



HAL
open science

Etude du rayonnement diurne émis à 557,7 nm et 630,0 nm par l'atome d'oxygène dans la thermosphère de la Terre : analyse de données satellite et modélisation numérique

Frédéric Culot

► **To cite this version:**

Frédéric Culot. Etude du rayonnement diurne émis à 557,7 nm et 630,0 nm par l'atome d'oxygène dans la thermosphère de la Terre : analyse de données satellite et modélisation numérique. Astrophysique [astro-ph]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2005. Français. NNT : . tel-00012149

HAL Id: tel-00012149

<https://theses.hal.science/tel-00012149>

Submitted on 16 Apr 2006

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.

THÈSE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER

Spécialité : Astronomie Astrophysique

préparée au Laboratoire de Planétologie de Grenoble

dans le cadre de l'École Doctorale TERRE, UNIVERS, ENVIRONNEMENT

présentée et soutenue publiquement

par

Frédéric Culot

Le 24 Janvier 2005

ÉTUDE DU RAYONNEMENT DIURNE ÉMIS À 557,7 NM ET 630,0 NM PAR L'ATOME
D'OXYGÈNE DANS LA THERMOSPHÈRE DE LA TERRE : ANALYSE DE DONNÉES
SATELLITE ET MODÉLISATION NUMÉRIQUE

COMPOSITION DU JURY

M. Wlodek KOFMAN	LPG, Grenoble	Président
M. Michel MENVIELLE	CETP, St Maur	Rapporteur
M. Gordon SHEPHERD	CRESS, Toronto	Rapporteur
M. Denis ALCAYDÉ	CESR, Toulouse	Examineur
Mme Chantal LATHUILLÈRE	LPG, Grenoble	Directrice de thèse
M. Jean LILENSTEN	LPG, Grenoble	Invité

Table des matières

Introduction	9
1 L'atmosphère de la Terre et son rayonnement	11
1.1 Contexte	12
1.2 Le rayonnement de la haute atmosphère terrestre	14
1.3 Activité solaire et activité géomagnétique	19
1.4 Vers une météorologie de l'espace	23
2 L'interféromètre spatial WINDII	25
2.1 Description de l'interféromètre spatial WINDII	26
2.1.1 Principes de la mesure par interférométrie	26
2.1.2 La compensation en champ et la compensation thermique	29
2.2 Les quantités apparentes	30
2.3 Les données WINDII	31
2.4 Réduction des données WINDII	35
2.4.1 Traitement des profils des raies	36
2.4.2 Moyenne zonale	38
2.4.3 Apports du travail de thèse pour le traitement des données WINDII	39
3 Le modèle d'ionosphère TRANSCAR	41
3.1 Description du modèle TRANSCAR	42
3.1.1 présentation	42
3.1.2 Le transport cinétique	42
3.1.3 Le transport fluide	44
3.1.4 Le modèle photochimique	45
3.1.4.1 Productions et pertes de la raie rouge de l'oxygène atomique	46
3.1.4.2 Productions et pertes de la raie verte de l'oxygène atomique	49
3.1.5 Les entrées du modèle	52
3.1.5.1 le flux solaire EUV :	53

3.1.5.2	l'atmosphère neutre :	56
3.1.5.3	le couplage avec la magnétosphère :	56
3.1.6	Les sorties du modèle	57
3.1.7	Utilisation de TRANSCAR aux latitudes moyennes et basses	57
3.2	Récents développements du modèle TRANSCAR	58
3.2.1	Apports du travail de thèse pour l'amélioration du modèle	58
3.2.2	Résumé	61
4	Influence de l'activité solaire sur les émissions	63
4.1	Introduction	64
4.2	Modélisation des données WINDII	64
4.2.1	La raie rouge	64
4.2.2	La raie verte	67
4.3	Résultats statistiques	69
4.3.1	La raie rouge	70
4.3.2	La raie verte	74
4.4	Résumé et conclusions	77
5	Influence de l'activité magnétique sur les émissions	81
5.1	Introduction	82
5.2	Influence de l'activité magnétique sur l'atmosphère	83
5.3	Estimations du modèle TRANSCAR	84
5.3.1	Conditions d'utilisation du modèle	84
5.3.2	Modélisation de la raie rouge	84
5.3.3	Modélisation de la raie verte	88
5.4	Mesures WINDII	91
5.4.1	Résultats statistiques	91
5.4.1.1	La raie rouge	91
5.4.1.2	La raie verte	91
5.4.2	Traitement des mesures de la raie verte orbite par orbite	94
5.5	Résumé	97
	Conclusion et perspectives	101
	Bibliographie	111
	ANNEXES	119

A	Constantes de réaction utilisées dans cette étude	121
B	Etude de la dépendance en température de la désactivation collisionnelle de N₂	123
C	Articles publiés pendant la thèse	127

Remerciements

MERCI BEAUCOUP ...

Introduction

Le travail effectué au cours de cette thèse s'inscrit dans le cadre des relations Soleil-Terre, et concerne plus particulièrement l'étude de la haute atmosphère terrestre et de son rayonnement. Ce rayonnement est émis par les atomes, molécules ou ions présents dans la thermosphère et l'ionosphère, qui sont respectivement les composantes neutres et ionisées de notre atmosphère, situées au dessus de 80 km d'altitude environ. Parmi ces émissions lumineuses, nous nous sommes intéressés plus particulièrement à deux raies de l'atome d'oxygène, qui sont émises dans le domaine du visible : la raie rouge à une longueur d'onde de 630,0 nm, et la raie verte à une longueur d'onde de 557,7 nm.

Ce travail de thèse a été effectué au Laboratoire de Planétologie de Grenoble, qui possède un savoir-faire reconnu dans les domaines de l'observation et de la modélisation de l'ionosphère terrestre, savoir-faire qui s'appuie sur des expériences au sol (radars à diffusion incohérente *EISCAT-ESR*, interféromètre *EPIS*) et à bord de satellites (interféromètre *WINDII*), et sur des travaux théoriques faisant appel à des modèles (en particulier *TRANSCAR*). J'ai pu mettre à profit ce savoir-faire pour construire mon étude autour d'une double approche mettant en œuvre à la fois l'analyse des mesures de l'instrument *WINDII*, mais aussi la modélisation avec le modèle *TRANSCAR*.

WINDII est un interféromètre spatial embarqué à bord du satellite *UARS*, qui a été conçu pour étudier la haute atmosphère terrestre. Il fournit les profils verticaux des intensités d'émission de plusieurs espèces, notamment de l'atome d'oxygène. *TRANSCAR* est un modèle qui décrit la structure verticale de l'ionosphère terrestre, et qui a servi de base au développement de la simulation de ces émissions de l'oxygène atomique.

Ainsi, la confrontation des prévisions du modèle avec les mesures de l'interféromètre permet d'analyser, de comprendre et de décrire le phénomène de luminescence qui apparaît dans la haute atmosphère de la Terre. Je me suis en particulier intéressé à la manière dont réagissaient ces émissions en fonction des variations de différents paramètres géophysiques, tels que des fluctuations dans l'intensité du flux solaire, ou bien des changements au niveau de l'activité magnétique terrestre. Il faut préciser ici que je me suis concentré sur les émissions diurnes de l'atome d'oxygène, et que pour toute cette étude, je me suis volontairement

placé en dehors des zones aurorales, ceci pour éviter les précipitations de particules. Ma démarche s'inscrit dans le cadre plus général de la "météorologie de l'espace", science jeune qui a pour but d'établir les bases scientifiques nécessaires à la compréhension des conséquences de l'activité de notre étoile sur notre environnement technologique, et de développer des outils opérationnels pour quantifier et prévoir ces conséquences.

Ce manuscrit se compose de cinq grandes parties. Dans la première partie, je replace mon étude dans un contexte historique, puis décris les processus à l'origine des émissions lumineuses de l'oxygène atomique dans l'atmosphère terrestre, les paramètres utilisés pour caractériser l'activité solaire et géomagnétique et le lien entre cette étude et la Météorologie de l'Espace. Le deuxième et le troisième chapitre décrivent les outils que j'ai utilisés pendant ce travail de thèse, à savoir l'interféromètre spatial WINDII et le modèle d'ionosphère TRANSCAR. Je rappelle en particulier dans le chapitre deux les principes de la mesure par interférométrie, ainsi que les particularités de WINDII et le traitement des données que j'ai développé. Dans le chapitre trois, je décris la structure de TRANSCAR, avec les différentes équations résolues, les entrées et sorties du code, et les modifications que j'ai apportées au modèle pendant la thèse.

Les deux chapitres suivants concernent les résultats que j'ai obtenus à partir de la confrontation entre les prévisions du modèle et les mesures de l'interféromètre. Le chapitre quatre en particulier décrit l'influence du flux solaire sur les raies de l'oxygène atomique, et le chapitre cinq traite de l'influence de l'activité magnétique sur ces émissions.

Chapitre 1

L'atmosphère de la Terre et son rayonnement

Sommaire

1.1	Contexte	12
1.2	Le rayonnement de la haute atmosphère terrestre	14
1.3	Activité solaire et activité géomagnétique	19
1.4	Vers une météorologie de l'espace	23

1.1 Contexte

Le fil conducteur de ce travail de thèse est l'étude des phénomènes de luminescence qui prennent place dans la haute atmosphère de notre planète. La naissance de notre atmosphère remonte à l'époque où notre planète s'est formée, il y a environ 4,55 milliards d'années. Ce sont à la fois les impacts météoritiques et le volcanisme intense existant à l'époque qui en sont l'origine (voir par exemple la synthèse récente faite dans Encrenaz (2000)). En effet, ces phénomènes ont apporté un certain nombre d'éléments volatiles, notamment de l'eau. Mais depuis quand connaissons-nous l'atmosphère qui nous entoure ? C'est Aristote qui le premier prit conscience du fait que l'air était pesant, bien qu'il ne put en estimer la densité. Cette mesure de la densité ne fut réalisée que bien plus tard, en 1613, par Galilée. La pression atmosphérique fut estimée quant à elle par Toricelli en 1643 au moyen de son baromètre à mercure. Pour ce qui est de la composition chimique de l'air, elle ne fut déterminée qu'à la fin du XVIII^e siècle. Le gaz carbonique, constituant très minoritaire sur la Terre (son pourcentage massique n'est que de 0,03%), fut découvert par Black en 1757. L'azote, constituant majoritaire (78%), fut découvert par Scheele en 1770 mais ce résultat ne fut annoncé que deux ans plus tard par Rutherford et Cavendish. L'oxygène, quatre fois moins abondant que l'azote dans l'atmosphère terrestre (21%), fut découvert par Scheele en 1772, puis redécouvert par Priestley deux ans plus tard. Avec l'azote et l'oxygène on connaissait, en volume, 99% de la composition de l'air, mais il fallut attendre un siècle pour que soient découverts l'argon, en 1894, par Lord Rayleigh et Sir Ramsay, puis les autres gaz rares (néon, krypton et xénon) en 1897, à nouveau par Sir Ramsay.

L'intérêt pour l'étude des émissions lumineuses de la haute atmosphère a quant à lui débuté au XIX^e siècle, avec l'observation d'émissions de couleur verte dans le ciel (voir photographie ci-contre).

Il faudra attendre le XX^e siècle pour comprendre que cette émission est due à l'oxygène atomique, et la longueur d'onde a été mesurée pour la première fois par Babcock en 1923.



photographie de la raie verte depuis l'espace (source : S. Koutchmy, IAP-CNRS)



photographie de la raie rouge depuis l'espace (source : S. Koutchmy, IAP-CNRS)

En 1930, l'émission de la raie rouge est observée en laboratoire par Paschen et identifiée dans l'atmosphère par Cabannes en 1935 (voir illustration ci-contre). Mais ce n'est qu'au milieu des années 1960 que l'on admit que la raie verte était caractérisée par deux couches à environ 100 et 300 km d'altitude, et la raie rouge par une seule couche autour de 300 km

d'altitude.

Les premières données sur le rayonnement atmosphérique diurne ont été obtenues beaucoup plus tard, lorsqu'on a pu faire des observations depuis l'espace. Si des mesures à bord de fusées ont permis d'identifier les processus de production de nombreuses raies et d'évaluer leur contribution (voir par exemple Link (1983) pour l'émission à 630 nm), ce sont les observations à bord de satellites qui ont permis d'obtenir une grande couverture spatiale et temporelle. On peut citer les observations réalisées par les photomètres composant le Visible Airglow Instrument (Hays et al. (1973)) embarqué sur les satellites des missions Atmosphere Explorer *C*, *D* et *E*, lancés à partir de 1973. Hays et al. (1988) présentent une synthèse des résultats obtenus. Plus récemment, le Upper Atmosphere Research Satellite (UARS), qui a été lancé en 1991, comprend l'interféromètre WINDII dont nous avons utilisé les mesures pendant cette thèse, et qui sera décrit en détail dans la deuxième partie.

Les mesures à partir du sol du rayonnement diurne de la haute atmosphère ne sont apparues que plus tardivement, grâce au perfectionnement des photomètres. On doit les premiers travaux à Narayanan et al. (1989), et Sridharan et al. (1998) ont réussi à obtenir une définition leur permettant de mesurer des intensités n'excédant pas 0,05% de la lumière environnante, ce qui permet maintenant d'utiliser ces photomètres dans le cadre d'études du rayonnement de jour.

Parallèlement à ces différents instruments, des modèles ont été développés pour essayer de comprendre le rayonnement atmosphérique diurne. Ces études sont résumées pour la raie verte par Singh et al. (1996) et pour la raie rouge par Solomon et Abreu (1989). Les études les plus récentes essaient de modéliser les observations WINDII, mais sont limitées à un petit nombre de données : Tyagi et Singh (1998) utilisent et améliorent le modèle de rayonnement atmosphérique de Solomon (1992). Shepherd et al. (1998) rajoutent au modèle de circulation générale de l'atmosphère TIME-GCM (Roble et Ridley (1994)) un code

de la photochimie de la haute atmosphère pour simuler le rayonnement de l'oxygène. Wittasse et al. (1999) ajoutent au modèle ionosphérique TRANSCAR un module photochimique pour simuler quelques observations WINDII corrélées avec des observations ionosphériques en zone aurorale. C'est ce modèle que j'ai continué à développer pendant ce travail de thèse et que je présenterai en détails dans la troisième partie.

1.2 Le rayonnement de la haute atmosphère terrestre

Les phénomènes de luminescence prennent place dans la haute atmosphère de notre planète, et plus précisément dans la thermosphère, région qui s'étend depuis environ 80 km d'altitude, jusqu'à 500 km.

Le panneau de droite de la figure 1.1 présente le profil de la température de l'atmosphère, profil qui est à la base de la nomenclature utilisée pour décrire les différentes couches atmosphériques. Le gradient important de température dans la thermosphère est la conséquence directe de l'absence d'émission thermique et de l'absorption de l'énergie solaire dans le domaine EUV. Les deux courbes correspondent à des conditions de Soleil calme (trait plein) et de Soleil actif (trait pointillé). Sur le panneau de gauche, qui présente les concentrations typiques des composants de l'atmosphère pour un Soleil calme et un Soleil actif (respectivement en trait plein et en trait pointillés), on peut voir que dans la thermosphère l'oxygène atomique devient progressivement le composant majoritaire. A 400km d'altitude sa concentration augmente d'un ordre de grandeur lorsque le Soleil est actif.

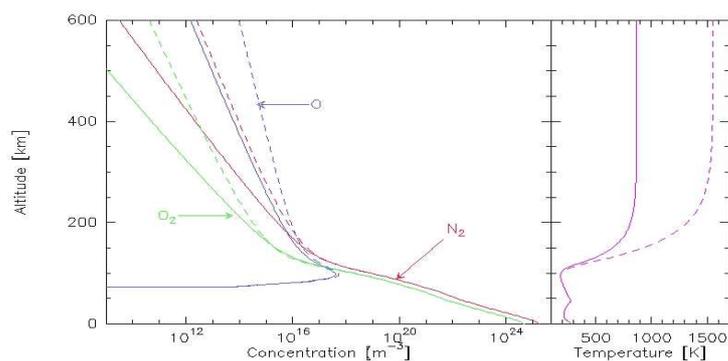


FIG. 1.1 – Profils en altitude des concentrations neutres (panneau de gauche) et température neutre (panneau de droite) à Grenoble pour des conditions de Soleil calme (traits pleins) et de Soleil actif (traits pontillés).

Le spectre solaire EUV désigne les photons émis par le soleil dans les basses longueurs d'onde, depuis environ 1 Å jusqu'à 1100 Å. Ce rayonnement est principalement émis à des températures comprises entre 1 500 K et 1 000 000 K, c'est-à-dire émis dans la zone de transition, qui est la fine couche de l'atmosphère du Soleil située entre la chromosphère et la couronne, où la température augmente brusquement. Ces différentes couches sont indiquées sur la figure 1.2 qui présente les profils de température et de densité de l'atmosphère solaire en fonction de l'altitude.

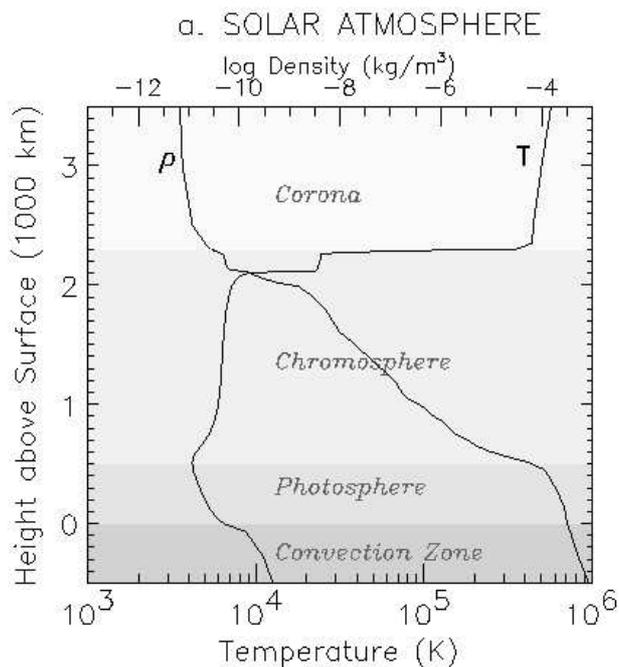


FIG. 1.2 – Profil de masse volumique et de température de l'atmosphère solaire (d'après Lean (1997)).

L'émission solaire EUV est complètement absorbée par les hautes couches de l'atmosphère terrestre au travers de processus d'ionisation, de dissociation, et d'excitation. Cette absorption du rayonnement solaire EUV a pour effet d'ioniser et d'exciter le gaz de la haute atmosphère, ce qui entraîne un rayonnement par desexcitation radiative, ainsi qu'un chauffage de l'ionosphère et de la thermosphère.

La figure 1.3 indique, en fonction de l'altitude, les différentes espèces de la haute atmosphère qui sont ionisées par le flux solaire EUV. J'ai indiqué entre parenthèses les seuils de réaction (correspondance avec la longueur d'onde du photon incident). Les annotations en rouge montrent les différents ions qui sont produits, avec l'altitude du maximum de production de ces ions. Ainsi, on peut noter que la majeure partie du spectre EUV contribue

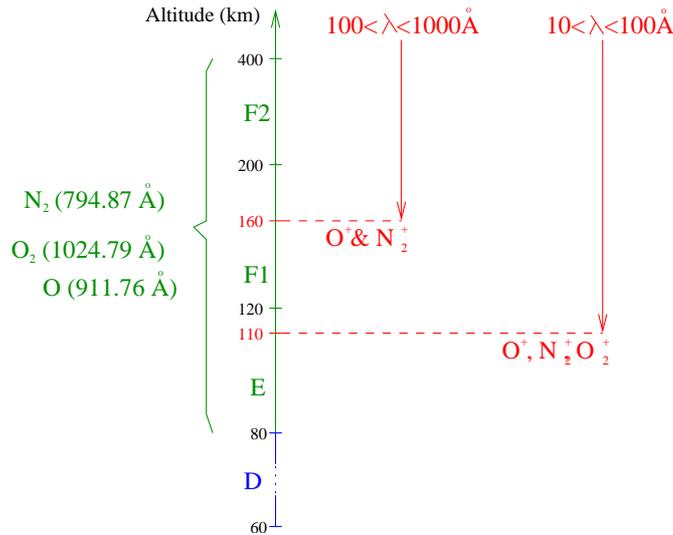


FIG. 1.3 – Les différentes espèces de la haute atmosphère ionisées par le flux solaire EUV.

à l'ionisation de l'atmosphère. En effet, le rayonnement compris entre 100 Å et 1000 Å produit principalement des ions O^+ et N_2^+ avec un maximum de production vers 160 km d'altitude, alors que le rayonnement entre 10 Å et 100 Å produit les trois principaux ions O^+ , N_2^+ , et O_2^+ aux environs de 110 km d'altitude (Lilensten et Bletly (1999)).

Les électrons produits au cours des processus d'ionisation sont appelés photoélectrons. Ils contribuent à leur tour aux processus d'ionisation, de dissociation et d'excitation avant d'être thermalisés. Ces électrons suprathermiques possèdent une distribution propre qui dépend du flux solaire, de la composition neutre et des sections efficaces d'absorption et de collision. Leur énergie va de quelques dixièmes d'eV à quelques centaines d'eV. En zone aurorale, les particules énergétiques qui précipitent dans l'ionosphère contribuent également à l'ionisation et les électrons suprathermiques ainsi créés ont des énergies atteignant plusieurs dizaines de keV.

La figure 1.4 indique la structure typique de l'ionosphère diurne à moyenne latitude pour des conditions géophysiques calmes, avec un maximum d'ionisation vers 200 km d'altitude. Cette figure a été obtenue avec le modèle *TRANSCAR* qui couple le transport des électrons suprathermiques (décrit dans le chapitre 3.1.2), à une description fluide de l'ionosphère (chapitre 3.1.3).

Pendant ce travail de thèse, je me suis concentré sur deux raies émises dans le visible par les états excités de l'atome d'oxygène : le rayonnement à 630,0 nm (raie rouge), et

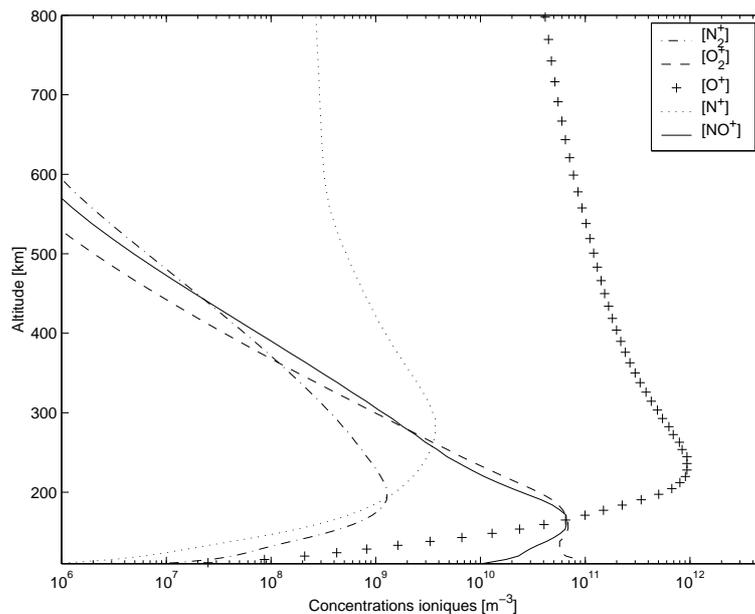


FIG. 1.4 – Profils verticaux des concentrations ioniques en période calme, à la latitude de Grenoble, à midi heure locale et en été.

le rayonnement à 557,7 nm (raie verte). L'intérêt d'étudier ces deux raies provient du fait qu'elles sont très intenses et donc plus facilement mesurables que d'autres émissions. D'autre part, le volume de données auxquelles j'ai pu avoir accès est important, et elles couvrent l'ensemble du globe, ce qui m'a permis d'effectuer des traitements statistiques.

La figure 1.5 présente les niveaux d'excitation de l'oxygène atomique. La raie rouge à 630,0 nm résulte de la transition du niveau 1D au fondamental 3P . La raie verte à 557,7 nm résulte de la transition entre les niveaux 1S et 1D .

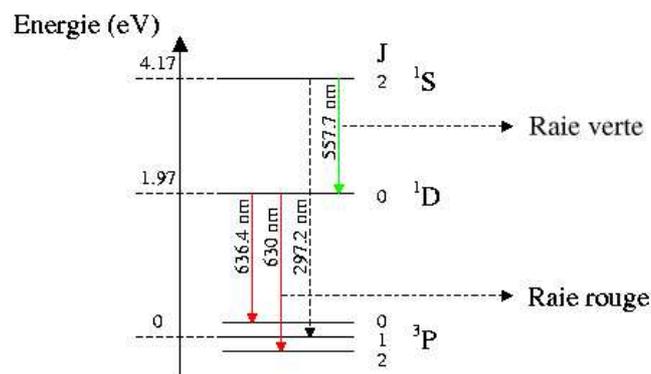


FIG. 1.5 – Niveaux d'énergie de l'oxygène atomique. Respectivement 1,97 eV et 4,17 eV sont nécessaires pour exciter les états 1D et 1S .

Parmi les principaux mécanismes de production des états excités $O(^1D)$ et $O(^1S)$, deux sont communs : les impacts des photoélectrons sur l'oxygène atomique et la photodissociation de l'oxygène moléculaire. Pour l'état $O(^1D)$, il faut ajouter la recombinaison dissociative de l'ion O_2^+ avec les électrons thermiques et pour l'état $O(^1S)$ la désactivation collisionnelle de l'azote moléculaire excité avec l'oxygène atomique, et le mécanisme de Barth (Barth (1964)), qui fait intervenir une recombinaison de l'oxygène atomique lors d'une collision triple. La figure 1.6 présente la contribution relative de ces processus. Ce schéma est valable pour des conditions géophysiques calmes, une latitude de 45° et un temps local de 12 heures. Pour la raie verte (panneau de gauche), on observe deux maximums : le pic mésosphérique vers 100 km d'altitude et le pic thermosphérique vers 150 km d'altitude. Le mécanisme de Barth qui est prépondérant à basse altitude et le seul mécanisme existant de nuit, n'est pas représenté sur ce schéma car il n'est pas modélisé dans cette thèse, qui se concentre sur les émissions thermosphériques. Pour la raie verte thermosphérique, les deux processus prédominants à l'altitude du maximum d'émission sont les impacts de photoélectrons et la désactivation collisionnelle de l'azote moléculaire. Pour la raie rouge, qui ne présente qu'un maximum au dessus de 200 km d'altitude, les processus prédominants sont la recombinaison dissociative des ions O_2^+ et encore une fois les impacts de photoélectrons, ce qui explique l'influence importante du flux solaire sur ces émissions, ce que nous verrons dans la partie 4.

Les processus de pertes de ces états excités incluent les pertes par transition radiatives et les pertes par désactivation collisionnelle avec les différents constituents de l'atmosphère neutre. La description détaillée du modèle de photochimie est l'objet du chapitre 3.1.4 de la troisième partie. Un tableau, regroupant toutes les réactions de productions et de pertes intervenant dans les émissions de l'oxygène atomique ainsi que les coefficients utilisés dans le code `TRANSCAR`, est reporté dans l'annexe 1.

Le rayonnement de la raie rouge et de la raie verte est le résultat d'un équilibre entre processus d'excitation et processus de pertes. Leur intensité dépend directement du flux solaire incident sur l'atmosphère donc de l'activité solaire. Leur intensité dépend aussi indirectement de l'activité solaire via les constituents neutres et la densité électronique. Les indices que j'ai utilisés pour décrire l'activité solaire sont présentés ci-après.

Densités neutre et électronique dépendent aussi de l'activité géomagnétique. Les mécanismes responsables des perturbations qui apparaissent dans la haute atmosphère terrestre, lors d'une augmentation de l'activité géomagnétique, sont bien connus aujourd'hui. Les deux plus importants effets observés sont les précipitations de particules dans les zones aurorales, et l'intensification des courants ionosphériques qui induisent un chauffage par ef-

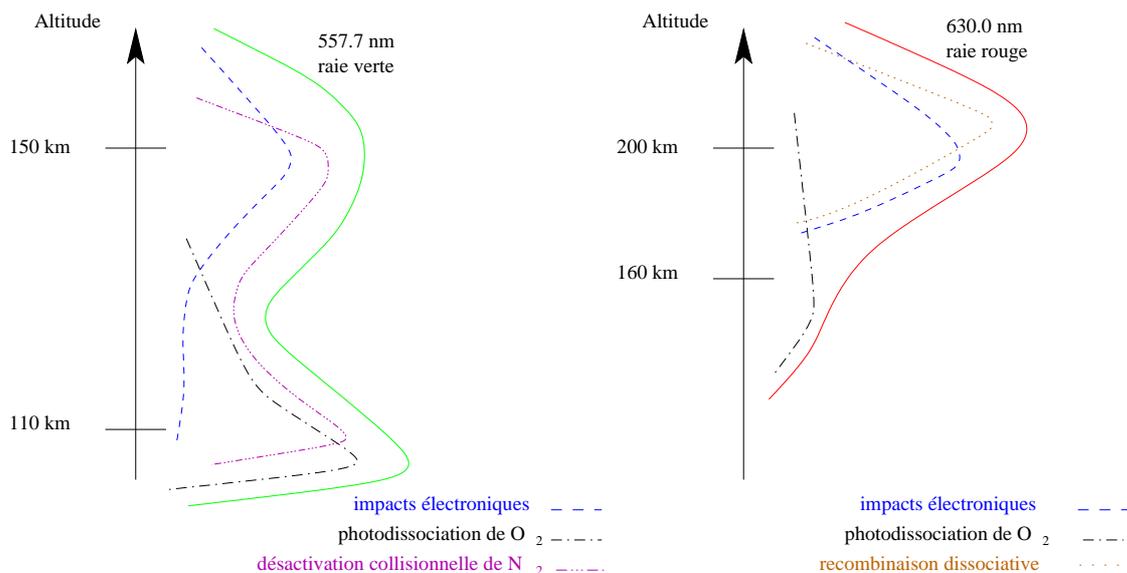


FIG. 1.6 – Contribution relative des processus impliqués dans les émissions diurnes de l'oxygène atomique (raie rouge à gauche et raie verte à droite). Ce schéma est valable pour un flux solaire moyen $f_{10.7} \sim 120$, une activité magnétique faible ($A_p < 10$), autour de 12 :00 temps local et à une latitude de 45° .

fet Joule. En terme d'apport d'énergie, c'est le chauffage par effet Joule qui est le processus le plus important, puisqu'il apporte au moins deux fois plus d'énergie que les particules précipitées (Ahn et al. (1983)). Dans le cas d'orages magnétiques intenses, cet apport d'énergie dans les zones aurorales qui peut égaler ou même dépasser l'apport total d'énergie solaire à la thermosphère contribue à son équilibre thermique à l'échelle du globe (Knipp et al. (2004)). Les indices utilisés pour quantifier l'activité magnétique sont également présentés ci-dessous, et l'influence de l'activité magnétique sur les émissions diurnes est étudiée dans la partie 5.

1.3 Activité solaire et activité géomagnétique

Les indices sont largement utilisés dans de nombreux domaines pour décrire l'évolution au cours du temps de phénomènes plus ou moins complexes, mais certaines de ces quantités ne répondent pas aux critères de définition d'un indice, comme indiqué dans Lathuillère et al. (2000).

Fondamentalement, un indice est un nombre qui représente la valeur caractéristique du phénomène étudié durant un intervalle de temps donné. La qualité d'un indice est fondée

sur plusieurs points, dont sa pertinence, c'est-à-dire que les grandeurs utilisées pour le calculer sont clairement reliées au phénomène étudié. Cet indice doit également être calculé régulièrement, et être homogène : il doit garder la même signification durant toute la période pour laquelle il est calculé. En outre, sa définition doit être claire et il doit reposer sur des traitements aussi peu ambigus que possible, et indépendant de toute hypothèse théorique qui pourrait se révéler fausse par la suite. Enfin, un indice doit être disponible facilement et être fiable, avec des valeurs toujours calculées suivant les règles établies lors de sa création.

Dans la suite de ce manuscrit nous utiliserons abusivement ce terme pour qualifier une des grandeurs que nous avons utilisée : l'indice du Magnésium *MgII*.

Grandeurs utilisées pour quantifier le flux solaire L'activité du Soleil est étroitement liée à son champ magnétique. Elle a été évaluée historiquement par le nombre de taches visibles à sa surface, dont la distribution spatiale et temporelle est elle aussi liée au champ magnétique solaire. La figure 1.7 montre l'évolution de ce nombre de taches en fonction des années. Le cycle solaire d'environ 11 ans est particulièrement visible. Il correspond au retournement de polarité du champ magnétique. A ce cycle solaire de 11 ans, se superpose un cycle de 27 jours correspondant à la période de rotation solaire.

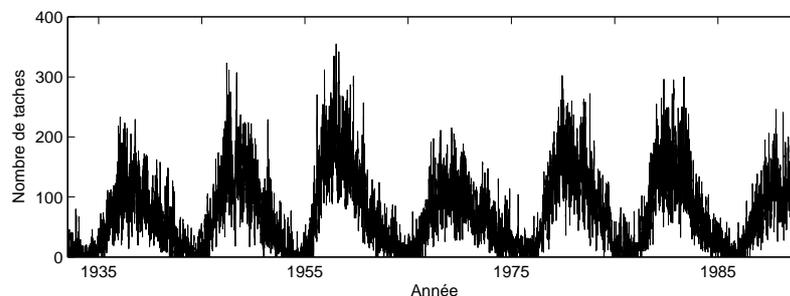


FIG. 1.7 – Evolution du nombre de taches à la surface du Soleil.

Outre ce nombre de taches, d'autres grandeurs sont à notre disposition pour évaluer les changements d'activité solaire, en particulier l'indice décimétrique, noté $f_{10.7}$, et l'indice du Magnésium *MgII*. Ce sont ces deux indices qui j'ai utilisés dans le cadre de cette étude.

Le flux à la longueur d'onde de 10,7 cm (ou à la fréquence de 2800 MHz), est une mesure journalière, depuis 1947, des ondes radio émises au niveau de la couronne et de la haute chromosphère solaire. Ce flux est facilement mesurable et très bien corrélé au nombre de

taches solaires. C'est l'indice le plus utilisé pour quantifier l'activité solaire. L'indice $f_{10.7}$ est donné en unité de flux solaire sfu (ou *Jansky*) : $10^{-22}W.m^{-2}.Hz^{-1}$. Il varie approximativement de 70 à 280 du minimum au maximum de l'activité solaire.

Le magnésium émet des radiations dans l'ultraviolet (vers 280 nm) au niveau de la chromosphère du Soleil. Son profil d'émission présente, au centre de la raie, un double pic dont l'amplitude varie avec l'activité solaire. L'indice $MgII$ est un nombre sans dimension défini comme le rapport d'énergie entre le centre et les ailes de cette raie (Heath and Schlesinger (1986)). Il est mesuré régulièrement depuis 1978, à bord de satellites.

Thuillier et Bruinsma (2001) ont quantifié la forte corrélation entre les indices $f_{10.7}$ et $MgII$ (de l'ordre de 99%), en proposant une correspondance entre ces deux quantités :

$$MgII = 0,000128 \times f_{10.7} + 0,25068 \quad (1.1)$$

Ils ont montré également que des différences apparaissent à des petites échelles de temps, et en particulier pendant les périodes de maximum d'activité solaire.

La figure 1.8 montre une comparaison sur trois rotations solaires de l'indice des taches, du flux centimétrique $f_{10.7}$ et de l'indice du magnésium $MgII$, qui fait apparaître très nettement les différences. En particulier le premier minimum présent sur l'indice des taches et l'indice $f_{10.7}$ début mai a disparu sur l'indice $MgII$. Au contraire en juillet, ce sont les indices $f_{10.7}$ et $MgII$ qui présentent les variations plus corrélées.

Ces indices vont nous permettre de quantifier le flux en provenance du Soleil, et nous allons ainsi pouvoir analyser son influence sur les émissions de l'oxygène atomique.

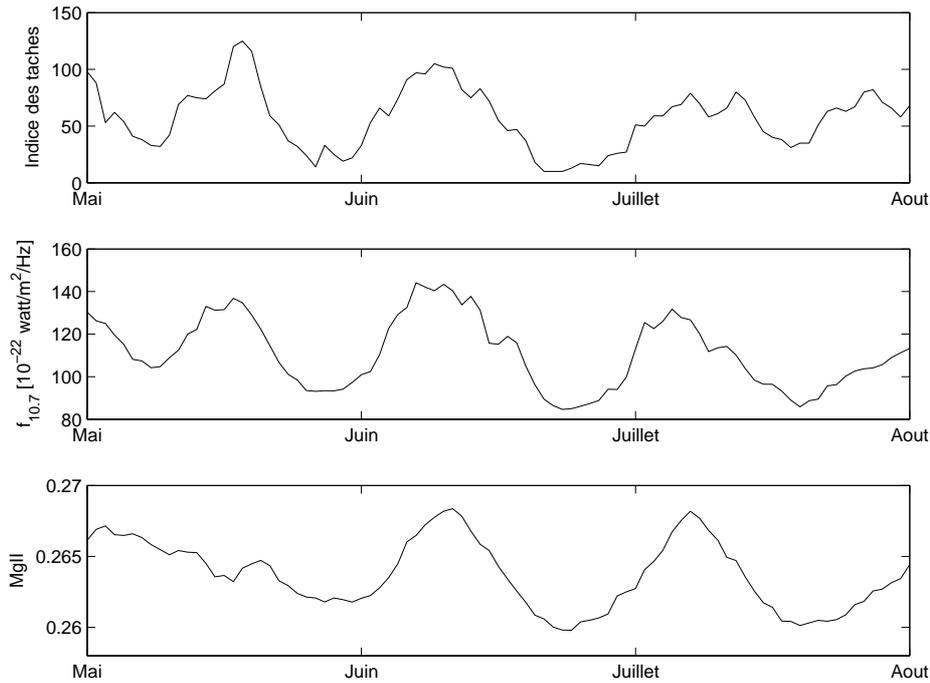
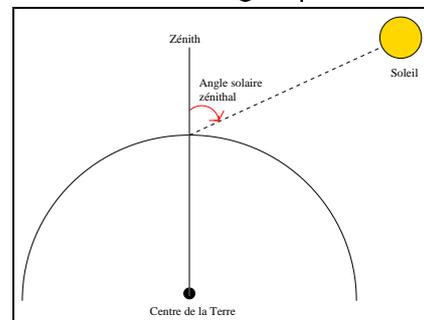


FIG. 1.8 – Comparaison sur trois rotations solaires (de mai 1993 jusqu'à aout 1993) de l'indice des taches, du flux centimétrique $f_{10.7}$ et de l'indice du magnésium $MgII$.

Cependant, l'intensité du flux solaire pénétrant dans l'atmosphère à une altitude donnée est modulée en fonction de l'angle solaire zénithal, c'est à dire l'angle que fait la verticale en un point donné avec la direction du Soleil comme le montre le schéma ci-contre. Ainsi, un angle de 0° indique que le Soleil est au zénith, alors qu'un angle de 90° indique que le Soleil est à l'horizon. Lorsque cet angle solaire zénithal augmente, l'absorption atmosphérique est plus forte et le flux EUV en provenance du Soleil est moins important.



Indices géomagnétiques Les indices géomagnétiques sont utilisés pour décrire les fluctuations du champ magnétique terrestre. Ce champ est la somme de variations transitoires et d'une composante planétaire qui varie lentement au cours du temps (sur des périodes allant de quelques années à quelques millions d'années). Les variations transitoires résultent quant à elle des courants externes circulants dans l'ionosphère et la magnétosphère, et des courants internes induits dans la Terre conductrice.

Pour quantifier ces fluctuations magnétiques, les grandeurs les plus utilisées sont

l'indice Dst et les indices K_p (ou a_p suivant l'échelle utilisée, comme on le verra ci-dessous). L'indice équatorial Dst est disponible depuis 1957 et est mesuré par quatre observatoires magnétiques situés à basse latitude. L'indice K_p est un indice planétaire disponible depuis 1932 et mesuré par treize observatoires.

Les indices K_p (et a_p) sont calculés sur des intervalles trihoraires. L'indice A_p correspond à la moyenne journalière des indices trihoraires a_p . Il varie entre 0 et 400 et est exprimé en unité de 2 nT. L'indice K_p suit une échelle logarithmique, et les valeurs sont comprises entre 0 et 9. La conversion entre ces deux quantités est donnée dans la table 1.1.

