Turnbull, D. N., and Lowe, R. P. (1995b). Spectrometric and imaging measurements of a spectacular gravity wave event observed during the ALOHA-93 Campaign. *Geophysical Research Letters*, 22 :2849–2852.

Thirupathaiah, P. and Singh, V. (2014). An updated model of atomic oxygen redline dayglow emission. *Advances in Space Research*, 54 :939–945.

Thomas, L. and Bowman, M. R. (1972). The diurnal variations of hydrogen and oxygen constituents in the mesosphere and lower thermosphere. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 34 :1843–1858.

Toon, O. B., McKay, C. P., Ackerman, T. P., and Santhanam, K. (1989). Rapid calculation of radiative heating rates and photodissociation rates in inhomogeneous multiple scattering atmospheres. *Journal of Geophysical Research*, 94 :16287–16301.

Trainor, D. W., Ham, D. O., and Kaufman, F. (1973). Gas phase recombination of hydrogen and deuterium atoms. *Journal of Chemical Physics*, 58 :4599–4609.

Tran, N., Obligis, E., and Eymard, L. (2003). In-flight calibration/validation of the ENVISAT/MWR. In *EGS - AGU - EUG Joint Assembly*, page 8437.

Turnbull, D. N. and Lowe, R. P. (1989). New hydroxyl transition probabilities and their importance in airglow studies. *Planetary and Space Science*, 37 :723–738.

Vadas, S. L., Fritts, D. C., and Alexander, M. J. (2003). Mechanism for the generation of secondary waves in wave breaking regions. *Journal of Atmospheric Sciences*, 60 :194–214.

Vargas, F., Swenson, G., Liu, A., and Gobbi, D. (2007). O(^{1}S), OH, and O_2(b) airglow layer perturbations due to AGWs and their implied effects on the atmosphere. *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, 112 :14102.

Vatsia, M. (1972). Atmospheric optical environment, research and development. Technical report.

Verronen, P. T., Seppälä, A., Kyrölä, E., Tamminen, J., Pickett, H. M., and Turunen, E. (2006). Production of odd hydrogen in the mesosphere during the january 2005 solar proton event. *Geophysical Research Letters*, 33 :24811.

Vincent, R. (2015). The dynamics of the mesosphere and lower thermosphere : a brief review. *Progress in Earth and Planetary Science*, 2(1).

von Savigny, C., McDade, I. C., Eichmann, K.-U., and Burrows, J. P. (2012). On the dependence of the oh* meinel emission altitude on vibrational level : Sciamachy observations and model simulations. *Atmospheric Chemistry & Physics*, 12 :8813–8828.

Walterscheid, R. L., Schubert, G., and Straus, J. M. (1987). A dynamical-chemical model of wave-driven fluctuations in the OH nightglow. *Journal of Geophysical Research*, 92 :1241–1254.

Ward, W. E. (1999). A simple model of diurnal variations in the mesospheric oxygen nightglow. *Geophysical Research Letters*, 26 :3565–3568.

Weinstock, J. (1978). Vertical turbulent diffusion in a stably stratified fluid. *Journal of Atmospheric Sciences*, 35 :1022–1027.

Wiens, R. and Weill, G. (1973). Diurnal, annual and solar cycle variations of hydroxyl and sodium nightglow intensities in the Europe-Africa sector. *Planetary and Space Science*, 21(6) :1011 – 1027.

Wiens, R. H., Moise, A., Brown, S., Sargoytchev, S., Peterson, R. N., Shepherd, G. G., López-González, M. J., López-Moreno, J. J., and Rodrigo, R. (1997). SATI : a Spectral Airglow Temperature Imager. *Advances in Space Research*, 19 :677–680.

Xu, J., Gao, H., Smith, A. K., and Zhu, Y. (2012). Using TIMED/SABER nightglow observations to investigate hydroxyl emission mechanisms in the mesopause region. *Journal of Geophysical Research (Atmospheres)*, 117 :2301.

Yamada, Y., Fukunishi, H., Nakamura, T., and Tsuda, T. (2001). Breaking of small-scale gravity wave and transition to turbulence observed in OH airglow. *Geophysical Research Letters*, 28 :2153–2156.

Yee, J. H. and Abreu, V. J. (1987). Mesospheric 5577 Å green line and atmospheric motions - Atmosphere Explorer satellite observations. *Planetary and Space Science*, 35 :1389–1395.

Yee, J. H., Abreu, V. J., and Hays, P. B. (1981). The O II (7320-7330) Å airglow - A morphological study. *Journal of Geophysical Research*, 86 :1564–1568.

Yee, J.-H., Crowley, G., Roble, R. G., Skinner, W. R., Burrage, M. D., and Hays, P. B. (1997). Global simulations and observations of O(^{1}S), $O_2(^1\Sigma)$ and OH mesospheric nightglow emissions. *Journal of Geophysical Research*, 102 :19949–19968.

Young, R. A. and Black, G. (1966). Excited-state formation and destruction in mixtures of atomic oxygen and nitrogen. *Journal of Chemical Physics*, 44 :3741–3751.

Yung, Y. L. and Demore, W. B., editors (1999). *Photochemistry of planetary atmospheres*.

Zaragoza, G., Taylor, F. W., and López-Puertas, M. (2001). Latitudinal and longitudinal behavior of the mesospheric OH nightglow layer as observed by the Improved Stratospheric and Mesospheric Sounder on UARS. *Journal of Geophysical Research*, 106 :8027–8033.

Zelli, C. (1999). ENVISAT RA-2 advanced radar altimeter : Instrument design and pre-launch performance assessment review. *Acta Astronautica*, 44 :323–333.

Zhang, S. P. and Shepherd, G. G. (1999). The influence of the diurnal tide on the O(^{1}S) and OH emission rates observed by WINDII on UARS. *Geophysical Research Letters*, 26 :529–532.

Zhang, S. P., Wiens, R. H., and Shepherd, G. G. (1993). Gravity waves from O2 nightglow during the AIDA '89 campaign. II - Numerical modeling of the emission rate/temperature ratio, eta. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 55 :377–395.

Zhang, X., Forbes, J. M., Hagan, M. E., Russell, J. M., Palo, S. E., Mertens, C. J., and Mlynczak, M. G. (2006). Monthly tidal temperatures 20-120 km from TIMED/SABER. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 111 :10.

Zhou, D. K., Mlynczak, M. G., Bingham, G. E., Wise, J. O., and Nadile, R. M. (1998). CIRRIS-1A limb spectral measurements of mesospheric 9.6-μm airglow and ozone. *Geophysical Research Letters*, 25 :643–646.