Une activité magnétique calme correspondra à un indice K_p compris entre 0 et 1, un faible orage magnétique est représenté par un indice K_p de 4, et lorsque l'on a $K_p > 6$, on est en présence d'un orage magnétique sévère.

K_p	A_p	K_p	A_p
0	0	5-	39
0+	2	5	48
1-	3	5+	56
1	4	6-	67
1+	5	6	80
2-	6	6+	94
2	7	7-	111
2+	9	7	132
3-	12	7+	154
3	15	8-	179
3+	18	8	207
4-	22	8+	236
4	27	9-	300
4+	32	9	400

TAB. 1.1 – Correspondance entre les indices A_p et K_p (d'après Menvielle et Bertheliet (1991)).

Rangarajan (1989) donne une présentation générale des différents indices d'activité magnétique. Pour une description plus détaillée de l'indice K et des indices planétaires dérivés, voir Menvielle et Bertheliet (1991), et pour l'indice Dst on peut se référer à Sugiura et Kamey (1991).

1.4 Vers une météorologie de l'espace

La météorologie de l'espace est une science jeune qui a pour but d'établir les bases scientifiques nécessaires à la compréhension des conséquences de l'activité de notre étoile

sur notre environnement technologique, et de développer des outils opérationnels pour quantifier et prévoir ces conséquences.

On vient de voir que lorsque l'activité solaire augmente, le rayonnement plus intense dans la gamme de l'extrême ultraviolet et des rayons X chauffe la thermosphère, ce qui a pour conséquence d'accroître sa densité, qui peut doubler au dessus de 300 km d'altitude. Cet échauffement qui peut aussi être la conséquence d'orages magnétiques, a pour effet d'augmenter la force de traînée sur les satellites en orbite basse. La prévision de leurs trajectoires nécessite donc une bonne connaissance du comportement de la thermosphère. A l'heure actuelle les calculs d'orbitographie sont basés sur des modèles semi-empiriques de la haute atmosphère. Les émissions de l'oxygène atomique étant un traceur de la thermosphère, l'étude de leur variabilité participe à l'effort entrepris pour mieux la modéliser.

Ce premier chapitre a présenté la partie de l'atmosphère dans laquelle sont observées les émissions de l'oxygène atomique, à savoir la thermosphère, ainsi que l'ionosphère, qui est sa composante ionisée. Ont ensuite été décrits les processus intervenant dans la production de la raie rouge à 630,0 nm et de la raie verte à 557,7 nm. Dans les deuxième et troisième chapitres seront présentés les outils que nous avons utilisés pour étudier ces deux raies d'émission : l'interféromètre spatial WINDII, et le modèle d'ionosphère TRANSCAR. Les deux derniers chapitres seront consacrés aux résultats obtenus grâce à ces outils, qui ont permis de quantifier l'action de l'activité solaire (chapitre 4) et de l'activité magnétique (chapitre 5) sur les émissions de l'oxygène atomique.

Chapitre 2

L'interféromètre spatial WINDII

Sommaire

2.1	Description de l'interféromètre spatial WINDII	26
2.1.1	Principes de la mesure par interférométrie	26
2.1.2	La compensation en champ et la compensation thermique	29
2.2	Les quantités apparentes	30
2.3	Les données WINDII	31
2.4	Réduction des données WINDII	35
2.4.1	Traitement des profils des raies	36
2.4.2	Moyenne zonale	38
2.4.3	Apports du travail de thèse pour le traitement des données WINDII	39

2.1 Description de l'interféromètre spatial WINDII

WINDII (Wind Imaging Interferometer) est un interféromètre spatial embarqué à bord de UARS (Upper Atmosphere Research Satellite), satellite qui a été lancé en septembre 1991 et qui est consacré à l'étude de la haute atmosphère terrestre (Reber et al. (1993)). Cet instrument mesure les vents à partir du décalage Doppler des raies émises dans la haute mesosphère (OH), dans la basse thermosphère (O_2 , $O(^1S)$) et dans la thermosphère moyenne ($O(^1S)$, $O(^1D)$ et $O(^2P)$), ce qui couvre une zone d'altitude comprise entre 70 et 300 km. Le tableau 2.1 présente les caractéristiques des émissions mesurées par WINDII. Une description complète de l'instrument est présentée dans Shepherd et al. (1993). Nous rappelons ici les principales caractéristiques, et nous montrerons comment obtenir, à partir des interférogrammes, les intensités des raies d'émission.

TAB. 2.1 – Caractéristiques des émissions mesurées par WINDII (d'après Shepherd et al. (1993))

Emission	Durée de vie (<i>s</i>)	Longueur d'onde (<i>nm</i>)	Zone d'alt. (<i>km</i>)	Alt. du pic (<i>km</i>)	Mi-largeur (<i>km</i>)
O^1S	0,8	557,7	pic meso. 80-110	97	15
			pic thermo. 150-300	200	50
O^1D	110	630,0	150-300	~250	~100
OH	4,2 ms	730,0	80-110	87	10
O_2	14	762,0	80-110	94	10
O^+	5	732,0	200-300	~150	~50

L'instrument WINDII est composé d'un interféromètre couplé à une caméra CCD qui collecte les images des émissions lumineuses de la haute atmosphère terrestre. Le concept de cet instrument a été développé originellement par Bouchareine et Connes (1963) et il a été implémenté dans la configuration décrite par Thuillier et Shepherd (1985).

Nous allons maintenant nous intéresser plus en détail à cet instrument, et exposer les principes de base des mesures interférométriques, puis nous décrivons les spécificités de WINDII, à savoir sa compensation en champ et sa compensation thermique.

2.1.1 Principes de la mesure par interférométrie

Lorsqu'ils sont utilisés pour des études atmosphériques, les interféromètres sont en général conçus à l'origine pour fournir des mesures de température et de vitesse des vents, qui sont deux paramètres clés pour comprendre les phénomènes dont l'atmosphère terrestre

est le siège.

Avant de décrire la manière dont on obtient ces températures et vitesses de vent, nous présentons brièvement le principe de l'interféromètre, et en particulier du Michelson, puisque WINDII est de ce type.

Au cœur d'un interféromètre, un faisceau incident est partagé en deux fractions d'égales intensités par une lame dont l'une des faces est légèrement métallisée pour devenir semi-réfléchissante. Cette lame est l'élément essentiel du dispositif et est appelée séparatrice.

Une fois que le faisceau incident est partagé en deux faisceaux de même amplitude, ceux-ci sont réfléchis par un miroir, puis retombent sur la séparatrice qui va redonner deux faisceaux se propageant dans la même direction.

La figure 2.1 illustre ce principe de l'interféromètre, et montre le rayon incident divisé en deux par la séparatrice.

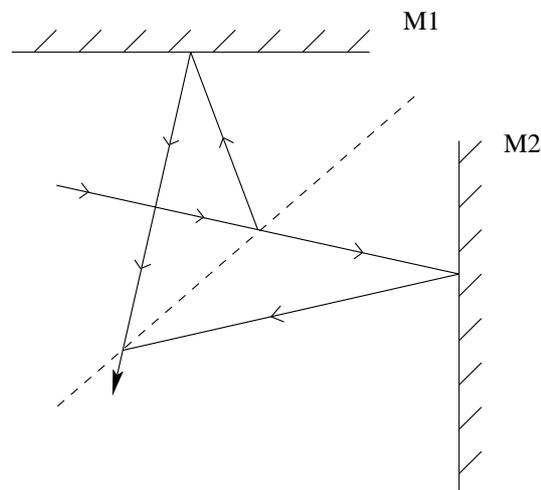


FIG. 2.1 – Interféromètre de Michelson classique à différence de marche nulle. Le miroir séparateur est en traits pointillés.

Maintenant, si l'on change la position ou l'angle d'un des deux miroirs, le chemin optique d'un des deux faisceaux va devenir plus long que l'autre, et l'on va introduire une différence de marche. Ainsi, les deux faisceaux vont pouvoir interférer, et c'est à partir de la mesure de la phase obtenue que nous pouvons déduire les quantités qui nous intéressent, en particulier la longueur d'onde incidente.

Ainsi, la phase d'une onde plane de longueur d'onde λ traversant un interféromètre de différence de marche Δ s'écrit :

$$\phi = 2\pi \frac{\Delta}{\lambda} \quad (2.1)$$

L'effet Doppler va apporter un décalage en longueur d'onde se traduisant de la manière suivante, en notant v la vitesse, λ_0 la longueur d'onde au repos et λ la nouvelle longueur d'onde :

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{1}{\lambda_0} \left(1 + \frac{v}{c}\right) \quad (2.2)$$

Cette vitesse v induit une variation de phase mesurée par l'interféromètre, qui va nous permettre d'obtenir la valeur de la vitesse des vents. En effet, ces vents sont calculés en déterminant l'effet Doppler subi par la lumière que les atomes et molécules, emportés dans les masses d'air en mouvement, émettent.

Si l'on note ϕ_0 la phase à vitesse nulle, la variation de phase induite par la vitesse à mesurer est :

$$\phi - \phi_0 = 2\pi \left(\frac{\Delta}{\lambda} - \frac{\Delta}{\lambda_0} \right) \quad (2.3)$$

D'où l'on obtient la vitesse, en utilisant l'équation 2.2 :

$$v = \frac{\lambda_0 c}{2\pi \Delta} (\phi - \phi_0) \quad (2.4)$$

Pour la mesure de la température, on utilise la largeur de la raie considérée. En effet, la température est définie à partir de la distribution des vitesses de chaque particule constituant le gaz atmosphérique. Ainsi, autour d'une vitesse moyenne, les différentes vitesses ont une distribution gaussienne dont il résulte une distribution similaire en longueur d'onde autour de la longueur d'onde caractéristique λ_0 de la raie étudiée.

La température T est donc obtenue simplement depuis la mesure de la largeur w de la raie par :

$$T = \left(\frac{w}{k} \right)^2 \quad (2.5)$$

où k est une constante physique caractéristique de la raie étudiée.

Outre ces mesures de température et de vent, les interféromètres permettent également d'obtenir les intensités des raies émises depuis l'atmosphère terrestre, et c'est cette propriété qui va nous intéresser dans le cas de WINDII.

Nous allons maintenant décrire plus en détail les spécificités de cet instrument, à savoir la compensation en champ et la compensation thermique, développées pour permettre respectivement d'augmenter l'étendue géométrique de l'interféromètre, et imposer une différence de marche indépendante de la température de l'instrument.

2.1.2 La compensation en champ et la compensation thermique

Afin de pouvoir prendre des images des émissions lumineuses et de collecter un grand nombre de photons, il a été nécessaire d'utiliser un interféromètre à grand champ. La compensation en champ, introduite par Bouchareine et Connes (1963), consiste à rajouter une lame de verre d'indice n et d'épaisseur e dans un des bras de l'interféromètre. Ainsi, en allongeant le trajet optique dans ce bras de l'interféromètre, les rayons incidents peuvent interférer avec une différence de marche non nulle. De cette manière, on peut obtenir un champ utile de plusieurs degrés, et le gain en étendue géométrique par rapport à un interféromètre classique peut atteindre quelques centaines. Dans le cas de WINDII, cette compensation en champ permet d'obtenir un champ vertical de 6° , et on verra dans la partie 2.3 que cela permet de sonder une zone couvrant 250 km d'altitude environ.

L'introduction de la lame de verre pour la compensation en champ rend l'instrument très sensible à la température. En effet, la phase d'une onde traversant un interféromètre varie en fonction de la température de l'instrument. Pour annuler ces effets de température et donc imposer une différence de marche constante, Thuillier et Shepherd (1985) ont proposé d'utiliser un "miroir compensateur", c'est-à-dire un miroir placé sur un support thermiquement dilatable. De cette manière, le miroir va pouvoir se déplacer dans le bras de l'interféromètre en sorte que la différence de marche devienne indépendante de la température.

La figure 2.2 illustre ce principe de l'interféromètre de Michelson à champ compensé et stabilisé thermiquement : la lame de verre d'indice n et d'épaisseur e permet la compensation en champ, et le miroir $M1$ posé sur son support thermiquement dilatable permet la compensation thermique.

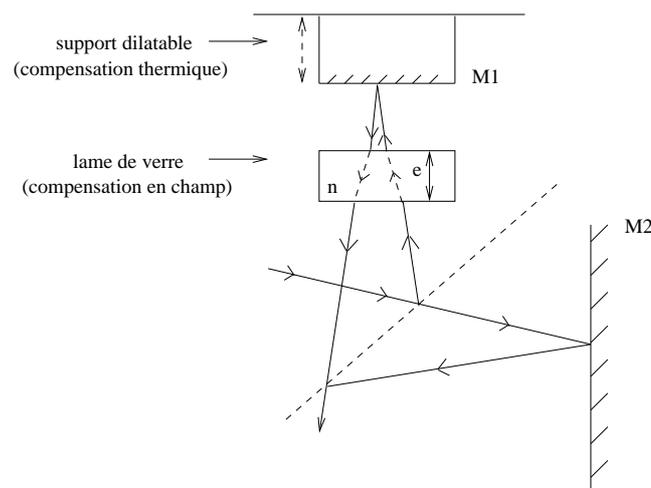


FIG. 2.2 – Interféromètre de Michelson à champ compensé et stabilisé thermiquement.

2.2 Les quantités apparentes

Après cette brève description de l'instrument, nous décrivons maintenant la manière dont on peut obtenir les intensités des raies d'émission à partir de l'interférogramme enregistré par WINDII.

L'interférogramme engendré par un interféromètre de Michelson tel que WINDII peut être représenté par la fonction suivante :

$$S(x) = I_0 \left[1 + UV \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda} (\Delta(\lambda) + x) \right) \right] + I_B \quad (2.6)$$

avec les notations :

- I_0 : intensité totale de la raie considérée (unité : Rayleigh), qui est une intensité intégrée le long de la ligne de visée
- I_B : intensité du fond continu (en Rayleigh) sur lequel se superpose la raie considérée
- U : visibilité de l'interféromètre. La visibilité est une grandeur sans dimension
- V : visibilité de la raie (sans dimension), donnée par : $V \propto \exp\left(\frac{-\Delta^2 T}{M\lambda_0^2}\right)$, où T est la température et M la masse de l'espèce chimique émettant à la longueur d'onde λ_0
- λ : longueur d'onde de la raie incluant l'effet Doppler à mesurer et λ_0 , la valeur au repos
- $\Delta(\lambda)$: différence de marche de l'interféromètre à la longueur d'onde λ
- x : différence de marche variable qui permet d'engendrer un interférogramme

Après avoir généré un interférogramme en faisant varier x depuis 0 jusqu'à δ , on peut intégrer l'équation 2.6 et calculer les trois quantités suivantes :

$$J_1 = \frac{1}{\delta} \int_0^{\delta} S(x) dx \quad (2.7)$$

$$J_2 = \frac{2}{\delta} \int_0^{\delta} \cos \omega x S(x) dx \quad (2.8)$$

$$J_3 = -\frac{2}{\delta} \int_0^{\delta} \sin \omega x S(x) dx \quad (2.9)$$

où $\omega = \frac{2\pi}{\lambda}$.

Ces trois intégrales peuvent être réécrites, lorsque δ est un multiple de la longueur d'onde λ , c'est-à-dire que l'on a balayé une ou plusieurs franges, de la manière suivante :

$$J_1 = I_0 + I_B \quad (2.10)$$

$$J_2 = I_0 UV \cos(\Phi) \quad (2.11)$$

$$J_3 = I_0 UV \sin(\Phi) \quad (2.12)$$

avec Φ qui est la phase de l'interféromètre, et qui s'exprime de la manière suivante, en réutilisant les notations de l'équation 2.6 :

$$\Phi = \frac{2\pi \Delta(\lambda)}{\lambda} \quad (2.13)$$

Ce sont ces trois quantités que l'on appelle les quantités apparentes, car intégrées le long de la ligne de visée de l'instrument. Leur inversion va permettre d'obtenir les profils verticaux des taux d'émission volumiques, les vents et les températures. Nous allons voir maintenant comment sont obtenues ces trois quantités au niveau instrumental, et en quoi consiste le processus d'inversion de ces quantités apparentes.

2.3 Les données WINDII

Les données utilisées dans cette étude couvrent la période comprise entre janvier 1992 et décembre 1995, soit quatre années de mesures.

Afin de mieux comprendre ce que sont ces données WINDII et la manière dont elles sont obtenues, nous allons décrire dans cette section la géométrie de la mesure, les étalonnages qui ont été effectués sur celles-ci, ainsi que la manière dont on inverse les données pour obtenir les profils verticaux de taux d'émission volumiques.

Le satellite UARS vole à une altitude d'environ 590 km, c'est-à-dire au-dessus des émissions lumineuses de la thermosphère. De cette manière, WINDII a la capacité de mesurer des profils verticaux en visant au limbe terrestre. La figure 2.3 montre la géométrie de la mesure, avec les profils des raies rouges et vertes de l'oxygène atomique et les altitudes des pics d'émission.

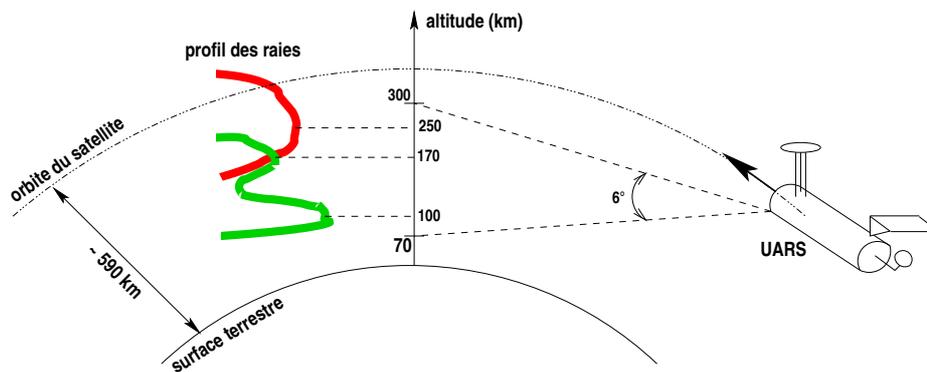


FIG. 2.3 – Géométrie de la mesure WINDII : visée au limbe qui permet l'acquisition des profils verticaux des intensités d'émission.

L'interféromètre utilise deux directions différentes pour collecter les photons incidents, ceci pour obtenir les deux composantes du vent horizontal. Ainsi, l'instrument utilise deux champs de vue orthogonaux, l'un à 45° et l'autre à 135° . La figure 2.4 montre cette configuration de l'instrument, avec les deux télescopes primaires sur la partie gauche qui collectent les flux orthogonaux, le miroir prismatique qui les combine avant que le flux résultant n'entre au cœur de l'instrument dans l'interféromètre de Michelson. La caméra CCD est placée directement derrière l'interféromètre.

Une fois que les photons incidents ont interféré au cœur de l'instrument, l'interférogramme produit est enregistré sur la matrice CCD. Cette matrice est composée de 256 lignes et 160 colonnes de pixels pour chacun des champs de vue. La figure 2.5 montre la géométrie de cette matrice CCD, avec les deux champs de vue de l'instrument.

Ces pixels, qui sont des carrés de $30\mu m$ de côté, sont groupés, pour minimiser le rapport signal sur bruit, en paquets de 25 pixels de large et 2 à 8 pixels de haut. Chacun de ces pixels a une résolution verticale d'environ 1 km, ce qui représente une résolution maximale de 2 km pour WINDII, et fait un champ vertical d'environ 250 km, depuis 70 km d'altitude jusqu'à un peu plus de 300 km d'altitude. Ceci représente une résolution angulaire pour chacun des champs de vue de 4 degrés horizontalement, et 6 degrés verticalement.

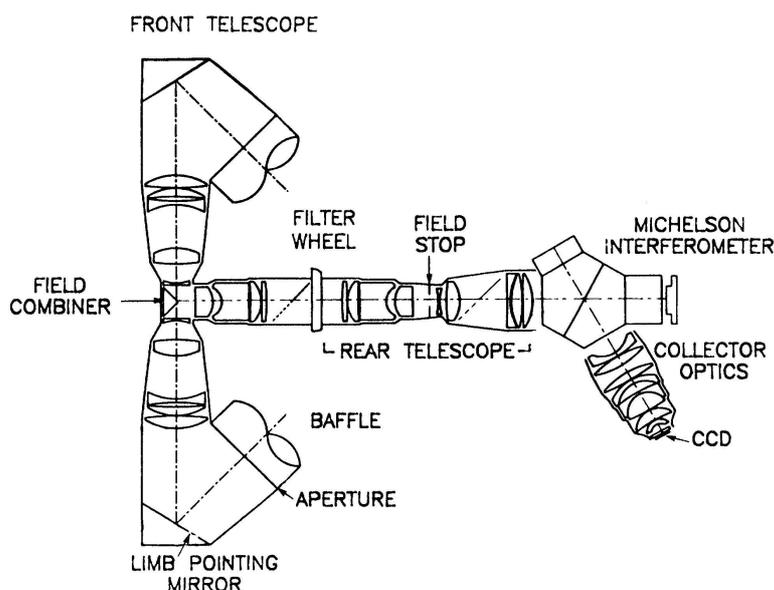


FIG. 2.4 – Configuration de l'instrument WINDII.

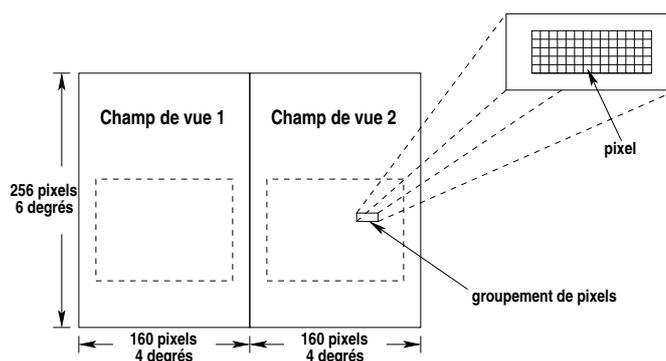


FIG. 2.5 – Schéma du détecteur CCD de WINDII.

Cette matrice CCD permet donc d'enregistrer les mesures de l'interféromètre, et nous allons voir maintenant les étalonnages qui sont effectués sur celles-ci. Ce processus d'étalonnage est décrit en détail dans Thuillier et al. (1998).

Pendant son mode de fonctionnement normal, WINDII effectue fréquemment des étalonnages (environ toutes les quinze minutes), qui consistent à mesurer le fond continu et à détecter des déviations de phase en utilisant une des quatre lampes spectrales dédiées à cet étalonnage. Quatre lampes sont nécessaires car on utilise une longueur d'onde différente adaptée à chacune des raies mesurées. Ces différentes longueurs d'onde ainsi que les espèces correspondantes sont indiquées dans le tableau 2.2.

TAB. 2.2 – Les raies utilisées pour la mesure du fond continu de l'interféromètre WINDII (d'après Shepherd et al. (1993))

Raies atmosphériques		Filtre fond continu	
λ_0 [nm]	espèce	λ_c [nm]	espèce
557,7	O ¹ S	557,0	Kr
630,0	O ¹ D	630,4	Ne
734,1 / 736,9	OH	738,4	Ar
732,0	O ⁺	738,4	Ar
763,1	O ₂	763,5	Ar

Un étalonnage plus important est réalisé une fois par semaine. Celui-ci est bien plus long car il nécessite une orbite entière, et il sert à suivre l'évolution de la sensibilité de l'instrument en fonction du temps. Il est aussi peu fréquent parce qu'il fait appel à des composants ayant une durée de vie limitée, à savoir une lampe à filament de tungstène, qui permet d'obtenir la référence photométrique, et un laser qui permet d'obtenir la référence de visibilité instrumentale nécessaire au calcul des températures.

Les différentes sources d'étalonnage utilisées par WINDII pour obtenir les références de phase (étalonnage fréquent) ainsi que les références de visibilité et photométrique (étalonnage hebdomadaire), sont reportées dans le tableau 2.3.

Mesure	Source d'étalonnage
Référence de visibilité (λ en nm)	He - Ne (632,8)
Référence de phase (λ en nm)	Ne (630,4) Kr (557,0) Ar (738,4) et (763,5)
Référence photométrique	Lampe à ruban de tungstène

TAB. 2.3 – Sources d'étalonnage utilisées par WINDII.

Les données utilisées pendant ce travail de thèse sont celles des fichiers L2FD, produits au format HDF à l'Université de York et distribués par le Centre National D'Études Spatiales et qui contiennent, pour une journée donnée, les profils en altitude des taux d'émission volumiques et des températures issues des mesures du champ de vue à 135°.

Le traitement des images prises par la matrice CCD se déroule en quatre temps :

1. soustraction du courant d'obscurité
2. conversion du nombre de coups mesurés en unités géophysiques
3. soustraction du fond continu
4. calcul et inversion des quantités apparentes

La première étape consiste à soustraire le courant d'obscurité des images prises par chaque groupe de pixels. Ce courant d'obscurité est un signal parasite, manifestation des charges créées par l'agitation thermique. Il est mesuré pendant la phase d'étalonnage "léger" qui a lieu toutes les quinze minutes environ.

La deuxième étape permet de convertir les mesures brutes du nombre de coups comptés par chaque groupement de pixels en unité géophysique interprétable : le Rayleigh ($1 R = 10^6 \text{ photons.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$).

Cette deuxième étape fait appel à la sensibilité de l'instrument, et donc à l'étalonnage hebdomadaire qui suit l'évolution de celle-ci en fonction du temps.

La troisième étape du processus permet de soustraire le fond continu, c'est-à-dire toutes les émissions qui ne proviennent pas de la raie considérée. Cette mesure de fond continu est effectuée juste avant la mesure de l'émission atmosphérique, et pour les phénomènes diurnes considérés, les deux principales sources de rayonnement parasite sont la rétrodiffusion de la lumière par les nuages et la diffusion Rayleigh par l'atmosphère.

La dernière étape consiste à calculer les quantités apparentes qui ont été définies dans la partie 2.2, puis à les inverser pour obtenir les profils en altitude des taux d'émission volumiques des températures et des vents. Cette inversion est décrite en détails dans Shepherd et al. (1993), et nécessite l'approximation de l'atmosphère par une succession de couches sphériques concentriques et homogènes. Elle met en œuvre la résolution du système d'équations défini par les quantités apparentes en utilisant la méthode des moindres carrés. Des poids statistiques sont également appliqués, correspondant aux erreurs de mesures.

2.4 Réduction des données WINDII

L'interféromètre WINDII effectue une mesure par minute, ce qui représente 87 mesures en moyenne par orbite, sur 15 orbites par jour. J'ai donc choisi pendant ce travail de thèse d'extraire les grandeurs les plus pertinentes de ce grand nombre de données, pour étudier le comportement global des émissions, c'est-à-dire l'intensité du maximum d'émission de la raie, et l'altitude à laquelle survient ce maximum d'émission.

2.4.1 Traitement des profils des raies

Pour extraire les maximums (altitude et intensité) des mesures enregistrées par WINDII, j'ai écrit un programme permettant de faire un ajustement par la méthode des moindres carrés sur les profils d'émission. J'ai choisi d'utiliser deux fonctions différentes pour ajuster les deux raies étudiées.

Raie rouge Pour l'émission à 630,0 nm, on peut noter que toutes les sources de production sauf une (la photodissociation des molécules neutres), sont concentrées dans une même couche d'altitude, ce qui donne une forme de gaussienne assymétrique dont le centre est situé à une altitude légèrement supérieure à 200 km. Nous avons donc utilisé cette fonction pour ajuster les mesures WINDII. Cette fonction a la forme suivante (Thuillier et al. (1992)) :

$$\eta(z) = \eta_{max} \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{z - z_{max}}{x_1 + x_2 z}\right)^2\right) \quad (2.14)$$

où η est le taux d'émission volumique, z est l'altitude de l'émission, x_1 et x_2 sont calculés à partir de w_1 et w_2 qui représentent la largeur basse et haute du profil (voir figure 2.6).

Raie verte Pour la raie à 557,7 nm et en particulier le pic thermosphérique, j'effectue un ajustement avec un profil de type Chapman, qui a été introduit par Maharaj-Sharma (2002) et qui est représenté par une fonction dérivée de celle de Chapman (Chapman (1931)). La bonne adéquation du profil du pic thermosphérique avec cette fonction a été discuté dans Maharaj-Sharma et Shepherd (2003).

Ce profil est décrit de la manière suivante :

$$\eta(z) = \eta_{max} \exp(1 - b - \exp(b)) \quad (2.15)$$

où $b = \frac{z - z_{max}}{H}$, avec H la hauteur d'échelle du profil de Chapman.

Les exemples de la figure 2.6 montrent la bonne adéquation entre les profils théoriques utilisés pour l'ajustement des raies et les mesures WINDII. Le panneau du haut correspond à l'émission de la raie rouge et celui du bas au pic thermosphérique de la raie verte. Les croix représentent les mesures WINDII et la courbe en trait continu représente la fonction d'ajustement correspondante.

L'écart maximum qui a été observé entre la fonction d'ajustement et les mesures de l'interféromètre, et ceci quelque soit l'altitude considérée, est de moins de 10%.

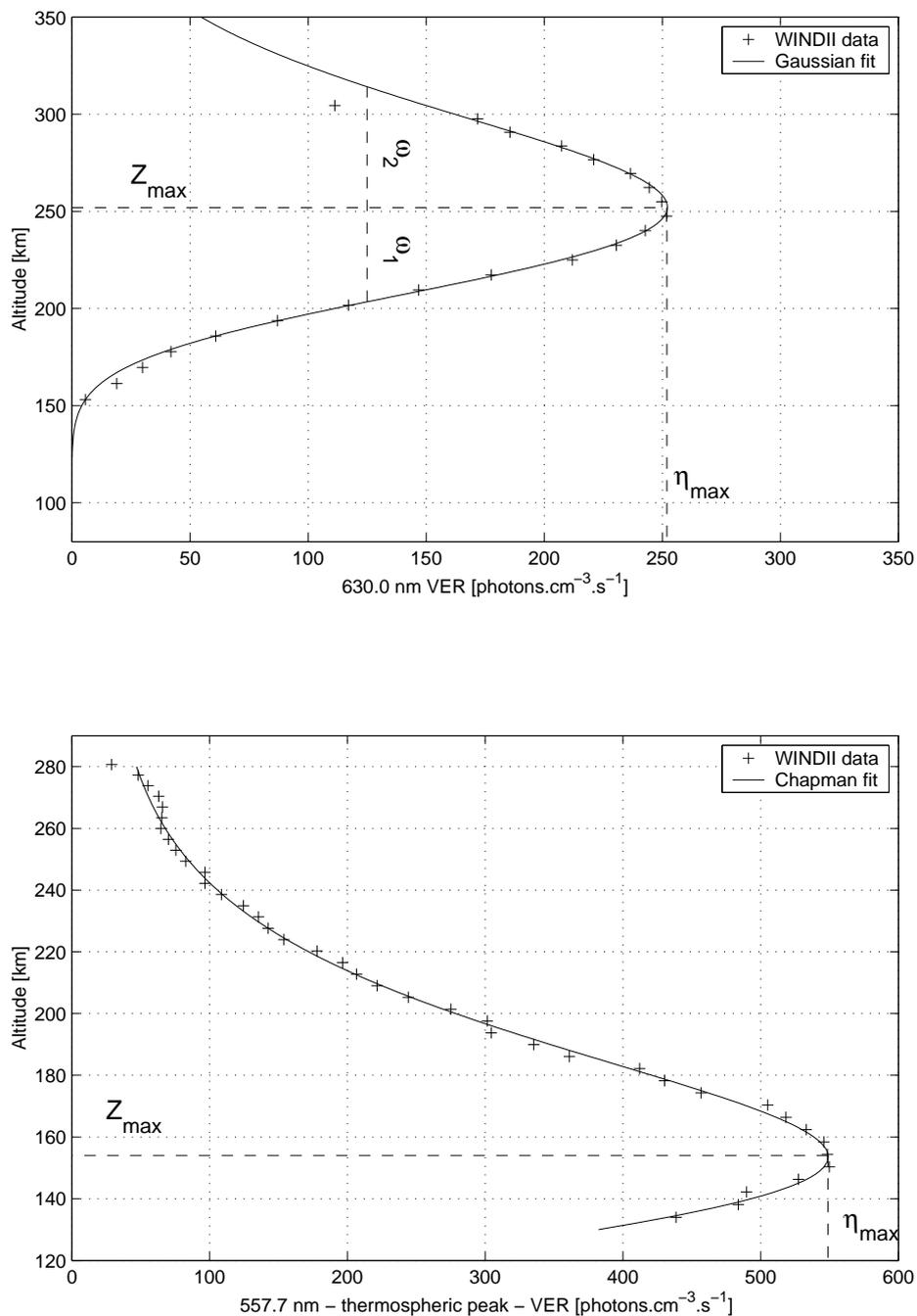


FIG. 2.6 – Exemple des fonctions d’ajustement utilisées pour modéliser les émissions de la raie rouge (figure du haut) et du pic thermosphérique de la raie verte (figure du bas).

2.4.2 Moyenne zonale

Une fois cette extraction des maximums (intensité et altitude) d'émission effectuée, j'ai été amené à considérer dans certains cas l'utilisation de moyennes zonales. En effet, la période de rotation de UARS est de 96 minutes et la précession de son orbite est d'environ 20 minutes par jour. Ce qui signifie que la même latitude sera survolée pratiquement au même temps local une fois de jour, et une fois de nuit, environ 15 fois par 24 heures.

Or il a été mis en évidence l'influence des processus dynamiques associés aux variations longitudinales, comme les effets de marées atmosphériques ou des ondes planétaires, sur les émissions de l'oxygène atomique. En effet, Shepherd et al. (1997) ont montré l'action de ces phénomènes sur l'émission nocturne de la raie verte, et Thuillier et al. (2002) ont mis en évidence ces effets sur les émissions nocturnes de la raie rouge. Les influences sur les émissions diurnes de la raie verte ont quant à elles été étudiées par Shepherd et al. (1997) et Maharaj-Sharma et Shepherd (2003).

Ainsi, pour négliger l'influence de ces processus dynamiques et étudier les effets du flux solaire et de l'angle solaire zénithal sur les émissions, j'ai choisi d'effectuer une moyenne zonale sur les données WINDII.

Pour calculer ces moyennes, j'ai développé un programme qui a la structure suivante :

- dans un premier temps, j'interpole les mesures de l'instrument à des latitudes régulièrement espacées
- dans un second temps, et pour chacune de ces latitudes, je moyenne les mesures sur les longitudes. Cette moyenne est elle-même faite en deux temps : une première moyenne est effectuée en prenant en compte tous les points de mesure, puis une deuxième moyenne est effectuée en retirant tous les points espacés de plus de 2σ de la première moyenne, σ étant l'écart type.

Il est à noter que les mesures prises en compte dans la moyenne zonale sont éloignées au maximum de 20 minutes en temps local, ce qui correspond à des différences de moins de 3° en angle solaire zénithal au niveau de l'équateur, et moins de 5° à une latitude de 60° .

Un exemple de moyenne zonale est représenté sur la figure 2.7, qui montre les mesures de la raie rouge pour le 29 avril 1992. Sur cette figure, les points représentent les taux d'émission volumiques, obtenus après ajustement par la fonction de Chapman (c.f. 2.4.1) des profils verticaux mesurés par WINDII, et la courbe représente la moyenne zonale cor-

respondante.

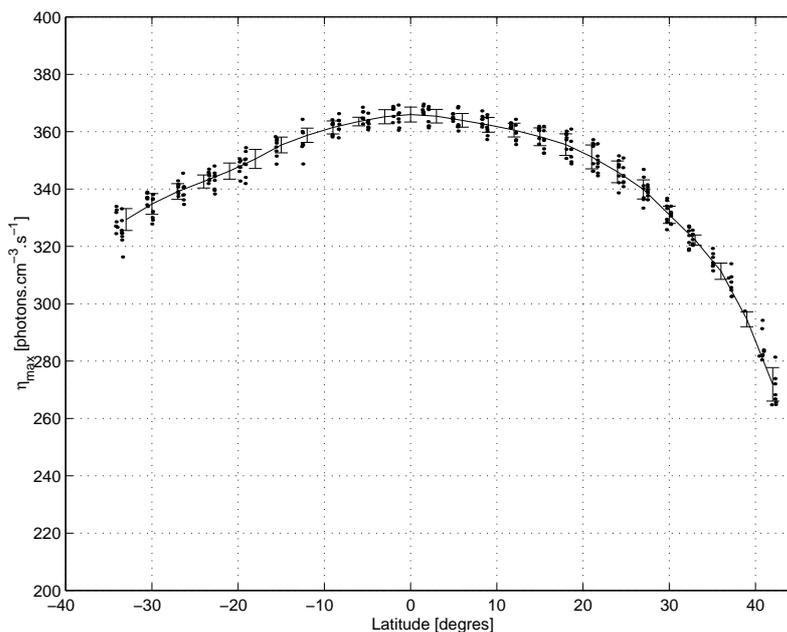


FIG. 2.7 – Mesures WINDII de la raie rouge prises le 29 avril 1992 ($A_p=7$, $f_{10.7}=191.7$). Les points représentent le taux d'émission volumique, tracé en fonction de la latitude, et la courbe représente la moyenne zonale correspondante. Les barres d'erreur indiquent l'écart type.

2.4.3 Apports du travail de thèse pour le traitement des données WINDII

Plusieurs outils ont été mis en place pendant ma thèse pour faciliter le traitement des données WINDII. Nous avons vu en particulier au travers de ce chapitre que j'ai développé des routines permettant le traitement des profils des raies, et l'extraction des grandeurs les plus pertinentes, à savoir l'intensité et l'altitude du maximum d'émission.

J'ai ainsi développé un programme d'ajustement des profils des raies, en utilisant une forme propre à chacune des émissions, puis j'ai écrit une routine de tracé des résultats afin de vérifier la bonne adéquation entre le profil et la fonction d'ajustement. Ces programmes permettent maintenant d'obtenir facilement les intensités et altitudes des émissions de la raie rouge et de la raie verte à partir des données WINDII.

J'ai ensuite mis en place un traitement supplémentaire permettant de calculer les moyennes zonales sur ces quantités. Ce calcul se fait en plusieurs étapes, comme décrit au paragraphe

2.4.2. J'ai également créé les routines de visualisation des résultats pour pouvoir vérifier le bon déroulement de ce calcul des moyennes zonales, à chacune des étapes du traitement.

Enfin, dans le but de gagner du temps sur l'analyse des mesures, j'ai automatisé toute la chaîne de traitement des données, depuis la lecture des fichiers au format HDF jusqu'au calcul des moyennes zonales. Ce développement permet maintenant de traiter rapidement un grand nombre de fichiers, ce qui autorise de faire des études statistiques sur celles-ci, comme nous le verrons dans les deux derniers chapitres.

Ce travail de thèse aura donc permis de mettre en place toute une chaîne de traitement des données de l'interféromètre spatial WINDII, et nous disposons maintenant d'outils efficaces pour l'analyse de ces mesures, autorisant des études statistiques sur un grand nombre de fichiers.

Dans ce deuxième chapitre a été exposé l'interféromètre spatial WINDII. Ont été présentés en particulier le principe de la mesure par interférométrie, ainsi que le traitement spécifique que nous avons appliqué aux données des raies d'émissions de l'atome d'oxygène. Nous présenterons dans le prochain chapitre le modèle d'ionosphère TRANSCAR, et les deux derniers chapitres seront consacrés aux résultats obtenus grâce à ces outils, qui ont permis de quantifier l'action de l'activité solaire et de l'activité magnétique sur les émissions de l'oxygène atomique.

Chapitre 3

Le modèle d'ionosphère TRANSCAR

Sommaire

3.1	Description du modèle TRANSCAR	42
3.1.1	présentation	42
3.1.2	Le transport cinétique	42
3.1.3	Le transport fluide	44
3.1.4	Le modèle photochimique	45
3.1.5	Les entrées du modèle	52
3.1.6	Les sorties du modèle	57
3.1.7	Utilisation de TRANSCAR aux latitudes moyennes et basses	57
3.2	Récents développements du modèle TRANSCAR	58
3.2.1	Apports du travail de thèse pour l'amélioration du modèle	58
3.2.2	Résumé	61

3.1 Description du modèle TRANSCAR

3.1.1 présentation

Lilensten et Blelly (1999) ont donné une description du modèle TRANSCAR (pour "TRANSPort au CARré") incluant les modifications les plus récentes. Ce modèle s'attache à décrire l'ionosphère terrestre en s'appuyant sur deux codes couplés : un code fluide et un code cinétique.

Dans ce dernier, l'équation cinétique de transport est résolue et donne l'évolution du flux stationnaire des électrons suprathériques depuis le sommet de l'ionosphère jusqu'à sa base. Il décrit notamment les productions d'excitations et d'ionisations des constituants neutres, ainsi que le chauffage des électrons thermiques.

Pour ce qui est de la partie fluide, la résolution des équations (à une dimension pour le moment) du transport macroscopique pour les six ions principaux (O^+ , H^+ , N^+ , O_2^+ , N_2^+ , NO^+) et les électrons nous permet de donner une description de l'ionosphère entre 90 et 3000 km d'altitude. Ces deux modèles, cinétique et fluide, sont couplés de telle sorte que le code fluide fournit la température et la concentration des électrons au code cinétique, et celui-ci fournit les taux de chauffage et d'ionisation des électrons au code fluide. Ces interactions entre les différentes composantes de TRANSCAR sont résumées sur le schéma simplifié du principe de fonctionnement de ce modèle (voir figure 3.1).

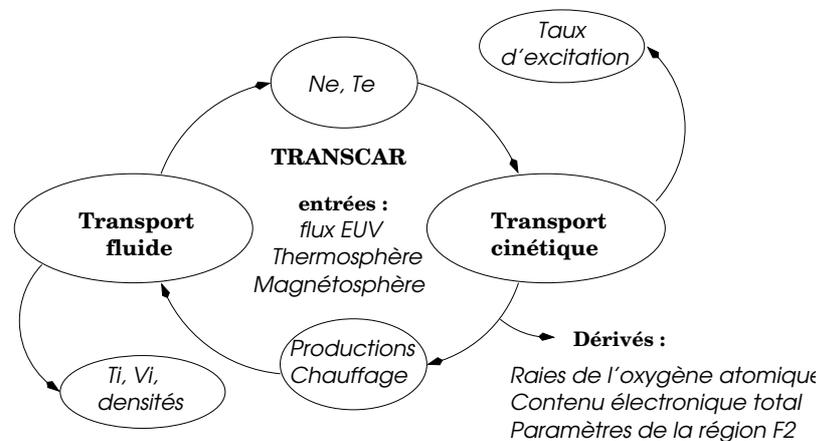


FIG. 3.1 – Schéma de principe de fonctionnement du modèle TRANSCAR

3.1.2 Le transport cinétique

Le modèle de transport cinétique, décrit dans Lilensten et al. (1989), permet de résoudre l'équation de transport dissipative de Boltzmann qui donne l'évolution de la fonction

de distribution f des électrons suprathermiques :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \nu \cdot \nabla f + \nabla \left(\frac{F}{m} f \right) = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{collisions} \quad (3.1)$$

Si l'on applique les hypothèses suivantes :

- état stationnaire, i.e. : $\frac{\partial f}{\partial t} = 0$
- le champ électrique macroscopique n'est pas pris en compte

Oran et Strickland (1978) ont montré que cette équation peut se réécrire comme suit :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi(\tau, \mu, E)}{\partial \tau} = & -\phi(\tau, \mu, E) \\ & + \frac{N_e(z)}{\sum_k n_k(z) \sigma_k^T(E)} \frac{\partial}{\partial E} (L(E) \phi(\tau, \mu, E)) \\ & + sf(\tau, \mu, E) \\ & + \sum_l \left[\frac{n_l(z) \sigma_l^T(E)}{\sum_k n_k(z) \sigma_k^T(E)} \int_{-1}^1 d\mu' \int_E^{E_{max}} dE' R^l(E', \mu' \rightarrow E, \mu) \phi(\tau, E', \mu') \right] \end{aligned} \quad (3.2)$$

Cette équation peut être décomposée de la manière suivante :

- le premier terme de la partie de droite de l'équation représente les pertes par collision élastiques et inélastiques.
- le deuxième terme représente les pertes dues aux processus de friction sur les électrons thermiques.
- le troisième terme représente les gains dus à la photoionisation solaire.
- le dernier terme représente la production électronique due à la dégradation par des collisions entre les électrons suprathermiques et les neutres.

Les notations utilisées sont les suivantes :

- ϕ : Flux stationnaire d'électrons suprathermiques ($cm^{-2} \cdot s^{-1} \cdot eV^{-1} \cdot sr^{-1}$)
- E, E' : Energies des électrons incidents et diffusés (eV)
- z : altitude

- $\tau(z, \mathbf{E})$: Profondeur de collision, définie par : $d\tau = \sum_l n_l(z) \sigma_l^T(E) dz$
- \mathbf{E}, \mathbf{E}' : Energies des électrons incidents et diffusés
- N_e : concentration électronique
- $n_{k,l}$: concentration des composants neutres, les indices symbolisant N_2, O_2, O, H ou H_e
- $\sigma_{k,l}^T$: section efficace totale de collision (élastique ou inélastique) entre un électron d'énergie E et un neutre k ou l
- \mathbf{R}^l : fonction de redistribution décrivant la dégradation d'un état (E', μ') à un état (E, μ) pour le neutre l

Les productions d'ionisation et d'excitation P_k^{ion} et P_k^{exc} du neutre k par impact avec les électrons suprathermiques sont alors calculées par :

$$p_k^{ion}(z) = n_k(z) \int \sigma_{coll,k}^{ion}(E) \phi(E, z) dE \quad (3.3)$$

$$p_k^{exc}(z) = n_k(z) \int \sigma_{coll,k}^{exc}(E) \phi(E, z) dE \quad (3.4)$$

$\sigma_{coll,k}^{ion}$ et $\sigma_{coll,k}^{exc}$ étant les sections efficaces de collision, $\phi(E, z)$ le flux des électrons suprathermiques et n_k la concentration du neutre k .

3.1.3 Le transport fluide

Le partie fluide du modèle TRANSCAR permet de calculer, pour chaque espèce i de masse m_i et de charge e_i :

- la concentration n_i
- la température T_i ou la pression p_i , sachant que $p_i = n_i k_b T_i$
- les 3 composantes de la vitesse \vec{u}_i
- les 3 composantes du flux de chaleur \vec{q}_i

Ces huit quantités calculées par le transport fluide correspondent à l'approximation 8-moments décrite par Schunk (1977). Cette approximation est nécessaire car dans ce modèle fluide se pose un problème classique de "fermeture" des équations. En effet, l'équation d'ordre 0 (équation de continuité) ne peut être résolue qu'en connaissant la vitesse, donnée par le moment d'ordre 1. Or cette vitesse n'est résolue qu'en connaissant l'énergie (ordre 2), qui nécessite le flux de chaleur (ordre 3).

Ce problème est contourné en supposant connue la forme de la distribution des particules. Dans l'atmosphère, une hypothèse tout à fait justifiée est de supposer que les particules ont une distribution maxwellienne. Cela revient à dire qu'elles sont thermalisées ou, en d'autres termes, à négliger les électrons suprathermiques dans le calcul des moments.

La fonction de distribution qui est utilisée s'écrit :

$$f = f_0 \left[1 - \frac{m_i}{k_b T_i p_i} \left(1 - \frac{m_i c_i^2}{5 k_b T_i} \right) q_i c_i \right] \quad (3.5)$$

où

$$f_0 = n_i \left(\frac{m_i}{2\pi k_b T_i} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left(-\frac{m_i c_i^2}{2 k_b T_i} \right) \quad (3.6)$$

avec les notations suivantes :

- k_b : constante de Boltzmann
- c_i : vitesse thermique de l'espèce i

Blelly et al. (1996) ont montré que cette approximation 8-moments est valable pour les espèces et la zone d'altitude couvertes par le modèle TRANSCAR.

3.1.4 Le modèle photochimique

Le modèle photochimique, développé par Witasse et al. (1999) et maintenant complètement intégré à TRANSCAR, permet de modéliser le rayonnement des raies rouge et verte de l'oxygène atomique, c'est-à-dire qu'il permet de calculer le taux d'émission volumique η (exprimé en $\text{photons.cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$) en fonction de l'altitude z .

Si l'on fait l'hypothèse qu'il y a équilibre photochimique local, ce taux d'émission volumique

peut être calculé en utilisant les relations suivantes :

$$\eta_{630.0} = A_{630.0} [O(^1D)] = A_{630.0} \frac{\sum_{i=1}^7 P_i^{630.0}}{\sum_{j=1}^4 L_j^{630.0} + A(^1D)} \quad (3.7)$$

$$\eta_{557.7} = A_{557.7} [O(^1S)] = A_{557.7} \frac{\sum_{i'=1}^6 P_{i'}^{557.7}}{\sum_{j'=1}^2 L_{j'}^{557.7} + A(^1S)} \quad (3.8)$$

où $A_{630.0}$ et $A_{557.7}$ sont les coefficients d'Einstein d'émission spontanée pour la raie rouge et pour la raie verte (en s^{-1}), $A(^1D)$ et $A(^1S)$ représentent les sommes des probabilités pour les émissions des deux raies, les P_i représentent les productions ($cm^{-3}.s^{-1}$), et L_i les pertes non radiatives (s^{-1}).

Dans cette étude, respectivement sept et six processus de production sont pris en compte pour la raie rouge et la raie verte, et en ce qui concerne les pertes, quatre processus sont considérés pour la raie rouge et deux pour la raie verte.

3.1.4.1 Productions et pertes de la raie rouge de l'oxygène atomique

Nous allons maintenant décrire les différents processus qui entrent en jeu dans l'émission à 630 nm, et indiquer les références utilisées pour obtenir les coefficients de réaction introduits dans le modèle TRANSCAR (c.f. partie 3.1). Nous rappelons que cette émission est due à la désexcitation de $O(^1D)$ vers $O(^3P)$ (cf figure 1.5).

Impacts des électrons suprathermiques

L'état fondamental de l'oxygène atomique peut être excité dans l'état 1D par des collisions inélastiques avec des électrons suprathermiques :



Le taux de production s'exprime comme suit :

$$P_{es}^{630.0}(z) = [O](z) \int \sigma_{1D}(E) \phi(E, z) dE \quad (3.10)$$

où $[O](z)$ est la concentration en oxygène atomique à l'altitude z , $\sigma_{1D}(E)$ est la section efficace d'excitation (Doering (1992)), $\phi(E, z)$ est le flux de photoélectrons d'énergie E à l'altitude z , directement calculé par le code cinétique de TRANSCAR. L'état fondamental peut être également excité par des collisions avec des électrons thermiques d'énergie

supérieure à 1,97 eV. Le taux de production s'exprime alors par la relation suivante :

$$P_{et}^{630.0}(z) = k_{et}[O](z)N_e(z) \quad (3.11)$$

où $N_e(z)$ représente la concentration des électrons thermiques à l'altitude z . La constante de réaction k_{et} utilisée est celle de Mantas (1994).

La production de $O(^1D)$ par impact électronique atteint son maximum juste au dessus de 200 km d'altitude. On peut donner en exemple l'étude réalisée par Witasse et al. (1999) (mesures du rayonnement diurne dans les conditions géophysiques suivantes : $12 < Ap < 14$ et $90 < f_{10.7} < 105$), qui obtient un maximum du taux volumique d'émission pour des altitudes comprises entre 210 et 220 km. On retrouve également ces valeurs dans Solomon et Abreu (1989), pour des mesures de ce rayonnement à des angles solaires zénithaux compris entre 20° et 65° , et pour les indices suivants : $79 < f_{10.7} < 83$ et $4 < Ap < 10$.

Recombinaison dissociative des ions O_2^+

Ce processus est, avec les impacts d'électrons suprathermiques, la source principale d'excitation de l'oxygène atomique, et c'est la seule source de nuit.



Le taux de production est donné par :

$$P_{rd}^{630.0} = \beta_{rd}k_{rd}[O_2^+](z)N_e(z) \quad (3.13)$$

où β_{rd} représente l'efficacité pour le mécanisme de production des atomes $O(^1D)$, et k_{rd} est le taux de réaction, qui dépend de l'état vibrationnel ν de l'ion moléculaire. Les valeurs numériques pour ces deux coefficients ont été extraits du travail de Guberman (1988). Ainsi, l'efficacité a été prise égale à 1, et le taux de réaction est donné par la relation ci dessous, en faisant l'hypothèse que 90% des ions sont dans leur état vibrationnel le plus bas ($\nu = 0$) et 10% dans l'état $\nu = 1$.

$$k_{rd} = 0,9k_{rd}^{\nu=0} + 0,1k_{rd}^{\nu=1} \quad (3.14)$$

Le maximum de la recombinaison dissociative se situe un peu en dessous des 250 km d'altitude, d'après les résultats de l'étude faite par Witasse et al. (1999), dans les conditions précédemment exposées.

Photodissociation de la molécule d'oxygène

Les photons ayant une longueur d'onde comprise entre 135 et 175 nm (continuum de Schumann-Runge) peuvent dissocier la molécule de dioxygène en deux atomes d'oxygène, dont l'un est excité dans l'état 1D :



Le taux de production est le suivant :

$$P_{ph}^{630,0}(z) = [O_2](z) \int_{135 \rightarrow 175 \text{ nm}} \sigma_{sr}(\lambda) I(\lambda, z) d\lambda \quad (3.16)$$

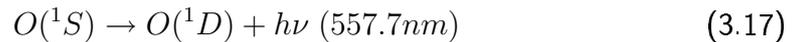
avec $[O_2](z)$ la concentration en oxygène moléculaire à l'altitude z , σ_{sr} la section efficace de photodissociation dont la valeur est issue du travail de Torr et al. (1980), $I(\lambda, z)$ est le flux de photons pour cette gamme de longueurs d'onde et à l'altitude z .

Cette source d'excitation de la molécule d'oxygène est la principale en dessous de 160 km d'altitude (Witasse et al. (1999)), avec un maximum observé autour de 130 km.

Autres réactions produisant l'état excité $O(^1D)$

Il existe d'autres processus permettant d'exciter l'oxygène atomique, mais ils ont une contribution moins importante que les trois réactions précédentes. Ces processus sont les suivants :

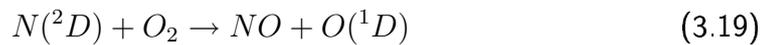
1. *cascade du niveau supérieur* : elle donne lieu également à l'émission de la raie verte :



La production s'écrit :

$$P_{ns}^{630,0} = A_{557,7}[O(^1S)](z) \quad (3.18)$$

2. *réactions chimiques* : deux réactions chimiques peuvent produire les atomes $O(^1D)$:



avec :

$$P_{rc1}^{630,0}(z) = k_{rc1}[N(^2D)](z)[O_2](z) \quad (3.20)$$

et :



avec :

$$P_{rc2}^{630,0}(z) = \beta_{rc2} k_{rc2} [N^+](z) [O_2](z) \quad (3.22)$$

Pertes par désactivation collisionnelle

Les atomes excités de l'oxygène dans l'état 1D ont une durée de vie de 110 secondes. Ils peuvent donc se désexciter par des collisions avec l'azote moléculaire, l'oxygène moléculaire et atomique, ainsi que les électrons thermiques :



où X peut être une des espèces citées ci-dessus. Les taux de pertes exprimés en s^{-1} sont alors calculés par les relations suivantes :

$$L_1^{630,0}(z) = k_{N_2} [N_2](z) \quad (3.24)$$

$$L_2^{630,0}(z) = k_{O_2} [O_2](z) \quad (3.25)$$

$$L_3^{630,0}(z) = k_O [O](z) \quad (3.26)$$

$$L_4^{630,0}(z) = k_{eth} [N_e](z) \quad (3.27)$$

k_X est le coefficient de la réaction exprimé en $cm^3.s^{-1}$ (voir annexe 1).

Pertes par transitions radiatives

Les atomes excités de l'oxygène dans l'état 1D peuvent également se désexciter en émettant des photons à 630,0 nm, 636,4 nm et 639 nm :



La valeur des coefficients d'Einstein utilisés pour ces transitions sont celles de Froese-Fisher et Saha (1983) :

$$A(^1D) = A_{630,0} + A_{636,4} + A_{639} \quad (3.29)$$

3.1.4.2 Productions et pertes de la raie verte de l'oxygène atomique

De la même manière que précédemment, nous décrirons ici les différents processus qui entrent en jeu dans la production de la raie verte de l'oxygène atomique, qui est émise suite à la transition entre le niveau $O(^1S)$ et $O(^1D)$ (cf figure 1.5).

Impacts des électrons suprathermiques

Comme pour la raie rouge, l'état fondamental de l'oxygène atomique peut être aussi excité dans l'état 1S par des collisions inélastiques avec des électrons suprathermiques :



La production s'écrit :

$$P_{es}^{557,7}(z) = [O](z) \int \sigma_{1S}(E) \phi(E, z) dE \quad (3.31)$$

A la différence de la raie rouge, les électrons thermiques ne sont pas assez énergétiques pour exciter l'état 1S .

Recombinaison dissociative des ions O_2^+



Le taux de production est donné par :

$$P_{rd}^{557,7}(z) = \beta_{rd} k_{rd} [O_2^+](z) N_e(z) \quad (3.33)$$

où, comme pour la raie rouge, β_{rd} représente l'efficacité et k_{rd} le taux de réaction, qui dépend également de l'état vibrationnel ν de l'ion moléculaire. Nous avons utilisé dans cette étude une valeur de β_{rd} égale à 1, qui est en accord avec l'intervalle donné par Guberman (1987) :

$$0,9 \leq \beta_{rd} \leq 1,3$$

Pour k_{rd} , nous avons utilisé les valeurs suivantes :

$$k_{rd} = 0,9 k_{rd}^{\nu=0} + 0,1 k_{rd}^{\nu=1} \quad (3.34)$$

Photodissociation de la molécule d'oxygène

Il s'agit là aussi du même processus décrit précédemment pour la raie rouge, à la différence près que le flux solaire doit avoir une longueur d'onde comprise entre 90 et 120 nm pour dissocier la molécule de dioxygène en deux atomes d'oxygène, dont l'un est excité dans l'état 1S :

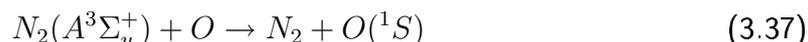


Le taux de production s'écrit de la même manière que pour la raie rouge :

$$P_{ph}^{557,7}(z) = [O_2](z) \int_{90 \rightarrow 120 \text{ nm}} \sigma_{ph}(\lambda) I(\lambda, z) d\lambda \quad (3.36)$$

Désactivation collisionnelle de la molécule de diazote

La désactivation collisionnelle de la molécule de diazote excitée $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ avec un atome d'oxygène peut produire un atome $O(^1S)$:



Le taux de réaction s'écrit :

$$P_{dc}^{557,7} = \beta_{dc} k_{dc} [N_2(A^3\Sigma_u^+)](z) [O](z) \quad (3.38)$$

β_{dc} est le rapport de branchement et est pris égal à 0,36 (Singh et al. (1996)). L'état d'excitation $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ est produit par les impacts de photoélectrons, et la concentration est donnée par (Meier (1991)) :

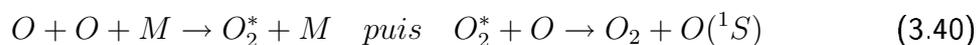
$$[N_2(A^3\Sigma_u^+)](z) = \frac{P(A) + P(B) + P(W) + \frac{P(C)}{2}}{A_{VK} + k_{dc}[O](z)} \quad (3.39)$$

où $P(X)$ représente la production d'un état X par impact électronique. Le diagramme des niveaux d'énergie de la molécule N_2 (Meier (1991)) montre que cet état X peut être le niveau A , B , C , ou W . Le coefficient A_{VK} est le coefficient d'Einstein pour les bandes de Végard-Kaplan et est pris égal à 0,38 (Piper (1993)).

Cette désactivation collisionnelle de la molécule de diazote a fait l'objet de plusieurs études récentes (Hill et al. (2000), Upadhayaya et Singh (2002)), qui s'intéressent à l'introduction d'une dépendance en température dans les taux de cette réaction. Nous avons choisi de ne pas introduire cette dépendance en température dans notre modèle. Ce choix est discuté dans l'annexe B.

Réactions chimiques

Des réactions chimiques interviennent dans la basse ionosphère, en dessous de 120 km d'altitude, dont le mécanisme de Barth, qui se déroule en deux étapes :



où M correspond à O_2 ou N_2 . La production de l'état 1S due au mécanisme de Barth est surtout sensible de nuit vers 90 km d'altitude, nous avons donc choisi de négliger cette réaction, notre étude portant principalement sur le comportement des raies vers 100-300 km d'altitude, de jour.

La deuxième réaction fait intervenir l'azote et l'oxygène moléculaire ionisé :



Le taux de production s'écrit (Frederick et al. (1976)) :

$$P_{rc}^{557,7} = \beta_{rc} k_{rc} [N](z) [O_2^+](z) \quad (3.42)$$

Pertes par désactivation collisionnelle

Les atomes excités de l'oxygène dans l'état 1S ont une durée de vie d'environ 1 seconde. Ils peuvent donc se désexciter par des collisions avec l'oxygène moléculaire et l'oxygène atomique :

$$L_1^{557,7}(z) = k'_{O_2} [O_2](z) \quad (3.43)$$

$$L_2^{557,7}(z) = k'_O [O](z) \quad (3.44)$$

Pertes par transitions radiatives

Les atomes excités de l'oxygène dans l'état 1S peuvent également se désexciter en émettant des photons à 557,7 nm et 297,2 nm :



La valeur du coefficient d'Einstein utilisé pour ces transitions est celle de Baluja et Zeippen (1988) :

$$A(^1S) = A_{557,7} + A_{297,2} \quad (3.46)$$

3.1.5 Les entrées du modèle

Les trois principales entrées du modèle TRANSCAR sont le flux solaire EUV, les entrées relatives à l'atmosphère neutre, et celles relatives au couplage avec la magnétosphère.

3.1.5.1 le flux solaire EUV :

Le flux solaire extrême ultraviolet représente une des principales sources diurne d'ionisation et d'excitation des raies de la haute atmosphère. Plusieurs modèles ont été développés pour estimer ce flux solaire, et nous présentons ci-après les trois plus utilisés. Ce sont, par ordre chronologique d'apparition :

1. le modèle d'Hinteregger (SERF1 - Hinteregger et al. (1981)) apparu en 1981
2. le modèle développé originellement par Tobiska en 1991 (EUV91 - Tobiska (1991)) puis EUV97 - Tobiska and Eparvier (1998) - et enfin SOLAR2000 - Tobiska et al. (2000)
3. le modèle de Richards et collaborateurs (EUVAC - Richards et al. (1994)), apparu en 1994 et qui est utilisé dans TRANSCAR pour notre étude.

Pour chacun de ces trois modèle nous précisons : le spectre de référence utilisé pour construire le modèle, ainsi que la formule permettant d'obtenir à partir des indices solaires le flux EUV recherché.

Modèle SERF1 : Le spectre de référence utilisé par Hinteregger pour modéliser le flux solaire EUV est issu des données du satellite *Atmosphere Explorer E*, qui était en service à la fin des années 70 et au début des années 80, et dont l'étalonnage n'était malheureusement pas très satisfaisant. Ce spectre a été collecté du 13 au 28 juillet 1976, et est constitué de mesures correspondant à une période de minimum d'activité solaire (l'indice $f_{10.7}$ moyen pendant la prise des mesures était d'environ 70). Afin d'obtenir la valeur du flux solaire, la formule proposée par Hinteregger est basée sur l'indice $f_{10.7}$ et s'exprime de la manière suivante :

$$F(\lambda) = A_\lambda \langle f_{10.7} \rangle + B_\lambda (f_{10.7} - \langle f_{10.7} \rangle) + C_\lambda \quad (3.47)$$

où :

- F_λ est le flux solaire que l'on souhaite connaître
- A_λ , B_λ , et C_λ sont des coefficients ajustés par la méthode des moindres carrés pour reproduire au mieux les données

- $f_{10.7}$ est l'indice décimétrique
- $\langle f_{10.7} \rangle$ est la moyenne de $f_{10.7}$ sur 81 jours

Dans l'article présentant son modèle (Hinteregger et al. (1981)), Hinteregger conclut sur le fait qu'il est très difficile de représenter les variations du flux solaire, et souligne le manque de représentativité des indices utilisés. Cependant, ce premier modèle nous permet de disposer du flux EUV à une date donnée, en se basant sur un spectre de référence au minimum de l'activité solaire et sur son extrapolation au cours du cycle. Il est à noter que les deux autres modèles sont basés sur ce même schéma.

Modèles EUV91, EUV97 et SOLAR2000 : Le spectre utilisé par Tobiska pour construire le modèle EUV est issu des mesures de 6 fusées et de 6 satellites différents (*OSO 1, OSO 3, OSO 4 et OSO 6, AEROS A, et Atmosphere Explorer E*). Dans ce modèle, ces mesures sont pondérées en fonction des incertitudes sur les différents instruments.

La formule utilisée par les auteurs pour obtenir la valeur du flux solaire s'écrit :

$$F(\lambda) = \left\{ a_0(\lambda) + \sum_{i=1}^4 a_i(\lambda) F_i(t) \right\} \times \left\{ \prod_{i=1}^4 \omega_i(\lambda, t) \right\} \quad (3.48)$$

où :

- F_λ est le flux solaire que l'on souhaite connaître
- $a_i(\lambda)$ sont les coefficients du modèle déterminés par une méthode des moindres carrés pour ajuster au mieux les données
- F_i sont les différents proxies utilisés. Pour EUV91, ils sont au nombre de quatre :
 - F_1 est la raie Lyman α de l'hydrogène à 1216 Å
 - F_2 est la raie de l'hélium à 10 830 Å (*HeI*)
 - F_3 est l'indice décimétrique $f_{10.7}$
 - F_4 est sa moyenne : $\langle f_{10.7} \rangle$
- $\omega_i(\lambda, t)$ est le facteur par lequel on multiplie $F_i(t)$ dans le cas où les données pour la journée considérée ne sont pas disponibles. En pratique, ce terme est égal à 1 lorsque le proxy est disponible, sinon sa valeur sera égale à celle d'un autre proxy émis par la même zone de température que le proxy manquant.

Pour ce qui est du modèle EUV97, il prend de plus en compte les rayons X mous (de 10 à 60 Å) et permet de donner des valeurs journalières moyennes du flux au sommet de l'atmosphère entre 18 Å et 1049 Å. Pour SOLAR2000, les améliorations viennent en partie de l'incorporation de nombreuses mesures supplémentaires.

Modèle EUVAC : Le spectre utilisé par Richards, Fennelly et Torr (1994) pour construire le modèle EUVAC a été enregistré par une fusée le 23 avril 1974, dans des conditions solaires calmes ($f_{10.7} = 74$, et $\langle f_{10.7} \rangle = 87$).

Ce spectre (identifié par le numéro 74113) a ensuite été modifié en multipliant par 2 le flux entre 150 Å et 250 Å, et par 3 le flux en dessous de 150 Å. Cette modification a été introduite pour que le modèle reproduise au mieux les mesures de flux de photoélectrons faites, d'une part à bord de *Atmosphere Explorer E* lors des périodes d'activité solaire minimum (Richards and Torr (1984)), et d'autre part à bord de *Dynamic Explorer 2* lors des périodes d'activité solaire maximum (Winningham et al. (1989)).

La formule utilisée par les auteurs pour obtenir le flux solaire est la suivante :

$$F(\lambda) = F_{74113}(\lambda_i)(1 + A_i(P - 80)) \quad (3.49)$$

où :

- $F(\lambda)$ est le flux solaire que l'on souhaite connaître
- $F_{74113}(\lambda_i)$ est le flux de référence modifié comme indiqué ci-dessus pour la boîte de longueur d'onde i
- $P = \frac{1}{2}(f_{10.7} + \langle f_{10.7} \rangle)$
- A_i sont les coefficients du modèle

Le modèle EUVAC est décrit par ses auteurs comme étant propice à la modélisation dans le domaine de l'aéronomie, du fait qu'il fournit des résultats reproduisant bien les flux de photoélectrons ionosphériques, ainsi que les taux d'émission et les densités électroniques. C'est pour cette raison que le modèle EUVAC a été choisi dans cette étude pour fournir le flux solaire EUV en entrée de TRANSCAR. Par contre, pour la modélisation de phénomènes demandant une plus grande précision au niveau des caractéristiques du spectre solaire,

Richards et collaborateurs conseillent d'utiliser préférentiellement les modèles issus de la lignée de EUV91.

3.1.5.2 l'atmosphère neutre :

Le modèle MSIS-90 (Hedin (1991)) est utilisé pour obtenir la composition de l'atmosphère neutre. Les paramètres d'entrée du modèle MSIS sont :

- la date et l'heure
- les coordonnées géographiques
- les indices $f_{10.7}$ et $\langle f_{10.7} \rangle$ moyen, c'est-à-dire pris sur trois rotations solaires
- l'indice journalier A_p ou les indices trihoraires a_p

Les deux codes couplés fluides et cinétiques de TRANSCAR ont besoin des profils verticaux des principaux composants de l'atmosphère neutre pour calculer les taux d'ionisation et d'excitation (partie cinétique), et les termes de collisions élastiques et inélastiques (partie fluide). De plus, le modèle photochimique utilise aussi les profils des composants neutres pour calculer les intensités du rayonnement thermosphérique.

3.1.5.3 le couplage avec la magnétosphère :

Les échanges d'énergie entre la magnétosphère et l'ionosphère sont décrits par le paramètre Q_{etop} , qui représente la valeur du flux de chaleur électronique au sommet de l'ionosphère. L'ordre de grandeur de ce paramètre est de quelque $\mu W.m^{-2}$.

Le tableau 3.1 indique l'influence d'une variation de ce paramètre sur les profils des raies d'émission de l'oxygène. Ce test a été effectué pour des conditions géophysiques moyennes ($f_{10.7} \sim 100$, $A_p \sim 10$, à midi temps local et à une latitude de 50°). Les altitudes que nous avons sélectionnées pour les deux raies sont centrées autour du pic de la raie rouge et du pic thermosphérique pour la raie verte.

D'après ces résultats, nous pouvons dire que le flux de chaleur électronique a une influence sur la partie haute des profils d'émission de la raie rouge, avec une variation de l'intensité égale à 6%. Ceci est dû au fait que le flux de chaleur devient plus important avec l'altitude, et on remarque aussi que les variations d'intensité dues à ce paramètre deviennent très faibles en dessous de 240 km d'altitude, avec des fluctuations de moins de 2%.

Si l'on s'intéresse maintenant à l'influence du flux de chaleur sur le pic thermosphérique de la raie verte, on constate que les modifications sur l'intensité de l'émission ne se font

Raie rouge			Raie verte		
altitude (km)	TEV initial	TEV pour $Q_{etop} \times 3$	altitude (km)	TEV initial	TEV pour $Q_{etop} \times 3$
280	103.6	110.2 ($\sim 6\%$)	200	165.6	168.4 ($\sim 1\%$)
240	225.6	228.1 ($\sim 1\%$)	180	219.3	219.5 (\approx)
200	235.1	234.5 (\approx)	160	204.4	204.5 (\approx)
160	73.6	73.7 (\approx)	140	123.9	124.1 (\approx)

TAB. 3.1 – Influence des variations de flux de chaleur électronique sur le profil des raies, pour les conditions suivantes : $f_{10.7} \sim 100$, $A_p \sim 10$, à midi temps local et à une latitude de 50° . Le TEV est le taux d'émission volumique pris au maximum du pic d'émission, et donné en $photons.cm^{-3}.s^{-1}$

quasiment pas ressentir, avec un maximum de variation qui est de l'ordre du pourcent. Ceci est dû au fait que ce pic apparaît plus bas en altitude que le pic de la raie rouge, et donc l'influence du flux de chaleur se fait beaucoup moins ressentir.

Il est également possible d'introduire dans TRANSCAR des précipitations de particules (électrons ou protons) pour modéliser le couplage entre la magnétosphère et l'ionosphère dans les régions aurorales. Les paramètres à spécifier pour introduire ces précipitations sont la dépendance en angle, énergie et intensité.

3.1.6 Les sorties du modèle

Le modèle TRANSCAR permet d'obtenir les profils, pour des altitudes comprises entre 100 et 800 km, des quantités suivantes :

- les émissions (productions + pertes) des raies rouge et verte de l'oxygène atomique
- les concentrations et les températures des électrons et des ions
- les vitesses des ions
- le flux des électrons suprathermiques
- le chauffage des électrons thermiques
- le flux solaire atténué

3.1.7 Utilisation de TRANSCAR aux latitudes moyennes et basses

Le modèle TRANSCAR a été conçu pour étudier l'ionosphère des hautes latitudes, mais nous allons voir tout au long de ce travail qu'il peut également être utilisé à des lati-

tudes plus basses. Une discussion concernant la validité de ce modèle à moyenne et basse latitude est exposée dans Culot et al. (2004).

Cependant, l'utilisation du modèle dans ces conditions est encore sujette à discussion, mais on peut tout de même dire que TRANSCAR a été utilisé avec succès dans cette configuration (basses et moyennes latitudes, de jour) pour prédire les productions ionosphériques dans l'atmosphère de Titan (Galand et al. (1999)).

3.2 Récents développements du modèle TRANSCAR

3.2.1 Apports du travail de thèse pour l'amélioration du modèle

Seront présentées dans cette partie les modifications effectuées pendant mon travail de thèse sur le modèle TRANSCAR. Ces modifications ont été mises en œuvre pour permettre une plus grande efficacité dans l'utilisation du modèle, et faciliter la comparaison des résultats avec les mesures WINDII. Nous allons maintenant décrire en quoi consistent ces changements apportés à TRANSCAR.

Le thème principal de ce travail de thèse est l'étude des émissions de l'oxygène atomique, émissions qui sont fournies par le modèle photochimique décrit dans la partie 3.1.4. Il se trouve que le code photochimique avait été développé à l'origine séparément du code couplé fluide/cinétique. Or cette partie photochimique s'avérait être lourde à utiliser indépendamment du code principal. Il a donc été décidé de l'incorporer définitivement à TRANSCAR, ceci afin d'avoir un produit fini qui permet maintenant d'obtenir, et ceci sans avoir à lancer indépendamment plusieurs codes, les émissions de l'oxygène atomique ainsi que les processus de production et de pertes correspondants.

Toujours dans le but de faciliter l'utilisation du modèle TRANSCAR, et en particulier la visualisation des résultats, j'ai développé sous l'environnement MATLAB une routine de tracé des sorties du modèle, et tout particulièrement de la partie cinétique de celui-ci. De nombreuses modifications ont été nécessaires au sein même du code, ceci afin d'extraire des sous-programmes de TRANSCAR les variables pertinentes que l'on désirait tracer.

Nous disposons donc maintenant d'une routine de visualisation permettant de tracer un très grand nombre de quantités calculées par TRANSCAR. Il est ainsi possible de générer automatiquement les profils d'émissions de l'oxygène atomique avec les différents processus de production, les profils des concentrations ionosphériques et thermosphériques ...

Pour améliorer la facilité d'utilisation et les potentialités de TRANSCAR, j'ai également implémenté un suivi de l'orbite de UARS. En effet, ce travail de thèse a nécessité beaucoup de comparaisons entre les résultats de la modélisation TRANSCAR et les mesures de l'interféromètre WINDII. Or, à l'origine, le modèle ne permettait de simuler l'ionosphère que pour une localisation donnée. Les mesures de WINDII, quant à elles, suivent l'orbite du satellite et couvrent une large zone géographique. Ainsi, il était nécessaire de lancer la simulation TRANSCAR de nombreuses fois, ceci afin de couvrir la trajectoire du satellite et de pouvoir comparer en tous les points de cette trajectoire les résultats du modèle et les mesures de l'instrument.

Pour faciliter cette comparaison, j'ai modifié une partie du code de TRANSCAR afin qu'une seule simulation soit nécessaire pour suivre l'orbite du satellite. Ainsi, il a fallu changer la boucle principale de TRANSCAR, qui était une itération sur le temps à l'origine, et qui devient une itération sur les positions de l'orbite. Cette modification de la structure du code est suffisamment souple pour pouvoir, en le spécifiant dans le fichier de configuration de TRANSCAR, faire fonctionner le code en mode statique ou bien en mode suivi d'orbite.

Outre cette modification de la structure principale du code, il est nécessaire d'échantillonner l'orbite de WINDII pour sélectionner les points sur lesquels on veut faire tourner le modèle. Plusieurs essais ont été nécessaires pour évaluer le pas d'échantillonnage le mieux adapté. La figure 3.2 montre quelques uns de ces différents essais, pour la raie rouge le 9 janvier 1995 ($A_p = 7$, $f_{10.7} = 71$).

Nous pouvons voir que le pas le plus adapté consiste à prendre des latitudes espacées de $0,1^\circ$. Echantillonner l'orbite en prenant des points plus rapprochés n'est pas utile pour l'amélioration des résultats. Outre cet échantillonnage de l'orbite, la procédure d'initialisation du code est elle aussi légèrement différente. En effet, on choisit un point fictif pour l'origine de l'orbite, qui est obtenu en extrapolant celle-ci en amont de l'orbite réelle, et on laisse tourner le code sur ce point origine pendant une heure de temps local, ceci pour permettre à l'ionosphère de se stabiliser. Ensuite seulement on commence le suivi de l'orbite avec TRANSCAR.

Le temps gagné par cette modification du code est significatif puisqu'auparavant il était nécessaire d'effectuer autant de fois TRANSCAR que de points définissant l'orbite, alors que la nouvelle structure du code autorise de ne faire qu'un seul essai pour modéliser l'orbite complète.

Toujours dans l'optique de gagner du temps sur le traitement des données, il est à noter que

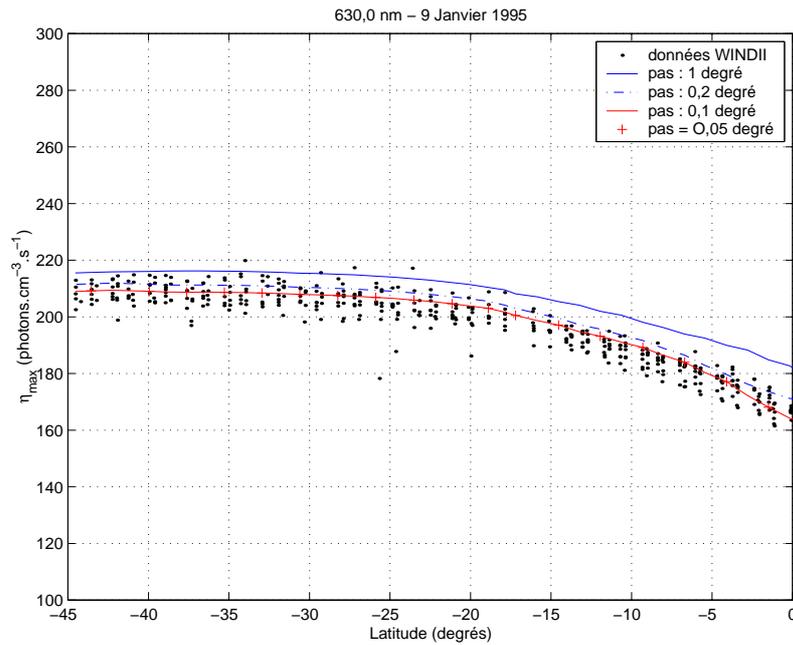


FIG. 3.2 – Essais de différents pas d'échantillonnage pour suivre l'orbite WINDII.

les positions de l'orbite peuvent être extraites automatiquement des mesures WINDII par une routine que j'ai développée sous MATLAB et qui renvoie, dans le format directement lisible par TRANSCAR, tous les renseignements nécessaires pour chaque position (heure, latitude, longitude, angle solaire zénithal).

J'ai également développé une routine de visualisation des résultats, spécifique à ce mode de fonctionnement "suivi d'orbite de satellite", et qui permet de tracer sur un même graphique les résultats de TRANSCAR et les mesures WINDII correspondantes à l'orbite pour laquelle a été tourné le modèle.

Outre ces changements apportés au modèle qui visent soit à accroître les potentialités de celui-ci, soit à en faciliter l'utilisation, j'ai rédigé une notice d'utilisation du modèle TRANSCAR, ainsi que des routines de tracé des résultats. Cette notice décrit la manière de compiler et d'exécuter le code, afin que chaque nouvel arrivant au laboratoire puisse acquérir une rapide autonomie sur l'utilisation de ce modèle.

J'ai également rédigé une partie plus spécifique aux personnes amenées à développer le code, notice qui présente la structure du programme, ainsi que les principales variables et leur emplacement dans l'arborescence. Cette notice est accessible en version papier, ainsi qu'en ligne sur l'intranet du Laboratoire de Planétologie de Grenoble.

3.2.2 Résumé

Nous résumons ci-après les modifications apportées au modèle TRANSCAR pendant ce travail de thèse :

- incorporation du modèle photochimique dans TRANSCAR
- implémentation du suivi de l'orbite de UARS
- réalisation d'un module de tracé des résultats et rédaction de sa notice d'utilisation
- rédaction d'une notice d'utilisation et de développement de TRANSCAR

Ce travail de thèse aura donc permis d'améliorer la facilité d'utilisation du modèle TRANSCAR et d'y ajouter certaines fonctionnalités, et nous pouvons dire que nous sommes maintenant en possession d'un outil performant pour l'investigation de l'ionosphère terrestre.

Dans ce troisième chapitre a été exposé le modèle d'ionosphère TRANSCAR, ainsi que les améliorations qui ont été apportées au code pendant ce travail de thèse. Les deux chapitres suivants seront consacrés aux résultats obtenus grâce à cet outil qui, avec l'analyse des mesures WINDII, a permis de quantifier l'action de l'activité solaire et de l'activité magnétique sur les émissions de l'oxygène atomique.

Chapitre 4

Influence de l'activité solaire sur les émissions

Sommaire

4.1	Introduction	64
4.2	Modélisation des données WINDII	64
4.2.1	La raie rouge	64
4.2.2	La raie verte	67
4.3	Résultats statistiques	69
4.3.1	La raie rouge	70
4.3.2	La raie verte	74
4.4	Résumé et conclusions	77

4.1 Introduction

Ce chapitre décrit les résultats publiés dans Culot et al. (2004), article présenté intégralement dans l'annexe D où nous étudions l'influence de l'activité solaire sur les émissions diurnes de l'oxygène atomique. Nous nous sommes donc limités aux mesures de la raie rouge et de la raie verte obtenues pendant les jours où l'activité magnétique était calme, c'est à dire que nous n'avons considéré que les journées pour lesquelles l'indice magnétique journalier A_p était inférieur à 10. Les observations WINDII ont d'abord été analysées comme indiqué dans le chapitre 2.4.1 pour obtenir l'altitude et l'intensité du maximum de la couche. Dans la première partie je présente les résultats de la modélisation TRANSCAR pour ces deux paramètres dans le cas de 2 journées d'observation WINDII et ceci pour chaque raie étudiée. Puis dans la deuxième partie, j'utilise une moyenne zonale (voir chapitre 2.4.2) pour caractériser le comportement statistique du maximum de chaque couche sur l'ensemble des données WINDII, comportement qui sera de nouveau comparé aux simulations TRANSCAR.

4.2 Modélisation des données WINDII

J'ai choisi pour chaque raie de présenter la modélisation de deux journées qui correspondent à des conditions de flux solaire très différentes. En plus de ce critère sur le flux, j'ai pu sélectionner pour la raie verte des journées présentant des similarités au niveau de l'orbite, car les données disponibles sont beaucoup plus nombreuses. Les résultats sont présentés en fonction de l'angle solaire zenithal (SZA) qui est, avec l'activité solaire, l'un des principaux paramètres qui contrôlent l'émission diurne. Il faut toutefois garder à l'esprit que chaque SZA correspond à une latitude différente (qui dépend de l'orientation du satellite), et que la latitude est un autre paramètre qui joue sur l'émission diurne, à travers la variation latitudinale de l'atmosphère neutre. C'est pourquoi, sur chaque figure j'ai aussi indiqué l'extension en latitude des observations.

4.2.1 La raie rouge

Sur les figures 4.1 et 4.2 sont représentées les mesures effectuées par WINDII le 29 avril 1992 et le 9 janvier 1995. L'indice $f_{10.7}$ était respectivement égal à 128,5 et 73,7, c'est à dire correspondait à des conditions de flux solaire moyen et faible ; l'indice A_p était égal à 7 pour les deux journées. Sur ces deux figures, j'ai tracé sur le panneau du haut l'évolution de la latitude en fonction de l'angle solaire zénithal, qui représente la partie éclairée de l'orbite moyenne du satellite pour la journée considérée. Le panneau central indique le taux d'émission volumique de la raie rouge exprimé en $\text{photons.cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$, en fonction de

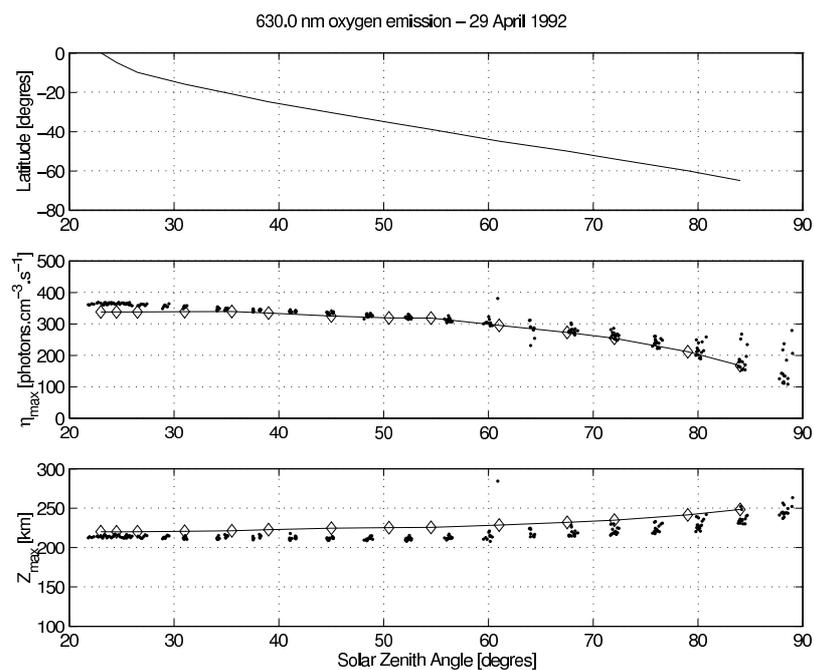


FIG. 4.1 – Raie rouge de l'oxygène atomique mesurée par WINDII le 29 avril 1992 ($f_{10.7} = 128,5 - A_p = 7$). Les points correspondent aux mesures WINDII, les losanges et la courbe continue correspondent aux résultats de la modélisation TRANSCAR

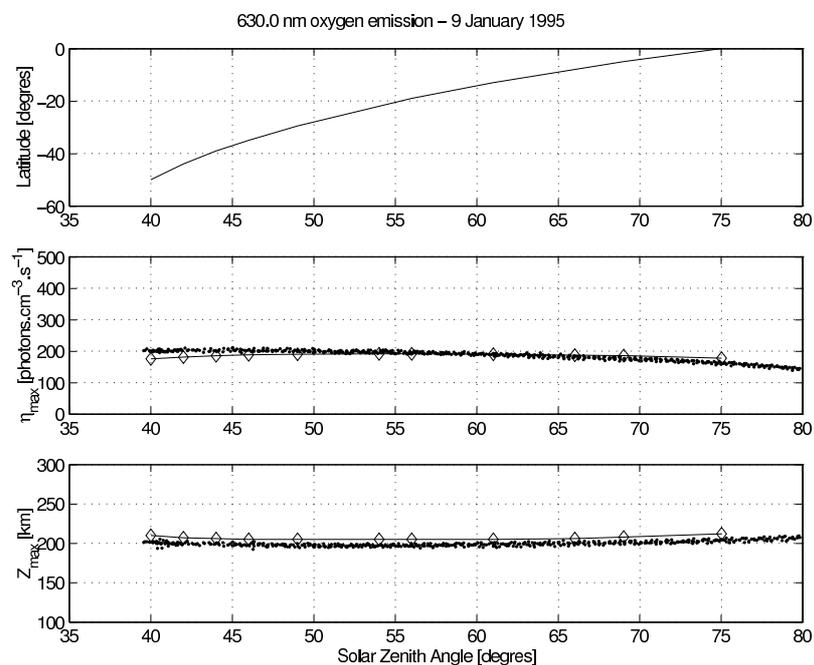


FIG. 4.2 – Raie rouge de l'oxygène atomique mesurée par WINDII le 9 janvier 1995 ($f_{10.7} = 73,7 - A_p = 7$). Les points correspondent aux mesures WINDII, les losanges et la courbe continue correspondent aux résultats de la modélisation TRANSCAR

l'angle solaire zénithal. Et enfin le panneau du bas montre l'altitude en *km* du maximum d'émission de la raie, toujours en fonction de l'angle solaire zénithal.

Sur le panneau central et le panneau du bas, les points représentent les intensités et altitudes des maximums d'émission pour chacune des quinze orbites de la journée, et les courbes avec les losanges représentent les résultats obtenus avec le modèle TRANSCAR. Chaque losange correspond à une exécution du modèle à la latitude moyenne correspondante (indiquée sur le panneau du haut) pendant une période de 10 heures précédant l'heure locale de la mesure, le suivi d'orbite expliqué dans le chapitre 3.2 n'ayant pas encore été implémenté. La courbe reliant les losanges est une interpolation linéaire entre les résultats du modèle.

Le taux d'émission volumique au maximum d'émission décroît de 370 à 180 photons.cm⁻³.s⁻¹ le 29 avril 1992 lorsque l'angle solaire zénithal augmente de 22° à 85°. Le 9 janvier 1995, la variation de l'angle solaire zénithal est plus faible, 40° à 80°, et la variation de l'émission est aussi plus faible : de 200 à 150 photons.cm⁻³.s⁻¹. L'altitude du maximum d'émission, de l'ordre de 200 km le 9 Janvier, varie de 210 à 250 km le 29 avril. Alors que le 9 janvier les données sont très peu dispersées d'une orbite à l'autre, on observe le 29 avril une dispersion un peu plus importante pour les forts angles solaires zénithaux, qui dans ce cas correspondent à des latitudes aurorales. La très faible dispersion traduit de très petites variations longitudinales et justifie l'utilisation des moyennes zonales que nous avons faite pour l'étude statistique ci-après .

La première remarque que l'on peut faire sur la modélisation est que les résultats TRANSCAR sont en bon accord général avec les mesures WINDII : le modèle reproduit correctement les variations de l'intensité du maximum d'émission avec l'angle solaire zénithal, et ceci pour des conditions de flux solaire faible (pour le 9 janvier 1995, panneau du milieu sur la figure 4.2), ou pour des conditions de flux solaire plus fort (pour le 29 avril 1992, panneau du milieu sur la figure 4.1). On note toutefois pour les faibles angles solaires zénithaux, une petite différence entre les résultats du modèle et les mesures de l'instrument, avec une sous-estimation de TRANSCAR de l'ordre de 10%.

Plusieurs explications potentielles de cette sous-estimation ont été examinées. Le modèle TRANSCAR ne prend pas encore en compte l'influence des photoélectrons conjugués, c'est-à-dire des photoélectrons produits dans l'hémisphère opposé et transportés le long des lignes de champ magnétique. Cependant, Torr et al. (1990) ont montré, en prenant l'exemple des émissions de O⁺(²P) à 732 nm et de N₂(2P) à 337,1 nm qui sont principalement produites par l'action de ces électrons énergétiques, que l'influence des photoélectrons

conjugués ne peut être perçue qu'uniquement de nuit et en hiver. Ainsi, prendre en compte ces photoélectrons conjugués dans TRANSCAR n'apporterait pas de changement significatif dans le calcul des émissions lumineuses diurnes.

De plus, l'écart observé correspond aux basses latitudes pour le premier jour (entre l'équateur et 20° Sud, c.f. figure 4.1, panneau du haut), mais correspond au contraire à des plus hautes latitudes pour le deuxième jour (supérieures à 30° en valeur absolue, c.f. figure 4.2, panneau du haut), ce qui implique que le désaccord observé ne provient pas d'une variation de latitude.

Une autre explication plausible de cet écart au niveau des faibles angles solaires zénithaux, vient de l'indice de flux solaire utilisé par TRANSCAR : $f_{10.7}$. Cet indice ne décrit pas parfaitement le flux solaire EUV (voir chapitre 1.3 et ci-après en 4.3). L'influence du flux solaire EUV sur les émissions diurnes étant plus importante aux petits angles solaires zénithaux, cela pourrait expliquer que l'écart entre les mesures WINDII et les résultats TRANSCAR ne soit visible que pour des angles solaires plus petits que 45° .

L'altitude du pic d'émission de la raie rouge (panneaux du bas des figures figures 4.1 et 4.2) est sur-estimée par le modèle d'environ 10 km. Bien que 10 km soit l'ordre de grandeur d'un pas de la grille d'altitude utilisée dans la région F' , nous ne pouvons pas affirmer que cela soit la cause de la différence observée. Le pas de la grille d'altitude étant intimement liée au pas des autres grilles utilisées dans le modèle, il n'a pas été possible de faire des tests complémentaires.

4.2.2 La raie verte

Comme pour la raie rouge, je présente deux journées afin d'étudier les variations du pic thermosphérique de la raie verte. Ces deux dates sont le 25 octobre 1992, avec un indice $f_{10.7}$ de 146,8 et un A_p de 7, et le 23 décembre 1995, avec $f_{10.7} = 71,2$ et $A_p = 8$. Les figures 4.3 et 4.4 montrent les données pour ces deux journées qui ont été choisies pour les similitudes au niveau de l'orbite du satellite, avec les petits angles solaires zénithaux correspondant aux basses latitudes et des angles solaires zénithaux supérieures à 60° correspondant aux moyennes latitudes de l'hémisphère sud (panneaux du haut). L'activité magnétique est elle aussi similaire pour ces deux journées, indiquant que la principale différence entre ces deux jeux de données provient de l'intensité du flux solaire.

Les deux panneaux centraux des figures 4.3 et 4.4 montrent une variation diurne du maximum de la raie verte thermosphérique beaucoup plus importante que celle de la raie rouge. Pour la journée avec le plus fort flux solaire (25 octobre 1992, $f_{10.7} = 146,8$), les

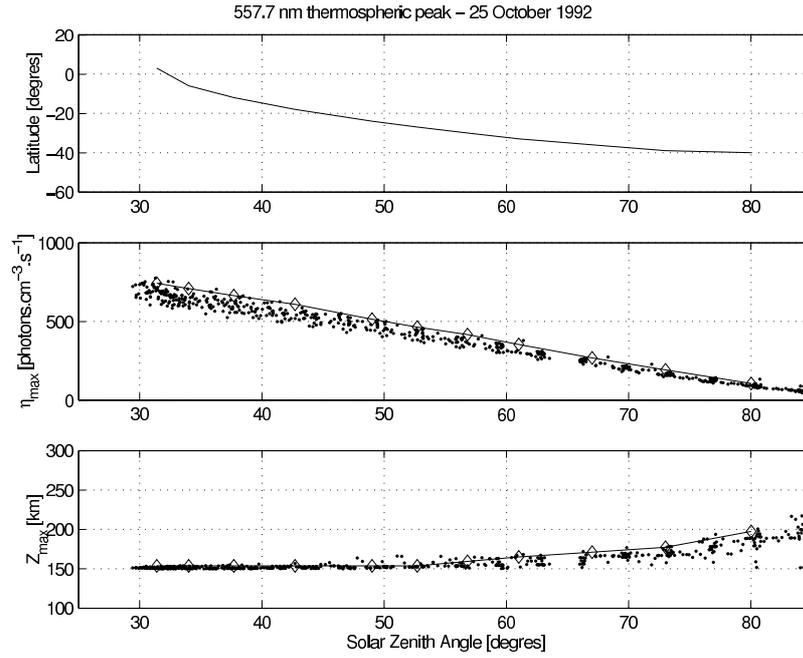


FIG. 4.3 – Raie verte de l'oxygène atomique mesurée par WINDII le 25 octobre 1992 ($f_{10.7} = 146,8 - A_p = 7$. Les points correspondent aux mesures WINDII et la courbe en traits pleins correspond aux résultats de la modélisation TRANSCAR

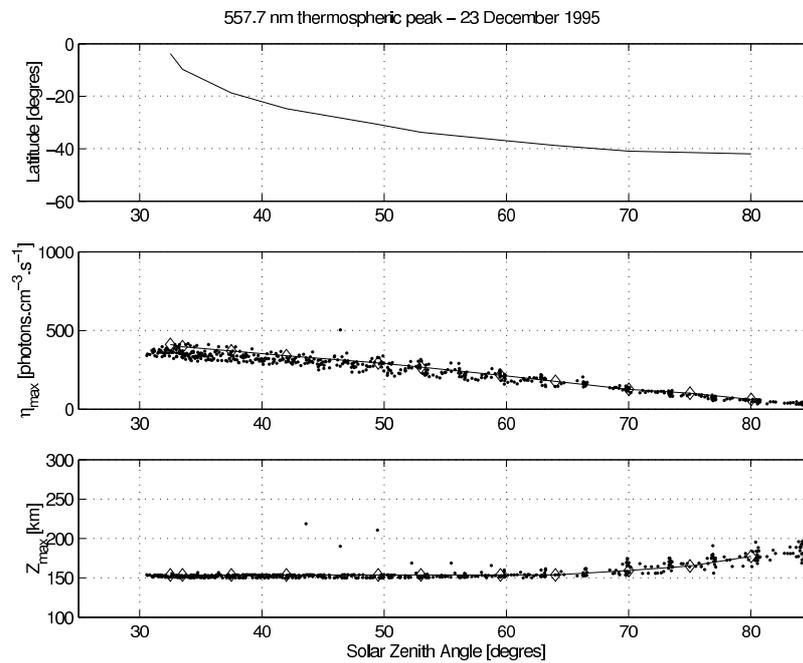


FIG. 4.4 – Raie verte de l'oxygène atomique mesurée par WINDII le 23 décembre 1995 ($f_{10.7} = 71,2 - A_p = 8$. Les points correspondent aux mesures WINDII et la courbe en traits pleins correspond aux résultats de la modélisation TRANSCAR

taux d'émission volumiques sont presque deux fois plus importants que ceux mesurés dans les conditions de flux solaire faible (23 décembre 1995, $f_{10.7} = 71,2$). Le maximum de la raie thermosphérique est proche de 150 km d'altitude pour les angles solaires zenithaux de 30° à 50° , quelque soit la journée considérée (panneaux du bas). L'altitude augmente ensuite avec l'angle solaire zenithal, un peu plus rapidement le 25 octobre que le 29 décembre, c'est à dire lorsque le flux solaire est plus important.

Les importantes variations du maximum de la raie ont été convenablement reproduites par le modèle **TRANSCAR**, comme le montrent les losanges sur les figures 4.3 et 4.4. Une petite surestimation est visible aux faibles angles solaires zenithaux qui correspondent aux basses latitudes. Elle est de moins de 10% et les résultats du modèle ne dépassent pas les valeurs maximales mesurées par **WINDII**.

Le modèle reproduit de plus très bien l'altitude du maximum de la couche (losanges sur les panneaux du bas).

L'adéquation du modèle **TRANSCAR** avec les mesures de l'interféromètre est meilleure le 23 décembre (figure 4.4) que le 25 octobre (figure 4.3), journée pendant laquelle les données sont moins dispersées. Cette dispersion est dans les deux journées présentées plus importante que pour la raie rouge. Ceci est un résultat typique des données et peut être attribué à la plus grande importance des phénomènes dynamiques, comme les marées atmosphériques et les ondes planétaires, au niveau de la basse thermosphère.

4.3 Résultats statistiques

J'étudie ci après l'ensemble des journées d'observations **WINDII** entre 1992 et 1995 pour lesquelles l'activité magnétique était faible, c'est à dire avec des indices A_p inférieurs à 10. Cela représente 22 jours pour l'émission de la raie rouge et 97 pour la raie verte. Cette petite quantité de données raie rouge est due au planning de **WINDII** qui consistait typiquement à une journée de mesures raie rouge et trois journées raie verte par semaine. Il est à noter également que pendant plusieurs périodes aucune observation raie rouge n'a été réalisée.

Les résultats exposés représentent les moyennes zonales des intensités et altitudes des maximums d'émission, tracées en fonction de l'activité solaire, pour trois angles solaires différents : 30° , 50° , et 70° . L'activité solaire est représentée soit par l'indice $f_{10.7}$ qui est utilisé par la modélisation **TRANSCAR**, soit par l'indice $MgII$ qui a été présenté dans le

chapitre 1.3. Thuillier et Bruisma (2001) ont montré que cet indice était meilleur que $f_{10.7}$ pour rendre compte du comportement de la thermosphère et suggèrent de l'utiliser pour la modélisation semi-empirique. Maharaj-Sharma et Shepherd (2003), dans leur étude de la raie verte mésosphérique et thermosphérique, ont examiné cinq indices différents pour caractériser le flux solaire EUV. Pour la couche thermosphérique, leurs résultats suggèrent aussi que $MgII$ est meilleur que $f_{10.7}$.

4.3.1 La raie rouge

La figure 4.5 montre les taux d'émission volumique η_{max} (panneaux de gauche) ainsi que les altitudes Z_{max} des maximums d'émission (panneaux de droite) tracés en fonction de l'indice $f_{10.7}$. Les panneaux du haut correspondent à l'angle solaire zénithal de 30° , ceux du milieu à l'angle de 50° , et ceux du bas à l'angle de 70° . J'ai également indiqué dans le coin supérieur gauche des panneaux de gauche, les coefficients de corrélation entre les taux d'émission volumique au maximum et l'indice $f_{10.7}$, en considérant qu'il existe une relation linéaire entre les deux quantités.

Cette figure nous permet d'étudier l'influence de l'angle solaire zénithal, et du flux solaire, sur l'émission de la raie rouge de l'oxygène atomique.

En ce qui concerne l'influence de l'angle solaire zénithal, on peut noter d'après les mesures WINDII que l'intensité de l'émission diminue avec celui-ci. En effet, si l'on considère un angle solaire zénithal χ de 30° (panneau du haut), nous avons une valeur moyenne de $300 \text{ photons.cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$, alors que nous avons environ $250 \text{ photons.cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$ à $\chi = 50^\circ$ (panneau au centre), et $230 \text{ photons.cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$ à $\chi = 70^\circ$ (panneau du bas). Cela signifie que l'intensité de l'émission diminue d'environ 25% lorsque le Soleil passe d'une position quasiment au zénith à une position quasiment horizontale ($\chi = 30^\circ \rightarrow \chi = 70^\circ$).

Cette diminution s'explique par le fait que plus l'angle solaire est grand, plus la couche d'atmosphère traversée par le flux EUV en provenance du Soleil est grande, et donc ce flux EUV est atténué et la réaction qui fait intervenir les impacts de photoélectrons voit sa contribution diminuer. Et nous avons vu que cette réaction est prépondérante dans la production de la raie rouge de l'oxygène atomique (c.f. partie 3.1.4.1).

Par contre, l'angle solaire zénithal a peu d'influence sur l'altitude du pic d'émission de la raie rouge. Sa valeur moyenne est de d'environ 210 km d'altitude lorsque l'angle solaire zénithal est inférieur à 70° .

En ce qui concerne l'influence de l'activité solaire sur les émissions, on peut dire que lorsque l'indice $f_{10.7}$ augmente, et avec lui le flux EUV, la réaction faisant intervenir les impacts de

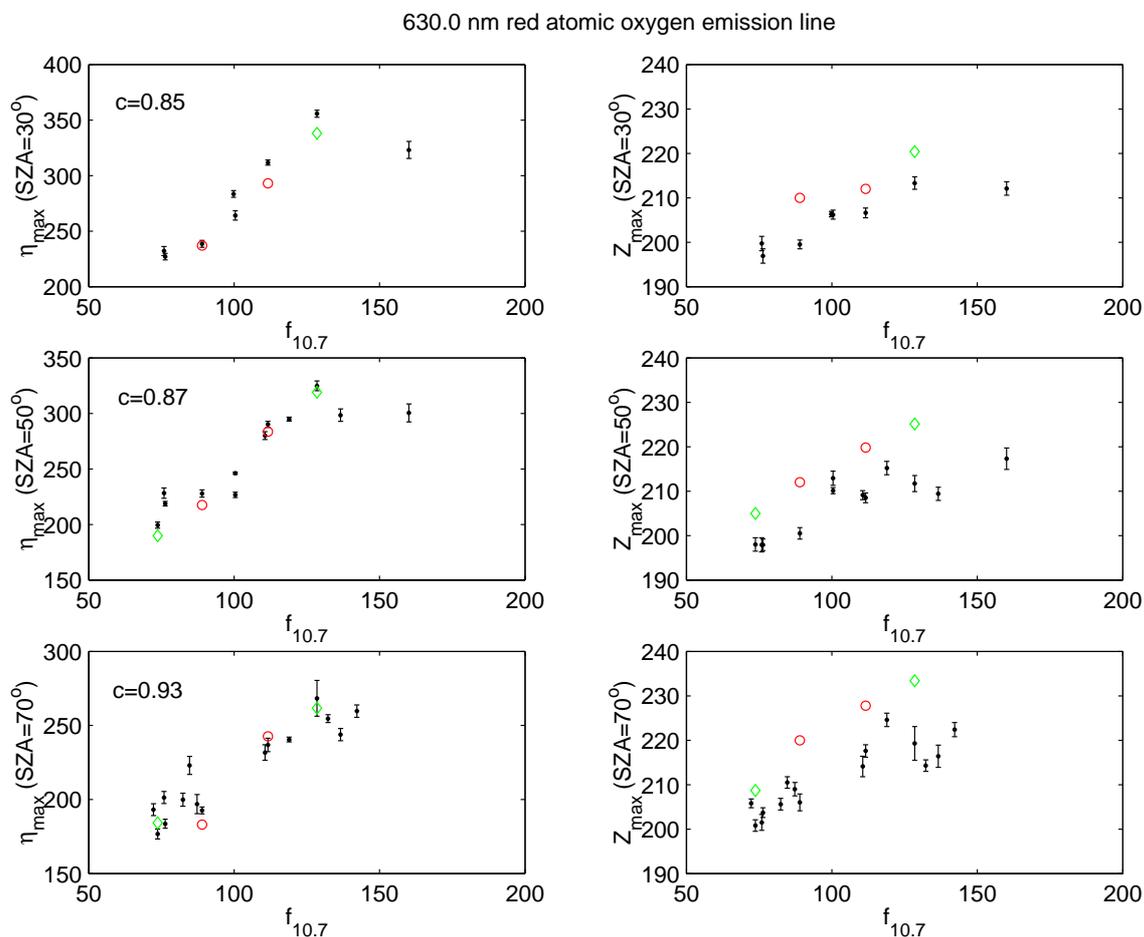


FIG. 4.5 – Mesures WINDII de l'émission à 630,0 nm. Les panneaux de gauches montrent les taux d'émission volumique au maximum d'émission alors que les panneaux de droite montrent les altitudes des maximums, pour trois angles solaires zenithaux différents. En abscisse est indiqué le flux solaire représenté par l'indice $f_{10.7}$. Les barres d'erreur correspondent à l'écart type obtenu sur la moyenne zonale. Les losanges verts indiquent les résultats des simulations présentés sur les figures 4.1 et 4.2 et les cercles rouges les résultats de simulations complémentaires.

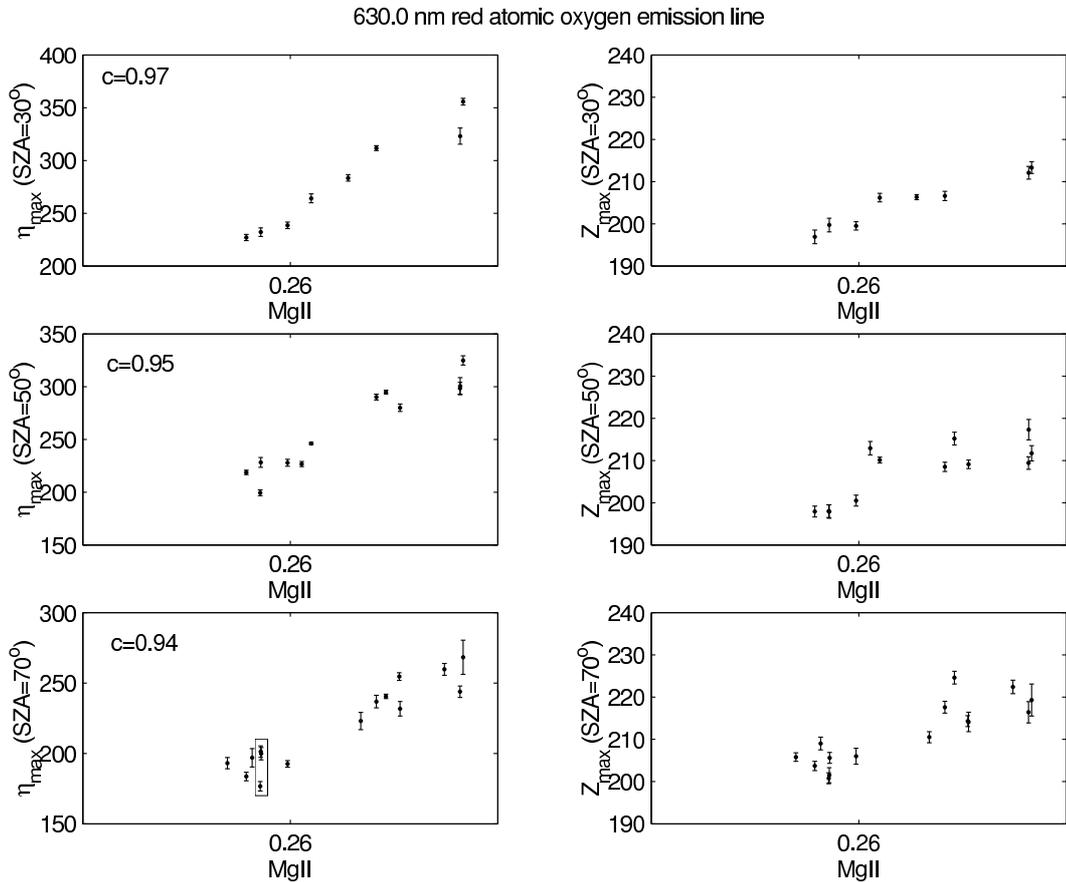


FIG. 4.6 – Mesures WINDII de l'émission à 630,0 nm. Les panneaux de gauches montrent les taux d'émission volumique au maximum d'émission alors que les panneaux de droite montrent les altitudes des maximums pour trois angles solaires zenithaux différents. En abscisse est indiqué le flux solaire représenté par l'indice $MgII$. Les barres d'erreur correspondent à l'écart type de la moyenne zonale.

photoélectrons voit sa contribution augmenter. Ainsi, plus le flux EUV est important, plus l'émission de la raie rouge sera intense. Sur le panneau du haut de la figure 4.5, on peut voir que la variation en fonction de l'indice $f_{10.7}$ est très importante : on passe d'un taux d'émission volumique d'environ $230 \text{ photons.cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$ pour les faibles flux solaires ($f_{10.7} \approx 70$), à plus de $350 \text{ photons.cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$ pour les flux solaires plus importants ($f_{10.7} \approx 150$), ce qui représente une augmentation d'environ 50%. Les variations sont du même ordre de grandeur pour les angles solaires zénithaux égaux à 50° et 70° .

L'altitude du pic d'émission est également sensible à l'augmentation du flux solaire EUV, et augmente avec celui-ci d'environ 10%, quel que soit l'angle solaire zénithal considéré.

Les résultats de TRANSCAR présentés dans la section 4.2.1 ont été reportés sur la figure 4.5 (losanges verts), et des simulations supplémentaires pour des activités solaires intermédiaires ont été rajoutées (cercles rouges). Ainsi, nous pouvons évaluer l'adéquation des résultats du modèle avec les mesures WINDII, ceci pour les trois angles solaires zénithaux considérés, et pour des activités solaires représentées par un indice $f_{10.7}$ allant d'environ 70 jusqu'à 130. Nous retrouvons au vu de cette comparaison les tendances exposées dans la partie 4.2.1, à savoir une très bonne modélisation de l'intensité du maximum d'émission de la raie rouge, et une légère sur-estimation de l'altitude du pic d'émission, de l'ordre d'une dizaine de kilomètres.

La figure 4.6 montre les mêmes données que sur la figure 4.5 mais tracées cette fois en fonction de l'indice $MgII$. On note que les coefficients de corrélation entre l'intensité du maximum d'émission et l'indice de flux solaire utilisé, qui étaient bons avec l'indice $f_{10.7}$, sont encore meilleurs avec l'indice $MgII$. En particulier pour les deux plus petits angles solaires zénithaux, c'est-à-dire quand l'influence du flux solaire EUV est la plus forte.

En effet, ces coefficients de corrélation étaient de 0,85, 0,87, et 0,93, pour l'indice $f_{10.7}$ et pour les angles solaires zénithaux respectivement égaux à 30° , 50° , et 70° . Pour l'indice $MgII$, ils sont maintenant égaux respectivement à 0,97, 0,95, et 0,94.

Ceci indique que l'activité solaire induit une augmentation quasi-linéaire de l'intensité du pic d'émission de la raie rouge de l'oxygène atomique. La dispersion résiduelle peut être attribuée aux variations latitudinales et saisonnières des données. J'ai en effet vérifié que pour tous les points correspondant à un même indice $MgII$, les conditions de latitude et/ou de saison étaient différentes. Les points encadrés dans le panneau du bas à gauche de la figure 4.6 en sont un bon exemple. Alors que les 2 points du haut correspondent à deux journées de décembre 1994 à des latitudes proche de 45° N, celui du bas correspond à une latitude de 5° S, le 5 Janvier 1995. L'indice $f_{10.7}$ pour ces 3 points variant de 74 à 82, une

telle analyse n'aurait pas été possible à partir de la figure 4.5.

4.3.2 La raie verte

La figure 4.7 montre les résultats pour le pic thermosphérique de la raie verte, de la même manière que j'ai présenté les résultats pour la raie rouge sur la figure 4.5. Le nombre de données étant 4 fois plus important, on observe une plus grande dispersion des courbes. Les barres d'erreur sur chaque point sont aussi plus importantes que pour la raie rouge. Il faut se rappeler que les données présentées sur ces courbes sont des moyennes zonales et qu'il y a une plus grande variabilité longitudinale de la raie verte thermosphérique (voir chapitre précédent).

On peut noter que les émissions des deux raies se comportent de manière similaire en ce qui concerne l'influence de l'angle solaire zénithal, avec une diminution de l'intensité de l'émission et une augmentation de l'altitude du pic lorsque l'angle solaire zénithal devient plus important. La diminution de l'intensité de l'émission est assez forte, avec une valeur moyenne égale à environ $600 \text{ photons.cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$ pour un angle solaire zénithal de 30° (panneau du haut de la figure 4.7), et une valeur moyenne d'environ $200 \text{ photons.cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$ à 70° (panneau du bas).

Nous constatons donc une diminution de l'ordre de 70% de l'intensité du pic thermosphérique avec l'augmentation de l'angle solaire zénithal, depuis 30° jusqu'à 70° . Cette diminution découle du même processus que celui exposé dans la partie 4.3.1 pour la raie rouge, à savoir une diminution de la contribution des impacts de photoélectrons. En effet, cette réaction est également prépondérante dans la production du pic thermosphérique de la raie verte (c.f. partie 3.1.4.2).

En ce qui concerne l'altitude du pic d'émission, on peut noter une faible augmentation avec l'angle solaire zénithal, de l'ordre de 20 km lorsque l'on passe de 30° à 70° .

Pour ce qui est des variations avec l'activité solaire, on retrouve une assez forte augmentation avec l'indice $f_{10.7}$: on passe d'environ $500 \text{ photons.cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$ pour un $f_{10.7}$ de 70, à $750 \text{ photons.cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$ pour un $f_{10.7}$ de 150, ceci à un angle solaire zénithal de 30° . Nous retrouvons des variations du même ordre de grandeur pour les deux autres angles solaires considérés, ce qui représente une augmentation de l'ordre de 50%, comme ce que nous avons trouvé pour la raie rouge.

L'altitude du maximum d'émission quant à elle présente le même type de comportement que pour la raie rouge, avec une augmentation de l'ordre de 10% lorsque le flux solaire augmente.

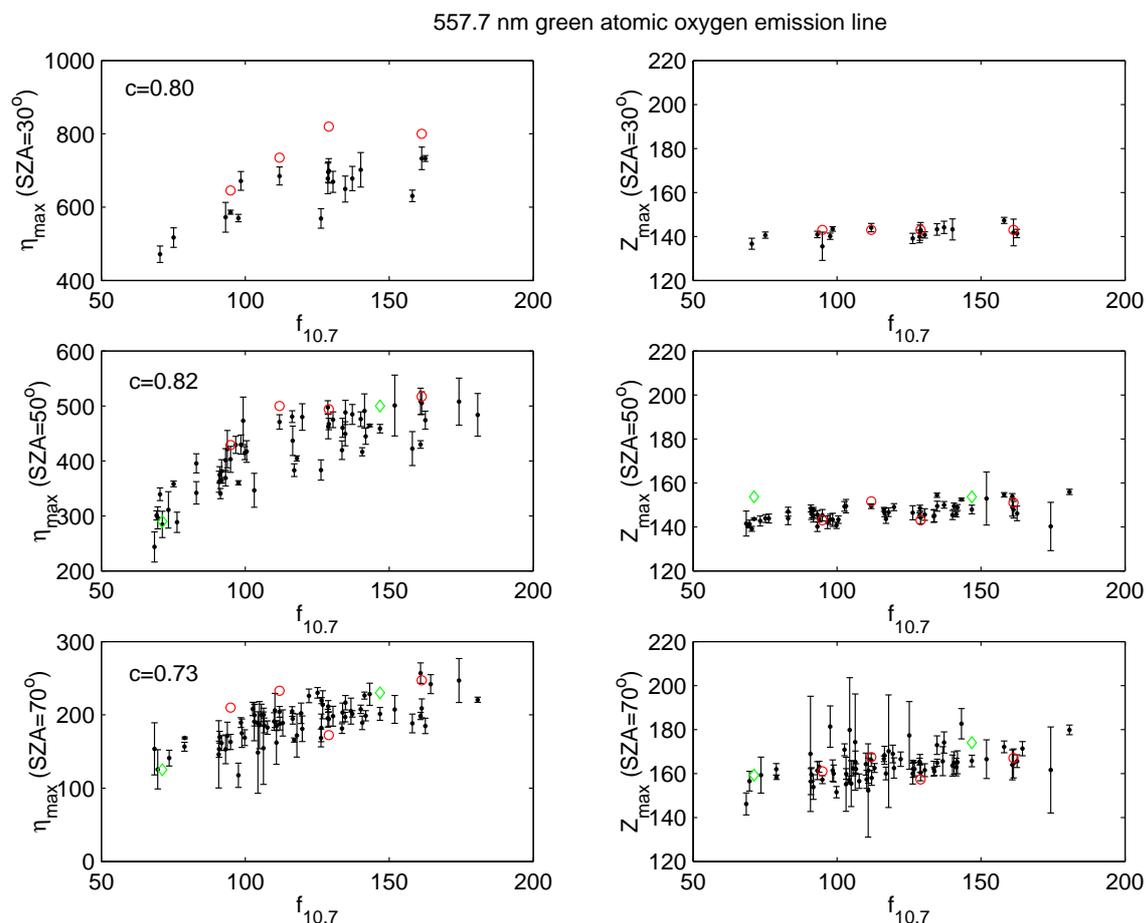


FIG. 4.7 – Mesures WINDII de l'émission à 557,7 nm. Les panneaux de gauches montrent les taux d'émission volumique au maximum d'émission alors que les panneaux de droite montrent les altitudes des maximums pour trois angles solaires zenithaux différents. En abscisse est indiqué le flux solaire représenté par l'indice $f_{10.7}$. Les barres d'erreur correspondent à l'écart type de la moyenne zonale. Les losanges verts indiquent les résultats des simulations présentés sur les figures 4.3 et 4.4 et les cercles rouges les résultats de simulations complémentaires.

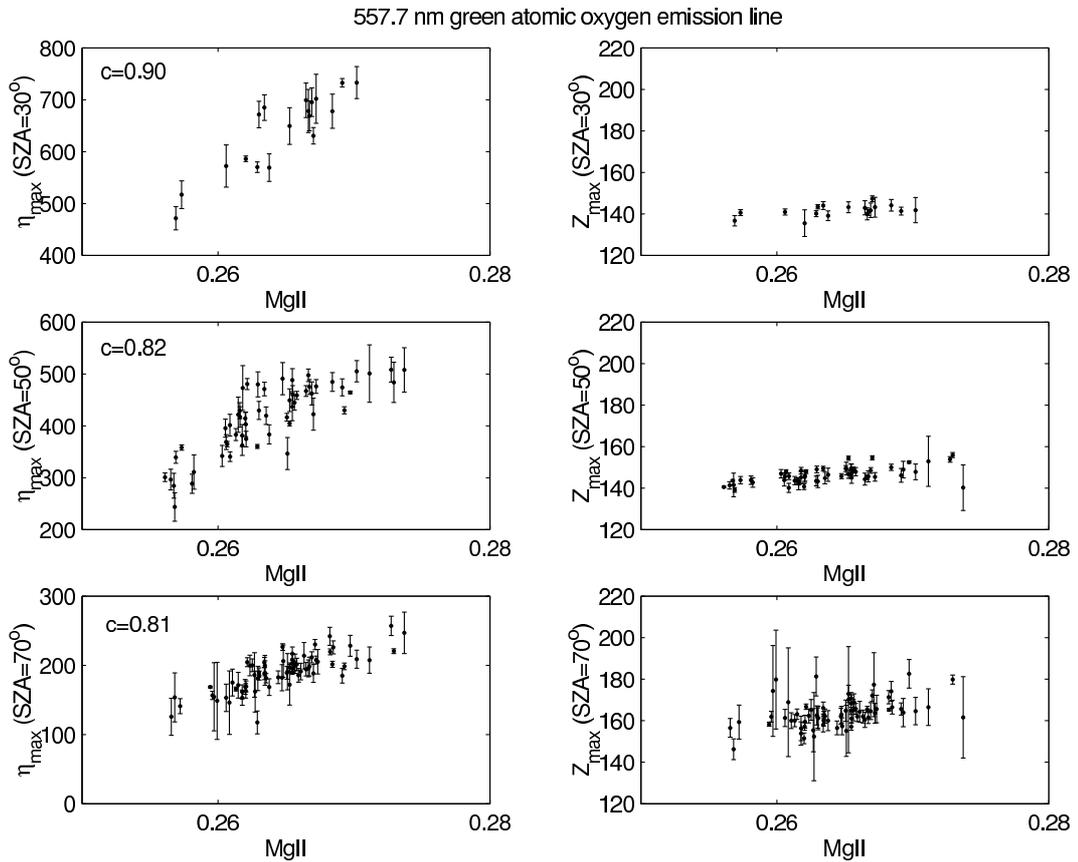


FIG. 4.8 – Mesures WINDII de l'émission à 557,7 nm. Les panneaux de gauche montrent les taux d'émission volumique au maximum d'émission alors que les panneaux de droite montrent les altitudes des maximums pour trois angles solaires zenithaux différents. En abscisse est indiqué le flux solaire représenté par l'indice *MgII*. Les barres d'erreur correspondent à l'écart type de la moyenne zonale.

Les résultats des simulations ont été rajoutés sur la figure 4.7 sous forme de losanges verts et de ronds rouges, comme ils l'avaient été pour la raie rouge sur la figure 4.5. La surestimation notée dans le chapitre précédent pour les faibles angles solaires zenithaux apparait être un résultat général comme le montre le panneau du haut à gauche. Cette surestimation est de 10 % pour 3 points sur 4. Pour les angles solaires zenithaux plus grands (panneaux du milieu et du bas à gauche), simulations et résultats sont concordants dans la limite des 10 %. Par ailleurs, la modélisation TRANSCAR donne une bonne représentation des mesures de l'altitude du maximum de la couche.

La figure 4.8 montre les mêmes données que la figure précédente, mais cette fois-ci tracées en fonction de l'indice $MgII$. Comme pour la raie rouge, nous retrouvons des coefficients de corrélation meilleurs que ceux obtenus avec l'indice $f_{10.7}$, et ceci pour les angles solaires zénithaux égaux à 30° et 70° . En effet, en utilisant l'indice $f_{10.7}$, nous avons des valeurs égales à respectivement 0,80 et 0,73, alors que nous avons respectivement 0,90 et 0,81 avec l'indice $MgII$. Pour un angle de 50° , on ne constate pas d'amélioration (coefficient de corrélation égal à 0,82 dans les deux cas), mais c'est également l'angle pour lequel la dispersion est la plus importante. Cette meilleure corrélation entre les émissions EUV et l'indice $MgII$ est en très bon accord avec les résultats de Marajah-Sharma et Sepherd (2003).

4.4 Résumé et conclusions

Les résultats obtenus sur les variations de l'intensité et l'altitude des maximums de la raie rouge et de la raie verte thermosphérique avec l'angle solaire zénithal et l'activité solaire sont résumés dans le tableau 4.1. Je rappelle aussi l'interprétation physique que nous avons proposée.

1. Lorsque l'angle solaire zénithal augmente de 30° à 70° ,
 - l'intensité du maximum de la couche diminue de 25% pour la raie rouge, et de 70% pour la raie verte. Ceci est principalement causé par la diminution du flux EUV et donc de la fréquence des impacts de photoélectrons, qui est un des processus prépondérants pour les deux raies.
 - l'altitude du maximum augmente d'environ 10% pour la raie verte, et reste quasiment constant pour la raie rouge.
2. Lorsque l'indice d'activité solaire $f_{10.7}$ double, l'intensité et l'altitude des pics d'émission des deux raies augmentent quasi-linéairement (respectivement d'environ 50% et 10%, quelque soit la raie considérée). Ceci peut encore une fois être interprété

comme un accroissement de la contribution de la réaction impliquant les impacts de photoélectrons avec l'augmentation du flux solaire EUV.

3. L'indice $MgII$ donne une meilleure représentativité des relations entre les émissions de l'oxygène atomique et l'activité solaire dans l'extrême ultraviolet, ce qui se traduit par des meilleurs coefficients de corrélation qu'en utilisant l'indice $f_{10.7}$. Lean et al. (1992) montrent que l'indice $MgII$ représente mieux le flux EUV que ne le fait le flux centimétrique, ce qui pourrait s'expliquer par la plus grande proximité entre les régions d'émission des flux EUV et $MgII$ qu'entre celles des flux EUV et centimétrique, ce dernier étant émis à une altitude plus importante (haute chromosphère/basse couronne).

	Raie rouge (630,0 nm)		Raie verte (557,7 nm)	
	η	Z	η	Z
Angle Solaire Zénithal ($\chi : 30^\circ \rightarrow 70^\circ$)	- 25 %	\approx	- 70 %	+ 10%
Flux Solaire ($f_{10.7} : 70 \rightarrow 150$)	+ 50 %	+ 10 %	+ 50 %	+ 10%

TAB. 4.1 – Tableau résumant l'influence du flux solaire et de l'angle solaire zénithal sur l'intensité η et l'altitude Z du maximum d'émission de la raie rouge et du pic thermosphérique de la raie verte, émises par l'oxygène atomique.

J'ai pu reproduire avec le modèle TRANSCAR de manière très satisfaisante les comportements des maximums d'émission liés aux variations d'angle solaire zénithal et d'activité solaire. Cette modélisation est la première à avoir été réalisée sur un ensemble de données aussi important. Elle montre que les processus qui conduisent à l'émission des raies rouges et vertes sont maintenant correctement maîtrisés pour toutes les conditions géophysiques rencontrées au cours de cette étude qui, rappelons le, était toutefois limitée à une activité magnétique calme. En effet, dans ce cas, l'atmosphère neutre est relativement bien représentée par le modèle semi-empirique MSIS90, qui est l'une des entrées de TRANSCAR. Les différences entre modèles et observations ont été discutées en terme de représentation du flux EUV solaire par l'indice $f_{10.7}$. Les travaux futurs de simulation devraient prendre en compte l'indice $MgII$. Ceci pourra être fait dans un premier temps en utilisant le nouveau modèle DTM-2000 développé par Bruisma et al., (2003) qui utilise cet indice, à la place

du modèle MSIS qui utilise $f_{10.7}$.

L'influence de l'activité solaire sur les émissions de l'oxygène atomique a été étudiée dans ce quatrième chapitre. Les résultats ont été obtenus grâce à la comparaison entre les sorties du modèle d'ionosphère TRANSCAR et les mesures de l'interféromètre spatial WINDII. Plus précisément, ces comparaisons nous ont permis de quantifier à la fois l'action de l'activité solaire dans l'extrême ultraviolet, mais aussi des variations d'angle solaire zénithal sur l'intensité et l'altitude du pic d'émission de la raie rouge et du pic thermosphérique de la raie verte. Après cette étude sur l'action de l'activité solaire sur les émissions, le prochain chapitre traite de l'influence de l'activité magnétique sur ces raies de l'oxygène atomique.

Chapitre 5

Influence de l'activité magnétique sur les émissions

Sommaire

5.1	Introduction	82
5.2	Influence de l'activité magnétique sur l'atmosphère	83
5.3	Estimations du modèle TRANSCAR	84
5.3.1	Conditions d'utilisation du modèle	84
5.3.2	Modélisation de la raie rouge	84
5.3.3	Modélisation de la raie verte	88
5.4	Mesures WINDII	91
5.4.1	Résultats statistiques	91
5.4.2	Traitement des mesures de la raie verte orbite par orbite	94
5.5	Résumé	97

5.1 Introduction

Après avoir étudié l'influence du flux solaire sur les émissions de l'oxygène atomique, nous nous intéressons maintenant à la manière dont réagissent ces émissions diurnes à un changement de l'activité magnétique terrestre.

Alors que beaucoup de travaux ont porté sur l'action de l'activité magnétique sur les paramètres de l'atmosphère comme les concentrations ou les températures, très peu se sont intéressés à l'influence de cette activité magnétique sur les raies d'émission, en partie à cause du manque de modèles performants pour simuler ce rayonnement. Ainsi, cette partie a pour but de comprendre la manière dont vont évoluer les taux d'émission volumiques des raies rouge et verte de l'oxygène atomique, en fonction de l'activité magnétique.

Pour effectuer cette étude, j'utilise le modèle `TRANSCAR` pour simuler les variations attendues, et dire si l'amplitude de ces variations est suffisante pour être observée sur les mesures de l'interféromètre `WINDII`.

Suite à ces simulations `TRANSCAR`, je présente les données `WINDII`, et les compare aux résultats précédemment obtenus avec le modèle.

Cette étude permettra donc d'analyser et de mieux comprendre l'action de l'activité magnétique sur les émissions de l'atome d'oxygène, mais avant cela, je présente brièvement la manière dont une variation de l'activité magnétique influe sur certains paramètres de l'atmosphère, comme la température ou encore les concentrations.

Il est important de noter que toute cette étude a été réalisée dans des zones de latitudes moyennes et basses, ceci pour éviter les précipitations de particules qui ont lieu à haute latitude, et pour pouvoir isoler l'influence de l'activité magnétique. En effet, Zhang and Shepherd (2004) ont étudié récemment l'augmentation de l'intensité de la raie rouge associée aux précipitations de particules dans le cornet polaire. Ils ont montré que cette augmentation pouvait être clairement identifiée aux latitudes magnétiques supérieures à 70° , même en période relativement calme, et qu'elle pouvait atteindre 120% en période géomagnétiquement active.

Les résultats présentés ci-après ont été publiés dans le deuxième article cité en annexe C (Culot et al. (2004b)).

5.2 Influence de l'activité magnétique sur l'atmosphère

Les mécanismes responsables des perturbations qui apparaissent dans la haute atmosphère terrestre, lors d'une augmentation de l'activité magnétique, sont bien connus aujourd'hui. Les deux plus importants effets observés sont les précipitations de particules dans les zones aurorales, et l'intensification des courants ionosphériques qui induisent un chauffage par effet Joule.

En terme d'apport d'énergie, c'est le chauffage par effet Joule qui est le processus le plus important, puisqu'il apporte au moins deux fois plus d'énergie que les particules précipitées (Ahn et al. (1983)).

De nombreux articles traitent des effets de l'activité magnétique sur la haute atmosphère terrestre (les plus complets étant ceux de Burns et al. (1995) et Fuller-Rowell et al. (1997)), et nous ne présenterons ici qu'un résumé de ces différentes conséquences.

Les principaux effets qui peuvent être observés, lors d'une intensification de l'activité magnétique, sont le chauffage et l'expansion de la thermosphère, qui amènent une augmentation de la température exosphérique et une augmentation des concentrations. Ces effets sont connus depuis maintenant une trentaine d'années (Taeusch et al. (1971)) et pris en compte par les modèles empiriques (Jacchia (1971), Barlier et al. (1978), Hedin (1983)).

Ces modifications observées sur la composante neutre de la haute atmosphère se répercutent sur l'ionosphère, de manière différente suivant la saison et la latitude. En effet, il a été observé que pour les moyennes et basses latitudes, il y a une préférence pour les orages dits négatifs en été, c'est-à-dire que la densité électronique diminue, et une préférence pour les orages positifs dans l'hémisphère hivernal (densité électronique en augmentation). Ces comportements sont décrits par Fuller-Rowell et al. (1996). Le développement de simulations numériques de cette réponse ionosphérique aux changements d'activité magnétiques est en cours (Araujo-Pradere et al. (2004)).

Ces modifications au niveau de la thermosphère et de l'ionosphère sont susceptibles d'induire des variations dans le rayonnement diurne de l'atmosphère, mais elles n'ont encore que très peu été observées. On peut citer cependant le travail de Zhang and Shepherd (2000), qui ont observé une importante diminution de l'émission thermosphérique de la raie verte pendant l'orage magnétique des 4 et 5 avril 1993, période pendant laquelle l'indice K_p a atteint presque 8 sur une échelle de 9. Wiens et al. (2002) ont également observé des changements sur cette émission, mais leur étude était restreinte aux basses latitudes.

Cette partie de mon travail vise donc à donner une vision plus globale des variations apportées par un changement de l'activité magnétique, et ce aussi bien pour la raie rouge que pour le pic thermosphérique de la raie verte.

5.3 Estimations du modèle TRANSCAR

5.3.1 Conditions d'utilisation du modèle

Je m'intéresse dans cette partie à l'action de l'activité magnétique sur les émissions de l'oxygène atomique. Pour comprendre cette influence nous avons décidé de nous placer dans les conditions les plus propices, c'est à dire dans les conditions où l'activité magnétique se fait le plus ressentir.

Pour mettre en évidence ces conditions, j'ai utilisé le modèle MSIS pour sélectionner la période de l'année ainsi que la localisation pour lesquelles les différences sur les paramètres thermosphériques dûes à cette activité sont les plus importantes.

La figure 5.1 montre les différences de température exosphérique, entre une période d'activité magnétique faible et une période très agitée. L'indice A_p a été pris égal à 10 pour la période calme, et il a été pris égal à 200 pour la période agitée. Cette valeur a été choisie d'après Araujo-Pradere et al. (2004), qui considèrent qu'il y a orage magnétique lorsque l'indice A_p dépasse 150. L'indice de flux solaire $f_{10.7}$ a quant à lui été pris égal à 150, ce qui représente une activité solaire moyenne. J'ai tracé les résultats pour trois latitudes différentes, à savoir 50° , 0° et -50° , qui sont représentées respectivement par la ligne pleine, la ligne en pointillés, et la ligne en tirets.

En observant cette figure, on remarque que plus on se rapproche de l'équateur, plus la différence de température diminue. On peut également noter que cette perturbation est plus importante dans l'hémisphère nord, c'est à dire en été.

Nous avons choisi pour cette étude d'utiliser TRANSCAR à une latitude de 50° , pour la journée du solstice de juin, avec un $f_{10.7}$ de 150, et pour des indices magnétiques A_p de 10 puis de 200.

5.3.2 Modélisation de la raie rouge

La figure 5.2 montre les entrées et les résultats de TRANSCAR relatifs à la raie rouge. Sur la partie gauche de la figure et de haut en bas sont indiqués : la température exosphérique, les rapports de concentration (concentration pour $A_p = 200$ sur concentration pour $A_p = 10$) pour O et O_2 , et la densité électronique prise à une altitude de 250 km.

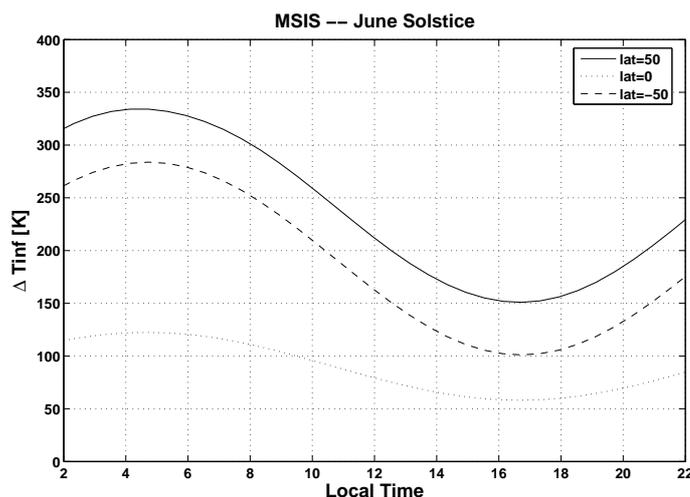


FIG. 5.1 – Modélisation MSIS-90 de la différence de température exosphérique entre des conditions magnétiques fortes ($A_p = 200$) et faibles ($A_p = 10$), pour la journée du solstice de juin. Les trois courbes représentent les différentes latitudes : 50° (trait plein), 0° (ligne en pointillés), et -50° (tirets). Ces différences de température sont tracées en fonction de l'heure locale.

Ces paramètres sont tracés en fonction de l'angle solaire zénithal. Sur la partie droite de la figure sont tracés l'intensité η et l'altitude Z_{max} du pic d'émission de la raie rouge, avec les principaux processus de production, et ceci pour un angle solaire zénithal de 50° . Sur les différents panneaux, les traits pleins représentent les paramètres calculés pour une activité magnétique calme ($A_p = 10$), alors que les pointillés sont utilisés pour représenter les paramètres calculés pour une activité magnétique forte ($A_p = 200$).

Lorsque l'on regarde le panneau montrant l'intensité du pic d'émission (en haut à droite), on remarque que celle-ci ne change quasiment pas avec l'activité magnétique. La plus grande différence se fait ressentir autour d'un angle solaire zénithal de 50° , avec une émission qui est plus intense d'environ 5% quand $A_p = 200$.

En ce qui concerne l'altitude du maximum de la raie (panneau au milieu à droite), lorsque l'activité magnétique augmente, le pic d'émission voit son altitude augmenter de 10%, et ceci quelque soit l'angle solaire zénithal considéré.

Pour comprendre ces variations d'intensité et d'altitude, il est nécessaire de regarder de plus près les processus de productions et de pertes qui sont responsables de l'émission de la raie rouge.

Ces processus de production sont représentés sur le panneau en bas à droite sur la fi-

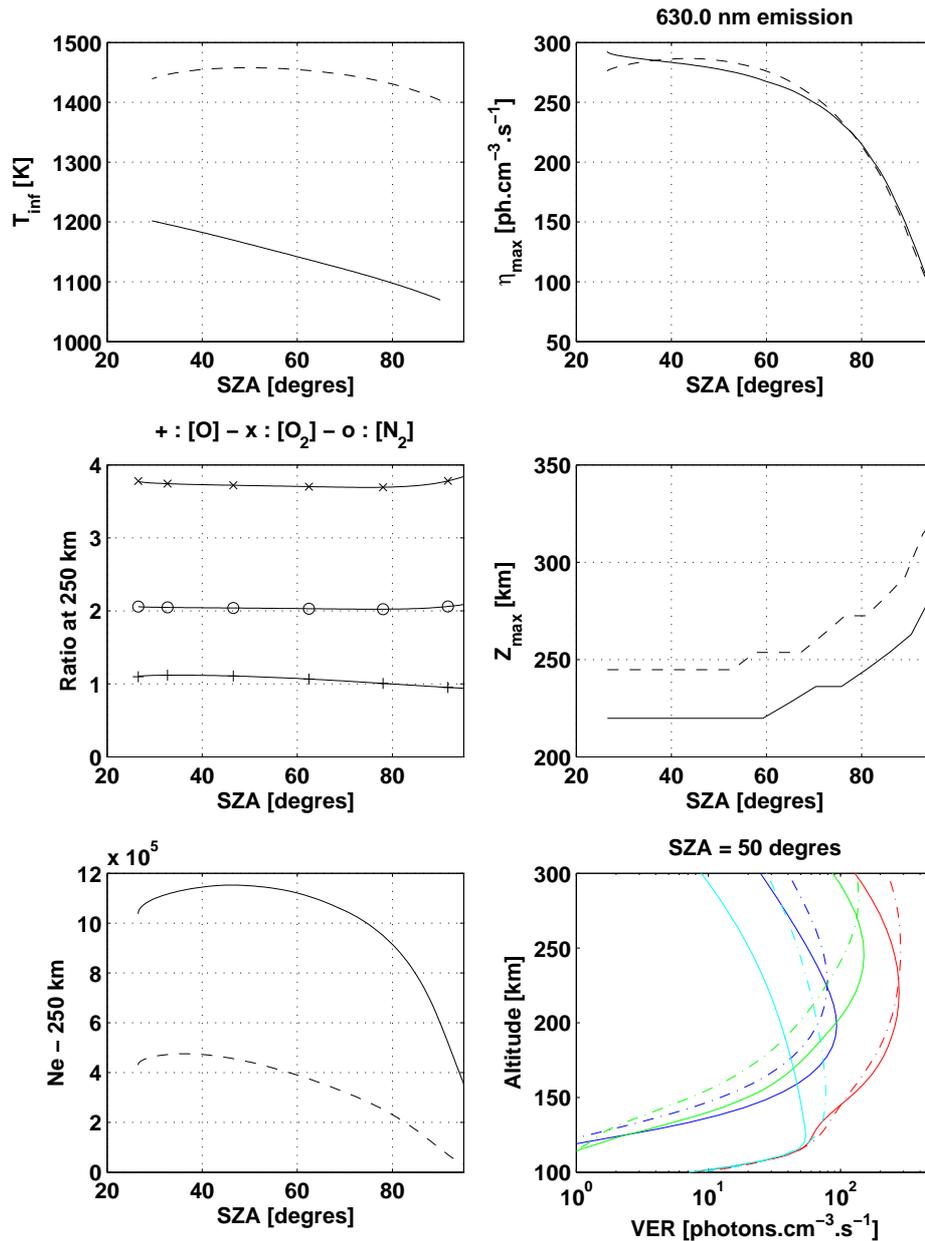
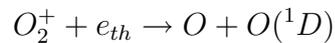


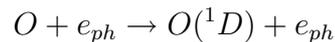
FIG. 5.2 – Modélisation TRANSCAR de l'émission de la raie rouge et des paramètres associés, pour des conditions magnétiques faibles (traits pleins) et pour des conditions magnétiques fortes (pointillés). Les panneaux à droite, en haut et au milieu, montrent l'intensité et l'altitude du pic d'émission en fonction de l'angle solaire zénithal (SZA). Le panneau en bas à droite montre les trois principales réactions responsables de l'émission (en rouge) à 630,0 nm : la recombinaison dissociative (en vert), les impacts des photoélectrons sur l'oxygène atomique (en bleu), et la photodissociation de l'oxygène moléculaire (en bleu clair). Ces réactions sont tracées pour un SZA de 50°. Les trois panneaux sur la gauche montrent respectivement, depuis le haut jusqu'en bas, la température exosphérique, les rapports des concentrations des neutres (activité magnétique forte sur faible) prises à une altitude de 250 km, et enfin les densités électroniques à 250 km également.

Figure 5.2. J'ai tracé les trois principaux (c.f. chapitre 1), à savoir :

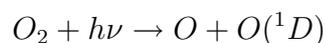
- la recombinaison dissociative (en vert) :



- les impacts de photoélectrons sur l'oxygène atomique (en bleu) :



- la photodissociation de l'oxygène moléculaire (en bleu clair) :



Autour du maximum d'émission de la raie, la réaction qui met en jeu les impacts de photoélectrons a un taux d'émission volumique quasiment constant, lorsque l'on passe d'un A_p de 10 à 200, mais le maximum apparaît environ 40 km plus haut en altitude.

La contribution de la recombinaison dissociative, quant à elle, diminue en dessous de 270 km d'altitude, et augmente au dessus. La diminution en dessous de 270 km est causée par la forte baisse de concentration électronique à ces altitudes, comme montré sur le panneau en bas à gauche, avec une perte de plus de 60% pour les angles solaires zénithaux plus petits que 70°.

Pour la photodissociation de l'oxygène moléculaire, sa contribution augmente quelque soit l'altitude considérée. Ceci est dû à l'augmentation de la concentration en oxygène moléculaire : on peut noter qu'elle est multipliée par presque quatre à 250 km d'altitude (panneau du milieu, à gauche).

A l'altitude du pic d'émission et en dessous, la désactivation de l'état $O(^1D)$ due aux collisions avec l'azote moléculaire est le principal processus de perte à considérer (c.f. figure 5.3). Ainsi, l'augmentation de la concentration en azote moléculaire (panneau du milieu à gauche sur la figure 5.2) va donc induire des pertes plus importantes. Cette augmentation des processus de perte, ainsi que les variations opposées des processus de production, résultent en une émission à 630,0 nm qui conserve une intensité quasiment identique, avec une altitude du pic qui augmente légèrement (environ 10%). Cette légère augmentation de l'altitude de l'émission est principalement causée par la réaction de recombinaison dissociative et les impacts de photoélectrons, qui voit leur maximum de contribution se déplacer vers le haut.

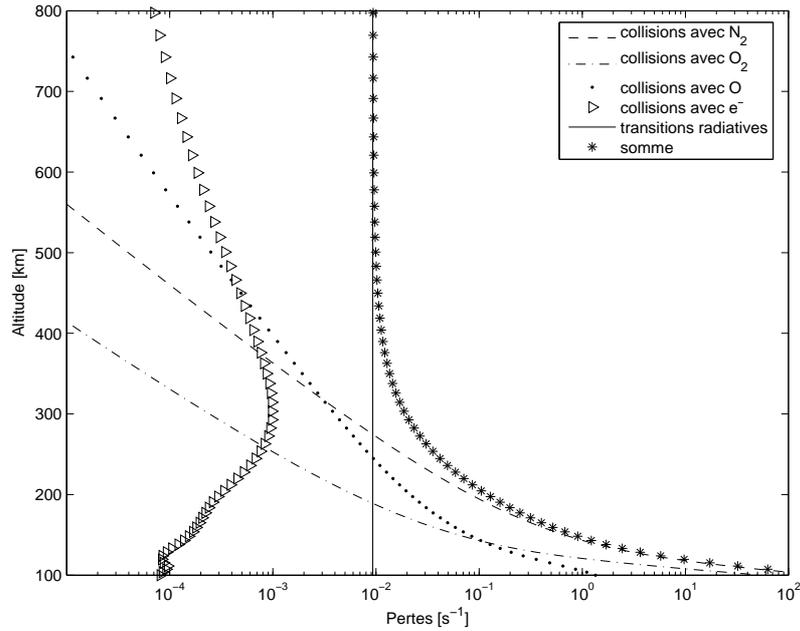
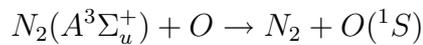


FIG. 5.3 – Profils verticaux des pertes de l'état 1D de l'oxygène atomique (unité : s^{-1}). Les transitions radiatives, définies par les coefficients d'Einstein, sont constantes avec l'altitude.

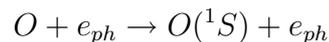
5.3.3 Modélisation de la raie verte

La figure 5.4 montre les entrées et les résultats TRANSCAR relatifs à l'émission de la raie verte. Les notations utilisées sont identiques à la figure 5.2 pour la raie rouge. Les deux panneaux du bas de la figure montrent les taux d'émissions volumiques (pris à l'altitude du maximum d'émission), avec les principaux processus de production du pic thermosphérique, et ceci pour les angles solaires zénithaux de 30° (en bas à gauche) et 70° (en bas à droite). Ces trois principaux processus de production sont :

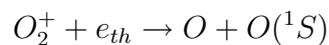
- la désactivation collisionnelle de N_2 (en bleu clair) :



- les impacts de photoélectrons sur l'oxygène atomique (en bleu) :



- la recombinaison dissociative (en vert) :



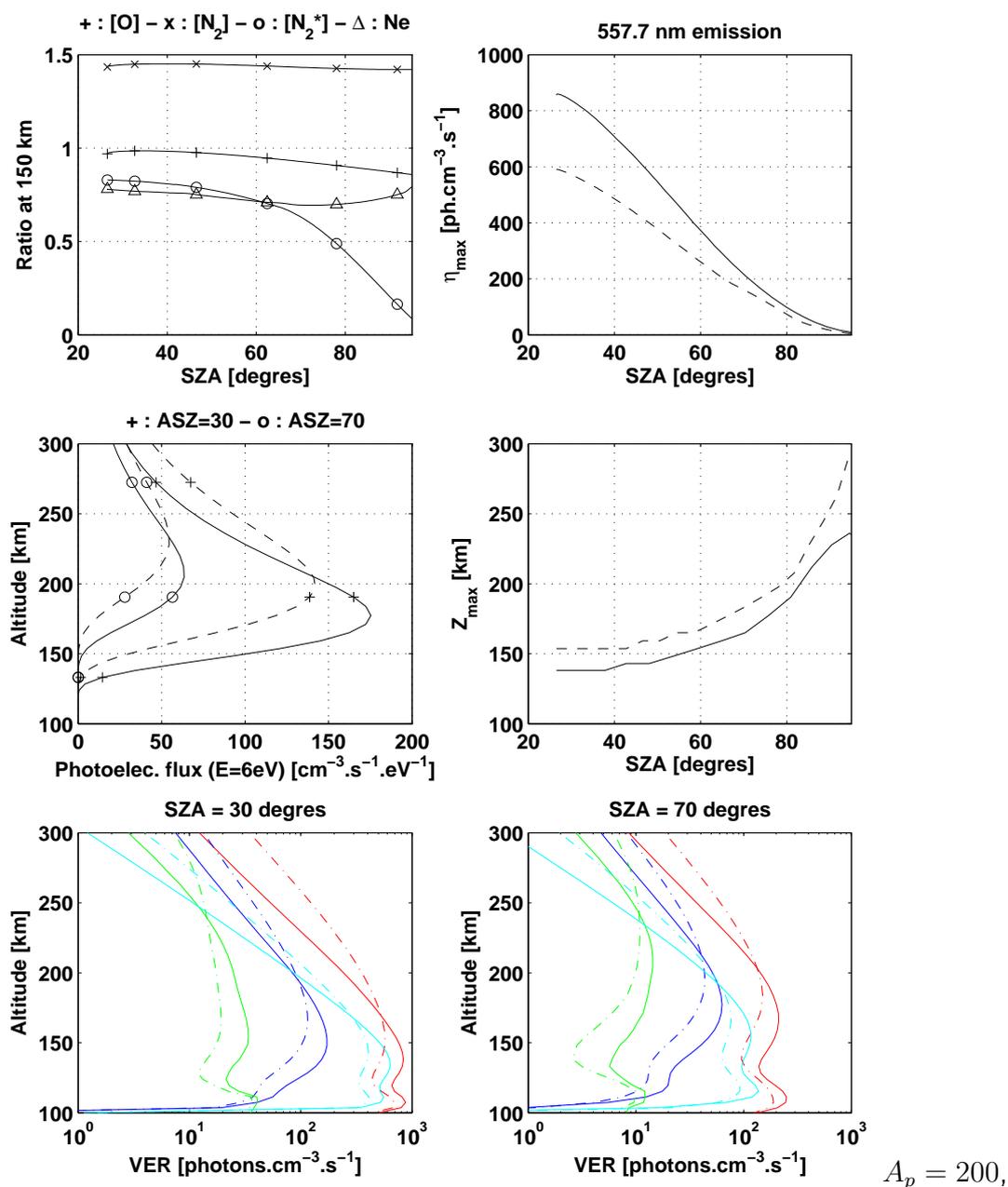


FIG. 5.4 – Modélisation TRANSCAR de l'émission de la raie verte et des paramètres associés, pour des conditions magnétiques faibles ($A_p = 10$, traits pleins) et pour des conditions magnétiques fortes ($A_p = 200$, pointillés). Les panneaux à droite, en haut et au milieu, montrent l'intensité et l'altitude du pic d'émission en fonction de l'angle solaire zénithal (SAZ). Les panneaux du bas montrent les trois principales réactions responsables de l'émission (en rouge) à 557,7 nm, avec à gauche un SAZ de 30° et à droite un SAZ de 70° . Ces trois réactions sont la recombinaison dissociative (en vert), les impacts des photoélectrons sur l'oxygène atomique (en bleu), et la désactivation collisionnelle de l'azote moléculaire (en bleu clair). Le panneau en haut à gauche montre les rapports (forte activité magnétique sur faible activité) de concentration de O , N_2 , $N_2(A^3\Sigma_u^+)$, et des électrons, pour une altitude de 150 km. Le panneau au milieu à gauche montre le flux de photoélectrons à une énergie de 6 eV pour des SAZ de 30° et 70° .

Sur la colonne de gauche sont montrées en haut les rapports de concentration (concentrations à $A_p = 200$ sur concentrations à $A_p = 10$) pour les principales espèces entrant en jeu dans l'émission : O , N_2 , N_2^* qui est l'état excité $A^3\Sigma_u^+$, et les électrons. L'altitude qui est considérée ici est 150 km, altitude moyenne du pic thermosphérique de la raie à 557,7 nm. La panneau du milieu à gauche indique les profils des photoélectrons ayant une énergie de 6 eV. Cette énergie est celle requise pour exciter les bandes de Vegard-Kaplan de l'azote moléculaire, qui donne l'état $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ impliqué dans la réaction de désactivation collisionnelle (Meier (1991)).

Sur la colonne de droite sont représentées, en haut l'intensité du pic thermosphérique de la raie verte, et au milieu l'altitude du maximum d'émission de ce pic thermosphérique.

On peut noter d'après cette figure 5.4 que, comme pour la raie rouge, l'altitude du maximum d'émission augmente avec l'activité magnétique, et cette augmentation est également de l'ordre de 10%. En ce qui concerne l'intensité du pic thermosphérique, on observe une importante diminution, de l'ordre de 40% et ce, quel que soit l'angle solaire zénithal considéré.

Lorsque l'on s'intéresse de plus près aux processus de production, on note que le plus important est la désactivation collisionnelle de l'azote moléculaire. Cette réaction voit sa contribution diminuer, et ceci est dû à la baisse de concentration en $N_2(A^3\Sigma_u^+)$, comme on peut le voir sur le panneau en haut à gauche.

Cette diminution de la concentration en azote moléculaire dans son état excité peut paraître surprenante, étant donné que dans le même temps la concentration en N_2 augmente d'environ 50%. En fait, cet état excité est produit par les impacts de photoélectrons sur la molécule, et on peut voir sur le panneau du milieu à gauche que la concentration de ces électrons devient moins importante lorsque A_p augmente, ce qui implique des impacts plus sporadiques et une baisse de concentration pour cet état excité de la molécule d'azote.

Le second processus prépondérant est celui mettant en jeu les impacts de photoélectrons sur les atomes d'oxygène. Ce processus voit lui aussi sa contribution diminuer en dessous d'environ 200 km, et cette diminution s'explique par le fait que la concentration de photoélectrons baisse dans cette zone d'altitude (panneau du milieu, à gauche).

Il est à noter que les contributions de ces deux réactions, la désactivation collisionnelle et les impacts de photoélectrons, augmente aux plus hautes altitudes. Ceci est lié au flux de photoélectrons qui devient plus important au dessus de typiquement 200-240 km d'altitude, suivant l'angle solaire zénithal considéré (voir panneau du milieu, à gauche). Ce flux agit directement sur la réaction impliquant les impacts sur l'oxygène atomique et il est, comme

expliqué plus haut, également responsable pour la concentration de l'état excité de la molécule d'azote.

Le dernier processus considéré, c'est-à-dire la recombinaison dissociative, voit sa contribution diminuer du fait de la diminution de la concentration électronique, comme indiqué sur le panneau supérieur gauche de la figure 5.4.

Pour ce qui est des pertes, étant donné que la durée de vie de l'état $O(^1D)$ n'est que de l'ordre de la seconde, la désactivation collisionnelle peut être négligée face à l'émission.

D'après ces constatations, nous pouvons dire que les trois processus prépondérant intervenant dans l'émission de la raie verte voient leur contribution diminuer en dessous de 200 km d'altitude, et augmenter au dessus, lorsque l'indice A_p passe de 10 à 200. La conséquence en est que l'intensité du pic thermosphérique diminue lorsque l'activité magnétique augmente, et l'altitude de ce pic se déplace légèrement vers le haut.

5.4 Mesures WINDII

5.4.1 Résultats statistiques

5.4.1.1 La raie rouge

La figure 5.5 montre l'intensité et l'altitude du pic à 630,0 nm, tracé en fonction de l'indice $MgII$. Cet indice varie pour ces données entre 0,26 et 0,28, ce qui correspond à un indice décimétrique compris entre environ 70 et 200. Le jeu de données en noir est le même que celui qui avait été utilisé pour l'étude de l'influence de l'activité solaire (c.f. figures 4.5 et 4.6) et qui représente des conditions géomagnétique faibles. Le jeu de données en vert correspond à des journées pour lesquelles l'activité magnétique est plus forte ($A_p > 10$).

Pour ces deux classes d'activité magnétique, on n'observe pas de différence très marquée, aussi bien sur l'intensité que sur l'altitude du maximum d'émission, alors que nous avons constaté une légère augmentation (de l'ordre de 10%) sur les résultats TRANSCAR. Cependant, cela ne représente pas une incompatibilité dans la mesure où le jeu de mesures WINDII n'est pas assez fourni pour que l'on puisse en tirer des conclusions claires.

5.4.1.2 La raie verte

Nous venons de voir qu'aucune différence, au niveau de l'émission de la raie rouge, n'était perceptible lorsque l'on comparait les mesures prises aux faibles puis aux fortes acti-

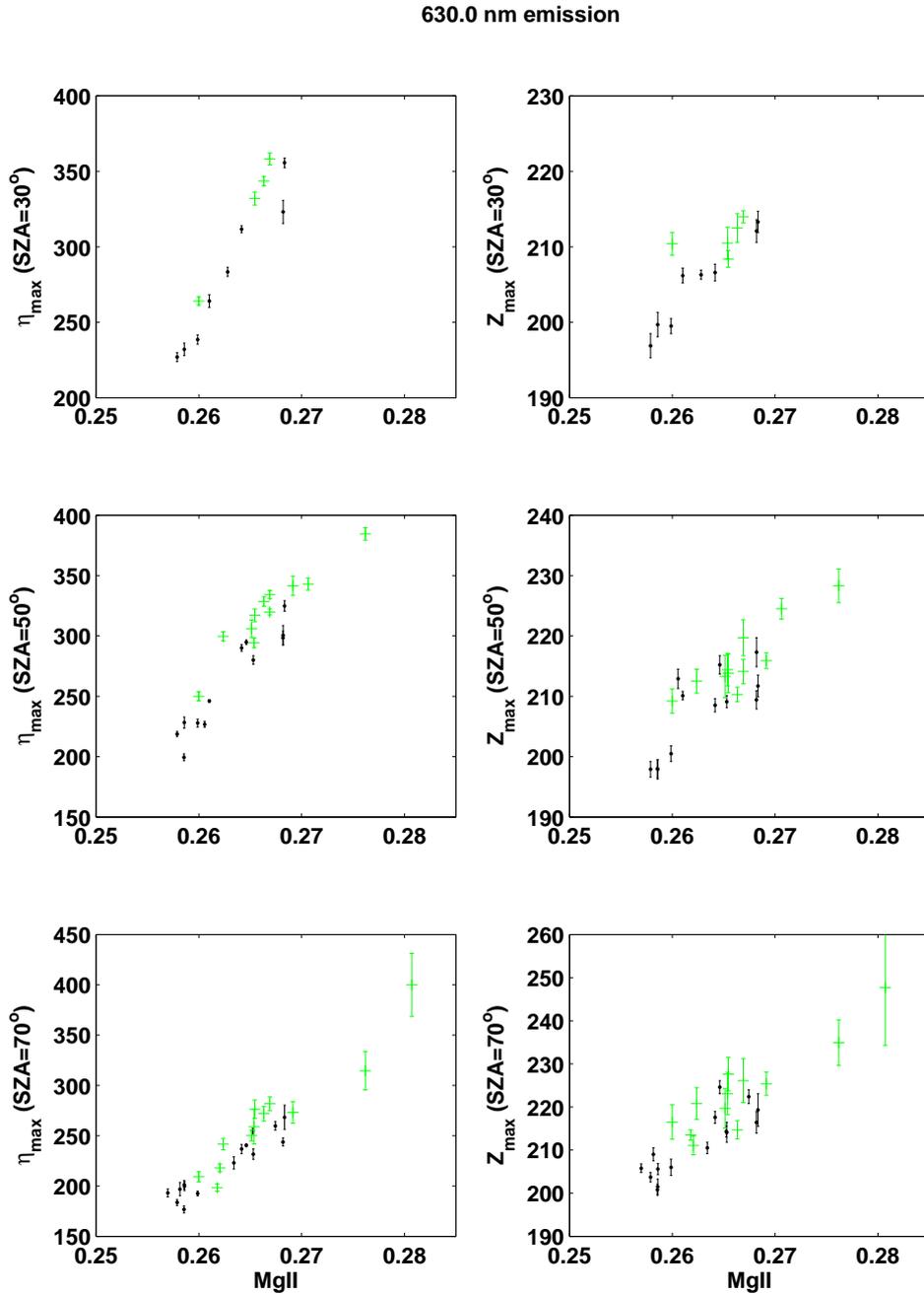


FIG. 5.5 – Mesures WINDII des taux d'émission volumiques et de l'altitude du pic de la raie à 630,0 nm. Les taux d'émission volumiques η sont exprimés en photons.cm⁻³.s⁻¹, et les altitudes Z_{max} en km. Les données sont tracées en fonction de l'indice $MgII$, et les barres d'erreur correspondent à l'écart type. Le jeu de données en noir représente les journées avec des conditions magnétiques faibles ($A_p \leq 10$), et le jeu de données en vert représente les fortes activités magnétiques ($A_p > 10$).

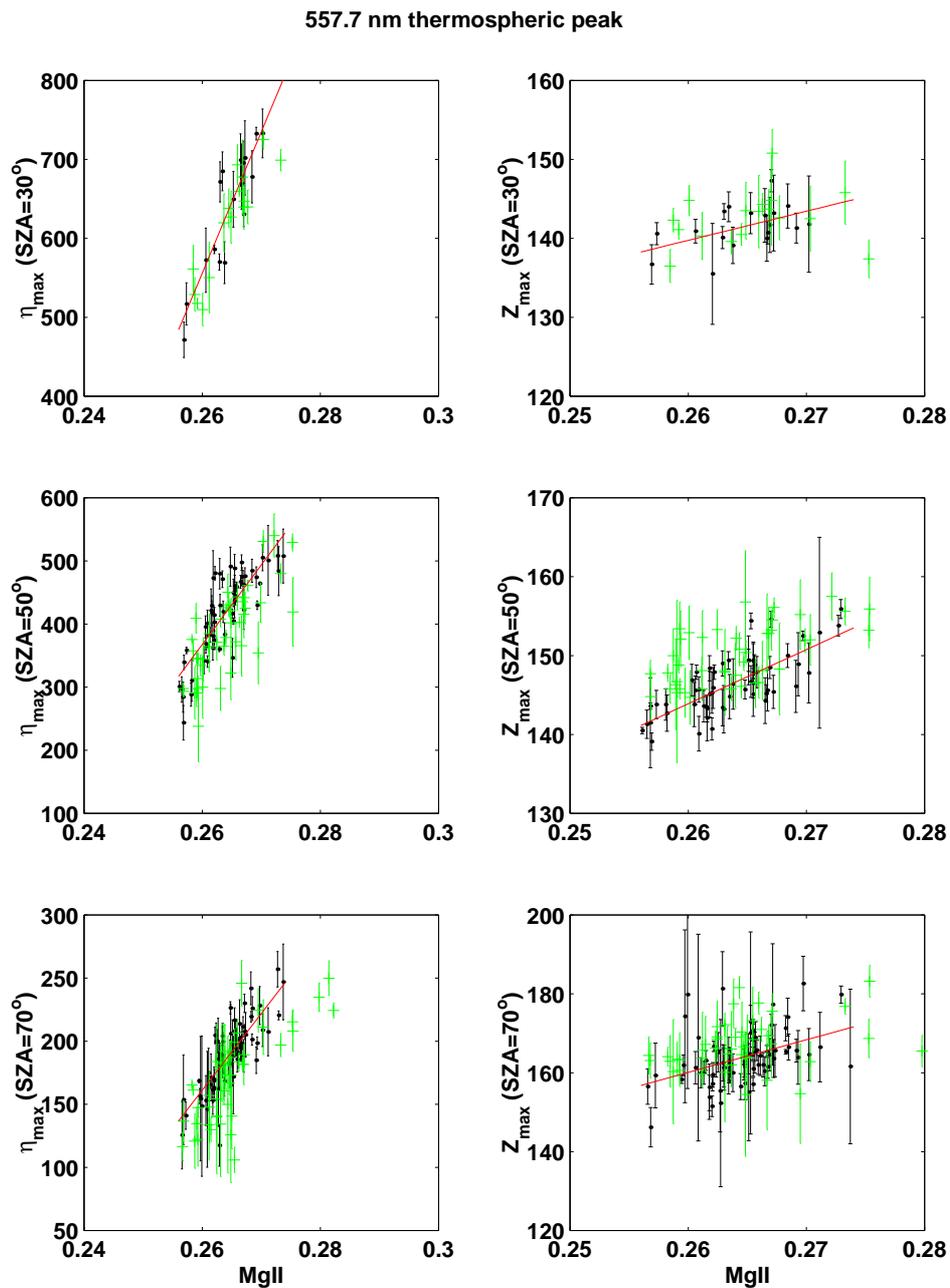


FIG. 5.6 – Mesures WINDII des taux d'émission volumiques et de l'altitude du pic thermosphérique de la raie à 557,7 nm. Les taux d'émission volumiques η sont exprimés en photons.cm⁻³.s⁻¹, et les altitudes Z_{\max} en km. Les données sont tracées en fonction de l'indice $MgII$, et les barres d'erreur correspondent à l'écart type. Le jeu de données en noir représente les journées avec des conditions magnétiques faibles ($A_p \leq 10$) et les droites en rouge correspondent aux régressions linéaires correspondantes. Le jeu de données en vert représente les fortes activités magnétiques ($A_p > 30$).

vités magnétiques. Par contre, lorsque l'on s'intéresse aux données du pic thermosphérique de la raie verte, qui sont tracées sur la figure 5.6, on peut noter de plus nettes variations. Sur cette figure, les points noirs représentent les journées pour lesquelles l'activité magnétique était faible ($A_p < 10$), et qui correspondent aux données précédemment utilisées sur les figures 4.7 et 4.8. Les points en vert correspondent aux fortes activités magnétiques ($A_p > 30$), soit une trentaine de journées, dont cinq pour lesquelles l'indice A_p était proche de 200.

Si l'on considère un angle solaire zénithal de 30° (panneau du haut), le volume de données n'est pas suffisant pour que l'on puisse exhiber un comportement en fonction de l'activité magnétique. Sur le panneau du bas, c'est-à-dire pour un angle solaire de 70° , on ne peut pas non plus mettre en évidence une nette variation lorsque l'on passe d'une faible à une plus forte activité magnétique. Par contre, sur le panneau du milieu, donc pour un angle de 50° , on peut noter une forte diminution de l'intensité du pic d'émission, et une légère augmentation de l'altitude de ce pic avec l'activité magnétique.

Ainsi, on retrouve les comportements que l'on avait pu mettre en évidence grâce au modèle TRANSCAR, ce qui montre que les variations induites par l'augmentation de l'activité magnétique sont bien prises en compte par le modèle, au moins qualitativement. Pour une étude plus précise et une quantification de cette action de l'activité magnétique, nous avons utilisé les mesures WINDII de chaque orbite, et non pas la moyenne zonale des données, qui lisse les variations.

5.4.2 Traitement des mesures de la raie verte orbite par orbite

Lorsque l'on observe les mesures d'intensité prises à chaque orbite, on constate une grande variabilité. La figure 5.7 montre un exemple de ces variations pour les mesures raie verte du 08 mars 1994, journée pour laquelle l'activité magnétique était forte, avec un indice A_p de 52. Ces variations importantes sont lissées lorsque l'on utilise des moyennes zonales, ainsi, pour pouvoir quantifier plus précisément l'action de l'activité magnétique sur l'émission de la raie verte, il est nécessaire de considérer les mesures prises à chacune des orbites.

Pour ce faire, j'ai mis en œuvre un traitement en trois étapes, appliqué aux mesures prises à chaque orbite autour de 50° de latitude. Ces trois étapes sont les suivantes :

1. soustraction de l'action du flux solaire et de l'angle solaire zénithal
2. attribution à chacune des orbites de l'indice magnétique trihoraire précédent

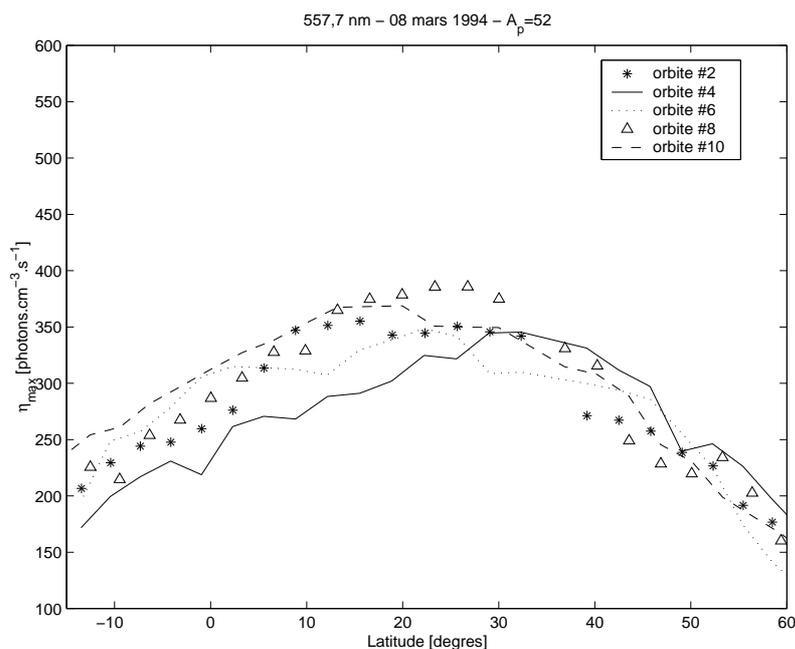


FIG. 5.7 – Taux d'émission volumiques du pic thermosphérique de la raie à 557,7 nm, tracés en fonction de la latitude pour cinq orbites différentes. La journée considérée est le 08 mars 1994 ($A_p = 52$).

3. calcul des intervalles de confiance

La première étape est la soustraction de l'action du flux solaire et de l'angle solaire zénithal. J'ai pour cela effectué une régression linéaire sur les données raie verte, et plus précisément sur les journées magnétiquement calmes (jeu de données en noir sur la figure 5.6). Cette régression est tracée en rouge sur la figure 5.6.

Les droites obtenues ont pour équation :

- pour un angle solaire zénithal de 30° : $\langle \eta_{max} \rangle = 17915 \times MgII - 4102$
 $\langle Z_{max} \rangle = 369 \times MgII - 43,8$
- pour un angle solaire zénithal de 50° : $\langle \eta_{max} \rangle = 12610 \times MgII - 2911$
 $\langle Z_{max} \rangle = 687,2 \times MgII - 34,8$
- pour un angle solaire zénithal de 70° : $\langle \eta_{max} \rangle = 6077 \times MgII - 1419$
 $\langle Z_{max} \rangle = 826,1 \times MgII - 54,7$

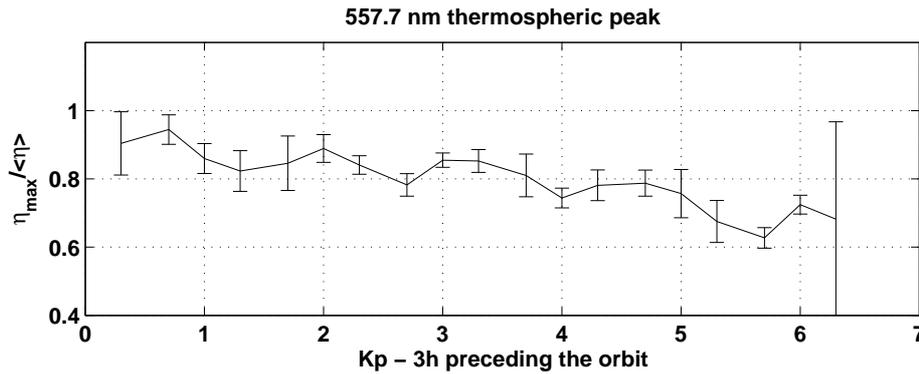


FIG. 5.8 – Intensité du pic thermosphérique (pris à l'altitude du maximum d'émission) de la raie à 557,7 nm, tracé en fonction de l'indice trihoraire K_p correspondant aux trois heures précédant l'orbite considérée. Les barres verticales représentent les intervalles de confiance à 95%.

J'ai ensuite soustrait ces régressions linéaires des mesures effectuées pendant les périodes de forte activité magnétique, de manière à ce qu'uniquement les variations dues à cette activité magnétique soient préservées.

La seconde étape du traitement consiste à associer les orbites avec les indices magnétiques K_p trihoraires correspondants. J'ai sélectionné ces indices trihoraires d'après les travaux de Hecht et al. (1991) qui ont montré que le modèle MSIS donnait de meilleurs résultats lorsqu'il était utilisé avec des indices magnétiques trihoraires. Ceci est dû aux grands changements qui peuvent intervenir sur des petits intervalles de temps pendant les orages magnétiques.

De plus, sélectionner les indices de la période précédant l'orbite permet de prendre en compte le délai constaté au niveau des densités et température thermosphériques après un chauffage dû à l'activité magnétique. Ce délai a été estimé par Berger et al. (1998) comme étant égal à trois heures aux pôles et six heures à l'équateur. Comme nous avons sélectionné des données autour de 50° de latitude, nous avons choisi de prendre l'indice correspondant aux trois heures précédant l'orbite.

La dernière étape de cette analyse consiste à calculer les intervalles de confiance à 95%, en supposant que les distributions considérées sont de type "Student". Les grands intervalles correspondent aux conditions pour lesquelles peu de mesures étaient disponibles.

La figure 5.8 montre les résultats obtenus après cette analyse sur les intensités du pic thermosphérique de la raie verte. On peut noter une décroissance de cette intensité avec

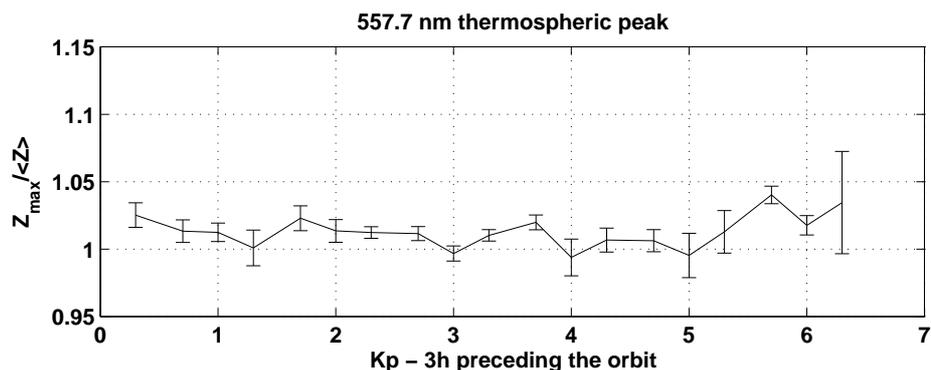


FIG. 5.9 – Altitude du pic thermosphérique de la raie à 557,7 nm, tracée en fonction de l'indice trihoraire K_p correspondant aux trois heures précédant l'orbite considérée. Les barres verticales représentent les intervalles de confiance à 95%.

l'augmentation de l'activité magnétique. Cette baisse du taux d'émission volumique est de l'ordre de 40% lorsque l'on passe d'une activité très faible à une activité plus forte représentée par un K_p supérieur à 6.

Le même travail a été effectué sur l'altitude des émissions, et nous observons une petite augmentation, qui est de l'ordre de 5% pour les valeurs de K_p les plus fortes (c.f. figure 5.9).

Les résultats TRANSCAR exposés dans la partie 5.3.3 montrent également une diminution de l'intensité d'émission de l'ordre de 40%, lorsque l'activité magnétique augmente (l'indice A_p était alors égal à 200). Pour ce qui est des mesures WINDII, cette baisse de 40% est atteinte pour un K_p de 6, ce qui est équivalent à un A_p de 90 environ. La baisse d'intensité est donc sous-évaluée par le modèle TRANSCAR, ce qui n'est pas très surprenant parce que les modèles d'atmosphère neutre sont connus pour sous-évaluer les variations de température (Lathuillère et Menvielle (2004)) et de densité (Burns et al. (1991)) induites par l'activité magnétique.

Malgré cette sous-estimation de l'influence de l'activité magnétique, le fait que TRANSCAR soit capable de reproduire les tendances observées par WINDII montre que ce modèle peut être considéré comme un bon outil pour étudier la réponse des émissions thermosphériques diurnes aux perturbations magnétiques.

5.5 Résumé

Dans le but de résumer les comportements observés sur les émissions de l'oxygène atomique lorsque l'activité magnétique augmente, je donne ci-après les variations que j'ai

mises en évidence dans ce chapitre, et je rappelle les principaux résultats de cette étude :

1. L'activité magnétique a une influence sur l'intensité et l'altitude du pic thermosphérique de la raie verte, alors qu'elle en a très peu sur l'émission de la raie rouge. Cette influence est moins importante que celle du flux solaire ou de l'angle solaire zénithal.
2. Lorsque l'indice K_p passe de 0 à environ 6, l'intensité du pic thermosphérique de la raie verte décroît d'environ 40%, et l'altitude du maximum d'émission augmente de moins de 10%. Ces variations sont principalement dûes à la diminution du processus d'émission faisant intervenir la désactivation collisionnelle de $N_2(A^3\Sigma_u^+)$.
3. Le modèle TRANSCAR reproduit convenablement les tendances induites par les variations d'activité magnétique.

Le tableau 5.1 résume l'influence des variations de l'activité magnétique sur l'intensité et l'altitude du maximum d'émission de la raie rouge de l'oxygène atomique, et du pic thermosphérique de la raie verte. Il apparaît que l'intensité du pic thermosphérique de la raie verte est un bon candidat pour servir de traceur de l'évolution du système couplé thermosphère-ionosphère.

	Raie rouge (630,0 nm)		Raie verte (557,7 nm)	
	η	Z	η	Z
Activité Magnétique ($K_p : 0 \rightarrow 6+$)	\approx	< 10%	- 40 %	< 10%

TAB. 5.1 – Tableau résumant l'influence de l'activité magnétique sur l'intensité η et l'altitude Z du maximum d'émission de la raie rouge et du pic thermosphérique de la raie verte, émises par l'oxygène atomique.

Comme pour l'analyse de l'influence de l'activité solaire sur les raies de l'oxygène, la comparaison entre les sorties du modèle TRANSCAR et les mesures WINDII a permis d'analyser l'action de l'activité magnétique sur ces émissions. Ces deux études ont permis de mieux comprendre le phénomène de luminescence qui apparaît dans l'ionosphère de la Terre, et de montrer que TRANSCAR représente un bon outil d'investigation de l'atmosphère d'une planète.

Conclusion et perspectives

L'objectif principal de ce travail de thèse était d'analyser et de comprendre les phénomènes de luminescence diurne qui apparaissent dans la thermosphère terrestre, à savoir les deux raies de l'atome d'oxygène : la raie rouge émise à 630,0 nm et la raie verte à 557,7 nm. Plus précisément, j'ai évalué l'influence de l'activité solaire et de l'activité magnétique sur l'intensité et l'altitude du maximum de ces raies. En effet, la question sous-jacente à ce travail de thèse est de savoir si l'on peut utiliser ce rayonnement de l'oxygène atomique pour obtenir des renseignements sur l'état de la thermosphère terrestre. Pour mener à bien cette étude, j'ai utilisé une double approche modélisation - analyse de données, en comparant les mesures de l'interféromètre WINDII et les simulations du modèle d'ionosphère TRANSCAR. Récapitulons les différentes étapes que nous avons suivies et qui correspondent aux cinq chapitres de ce manuscrit :

1. Le premier chapitre introduit le contexte de ce travail de thèse, à savoir la couche de l'atmosphère dans laquelle sont observées les émissions de l'oxygène atomique, les principaux processus qui jouent un rôle dans la production de ces raies, ainsi que les grandeurs que nous avons à notre disposition pour quantifier les activités solaires et magnétiques.
2. Le deuxième chapitre présente l'interféromètre spatial WINDII, en décrivant les principes de la mesure par interférométrie et les spécificités de cet instrument. Sont également présentés les traitements que j'ai mis au point et appliqué aux mesures pour obtenir les paramètres caractéristiques utilisés tout au long de cette étude : les intensités et altitudes du pic de la raie rouge et du pic thermosphérique de la raie verte de l'oxygène atomique.
3. Au cours du troisième chapitre fut abordé la modélisation du rayonnement de l'oxygène atomique avec le modèle TRANSCAR. J'ai présenté ce code qui décrit la structure verticale de l'ionosphère de la Terre et son rayonnement. Il s'articule autour d'un transport cinétique, d'un transport fluide, et d'un modèle photochimique. Cette partie correspond à une familiarisation avec ce programme complexe, et avec la physique de la haute atmosphère terrestre et de son couplage avec l'ionosphère. Je présente à la

fin de ce chapitre les récents développements du modèle TRANSCAR, et en particulier les différentes améliorations que j'ai apportées à ce code pendant mon travail de thèse.

4. Les deux derniers chapitres exposent les résultats à proprement parler. Le chapitre 4 présente une étude concernant l'influence de l'activité solaire sur les émissions de l'oxygène atomique, et montre que le flux solaire dans l'extrême ultraviolet est un des paramètres qui a le plus d'influence sur ces raies, avec l'angle solaire zénithal. Ces résultats ont été publiés dans Culot et al. (2004).
5. Le dernier chapitre présente l'influence de l'activité magnétique terrestre sur le rayonnement diurne de l'oxygène atomique, et montre que cette activité induit des variations notables sur l'intensité du pic thermosphérique de la raie verte, et de très faibles variations sur la raie rouge. Ces résultats ont été publiés dans Culot et al. (2004b).

Le travail effectué apporte donc des résultats intéressants qui améliorent notre compréhension du rayonnement diurne de l'oxygène atomique dans la thermosphère terrestre. En particulier, il apparaît que l'intensité du pic thermosphérique de la raie à 557,7 nm de l'oxygène atomique pourrait être un bon candidat pour servir d'indicateur de l'état de la thermosphère. D'autres études seront cependant nécessaires pour confirmer ces résultats et certaines améliorations peuvent encore être apportées au modèle TRANSCAR. Il semble en particulier nécessaire d'étudier les points suivants :

- Utilisation de l'indice *MgII* dans TRANSCAR en lieu et place de $f_{10.7}$. Ceci apporterait une meilleure représentativité de l'activité solaire dans l'extrême ultraviolet.
- Etude de l'influence des précipitations de particules dans les zones aurorales sur les émissions de l'oxygène atomique.
- Etude d'une utilisation conjuguée de l'intensité du pic thermosphérique de la raie verte et du TEC pour suivre l'évolution du système couplé ionosphère-thermosphère.

Ce travail de thèse s'inscrit donc dans le cadre de la météorologie de l'espace, et nous avons montré que le rayonnement de la raie à 557,7 nm de l'oxygène atomique représentait un bon témoin de l'état de la thermosphère. Notre étude ouvre donc une voie qu'il serait intéressant de continuer à explorer, en particulier pour savoir si les données conjointes de TEC et des raies permettraient de corriger en temps réel les modèles thermosphériques et d'estimer les profils ionosphériques, ce qui aurait de fortes implications en météorologie de l'espace, en particulier au niveau de l'orbitographie et de l'estimation de la friction qui s'applique sur les satellites.

Table des figures

1.1	Profils en altitude des concentrations neutres (panneau de gauche) et température neutre (panneau de droite) à Grenoble pour des conditions de Soleil calme (traits pleins) et de Soleil actif (traits pointillés).	14
1.2	Profil de masse volumique et de température de l'atmosphère solaire (d'après Lean (1997)).	15
1.3	Les différentes espèces de la haute atmosphère ionisées par le flux solaire EUV.	16
1.4	Profils verticaux des concentrations ioniques en période calme, à la latitude de Grenoble, à midi heure locale et en été.	17
1.5	Niveaux d'énergie de l'oxygène atomique. Respectivement 1,97 eV et 4,17 eV sont nécessaires pour exciter les états 1D et 1S .	17
1.6	Contribution relative des processus impliqués dans les émissions diurnes de l'oxygène atomique (raie rouge à gauche et raie verte à droite). Ce schéma est valable pour un flux solaire moyen $f_{10.7} \sim 120$, une activité magnétique faible ($A_p < 10$), autour de 12 :00 temps local et à une latitude de 45° .	19
1.7	Evolution du nombre de taches à la surface du Soleil.	20
1.8	Comparaison sur trois rotations solaires (de mai 1993 jusqu'à août 1993) de l'indice des taches, du flux centimétrique $f_{10.7}$ et de l'indice du magnésium $MgII$.	22
2.1	Interféromètre de Michelson classique à différence de marche nulle. Le miroir séparateur est en traits pointillés.	27
2.2	Interféromètre de Michelson à champ compensé et stabilisé thermiquement.	29
2.3	Géométrie de la mesure WINDII : visée au limbe qui permet l'acquisition des profils verticaux des intensités d'émission.	32
2.4	Configuration de l'instrument WINDII.	33
2.5	Schéma du détecteur CCD de WINDII.	33

2.6	Exemple des fonctions d'ajustement utilisées pour modéliser les émissions de la raie rouge (figure du haut) et du pic thermosphérique de la raie verte (figure du bas).	37
2.7	Mesures WINDII de la raie rouge prises le 29 avril 1992 ($A_p=7$, $f_{10.7}=191.7$). Les points représentent le taux d'émission volumique, tracé en fonction de la latitude, et la courbe représente la moyenne zonale correspondante. Les barres d'erreur indiquent l'écart type.	39
3.1	Schéma de principe de fonctionnement du modèle TRANSCAR	42
3.2	Essais de différents pas d'échantillonnage pour suivre l'orbite WINDII.	60
4.1	Raie rouge de l'oxygène atomique mesurée par WINDII le 29 avril 1992 ($f_{10.7} = 128,5 - A_p = 7$. Les points correspondent aux mesures WINDII, les losanges et la courbe continue correspondent aux résultats de la modélisation TRANSCAR	65
4.2	Raie rouge de l'oxygène atomique mesurée par WINDII le 9 janvier 1995 ($f_{10.7} = 73,7 - A_p = 7$. Les points correspondent aux mesures WINDII, les losanges et la courbe continue correspondent aux résultats de la modélisation TRANSCAR	65
4.3	Raie verte de l'oxygène atomique mesurée par WINDII le 25 octobre 1992 ($f_{10.7} = 146,8 - A_p = 7$. Les points correspondent aux mesures WINDII et la courbe en traits pleins correspond aux résultats de la modélisation TRANSCAR	68
4.4	Raie verte de l'oxygène atomique mesurée par WINDII le 23 décembre 1995 ($f_{10.7} = 71,2 - A_p = 8$. Les points correspondent aux mesures WINDII et la courbe en traits pleins correspond aux résultats de la modélisation TRANSCAR	68
4.5	Mesures WINDII de l'émission à 630,0 nm. Les panneaux de gauches montrent les taux d'émission volumique au maximum d'émission alors que les panneaux de droite montrent les altitudes des maximums, pour trois angles solaires zenithaux différents. En abscisse est indiqué le flux solaire représenté par l'indice $f_{10.7}$. Les barres d'erreur correspondent à l'écart type obtenu sur la moyenne zonale. Les losanges verts indiquent les résultats des simulations présentés sur les figures 4.1 et 4.2 et les cercles rouges les résultats de simulations complémentaires.	71

4.6	Mesures WINDII de l'émission à 630,0 nm. Les panneaux de gauches montrent les taux d'émission volumique au maximum d'émission alors que les panneaux de droite montrent les altitudes des maximums pour trois angles solaires zenithaux différents. En abscisse est indiqué le flux solaire représenté par l'indice $MgII$. Les barres d'erreur correspondent à l'écart type de la moyenne zonale.	72
4.7	Mesures WINDII de l'émission à 557,7 nm. Les panneaux de gauches montrent les taux d'émission volumique au maximum d'émission alors que les panneaux de droite montrent les altitudes des maximums pour trois angles solaires zenithaux différents. En abscisse est indiqué le flux solaire représenté par l'indice $f_{10.7}$. Les barres d'erreur correspondent à l'écart type de la moyenne zonale. Les losanges verts indiquent les résultats des simulations présentés sur les figures 4.3 et 4.4 et les cercles rouges les résultats de simulations complémentaires.	75
4.8	Mesures WINDII de l'émission à 557,7 nm. Les panneaux de gauches montrent les taux d'émission volumique au maximum d'émission alors que les panneaux de droite montrent les altitudes des maximums pour trois angles solaires zenithaux différents. En abscisse est indiqué le flux solaire représenté par l'indice $MgII$. Les barres d'erreur correspondent à l'écart type de la moyenne zonale.	76
5.1	Modélisation MSIS-90 de la différence de température exosphérique entre des conditions magnétiques fortes ($A_p = 200$) et faibles ($A_p = 10$), pour la journée du solstice de juin. Les trois courbes représentent les différentes latitudes : 50° (trait plein), 0° (ligne en pointillés), et -50° (tirets). Ces différences de température sont tracées en fonction de l'heure locale. . . .	85

- 5.2 Modélisation TRANSCAR de l'émission de la raie rouge et des paramètres associés, pour des conditions magnétiques faibles (traits pleins) et pour des conditions magnétiques fortes (pointillés). Les panneaux à droite, en haut et au milieu, montrent l'intensité et l'altitude du pic d'émission en fonction de l'angle solaire zénithal (SZA). Le panneau en bas à droite montre les trois principales réactions responsables de l'émission (en rouge) à 630,0 nm : la recombinaison dissociative (en vert), les impacts des photoélectrons sur l'oxygène atomique (en bleu), et la photodissociation de l'oxygène moléculaire (en bleu clair). Ces réactions sont tracées pour un SZA de 50°. Les trois panneaux sur la gauche montrent respectivement, depuis le haut jusqu'en bas, la température exosphérique, les rapports des concentrations des neutres (activité magnétique forte sur faible) prises à une altitude de 250 km, et enfin les densités électroniques à 250 km également. 86
- 5.3 Profils verticaux des pertes de l'état 1D de l'oxygène atomique (unité : s^{-1}). Les transitions radiatives, définies par les coefficients d'Einstein, sont constantes avec l'altitude. 88
- 5.4 Modélisation TRANSCAR de l'émission de la raie verte et des paramètres associés, pour des conditions magnétiques faibles ($A_p = 10$, traits pleins) et pour des conditions magnétiques fortes ($A_p = 200$, pointillés). Les panneaux à droite, en haut et au milieu, montrent l'intensité et l'altitude du pic d'émission en fonction de l'angle solaire zénithal (SZA). Les panneaux du bas montrent les trois principales réactions responsables de l'émission (en rouge) à 557,7 nm, avec à gauche un SZA de 30° et à droite un SZA de 70°. Ces trois réactions sont la recombinaison dissociative (en vert), les impacts des photoélectrons sur l'oxygène atomique (en bleu), et la désactivation collisionnelle de l'azote moléculaire (en bleu clair). Le panneau en haut à gauche montre les rapports (forte activité magnétique sur faible activité) de concentration de O , N_2 , $N_2(A^3 \Sigma_u^+)$, et des électrons, pour une altitude de 150 km. Le panneau au milieu à gauche montre le flux de photoélectrons à une énergie de 6 eV pour des SZA de 30 et 70°. 89

5.5	Mesures WINDII des taux d'émission volumiques et de l'altitude du pic de la raie à 630,0 nm. Les taux d'émission volumiques η sont exprimés en photons.cm ⁻³ .s ⁻¹ , et les altitudes Z_{max} en km. Les données sont tracées en fonction de l'indice $MgII$, et les barres d'erreur correspondent à l'écart type. Le jeu de données en noir représente les journées avec des conditions magnétiques faibles ($A_p \leq 10$), et le jeu de données en vert représente les fortes activités magnétiques ($A_p > 10$).	92
5.6	Mesures WINDII des taux d'émission volumiques et de l'altitude du pic thermosphérique de la raie à 557,7 nm. Les taux d'émission volumiques η sont exprimés en photons.cm ⁻³ .s ⁻¹ , et les altitudes Z_{max} en km. Les données sont tracées en fonction de l'indice $MgII$, et les barres d'erreur correspondent à l'écart type. Le jeu de données en noir représente les journées avec des conditions magnétiques faibles ($A_p \leq 10$) et les droites en rouge correspondent aux régressions linéaires correspondantes. Le jeu de données en vert représente les fortes activités magnétiques ($A_p > 30$).	93
5.7	Taux d'émission volumiques du pic thermosphérique de la raie à 557,7 nm, tracés en fonction de la latitude pour cinq orbites différentes. La journée considérée est le 08 mars 1994 ($A_p = 52$).	95
5.8	Intensité du pic thermosphérique (pris à l'altitude du maximum d'émission) de la raie à 557,7 nm, tracé en fonction de l'indice trihoraire K_p correspondant aux trois heures précédent l'orbite considérée. Les barres verticales représentent les intervalles de confiance à 95%.	96
5.9	Altitude du pic thermosphérique de la raie à 557,7 nm, tracée en fonction de l'indice trihoraire K_p correspondant aux trois heures précédent l'orbite considérée. Les barres verticales représentent les intervalles de confiance à 95%.	97
B.1	Pic thermosphérique de la raie verte - 25 Octobre 1992 - $f_{10.7} = 146.8$, $A_p = 7$. Les points correspondent aux mesures WINDII et les traits pleins correspondent aux résultats TRANSCAR. Les losanges correspondent aux résultats TRANSCAR sans dépendance en température dans la réaction de désactivation collisionnelle. Les triangles vers le bas sont les résultats TRANSCAR avec dépendance en température et un taux de réaction de 0,36. Les triangles vers le haut sont les résultats TRANSCAR avec dépendance en température et un taux de réaction de 0,47.	124

Liste des tableaux

1.1	Correspondance entre les indices A_p et K_p (d'après Menvielle et Berthelier (1991)).	23
2.1	Caractéristiques des émissions mesurées par WINDII (d'après Shepherd et al. (1993))	26
2.2	Les raies utilisées pour la mesure du fond continu de l'interféromètre WINDII (d'après Shepherd et al. (1993))	34
2.3	Sources d'étalonnage utilisées par WINDII.	34
3.1	Influence des variations de flux de chaleur électronique sur le profil des raies, pour les conditions suivantes : $f_{10.7} \sim 100$, $A_p \sim 10$, à midi temps local et à une latitude de 50° . Le TEV est le taux d'émission volumique pris au maximum du pic d'émission, et donné en $photons.cm^{-3}.s^{-1}$	57
4.1	Tableau résumant l'influence du flux solaire et de l'angle solaire zénithal sur l'intensité η et l'altitude Z du maximum d'émission de la raie rouge et du pic thermosphérique de la raie verte, émises par l'oxygène atomique.	78
5.1	Tableau résumant l'influence de l'activité magnétique sur l'intensité η et l'altitude Z du maximum d'émission de la raie rouge et du pic thermosphérique de la raie verte, émises par l'oxygène atomique.	98

Bibliographie

- Ahn, B.-H., Akasofu, S.I., and Kamide, Y. : The Joule heat production rate and the particle energetic injection rate as a function of the geomagnetic indices AE and AL, *J. Geophys. Res.*, *88*, 6275, 1983.
- Araujo-Pradere, E.A., Fuller-Rowell, T.J., Codrescu, M.V., and Anghel, A. : Evaluation and prospects for storm-time corrections in the International Reference Ionosphere, *Adv. Space Res.*, *33*, 902-909, 2004.
- Baluja, K.L., and Zeippen, C.J. : $M1$ and $E2$ transition probabilities for states within the $2p^4$ configuration of the OI isoelectronic sequence, *Journal of Physics -B- Atomic Molecular Physics*, *21*, 1455, 1988.
- Barlier F., Berger, C., Falin, J.L., Kockarts, G., and Thuillier, G. : A thermospheric model based on satellite drag data, *Ann. Geophys.*, *34*, 9-24, 1978.
- Barth, C.A. : Three body reactions, *Ann. Phys.*, *5*, 329, 1964.
- Berger, C., Biancale, R., Yui, M., and Barlier, F. : Improvement of the empirical thermospheric model DTM : DTM94 - a comparative review of various temporal variations and prospects in space geodesy applications, *Journal of Geodesy*, *72*, 161-178, 1998.
- Blelly, P.L., Robineau, A., and Alcaydé, D. : Numerical modelling of sporadic ion outflow events above EISCAT, *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, *58*, 273-285, 1996.
- Bouchareine, P. and Connes, P. : Interferometer with compensated field for Fourier transform spectroscopy, *J. Phy.*, *24*, 2, 134-138, 1963.
- Bruinsma, S., Thuillier, G., and Barlier, F. : The DTM-2000 empirical thermosphere model with new data assimilation and constraints at lower boundary : accuracy and properties, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, *65*, 1053-1070, 2003.
- Burns, A.G., Killeen, T.L., and Roble, R.G. : A theoretical study of thermospheric composition perturbations during an impulsive geomagnetic storm, *J. Geophys. Res.*, *96*, 14,154-14,167, 1991.

- Burns, A.G., Killeen, T.L., Deng, W., Carignan, G.R., and Roble, R.G. : Geomagnetic storm effects in the low- to middle-latitude upper thermosphere, *J. Geophys. Res.*, *100*, 14,673-14,691, 1995.
- Chamberlain, J.W. : Physics of the aurora and airglow, *International Geophysics series*, New York Academic Press, 1961.
- Chapman, S. : The absorption and dissociative or ionizing effect of monochromatic radiation in an atmosphere on a rotating earth. Part II Grazing incidence, *Proceedings of the Physical Society*, *43*, 483-501, 1931.
- Culot, F., Lathuillère, C., Lilensten, J., and Witasse, O. : The *OI* 630.0 nm and 557.7 nm dayglow measured by WINDII and modeled by TRANSCAR, *Ann. Geophys.*, *22*, 6, 1947-1960, 2004.
- Culot, F., Lathuillère, C., and Lilensten, J. : Influence of the geomagnetic activity on the *OI* 630.0 and 557.7 nm dayglow, *J. Geophys. Res.*, accepté.
- Doering, J.P., and Gulcicek, E.E. : Absolute differential and integral electron excitation cross section for atomic oxygen. VII - The $^3P\text{-}^1D$ and $^3P\text{-}^1S$ transitions from 4.0 to 30 eV, *J. Geophys. Res.*, *94*, 1541, 1989.
- Doering, J.P. : Absolute differential and integral electron excitation cross section for atomic oxygen. XI - Improved cross sections for the $^3P \rightarrow ^1D$ transition from 4.0 to 30 eV, *J. Geophys. Res.*, *97*, 19531, 1992.
- Encrenaz, T. : Atmosphères planétaires, *Belin - CNRS éditions*, 2000.
- Fuller-Rowell T.J., Codrescu, M.V., Roble, R.G., and Richmond, A.D. : How does the thermosphere and ionosphere react to a geomagnetic storm?, *Magnetic Storms, Geophys. Monogr. Ser.*, *98*, 203-225, 1997.
- Frederick, J.E., Rusch, D.W., Victor, G.A., Sharp, W.E., Hays, P.B., and Brinton, H.C. : The *OI* ($\lambda 5577 \text{ \AA}$) airglow : observations and excitation mechanism, *J. Geophys. Res.*, *81*, 3923, 1976.
- Froese-Fisher, C., and Saha, H.P. : Multiconfiguration Hartree-Fock results with Briet-Pauli corrections for forbidden transitions in the $2p^4$ configuration, *Phys. Rev. A*, *28*, 3169, 1983.

- Fuller-Rowell, T.J., Codrescu, M.V., Rishbeth, H., Moffett, R.J., and Quegan, S. : On the seasonal response of the thermosphere and ionosphere to geomagnetic storms, *J. Geophys. Res.*, *101*, 2343-2353, 1996.
- Galand, M., Liliensten J., Toublanc D., and Sylvestre, M. : The ionosphere of Titan : ideal diurnal and nocturnal cases, *Icarus*, *140*, 92-105, 1999.
- Guberman, S.L. : The production of $O(^1S)$ from dissociative recombination of O_2^+ , *Nature*, *327*, 408, 1987.
- Guberman, S.L. : The production of $O(^1D)$ from dissociative recombination of O_2^+ , *Planet. Space Sci.*, *36*, 47, 1988.
- Hays, P.B., Carignan, G., Kennedy, B.C., Shepherd, G.G., and Walker, J.C.G. : The visible airglow experiment on Atmosphere Explorer, *Radio Sci.*, *8*, 369, 1973.
- Hays, P.B., Abreu, V.J., Solomon, S.C., and Yee, J.-H. : The visible airglow experiment - a review, *Planet. Space Sci.*, *36*, 21-35, 1988.
- Heath, D.F., and Schlesinger, B.M. : The Mg 280 nm doublet as a monitor of changes in solar ultraviolet irradiance, *J. Geophys. Res.*, *91*, 8672-8682, 1986.
- Hecht, J.H., D.J. Strickland, A.B. Christensen, D.C. Kayser, and Walterscheid, R.L. : Lower thermospheric composition changes derived from optical and radar data taken at Sondre Stromfjord during the great magnetic storm of February, 1986, *J. Geophys. Res.*, *96*, 5757-5776, 1991.
- Hedin, A.E. : A revised thermospheric model based on mass spectrometer and incoherent scatter data : MSIS-83, *J. Geophys. Res.*, *88*, 10,170-10,188, 1983.
- Hedin, A.E. : Extension of the MSIS thermosphere model into the middle and lower atmosphere, *J. Geophys. Res.*, *96*, 1159-1172, 1991.
- Hill, S.M., Solomon, S.C., Cleary, D.D., and Broadfoot, A.L. : Temperature dependence of the reaction $N_2(A^3 \Sigma_u^+) + O$ in the terrestrial thermosphere, *J. Geophys. Res.*, *105*, 10,615-10,630, 2000.
- Hilliard, R.L., and Shepherd, G.G. : Wide-angle Michelson interferometer for measuring Doppler line widths, *J. Opt. Soc. Am.*, *56*, 362-369, 1966.
- Hinteregger, H.E., Fukui, K., and Gilson, B.R. : Observational references and model data on solar EUV, from measurements on AE-E, *Geophys. Res. Lett.*, *8*, 1147, 1981.

- Jacchia, L.G. : Revised static models of the thermosphere and exosphere with empirical temperature profiles, *Spec. Rep. 333, Smithson. Astrophys. Obser.*, May 5, 1971.
- Knipp, D. J., Welliver, T., McHarg, M.G., Chun, F.K., Tobiska W.K., and Evans, D. : Climatology of extreme upper atmospheric heating events, *Adv. Space Res.*, in press, 2004.
- Lantos, P. : Le Soleil en face - Le Soleil et les relations Soleil-Terre, *Masson*, 1997.
- Lathuillère, C., Menvielle, M., Amari, T., Boscher, D., Bougeret, J.-L., and Lantos, P. : Modèles, paramètres clés et indices en météorologie de l'espace, Document rédigé à l'occasion de l'Atelier Météorologie de l'Espace de Grenoble les 8-9 Novembre 199, édité par Lathuillère C. et M. Menvielle, Janvier 2000.
- Lathuillère C., Gault, W.A., Lamballais, B., Rochon, Y.J., and Solheim, B.H. : Doppler temperatures from O(¹D) airglow in the daytime thermosphere as observed by the WIND Imaging Interferometer (WINDII) on the UARS satellite, *Ann. Geophysicae*, 20, 203-212, 2002.
- Lathuillère, C., and Menvielle, M. : WINDII thermosphere temperature perturbation for magnetically active situations, *J. Geophys. Res.*, in press, 2004.
- Lean, J., Vanhoosier, M., Brueckner, G., and Prinz, D. : SUSIM/UARS observations of the 120 to 300 nm flux variations during the maximum of the solar cycle : inference for the 11-year solar cycle, *Geophys. Res. Lett.*, 19, 2203-2206, 1992.
- Lean, J. : The sun's variable radiation and its relevance for earth, *Ann. Rev. of Astronomy and Astrophysics*, 35, 33-37, 1997.
- Lilensten, J., and Blelly, P.-L. : Du Soleil à la Terre, *Presse Universitaire de Grenoble*, 1999.
- Lilensten, J., Kofman, W., Wisenberg, J., Oran, E.S., and Devore, C.R. : Ionization efficiency due to primary and secondary photoelectrons : A numerical model, *Ann. Geophysicae*, 7, 83-90, 1989.
- Lilensten, J., and Blelly, P.-L. : The TEC and F2 parameters as tracers of the ionosphere and thermosphere, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 64, 775-793, 2002.
- Lilensten, J., and Bornarel, J. : Sous les feux du Soleil - Vers une météorologie de l'espace, *Grenoble Sciences*, 2001.

- Link, R. : A rocket observation of the 6300 Å/ 5200 Å intensity ratio in the dayside aurora : implication for the production of O(¹D) via the reaction $N(^2D) + O_2 \rightarrow NO + O(^1D)$, *Geophys. Res. Lett.*, 10, 225, 1983.
- Maharaj-Sharma, R. : Solar variability of the atomic oxygen greenline emissions in the middle and lower thermosphere, Ph. D. Thesis, York University, 2002.
- Maharaj-Sharma, R., and Shepherd, G.G. : Long term solar variability of the daytime atomic oxygen (O¹S) emission rate in the middle and lower thermosphere, *J. Geophys. Res.*, 109, A3, A03303, 10.1029/2003JA010183, 2003.
- Mantas, G.P. : Large 6300Åairglow intensity enhancements observed in ionosphere heating experiments are excited by thermal electrons, *J. Geophys. Res.*, 99, 8993, 1994.
- Meier, R.R. : Ultraviolet spectroscopy and remote sensing of the upper atmosphere, *Space Sci. Rev.*, 58, 1, 1991.
- Menvielle, M., and Berthelier, A. : The K-derived planetary indices : description and availability, *Reviews of Geophysics*, 29, 415, 1991.
- Narayanan, R., Desai, J.N., Modi, N.K., Raghavarao, R., and Sridharan, R. : Dayglow photometry : a new approach, *Applied Optics* 28, 2138-2142, 1989.
- Opal, C.B., Peterson, W.K., and Beaty, E.C. : Measurement of secondary-electron spectra produced by electron impact ionization of a number of simple gases, *J. of Chem. Physics*, 55, 4100-4106, 1971.
- Oran, E.S., and Strickland, D.J. : Photoelectron flux in the earth's ionosphere, *Planet. Space Sci.*, 26, 1161-1177, 1978.
- Piper, L.G. : Reevaluation of the transition-moment function and Einstein coefficients for the $N_2(A^3\Sigma_u^+ - X^1\Sigma_g^+)$ transition, *J. Chem. Phys.*, 99, 3174, 1993.
- Rangarajan, G.K. : Indices of geomagnetic activity, in *Geomagnetism*, *Jacobs éditeur*, 323-384, Vol. 3, Academic Press, London, San Diego, 1989.
- Reber C.A., Trevathan, C.E., McNeal, R.J., and Luther, M.R. : The Upper Atmospheric Research Satellite (UARS) mission, *J. Geophys. Res.*, 98, 10,643-10,647, 1993.
- Richards, P.G., and Torr, D.G. : An investigation of the consistency of the ionospheric measurements of the photoelectron flux and solar EUV flux, *J. Geophys. Res.*, 89, 5625, 1984.

- Richards, P.G., Fennelly, J.A., and Torr, D.G. : EUVAC : A solar EUV flux model for aeronomic calculations, *J. Geophys. Res.*, *99*, 8981-8992, 1994.
- Roble, R.G., and Ridley, E.C. : A thermosphere-ionosphere-mesosphere electrodynamics general circulation model (TIME-GCM) : Equinox solar cycle minimum simulations (30-500 km), *Geophys. Res. Lett.*, *21*, 417-420, 1994.
- Schunk, R.W. : Mathematical structure of transport equations for multispecies flows, *Rev. of Geophys. and Space Phys.*, *15*, 429-445, 1977.
- Shepherd, G. G., Roble, R. G., Zhang, S.-P., McLandress, C., and Wiens, R. H. : Tidal influence on midlatitude airglow : Comparison of satellite and ground-based observations with TIME-GCM predictions, *J. Geophys. Res.*, *103*, 14741, 1998.
- Shepherd, G.G., Thuillier, G., Gault, W.A., Solheim, B.H., Hersom, C., Alunni, J.M., Brun, J.-F., Brune, S., Charlot, P., Cogger, L.L., Desauliniers, D.-L., Evans, W.F.J., Girod, F., Gattinger, R.L., Harviee, D., Hum, R.H., Kendall, D.J.W., Llewellyn, E.J., Lowe, R.P., Ohrt, J., Pasternak, F., Peillet, O., Powell, I., Rochon, Y., Ward, W.E., Wiens, R.H., and Wimperis, J. : WINDII, the Wind Imaging Interferometer on the Upper Atmosphere Research Satellite, *J. Geophys. Res.*, *98*, 10,725-10,750, 1993.
- Shepherd, G.G., Roble, R.G., McLandress, C., and Ward, W.E. : WINDII observations of the 558 nm emission in the lower thermosphere : the influence of dynamics on composition, *J. Atmos. Terr. Phys.*, *59*, 655-667, 1997.
- Singh, V., McDade, I.C., Shepherd, G.G., Solheim, B.H., and Ward, W.E. : The O(¹S) dayglow emission as observed by the WIND imaging interferometer on the UARS, *Ann. Geophysicae*, *14*, 637-646, 1996.
- Singh V., and Tyagi, S. : Testing of solar EUV flux models using 5577 Å, 6300 Å and 7320 Å dayglow emissions, *Adv. in Space Research*, *30*, 11, 2557-2562, 2002.
- Solomon, S.C. : Glow model version 0.95, LASP, University of Colorado, Boulder USA, 1992.
- Solomon, S.C., and Abreu, V.J. : The 630 nm dayglow, *J. Geophys. Res.*, *94*, 6817-6824, 1989.
- Sridharan R., Modi, N.K., Pallam Raju, D., Narayanan, R., Pant, T., Taori, A., and Chakrabarty, D. : Multiwavelength daytime photometer - a new tool for the investigations of the atmospheric processes, *Measurement Science and Technology*, *9*, 585-591, 1998.

- Sugiura, M., and Kamey, T. : The equatorial Dst index, in *Equatorial Dst index : 1957-1986*, Berthelier, A., and M. Menvielle éditeurs, IAGA Bulletin 40, ISGI Publication Office, Paris, 1991.
- Tausch, D.R., Carignan, G.R., and Reber, C.A. : Neutral composition variation above 400 km during a magnetic storm, *J. Geophys. Res.*, *76*, 8318-8325, 1971.
- Taori A., Sridharan, R., Chakrabarty, D., Modi, N.K., and Narayanan, R. : Significant upper thermospheric contribution to the O(¹S) 557.7 nm dayglow emission : first ground based evidence, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, *65*, 121-128, 2003.
- Thuillier, G., and Shepherd, G.G. : Fully compensated Michelson interferometer of fixed path difference, *Appl. Opt.*, *24*, 1599, 1985.
- Thuillier, G., and Bruinsma, S. : The MgII index for upper atmosphere modelling, *Ann. Geophysicae*, *19*, 219-228, 2001.
- Thuillier, G., Christophe, J., Azria, G., Herse, M., Fauliot, V., Girod, F., Fratter, C., Thouvenin, J.-P., and Solheim, B.H. : Simulation of the experiment data from WINDII flown on the UARS/NASA satellite, *Simulation*, *59*, 78-91, 1992.
- Thuillier, G., Gault, W., Brun, J.-F., Hersé, M., Ward, W., and Hersom, C. : In-flight calibration of the Wind Imaging Interferometer (WINDII) on board the Upper Atmosphere Research Satellite, *Applied Optics*, *37*, 1356-1369, 1998.
- Thuillier, G., Wiens, R.H., Shepherd, G.G., and Roble, R.G. : Photochemistry and dynamics in thermospheric intertropical arcs measured by the WIND Imaging Interferometer on board UARS : a comparison with TIE-GCM simulations, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, *64*, 405-415, 2002.
- Tobiska, W.K. : Revised solar extreme ultraviolet flux model, *J. Atmos. Terr. Phys.*, *53*, 1005, 1991.
- Tobiska, W.K., and Eparvier, F.G. : EUV97 : Improvements to EUV irradiance modeling in the soft x-rays and FUV., *Solar Physics*, *117*, 147, 1998.
- Tobiska, W.K., Woods, T., Eparvier, F., Viereck, R., Floyd, L., Bouwer, D., Rottman, G., and OWhite, O.R. : The SOLAR2000 empirical solar irradiance model and forecast tool, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, *62*, 1233-1250, 2000.
- Torr, M.R., Torr, D.G., and Hinteregger, H.E. : Solar flux variability in the Schumann-Runge continuum as a function of solar cycle 21, *J. Geophys. Res.*, *85*, 6063, 1980.

- Torr, M.R., Torr, D.G., Richards, P.G., and Yung, S.P. : Mid- and low-latitude model of thermospheric emissions, 1. $O^+(^2P)$ 7320 Å and $N_2(^2P)$ 3371 Å, *J. Geophys. Res.*, *95*, 21,147-21,168, 1990.
- Tyagi, S., and Singh, V. : The morphology of oxygen greenline dayglow emission, *Ann. Geophysicae*, *16*, 1599-1606, 1998.
- Upadhayaya A.K., and Singh, V. : Effects of temperature dependance of reaction $N_2(A^3\Sigma_u^+) + O$ on greenline dayglow emission, *Ann. Geophysicae*, *20*, 2039-2045, 2002.
- Wiens, R.H., V.P. Bhatnagar, and Thuillier, G. : Geomagnetic storm heating effects on the low-latitude dayside thermosphere from WINDII observations at equinox, *Journal of Atmosph. and Solar-Terrestrial Phys.*, *64*, 1393-1400, 2002.
- Winningham, J.D., Decker, D.T., Kozyra, J.U., Jasperse, J.R., and Nagy, A.F. : Energetic (>60 eV) atmospheric photoelectrons, *J. Geophys. Res.*, *94*, 15335, 1989.
- Witasse, O., Lilensten, J., Lathuillère, C., and Blelly, P.-L. : Modelling the OI 630.0 and 557.7 nm thermospheric dayglow during EISCAT-WINDII coordinated measurements, *J. Geophys. Res.*, *104*, 24,639-24,656, 1999.
- Zhang, S.P., and Shepherd, G.G. : Neutral winds in the lower thermosphere observed by WINDII during the April 4-5th, 1993 storm, *Geophys. Res. Lett.*, *27*, 1855-1858, 2000.
- Zhang, S.P., and Shepherd, G.G. : The daytime cusp aurora in the (O^1D) emission observed by WINDII on UARS, Multiscale coupling of Sun-Earth processes, *Eds : A.T.Y. Luy, Y. Kamide and G.Consolini, Elsevier B.V.*, 2004.

Annexes

Annexe A

Constantes de réaction utilisées dans cette étude

Raie verte (557,7 nm)

Réaction	Coefficients	Référence
$O + e_{ph} \rightarrow O(^1S) + e_{ph}$	$\sigma_{1S} = 3,3 \times 10^{-18} \text{ cm}^{-2}$	Doering and Gulcicek [1989]
$O_2^+ + e_{ph} \rightarrow O + O(^1S)$	$k^{\nu=0} = 8,1 \times 10^{-10} \left(\frac{1150}{T_e} \right)^{-1,47}$	Guberman [1987]
	$k^{\nu=1} = 7,5 \times 10^{-8} \left(\frac{300}{T_e} \right)^{0,34}$	Guberman [1987]
$N_2 (A^3 \Sigma_u^+) + O \rightarrow N_2 + O(^1S)$	$k_{dc} = 2,8 \times 10^{-11} \text{ et } \beta_{dc} = 0,36$	Piper et al. [1981]
$O_2 + h\nu \rightarrow O + O(^1S)$	$\sigma_{ph}(\lambda)$	Lawrence and Ewan [1973]
$N + O_2^+ \rightarrow NO^+ + O(^1S)$	$k_{rc} = 2,5 \times 10^{-11}$	Frederick et al. [1976]
$O(^1S) + O_2 \rightarrow O + O$	$k'_{O_2} = 4 \times 10^{-12} \exp\left(\frac{-865}{T_n}\right)$	Slanger and Black [1981]
$O(^1S) + O \rightarrow O + O$	$k'_O = 2 \times 10^{-14}$	Slanger and Black [1981]
$O(^1S) \rightarrow O + h\nu (557,7nm)$	$A_{557,7} = 1,215$	Baluja and Zeippen [1988]
$O(^1S) \rightarrow O + h\nu (297,2nm)$	$A_{297,2} = 0.076$	Baluja and Zeippen [1988]

Raie rouge (630,0 nm)

Réaction	Coefficients	Référence
$O + e_{ph} \rightarrow O(^1D) + e_{ph}$	$\sigma_{1D}(E)$	Doering [1992]
$O + e_{th} \rightarrow O(^1D) + e_{th}$	$k_{et} = 0,596 T_e^{1/2} \frac{9329+T_e}{(51183+T_e)^3}$ * $\exp\left(\frac{-22756}{T_e}\right)$	Mantas [1994]
$O_2^+ + e_{th} \rightarrow O + O(^1D)$	$k^{\nu=0} = 2,21 \cdot 10^{-7} \left(\frac{300}{T_e}\right)^{0,46}$ $k^{\nu=1} = 1,82 \cdot 10^{-7} \left(\frac{300}{T_e}\right)^{0,49}$	Guberman [1988] Guberman [1988]
$O_2 + hv \rightarrow O + O(^1D)$	$\sigma_{sr}(\lambda)$	Torr et al. [1980]
$N(^2D) + O_2 \rightarrow NO + O(^1D)$	$k_{rc1} = 5 \cdot 10^{-12}$	Torr et al [1990]
$N^+ + O_2 \rightarrow NO^+ + O$	$k_{rc2} = 2 \cdot 10^{-10}$	Huntress et al. [1976]
$O(^1D) + N_2 \rightarrow O + N_2$	$k_{N_2} = 2 \cdot 10^{-11} \exp\left(\frac{107,8}{T_n}\right)$	Streit et al . [1976]
$O(^1D) + O_2 \rightarrow O + O_2$	$k_{O_2} = 2,9 \cdot 10^{-11} \exp\left(\frac{67,5}{T_n}\right)$	Streit et a l. [1976]
$O(^1D) + O \rightarrow O + O$	$k_O = (3,730 + 1,1965 \cdot 10^{-1} T_n^{0,5} - 6,5898 \cdot 10^{-4} T_n) * 10^{-12}$	Sun and Dalgarno [1992]
$O(^1D) + e_{th} \rightarrow O + e_{th}$	$k_{e_{th}} = 6,6 \cdot 10^{-10}$	Sobral et al. [1992]
$O(^1D) \rightarrow O + hv(630.0 \text{ nm})$	$A_{630.0} = 7,1 \cdot 10^{-3}$	Froese-Fisher
$O(^1D) \rightarrow O + hv(636.4 \text{ nm})$	$A_{636.4} = 2,2 \cdot 10^{-3}$	and Saha [1983]

Annexe B

Etude de la dépendance en température de la désactivation collisionnelle de N_2

Certaines études récentes ont discuté l'introduction d'une dépendance en température dans le taux de réaction de la désactivation collisionnelle de N_2 . Cette réaction est prise en compte dans les productions de la raie verte. L'introduction de la dépendance en température ne s'est pas révélée pertinente dans tous les cas, et nous avons voulu vérifier son intérêt pour notre modèle TRANSCAR.

Etudes récentes

Hill et al. (2000) ont étudié la dépendance en température de la désactivation collisionnelle de l'azote moléculaire par l'oxygène atomique, et ont introduit dans le taux de réaction un terme proportionnel à $\left(\frac{T}{T_0}\right)^{(1/2)}$. Ils ont utilisé pour cette réaction un taux de branchement de 0,47, et ont utilisé le modèle de Hinteregger et al. (Hinteregger et al. (1981)) pour obtenir le flux solaire EUV, à l'exception que les radiations sous les 250 Å ont été augmentées d'un facteur 2. Il est à noter par ailleurs que les mesures continuent à montrer des différences par rapport aux sorties de leur modèle.

Plus récemment, Upadhyaya et Singh (2002) ont également étudié les effets de la température sur la réaction de désactivation collisionnelle de N_2 . Ils ont tiré les conclusions suivantes :

- Les taux d'émission volumiques obtenus avec le modèle de flux solaire EUV d'Hinteregger (Hinteregger et al. (1981)), un taux de réaction de 0,36 pour la désactivation collisionnelle de N_2 , ainsi que le terme introduisant la dépendance en température

de Hill et al. (2000), sont en très bon accord avec les mesures WINDII dans la zone d'altitude correspondant au pic thermosphérique.

- Les taux d'émission volumiques obtenus dans les mêmes conditions, mais en utilisant le modèle de flux EUV de Tobiska (Tobiska (1991)), présentent une surévaluation de l'ordre de 12% par rapport aux mesures WINDII dans la région du pic thermosphérique.
- En utilisant des taux de réaction de 0,47, les taux d'émission volumiques sont de l'ordre de 20 et 40% plus important, et ceci lorsque l'on utilise respectivement les modèles de Hinteregger et al. ou de Tobiska pour calculer le flux solaire EUV.

Introduction de la dépendance en température dans TRANSCAR

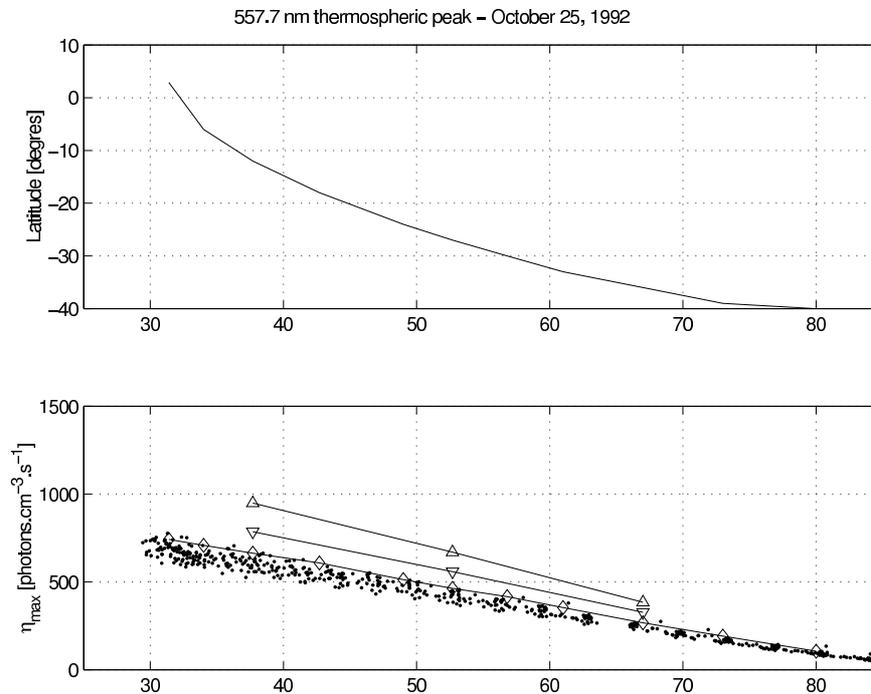


FIG. B.1 – Pic thermosphérique de la raie verte - 25 Octobre 1992 - $f_{10.7} = 146.8$, $A_p = 7$. Les points correspondent aux mesures WINDII et les traits pleins correspondent aux résultats TRANSCAR. Les losanges correspondent aux résultats TRANSCAR sans dépendance en température dans la réaction de désactivation collisionnelle. Les triangles vers le bas sont les résultats TRANSCAR avec dépendance en température et un taux de réaction de 0,36. Les triangles vers le haut sont les résultats TRANSCAR avec dépendance en température et un taux de réaction de 0,47.

La figure B.1 montre les résultats obtenus avec TRANSCAR en introduisant la dépendance

dance en température dans la réaction de désactivation collisionnelle, ainsi qu'un taux de réaction de 0,36 ou 0,47. Il apparaît que le taux d'émission volumique obtenu, en utilisant le modèle de flux extrême ultra-violet EUVAC (Richards et al. (1994)) avec un taux de réaction de 0,36, est surestimé d'environ 20% par rapport aux mesures WINDII. Lorsque le taux de réaction est de 0,47, cette surévaluation est de l'ordre de 40%.

Conclusions

Upadhyaya et Singh (2002) ont conclu leur travail en disant qu'il était extrêmement difficile de tirer des conclusions en ce qui concerne l'introduction du terme faisant intervenir la température dans le taux de réaction de $N_2 + O$ lorsque l'on utilise le modèle de flux EUV de Tobiska.

Nous pouvons tirer les mêmes conclusions en ce qui concerne TRANS CAR, qui utilise le modèle EUVAC pour obtenir le flux solaire ultra-violet. En effet, l'introduction du coefficient prenant en compte la température n'a pas amélioré les résultats, et ceci que l'on prenne un taux de réaction de 0,36 ou 0,47. Les différences obtenues sont du même ordre qu'avec le modèle de flux de Tobiska, avec une surestimation de l'ordre de 20% pour un taux de 0,36, et de l'ordre de 40% pour un taux de 0,47.

Nous avons donc choisi de ne pas introduire cette dépendance en température dans la réaction de désactivation collisionnelle utilisée par TRANS CAR, les résultats sans cette dépendance étant plus proches des mesures WINDII.

Annexe C

Articles publiés pendant la thèse

- Culot, F., Lathuillère, C., Lilensten, J., and O. Witasse :
The *OI* 630.0 nm and 557.7 nm dayglow measured by WINDII and modeled by TRANSCAR,
Ann. Geophys., 22, 6, 1947-1960, 2004.

- Culot, F., Lathuillère, C., and Lilensten., J. :
Influence of the geomagnetic activity on the *OI* 630.0 and 557.7 nm dayglow,
J. Geophys. Res., sous presse.

The OI 630.0 and 557.7 nm dayglow measured by WINDII and modeled by TRANSCAR

F. Culot¹, C. Lathuillère¹, J. Liliensten¹, and O. Witasse²

¹Laboratoire de Planétologie de Grenoble, Bâtiment D de physique, B.P. 53, 38041 Grenoble cedex 9, France

²ESA ESTEC, PO Box 299, 2200 AG Noordwijk, The Netherlands

Received: 10 October 2003 – Revised: 16 January 2004 – Accepted: 2 February 2004 – Published:

Abstract. A 1-D fluid/kinetic code is used to model WIND Imaging Interferometer measurements of the atomic oxygen (³P-¹D) red and (¹D-¹S) green thermospheric dayglows at 630.0 nm and 557.7 nm. This modelling is performed for different latitude and solar zenith angle conditions, in order to reproduce the measurements all along the satellite orbit. Results are successfully compared to the interferometer's observations, reproducing the measured volume emission rates, together with the maximum emission altitude. A good agreement is found regardless of the position considered along the satellite orbit, meaning that the solar flux and the solar zenith angle influences were successfully taken into account. Together with this model study, a four-year red and green oxygen lines set of WINDII data is analysed with regards to those geophysical parameters. Correlations between volume emission rates and solar flux are evaluated and it is found that the *MgII* index is better suited to this kind of study than the *f*_{10.7} decimetric index.

Key words. Atmospheric composition and structure (airglow and aurora; thermosphere – composition and chemistry) – Ionosphere (modeling and forecasting)

1 Introduction

Studying the atmosphere's airglow emissions is a broad research topic, which provides valuable information about the chemical and dynamical processes controlling the state of the upper mesosphere and lower thermosphere. Even if this aeronomic research field is quite new (the word "airglow" was first used by Chamberlain (1961)), a number of studies have been done to examine the various upper atmosphere emissions. Among those emissions, the O(¹D) 630.0 nm red and O(¹S) 557.7 nm green atomic oxygen lines are the most intense and, therefore, have been the subject of numerous studies, using two complementary approaches: observations involving ground-based rocket and satellite tech-

niques, and modeling. We focus on the thermospheric dayglow. Most of the available data were obtained either from the visible airglow instrument (Hays et al., 1973), or from the WIND Imaging Interferometer (WINDII) (Shepherd et al., 1993), that we will use here. Ground-based daytime observations are more recent because of detection problems due to the presence of a high solar background against a faint dayglow emission. The first studies were made possible with the development of dayglow photometers (DGP) (Narayanan et al., 1989) and multi-wavelength daytime photometers (MWDPM) (Sridharan et al., 1998). In a very recent paper, Taori et al. (2003) discussed simultaneous ground-based observations of red and green dayglow and outlined the significant importance of the thermospheric contribution to the 557.7 nm emission, as already shown by rocket and satellite measurements.

The complementary approach to measurements is modeling: the different line excitation processes begin to be well understood, as shown by the confrontation of the modelling to the observations. Several papers review such works, among them (Solomon and Abreu, 1989) for the red line and (Singh et al., 1996) for the green line. Most of the recent studies try to model WINDII observations whose database covers several years, including all geophysical conditions. However, most of these studies focus on a limited set of data. Among the most recent ones, Tyagi and Singh (1998), using the Solomon's glow model, have shown a reasonable agreement between modelled data and a morphological picture of WINDII observations of the greenline dayglow obtained between December 1992 and April 1993. Witasse et al. (1999) modeled both the red and green lines emissions for EISCAT-WINDII correlated observations and highlighted the need for renewed measurements of the EUV solar spectrum, that is one of the main input to any glow model.

In addition to this input, some of the reaction rate coefficients are still under debate. For example, a new temperature dependant rate coefficient for the reaction $N_2(A^3\Sigma_u^+) + O$, is proposed by Hill et al. (2000). The Upadhyaya and Singh (2002) and the Singh and Tyagi (2002) papers outline the resulting ambiguity. They discuss both the EUV spectrum

Correspondence to: F. Culot
(frederic.culot@obs.ujf-grenoble.fr)

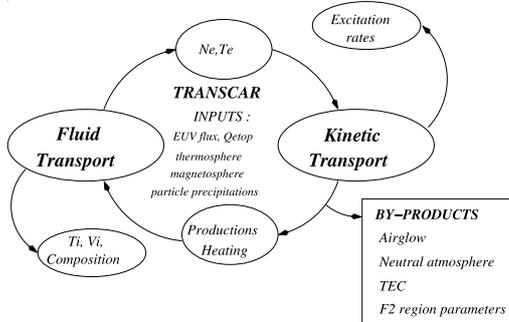


Fig. 1. Synopsis of the TRANSCAR model.

model and the Hill et al. (2000) new temperature dependant coefficient for best representing WINDII dayglow emissions.

Our work comes naturally in this modelling perspective but aims to give a more global picture of the thermospheric WINDII measurements over its 5 first years of observations, and moreover to discuss the current ability to model the main features that are observed. For this purpose, we focus on the altitude and intensity (Volume Emission Rate - VER) of the 630.0 nm dayglow and of the thermospheric layer of the 557.7 nm dayglow, for which a statistical analysis over 5 years is done. We model the WINDII observations along the satellite orbit meaning that we take into account the coupled influence of local time (or Solar Zenith Angle - SZA) and latitude. This is done for high and low solar activity and for both emissions.

The TRANSCAR model and its glow added software (Witasse et al., 1999) that we use here, is presented in the first section. It has shown its ability to correctly describe high latitude measurements but needs to be tested against other geophysical conditions and latitudes. The calculation of the peak and intensity of the thermospheric emissions from WINDII instrument is described in the second section. Then, the results obtained from the modelling of the oxygen emissions along the WINDII orbit are discussed. Finally, the statistical behaviour of the thermospheric red and green oxygen line emissions is presented, as a function of the two main geophysical parameters that characterize them: the solar zenith angle and the solar activity. This statistical study is limited to periods of quiet magnetic activity.

2 TRANSCAR model

A complete description of TRANSCAR can be found in Liliensten and Blelly (2002), including the most recent enhancements. Only the global structure of the code will be recalled here. However, the model was run only for high latitudes until now, and thus a discussion about why it's use can

be extended to mid- and low-latitudes is included after the model presentation.

2.1 Model description

To give a brief overview of the code, one can say that TRANSCAR is based on the coupling of two models:

- A one-dimensional time-dependant fluid model of the ionosphere which solves the temporal evolution of the lower moments: concentration, velocity, temperature and heat flow of the isotropic distribution function of six ions (O_2^+ , N_2^+ , NO^+ , O^+ , H^+ and N^+) and electrons
- A kinetic model which solves the energetic electron transport equation and provides electron heating and ion production rates.

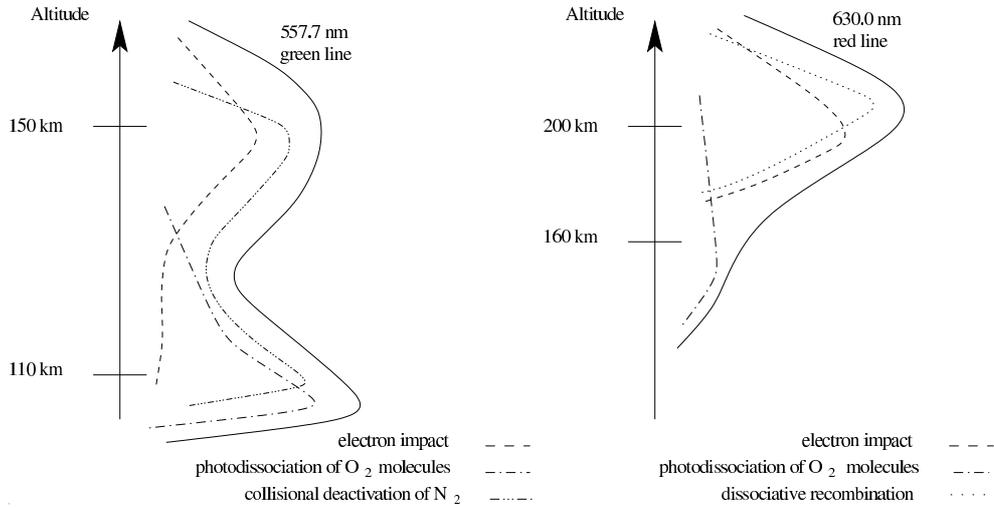
The dynamically coupling of both parts of TRANSCAR is illustrated by the synopsis in Fig. 1.

Concerning the photochemical model used to simulate the red and green oxygen lines emissions, all of the production and loss processes with the corresponding rates for the $O(^1D)$ and $O(^1S)$ states are given in Witasse et al. (1999). The main reactions used in the model are summarized in Table 1. Figure 2 is a scheme that shows the relative contributions of these major processes. This scheme represents the oxygen red and green lines at mid-latitudes (around 45°), at around 12:00 local time, and for weak solar activity ($f_{10.7} \sim 120$) and weak magnetic activity ($A_p \leq 10$). The most important production processes at the maximum of the layers are the photoelectron impacts and the collisional deactivation of N_2 for the 557.7 nm thermospheric emission, and the dissociative recombination, together with the photoelectron impacts for the 630.0 nm emission.

Using the TRANSCAR model, Witasse et al. (1999) computed the oxygen thermospheric dayglow at high latitude (Tromsø, $69.6^\circ N$). They first compared the modelled ionosphere to European Incoherent Scatter (EISCAT) radar measurements. This allowed one to calibrate the neutral atmosphere. Then, they compared the airglow results with WINDII data. In the present work, no calibration of the neutral atmosphere is performed. The vertical profiles of the major neutral components are taken directly from the empirical model MSIS-90 (Hedin, 1991), and the EUVAC model (Richards et al., 1994) is used to provide the solar EUV flux. Electron density and temperature, ion densities and temperatures, as well as $O(^1D)$ and $O(^1S)$ emission rates, are calculated consistently within the model throughout the whole thermosphere altitude range without the use of any other empirical model than the two cited above. Lathuillere et al. (2002) have shown that the MSIS-90 model was fully consistent with thermospheric temperatures deduced from $O(^1D)$ WINDII measurements for quiet magnetic activity periods and have pointed out that the MSIS-90 model underestimates these temperatures for large magnetic activity. Therefore, we have limited the present study to days with low magnetic activity. A discussion about the choice of the solar EUV model

Table 1. Main production processes used in TRANSCAR for the red and green atomic oxygen lines.

630 nm red line	557.7 nm green line
Electron impact $O + e_{\text{ph}} \rightarrow O(^1D) + e_{\text{ph}}$	Electron impact $O + e_{\text{ph}} \rightarrow O(^1S) + e_{\text{ph}}$
Photodissociation of O_2 molecules $O_2 + h\nu \rightarrow O + O(^1D)$	Photodissociation of O_2 molecules $O_2 + h\nu \rightarrow O + O(^1S)$
Dissociative recombination $O_2^+ + e_{\text{th}} \rightarrow O + O(^1D)$	Collisional deactivation of N_2 $N_2(A^3\Sigma_u^+) + O \rightarrow N_2 + O(^1S)$


Fig. 2. Relative contributions of processes involved in the green (left-hand side) and red (right-hand side) atomic oxygen day time emissions (after Witasse et al., 1999). This scheme stands for solar conditions with $f_{10.7} \sim 120$, low magnetic activity ($A_p < 10$) and at 12:00 LT.

in TRANSCAR can be found in Liliensten and Bletly (2002) and Witasse et al. (1999).

In this study, we model the oxygen emissions along a whole satellite orbit, that corresponds to the zonal mean of a given day as described below. Each point was obtained after the TRANSCAR simulation was run for 10 h (in local time) in order to reduce dependence on initial conditions and to be sure to be in a steady-state situation. The fluid equations are solved every second to provide the electron temperature and concentration, and the kinetic code is called every five minutes, in order to regenerate the heating rates and ion productions.

2.2 Use of TRANSCAR at mid- and low-latitudes

The geometry of the physics is different in the nightside and in the dayside. In the nightside, the electrons are coming along the geomagnetic lines and any secondary electron due to ionisation through impact is driven along the geomagnetic line. The secondary electron angular phase function

is strongly forward peaked, while the primary electron keeps its initial direction (Opal et al., 1971). The movement may be upward or downward. The pitch angle under which the incident electron collide with a neutral target is reflecting the fact that the electrons rotate around the local line of force, while the centre of mass follows the line of force. Therefore, in the nightside, the natural geometry is to describe the movement along the \mathbf{B} field. Any projection along the altitude axis is not possible when the two are perpendicular. At low latitude, the fact that the line of force is almost perpendicular to the pressure gradient introduces some error that has not been carefully quantified yet.

The problem has to be reconsidered in the dayside of the Earth. The reason is that the primary source of electrons is the solar XUV-EUV flux. The natural geometry is then the line of sight between the observation altitude and the Sun. The projection along the vertical axis is taken into account through a Chapman function. When a photoionisation occurs, the primary photoelectron is created in any direc-

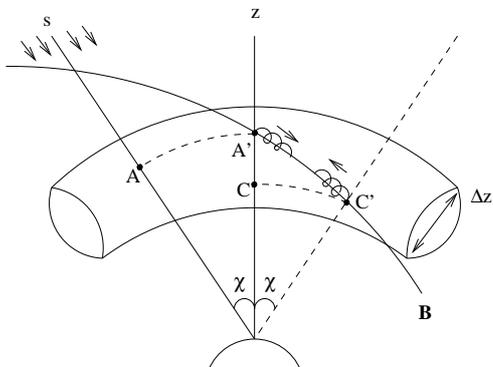


Fig. 3. Problem Geometry. The axis s is the solar-terrestrial axis. At an observation point at the surface of the Earth, the solar zenith angle is χ . The vertical axis at this point is z . The local magnetic field line is represented by the symbol B , and we consider an atmospheric slab of thickness Δz .

tion: the angular phase function is simply isotropic. Then, when this primary electron creates a secondary production through impact, the secondary electron is forward peaked, but since the primary electron comes from any direction, the result is that on average, the secondary electrons have an isotropic distribution. This fact has a tremendous impact on the physics. We may consider 2 steps illustrated in Figs. 3 and 4.

In Fig. 3, we consider an atmosphere slab. It is characterized by a single density value (actually, one per species), a single temperature, and a single magnetic angle value. The line of sight is s , the vertical axis is z . A photoelectron created in A is projected on the z axis by a Chapman function (point A'). There, the motion of its centre of force is along the local magnetic line. The isotropy means here that its pitch angle is isotropically distributed. Let us consider that it goes down with an angle μ (with a projection). In the same slab, an electron created in C would be projected in C' with an isotropically distributed pitch angle. Its probability to go upward along the local magnetic line with the pitch angle μ is exactly the same ($1/4\pi$) as the first electron to escape A' downward with a pitch angle μ . The conclusion of this geometry is that in A' , there are as many photoelectrons going in any direction.

To envision the following, we consider Fig. 4. The question is now “on which projection is there a variation in the stationary electron flux?”. This means that we are now not dealing with the photoproduction but with the electron transport, i.e. with the Boltzmann equation. In Fig. 4a, we consider an horizontal projection. On the basis of what precedes, the horizontal projection of a secondary electron created in A' by a collision between a photoelectron (isotropically created) and a neutral is exactly compensated by a secondary electron coming from the point D' . This is a consequence of

the isotropy of the photoelectrons (which are now the ionization source). This is also a consequence of the fact that we suppose that the atmosphere is horizontally stratified (or, as in Fig. 3, stratified parallel to the surface of the Earth). Therefore, there is no information in the horizontal axis on the variation of the stationary electron flux.

In Fig. 4b, we look at the vertical projection. An electron which escapes the point A' in a given altitude slab to the lower (respectively larger) altitudes meets a denser (or weaker) atmosphere. Its absorption by inelastic collision increases as the collision depth increases. Therefore, it cannot be compensated by an electron coming from a point E' in the closest lower slab. In short, the electron flux variations occur in the vertical axis (or in the axis perpendicular to the atmospheric slab). When the magnetic field is also horizontal, the problem becomes simply local at the scale of the free mean path of the electrons.

This explains why the TRANSCAR model is still valid at middle and low latitudes in the dayside of the Earth, as the results shown in Sect. 4.1 will confirm. This configuration had already been used to forecast the ionospheric production in the ionosphere of Titan (Galand et al., 1999).

3 WINDII observations

3.1 The instrument

The dayglow measurements are derived from the WIND Imaging Interferometer (WINDII), flying on board the NASA UARS satellite launched on 12 September 1991 and dedicated to middle atmosphere studies (Reber et al., 1993). The WINDII instrument is based on the concept of a field-widened Michelson interferometer first described by Bouchareine and Connes (1963), and implemented in a configuration later conceived by Hilliard and Shepherd (1966). The most detailed description of the instrument can be found in Shepherd et al. (1993). WINDII, which was jointly sponsored by the Canadian Space Agency and the French Centre National d'Etudes Spatiales, in collaboration with NASA, allows one to obtain the volume emission rates of the $O(^1S)$, $O(^1D)$, OH and O_2 lines, corresponding to an altitude ranging from 80 to 300 km. Error bars on the volume emission rates are about 1 to 10 photons.cm⁻³.s⁻¹. All the data presented here are produced by the WINDII software version 5.11 and extracted from L2FD files that contain for a given day the field of view observations, i.e. altitude profiles of emission rates, temperatures and line of sight velocity along each orbit.

3.2 Altitude and emission at the maximum of the thermospheric layers

In order to calculate the intensity and altitude at the maximum of the $O(^1D)$ and $O(^1S)$ thermospheric layer, a least-squares fitting is performed on the emission rate altitude profiles, with respect to the shape of the considered emission.

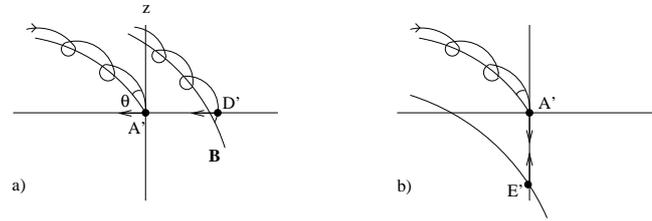


Fig. 4. Problem Geometry. The magnetic field has a magnetic dip angle θ at the observation point A' . The axis z represents the vertical axis and the abscissa is the horizontal.

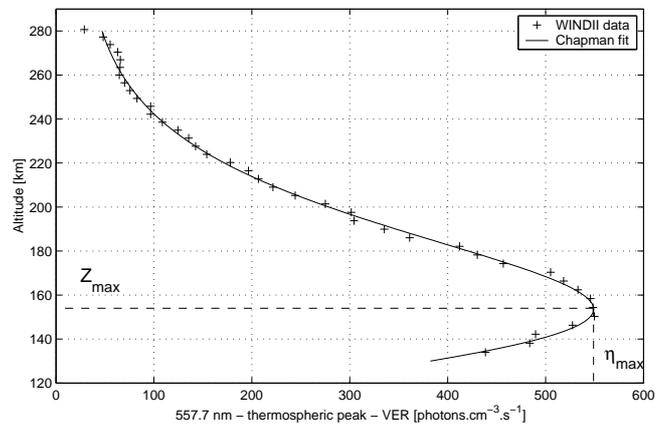
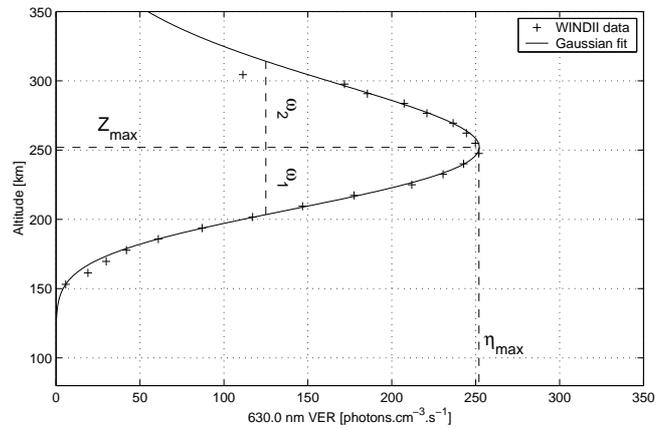


Fig. 5. The (top) 630.0 nm Volume Emission Rate fitted by a Gaussian function and (bottom) 557.7 nm thermospheric peak fitted by a Chapman function.

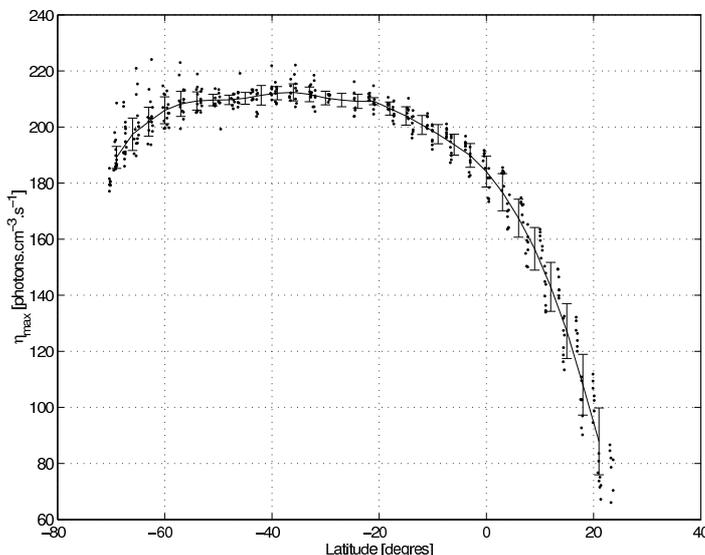


Fig. 6. WINDII data of the oxygen red emission measured on 1 April 1992 ($A_p=13$, $f_{10.7}=191.4$). Dots represent the WINDII 630.0 nm VER data plotted versus latitude, and the line represents the corresponding zonal average. Error bars indicate the standard deviation.

For the 630.0 nm red line emission, an asymmetrical Gaussian profile was used to describe the measurements (Thuillier et al., 1992). This function is represented by:

$$\eta(z) = \eta_{\max} \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{z - z_{\max}}{x_1 + x_2 z}\right)^2\right), \quad (1)$$

where η is the volume emission rate, z is the altitude of the emission, x_1 and x_2 are calculated from w_1 and w_2 which represent the lower and upper width of the profile (see Fig. 5).

For the 557.7 nm green line thermospheric peak, the profiles are best fitted with a Chapman-like function written as follows:

$$\eta(z) = \eta_{\max} \exp(1 - b - \exp(-b)), \quad (2)$$

where $b = \frac{z - z_{\max}}{H}$, with H as the scale height of the Chapman profile.

This Chapman function was first exposed in Chapman (1931), and its ability to describe the oxygen green line thermospheric peak was discussed in Maharaj-Sharma and Shepherd (2002).

The examples in Fig. 5 show the good agreement between the theoretical profiles and the oxygen red and green lines layers. The top panel corresponds to the red line emission and the bottom one to the green line, with plus markers representing the WINDII data and the plain line representing the corresponding fit. For the entire set of data, we found a maximum deviation of less than 10% in the worst cases, between the WINDII measurements and the corresponding fit.

3.3 Zonal average

The WINDII data sampling pattern is determined by the interferometer viewing geometry and the UARS orbit characteristics. As described in Shepherd et al. (1993), WINDII observations are performed at the Earth limb in two directions, 45 and 135° with respect to the UARS velocity vector. The satellite orbit is circular (radius ~ 585 km) and inclined at $\sim 57^\circ$. Its period is 96 min and its precession is about 20 min per day. This means that under ideal circumstances, a given latitude would be uniformly sampled (in Universal time and longitude) at about the same local time, about 15 times a day, for each of the upleg and downleg orbit segments, the data from each leg being about 12 h local time apart. In order to study the statistical variability of the dayglow with solar flux (solar activity and solar zenith angle), one has used a zonal average. This process averaged out any longitudinal variability associated with the dynamical processes, like tides and planetary waves, whose influence has been clearly identified on the $O(^1S)$ night-time emission rate (Shepherd et al., 1997) and on the $O(^1D)$ nightglow in the intertropical zone (Thuillier et al., 2002). Longitudinal variations of the $O(^1S)$ dayglow are also presented in Shepherd et al. (1997) and Maharaj-Sharma (2003), and discussed in terms of planetary waves influence. This zonal average consists first in the interpolation of the measurements to regularly spaced latitudes, and then in taking a mean value at those given latitudes. This average requires a two-step process: one with all the peak data (height and intensity) for a given latitude, and thereafter a second step only taking into

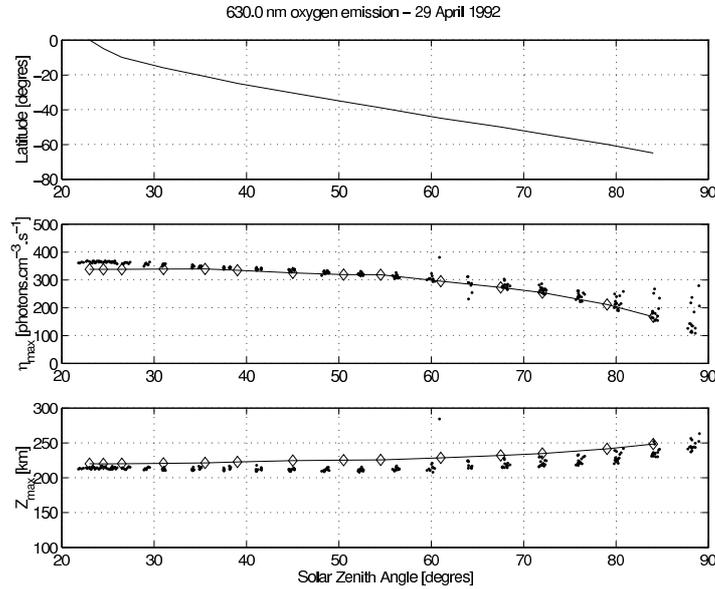


Fig. 7. 630.0 nm oxygen line – 29 April 1992 – $f_{10.7}=128.5$, $A_p=7$. Dots correspond to WINDII measurements and line/diamonds correspond to TRANSCAR results.

account the measurements within 2σ , σ being the standard deviation. This second mean allows us to remove a few bad data points. One example of a zonal mean can be seen in Fig. 6, which represents the 630.0 nm volume emission rate maximum, measured by WINDII on 1 April 1992. Individual measurements used in the mean being at most 20 min LT apart, correspond to Solar Zenith Angle values less than 3° apart at the equator and 5° apart at a latitude of 60° north or south.

4 Results

4.1 Modelling of the volume emission rate along the WINDII orbit

In this section we have chosen to present simulations of WINDII observations on two days for each thermospheric layer, one corresponding to low solar activity and the other to high solar activity. The results are presented as a function of SZA, which is one of the main parameters that controls the dayglow, together with solar activity. However, one has to keep in mind that each SZA corresponds to a given latitude, depending on the satellite orientation, and that the latitude is another parameter that influences the emission rates through the latitudinal variation of the neutral atmosphere. This is why on the following figure s, the latitudinal extent of the measurements is also indicated. The WINDII data have

not been zonally averaged to show the extent of the variability of the measurements along the different orbits.

4.1.1 The red line

Figures 7 and 8 show red line measurements taken on 29 April 1992, and 9 January 1995. The $f_{10.7}$ index for the first day was equal to 128.5, and the A_p index was 7, and for the second day we had $f_{10.7}=73.7$ and $A_p=7$. The upper panel shows the evolution of the latitude with regards to the SZA, the mid panel shows the maximum volume emission rate in photons.cm⁻³.s⁻¹ and the bottom panel corresponds to the altitude in kilometers of the red line emission maximum, both extracted using Eq. (1). For the VER and altitude panels, the dots represent the WINDII data and the diamond-shape curve corresponds to the TRANSCAR results. Those diamonds indicate the SZA for which the code was run, and the line is a linear interpolation of the model results between two runs.

The first noticeable characteristic is a reasonable agreement between the model results and WINDII data: TRANSCAR reproduces correctly the variation of the measurements with solar zenith angle, and this, for weak solar activity (on 9 January 1995), or for strong solar activity (on 29 April 1992).

When taking a closer look at the small solar zenith angles, one can notice a small discrepancy, with modeled VER being weaker than the ones measured by WINDII, by about 10%.

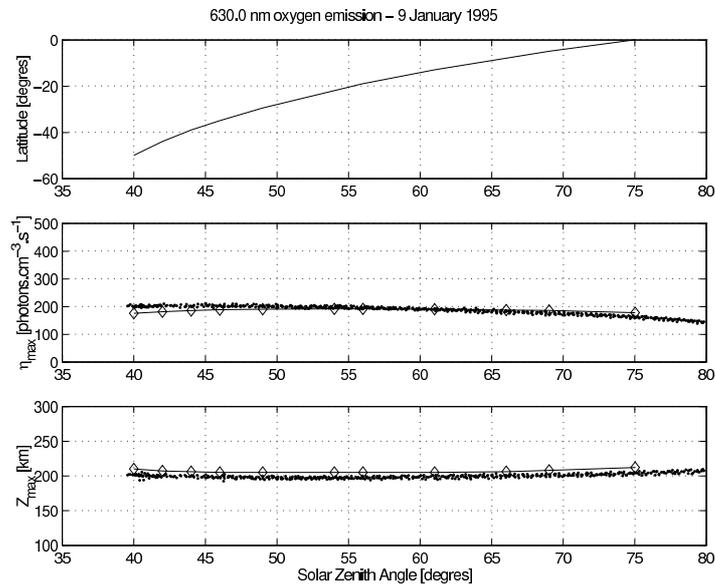


Fig. 8. 630.0 nm oxygen line – 9 January 1995 – $f_{10.7}=73.7$, $A_p=7$. Dots correspond to WINDII measurements and line/diamonds correspond to TRANSCAR results.

This underestimation corresponds to low latitudes on 29 April and on 9 January, the underestimation occurs on the contrary, at middle latitudes, which makes it impossible to explain the observed discrepancy with a variation in latitudes. Another point is that TRANSCAR does not yet take into account the influence of the photoelectrons produced in the conjugate hemisphere and transported along the magnetic field lines. But Torr et al. (1990) showed, taking the example of the $O^+(^2P)$ 732 nm and the $N_2(2P)$ 337.1 nm emissions which are mainly produced by the action of those energetic electrons, that the conjugate photoelectrons influence can only be seen during the night in the winter hemisphere. Thus, including a proper treatment of conjugate photoelectrons in TRANSCAR would not have been significant in the calculation of dayglow emissions. On the other hand, a possible cause of the discrepancy observed on the red line would be the weak representativity of the $f_{10.7}$ index with respect to the solar EUV activity, compared to the $MgII$ index, as discussed in Sect. 4.2. As the solar EUV influence is the most important for small solar zenith angles, this would explain why the discrepancy is mainly noticeable below $SZA=45^\circ$. TRANSCAR also over-evaluates slightly the peak altitude, with modelled altitudes higher than the measured ones of about 10 km. We note that 10 km is the order of magnitude of the variable altitude step of the model in the F-region, but we cannot assert that the 10 km discrepancy is due to the model height resolution. In Fig. 7 and Fig. 8, one can also notice the very low scattering of the measurements. Only for high

latitudes on 9 April, this scattering increases. This low scattering which corresponds to very low longitudinal variations, justifies the zonal means used in the following statistics.

4.1.2 The green line

As for the red line, two dates are presented in order to study the variations of the 557.7 nm oxygen green emission: 25 October 1992 and 23 December 1995. Figures 9 and 10 show TRANSCAR results and WINDII data for those two days, and we remind the reader here that only the maximum of the thermospheric layer is presented on those plots. The $f_{10.7}$ index for the first day was equal to 146.8, and the A_p index was 7, and for the second day we had $f_{10.7}=71.2$ and $A_p=8$. Those two days were chosen for the similarities in the satellite orbits, with low solar zenith angles corresponding to low latitudes, and solar zenith angles greater than 60° corresponding to latitudes below 30° south, as shown on the upper panels of Figs. 9 and 10. The magnetic activity is also nearly identical, meaning that the main difference between those two sets of measurements comes from the solar flux intensity. For the strong solar flux conditions (25 October 1992), the measured volume emission rates are almost twice as strong as for the low solar conditions day (23 December 1995). Those large differences were properly reproduced by the TRANSCAR model. However, a small overestimation is noticeable at low latitudes, but it represents a deviation of less than 10% from the mean and remains inside the maximum WINDII values. Despite this discrepancy, TRAN-

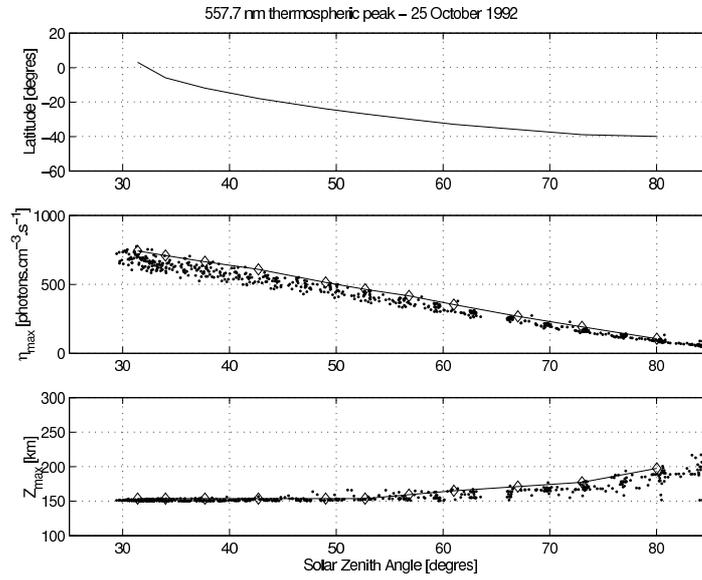


Fig. 9. 557.7 nm oxygen thermospheric line – 25 October 1992 – $f_{10.7}=146.8$, $A_p=7$. Dots correspond to WINDII measurements and line/diamonds correspond to TRANSCAR results.

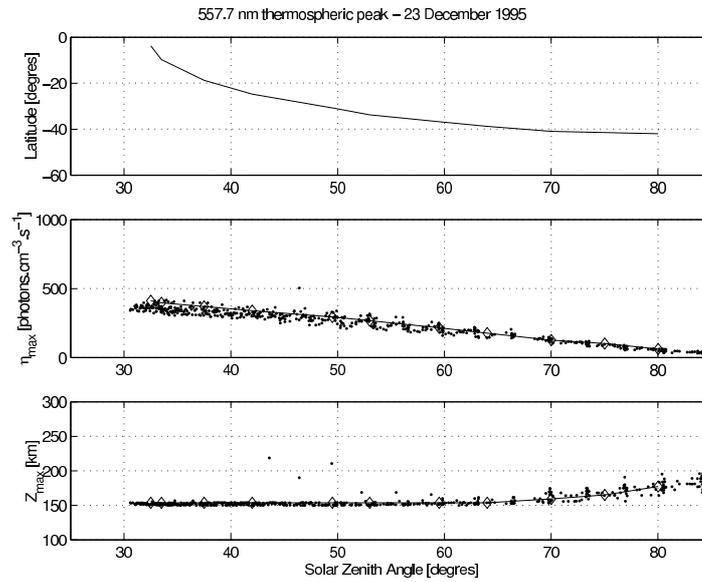


Fig. 10. 557.7 nm oxygen thermospheric line – 23 December 1995 – $f_{10.7}=71.2$, $A_p=8$. Dots correspond to WINDII measurements and line/diamonds correspond to TRANSCAR results.

Table 2. Geophysical parameters for the three selected days represented in the frame in Fig. 12. The first date corresponds to the point at the top of the frame and the last date to the point at the bottom.

day	630.0 nm VER peak ($\text{cm}^{-3}\cdot\text{s}^{-1}$)	<i>MgII</i>	$f_{10.7}$	A_p	Latitude (degrees)
28 Dec. 1994	201.3	0.2585	75.9	10	46
21 Dec. 1994	199.8	0.2586	82.4	6	42
9 Jan. 1995	176.7	0.2585	73.7	7	-5

SCAR results reproduce reasonably well the maximum altitude and VER observed by WINDII, particularly on 23 December, where observations are less scattered. The larger scattering of WINDII data observed in O(¹S), as compared to O(¹D), is a general feature of the measurements and may be related to the greater importance of dynamical phenomena, such as tides and planetary waves in the lower thermosphere.

4.2 Statistical results

The atomic oxygen emissions data obtained with the WINDII interferometer from 1992 to 1995 are shown hereafter, and we stress that only quiet magnetic days are analysed ($A_p \leq 10$). This represents 22 days for the oxygen red emission line, and 97 for the green line. This small amount of red emission line data is due to the typical WINDII weekly schedule, with one day for the red line observations and three days for the green line observations, but with several periods without 630.0 nm measurements. We have chosen to present the zonal means of the maximum volume emission rates and maximum altitudes as a function of solar activity for three different solar zenith angles: 30, 50 and 70°. As was done in the simulations we used the $f_{10.7}$ index to represent the solar activity. We also chose to use the *MgII* index (Cebula and DeLand, 1998) which is an alternative proxy for EUV solar flux. Thuillier and Bruinsma (2001) pointed out the superiority of the *MgII* index over the $f_{10.7}$ index with respect to upper atmosphere heating processes, suggesting to use this former proxy for thermospheric modelling. Maharaj-Sharma and Shepherd (2003) in their study of the mesospheric and thermospheric O(¹S) dayglow examined 5 different proxies of the solar EUV flux, and found also slightly higher correlations with *MgII* than with $f_{10.7}$ for the thermospheric layer.

4.2.1 The red line

Figure 11 shows the volume emission rates η_{\max} and the emission maximum altitude Z_{\max} , extracted from the WINDII data using the method described in Sect. 3.2, as a function of $f_{10.7}$. Each one of the three plots stands for a different solar zenith angle, respectively, 30, 50 and 70° from top to bottom. Correlation coefficients of VER to $f_{10.7}$ (assuming a linear relationship) are indicated on the plots.

Looking at Fig. 11 and considering the intensity of the emission maximum, i.e. η_{\max} , one can see that it decreases with the increase of solar zenith angle. On the top panel (for a solar zenith angle of $\chi=30^\circ$), we have a mean value of

roughly 300 photons. $\text{cm}^{-3}\cdot\text{s}^{-1}$, while we have on the middle panel ($\chi=50^\circ$) roughly 250 photons. $\text{cm}^{-3}\cdot\text{s}^{-1}$, and roughly 230 at $\chi=70^\circ$ (bottom panel). This means a decrease of about 25% when going from a Sun almost at zenith to a grazing Sun. This result is not surprising because the larger the solar zenith angle, the larger the atmosphere layer and thus, the EUV flux decreases and the reaction involving electron impacts weakens. As previously seen in Fig. 2 this reaction is one of the preponderant production process involved in the red line emission. The solar zenith angle influence is very weak on the emission altitude, and the red line peak remains around 210 km high when solar zenith angle is smaller or equal to 70°.

Regarding the influence of the $f_{10.7}$ index, one can say that when the solar activity and then the EUV flux increases, a greater importance is given to the reaction involving electron impacts, and then the thermospheric peak is enhanced, as expected. When considering a solar zenith angle of 30°, the variation is quite strong: it increases from 230 to about 350 photons. $\text{cm}^{-3}\cdot\text{s}^{-1}$, which is about 50% more, and we have variations of the same order for solar zenith angles of 50 and 70°. This rise with solar flux can also be seen with the altitude Z_{\max} of the emission maximum, even if it is less pronounced than for the peak intensity, with a variation of about 10% with the increase of the $f_{10.7}$ index, no matter which solar zenith angle is considered. The results of the TRANSCAR simulation presented in Sect. 4.1.1 have been added in Fig. 11, as green diamonds. Additional TRANSCAR simulations for intermediate solar activity conditions are shown as red circles. Within the more global picture displayed by the statistics, one can say that TRANSCAR is able to give a good picture of the main variations of the O(¹D) layer maximum, despite an offset present in the maximum emission altitude, as already noticed in Sect. 4.1.

Figure 12 shows the same WINDII volume emission rate and altitude data plotted this time versus the *MgII* index. Correlation coefficients are significantly higher for the two smallest solar zenith angles, i.e. when the solar EUV influence is the most important. The remaining scattering of the points can be attributed to latitudinal and seasonal variations. We have examined all points with nearly the same *MgII* index but different volume emission rates and have verified that in all cases the latitude and/or the season were different. A good example is given by the three points encircled in Fig. 12 (bottom panel). In Table 2 the A_p , $f_{10.7}$ and *MgII* indices for those days are indicated, together with the latitude corresponding to the solar zenith angle of 70°. One can see that when the latitude and season are the same (two first points), the maximum VER are almost identical, however, this is not the case for the last point. Using the $f_{10.7}$ index would not have allowed such an analysis.

4.2.2 The green line

In Fig. 13 the results are presented for the atomic oxygen green thermospheric peak, in the same format as the red line. The green line behavior regarding the solar zenith an-

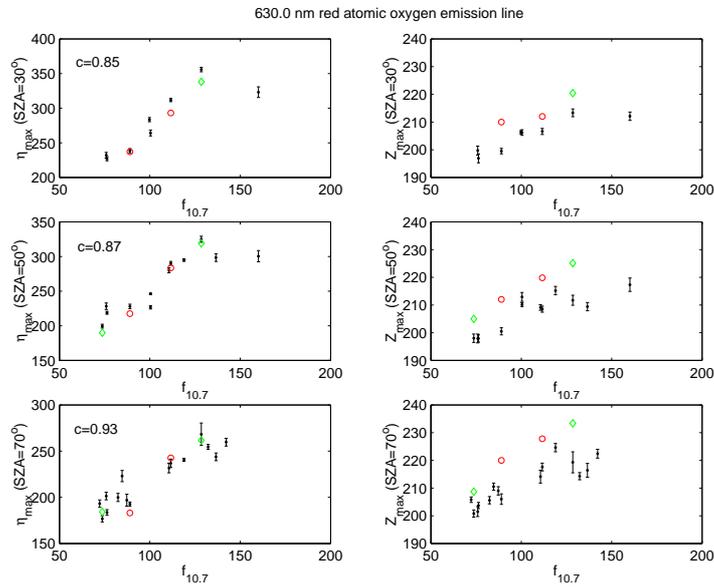


Fig. 11. WINDII measurements of the 630.0 nm volume emission rates and maximum emission altitudes for quiet geomagnetic days ($A_p \leq 10$), from 1992 to 1995. Data are plotted versus the $f_{10.7}$ index, and error bars correspond to the standard deviation. Diamonds correspond to the TRANSCAR simulation results presented in Sect. 4.1.1, and circles are simulations results for intermediate solar activity.

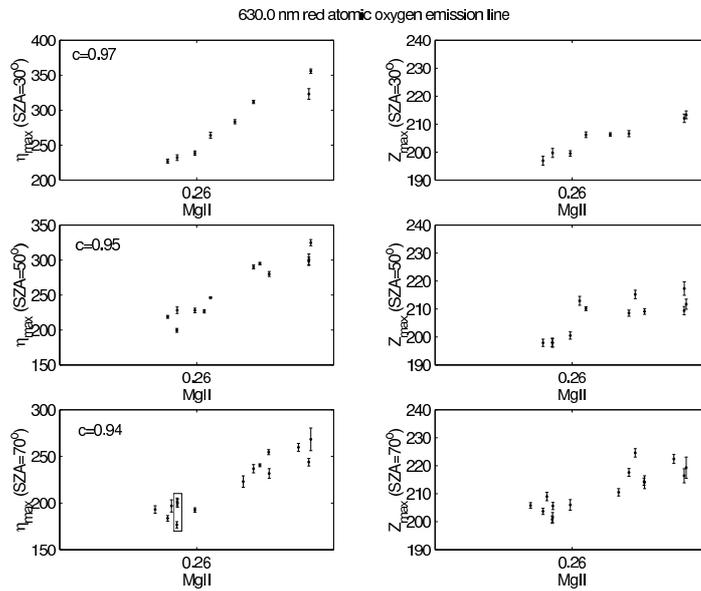


Fig. 12. WINDII measurements of the 630.0 nm volume emission rates and maximum emission altitudes for quiet geomagnetic days ($A_p \leq 10$), from 1992 to 1995. Data are plotted versus the $MgII$ index, and error bars correspond to the standard deviation.

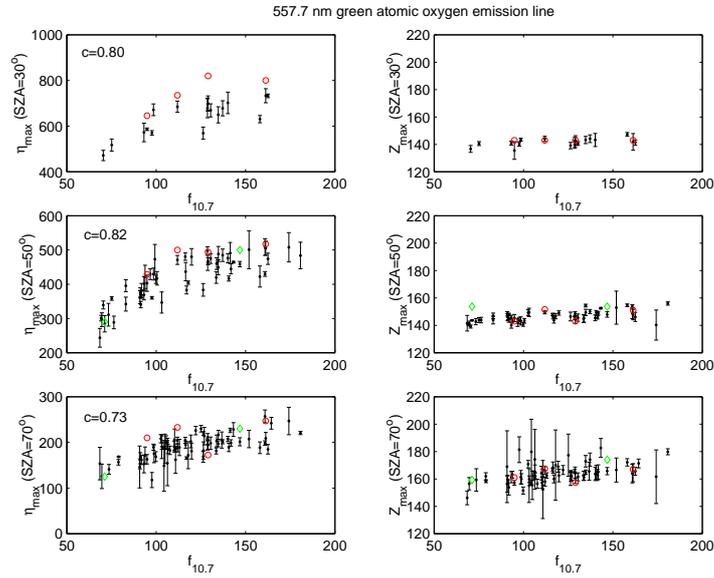


Fig. 13. WINDII measurements of the 557.7 nm (thermospheric peak) volume emission rates and maximum emission altitudes for quiet geomagnetic days ($A_p \leq 10$), from 1992 to 1995. Data are plotted versus the $f_{10.7}$ index, and error bars correspond to the standard deviation. Diamonds correspond to the TRANSCAR simulation results presented in Sect. 4.1.2, and circles are simulations results for intermediate solar activity.

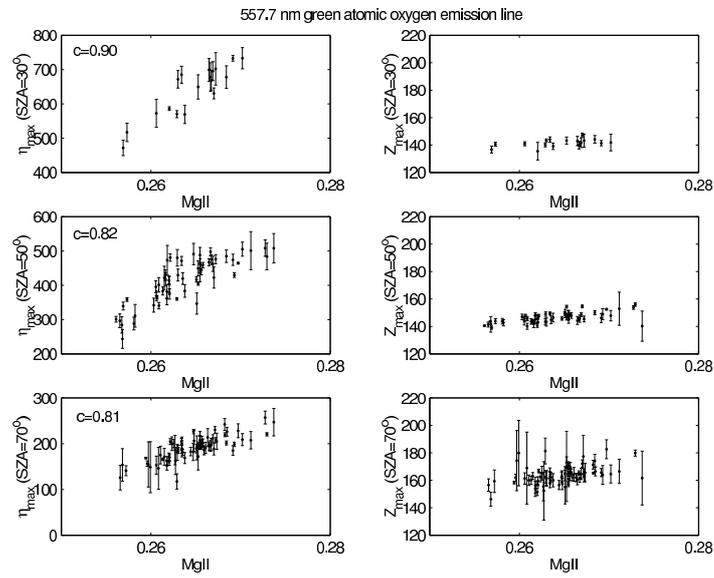


Fig. 14. WINDII measurements of the 557.7 nm (thermospheric peak) volume emission rates and maximum emission altitudes for quiet geomagnetic days ($A_p \leq 10$), from 1992 to 1995. Data are plotted versus the $MgII$ index, and error bars correspond to the standard deviation.

gle is quite similar to the 630.0 nm emission compartment, with a decrease in the emission intensity and an increase in the emission altitude with solar zenith angle. The decrease in emission intensity is strong, starting with a mean value of roughly $600 \text{ photons.cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$ at a solar zenith angle of $\chi=30^\circ$ (upper panel), and ending with a mean value of roughly $200 \text{ photons.cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$ at a solar zenith angle of $\chi=70^\circ$ (lower panel). For the emission altitude, a weak increase with solar zenith angle is noticeable, with an average peak altitude going up by 20 km when the solar zenith angle goes from 30 to 70° .

For the variations with solar activity, we have quite a strong fluctuation on the peak intensity: it goes from $500 \text{ photons.cm}^{-3}.\text{s}^{-1}$ to 750 at solar zenith angle $\chi=30^\circ$, and we have variations of the same order for solar zenith angles of 50 and 70° . For the emission altitude, the variation with the solar flux is quite similar to the red line, with an increase of about 10%. Simulations results have been added as diamonds and circles in Fig. 13, as was done for the red line. As previously mentioned in Sect. 4.1.2, one immediately notices an overestimation of the intensities at $\text{SZA}=30^\circ$. This overestimation is about 10% for three cases over four. For larger solar zenith angles, simulations and observations agree within about 10%. Concerning the maximum emission altitude, TRANSCAR gives a good representation of the measurements.

Figure 14 show the same data as a function of the *MgII* proxy. The correlation coefficients are significantly higher for SZA, equal to 30° and 70° . At 50° , where the scattering of data is the largest, no real improvement is, however, observed.

5 Summary and conclusions

In order to summarize the behavior of the atomic oxygen emissions with regards to the solar zenith angle and the solar flux variations, one gives hereafter estimations of those parameters' influence and their physical interpretation:

1. when solar zenith angle increases from 30° to 70° ,
 - the peak intensity decreases by about 25% for the red line, and 70% for the green line. This is mainly caused by the decrease of the EUV flux and then the frequency of the photoelectron impacts, one of the preponderant production processes for both emissions,
 - the peak altitude increases by 10% for the green line but remains nearly constant for the red line;
2. when solar activity increases by a factor of 3, red and green line emissions intensity and altitude increase (by about 50% and 10%, respectively, regardless to the line considered). This can be interpreted again as the enhancement of the reaction involving photoelectron impacts with the increase of the solar EUV flux,

3. a better representativity of the *MgII* index was found when describing the relations between the oxygen emissions and the solar EUV activity, demonstrated by better correlations than with the $f_{10.7}$ proxy.

Those compartments related to the solar zenith angle and solar flux variations are appropriately reproduced by our 1-D fluid/kinetic model TRANSCAR, even if small dissimilarities are noticeable. Those discrepancies were mainly discussed in terms of the ability of the $f_{10.7}$ index to represent the solar EUV thermosphere input. Future simulation works will try to introduce a different proxy, such as *MgII*, as input to the neutral atmosphere model. It is likely to be done by using the new DTM-2000 model (Bruinsma et al., 2003) which uses this proxy, instead of the MSIS model which involves $f_{10.7}$.

Possible continuations for statistical data analysis could be first to quantify the influence of other geophysical parameters such as the latitude or seasonal variations. This can be performed only for the thermospheric $\text{O}(\text{^1S})$ layer, with the $\text{O}(\text{^1D})$ database being too small. A second interesting study would be to look at the oxygen dayglow variations during active magnetic periods. Reaching a better understanding of how the airglow fluctuates during magnetic disturbances would lead to a better knowledge of the high atmosphere response to geomagnetic activity, which is important for space weather users.

Acknowledgements. The WINDII project is sponsored by the Canadian Space Agency and the Centre National d'Etudes Spatiales (CNES). The authors would like to acknowledge the members of the WINDII team. Thanks are due to P.-L. Blelly for helpful discussions and to the reviewer for his assistance in evaluating the paper.

Topical Editor U.-P. Hoppe thanks J. Makela for his help in evaluating this paper.

References

- Bouchareine, P. and Connes, P.: Interferometer with compensated field for Fourier transform spectroscopy, *J. Phys.*, 24, 2, 134–138, 1963.
- Bruinsma, S., Thuillier, G., and Barlier, F.: The DTM-2000 empirical thermosphere model with new data assimilation and constraints at lower boundary: accuracy and properties, *J. Atmos. Sci.*, 65, 1053–1070, 2003.
- Cebula, R. P. and DeLand, M. T.: Comparisons of the NOAA-11 SBUV/2, UARS SOLSTICE and UARS SUSIM MgII solar activity proxy indices, *Solar Phys.*, 177, 117–132, 1998.
- Chamberlain, J. W.: *Physics of the aurora and airglow*, International Geophysics series, New York Academic Press, 1961.
- Chapman, S.: The absorption and dissociative or ionizing effect of monochromatic radiation in an atmosphere on a rotating earth, Part II: Grazing incidence, *Proceedings of the Physical Society*, 43, 483–501, 1931.
- Galand, M., Lilensten, J., Toubanc, D., and Sylvestre, M.: The ionosphere of Titan: ideal diurnal and nocturnal cases, *Icarus*, 140, 92–105, 1999.
- Hays, P. B., Carignan, G., Kennedy, B. C., Shepherd, G. G., and Walker, J. C. G.: The visible airglow experiment on Atmosphere Explorer, *Radio Sci.*, 8, 369, 1973.

- Hedin, A. E.: Extension of the MSIS thermosphere model into the middle and lower atmosphere, *J. Geophys. Res.*, 96, 1159–1172, 1991.
- Hill, S. M., Solomon, S. C., Cleary, D. D., and Broadfoot, A. L.: Temperature dependence of the reaction $N_2(A^3\Sigma_u^+)+O$ in the terrestrial thermosphere, *J. Geophys. Res.*, 105, 10 615–10 630, 2000.
- Hilliard, R. L. and Shepherd, G. G.: Wide-angle Michelson interferometer for measuring Doppler line widths, *J. Opt. Soc. Am.*, 56, 362–369, 1966.
- Lathuillère, C., Gault, W. A., Lamballais, B., Rochon, Y. J., and Solheim, B. H.: Doppler temperatures from $O(^1D)$ airglow in the daytime thermosphere as observed by the WIND Imaging Interferometer (WINDII) on the UARS satellite, *Ann. Geophys.*, 20, 203–212, 2002.
- Lilensten, J. and Blelly, P.-L.: The TEC and F2 parameters as tracers of the ionosphere and thermosphere, *J. Atmos. S.-P.*, 64, 775–793, 2002.
- Maharaj-Sharma, R.: Solar variability of the atomic oxygen greenline emissions in the middle and lower thermosphere, Ph. D. Thesis, York University, 2002.
- Maharaj-Sharma, R. and Shepherd, G. G.: Long term solar variability of the daytime atomic oxygen ($O(^1S)$) emission rate in the middle and lower thermosphere, *J. Geophys. Res.*, 109, A3, A03303, doi:10.1029/2003JA010183, 2003.
- Narayanan, R., Desai, J. N., Modi, N. K., Raghavarao, R., and Sridharan, R.: Dayglow photometry: a new approach, *Applied Optics*, 28, 2138–2142, 1989.
- Opal, C. B., Peterson, W. K., and Beaty, E. C.: Measurement of secondary-electron spectra produced by electron impact ionization of a number of simple gases, *J. of Chem. Physics*, 55, 4100–4106, 1971.
- Reber C. A., Trevathan, C. E., McNeal, R. J., and Luther, M. R.: The Upper Atmospheric Research Satellite (UARS) mission, *J. Geophys. Res.*, 98, 10 643–10 647, 1993.
- Richards, P. G., Fennelly, J. A., and Torr, D. G.: EUVAC: A solar EUV flux model for aeronomic calculations, *J. Geophys. Res.*, 99, 8981–8992, 1994.
- Shepherd, G. G., Thuillier, G., Gault, W. A., Solheim, B. H., Hersom, C., Alunni, J. M., Brun, J.-F., Brune, S., Charlot, P., Cogger, L. L., Desaulniers, D.-L., Evans, W. F. J., Girod, F., Gattinger, R. L., Harvie, D., Hum, R. H., Kendall, D. J. W., Llewellyn, E. J., Lowe, R. P., Ohrt, J., Pasternak, F., Peillet, O., Powell, I., Rochon, Y., Ward, W. E., Wiens, R. H., and Wimperis, J.: WINDII, the Wind Imaging Interferometer on the Upper Atmosphere Research Satellite, *J. Geophys. Res.*, 98, 10 725–10 750, 1993.
- Shepherd, G. G., Roble, R. G., McLandress, C., and Ward, W. E.: WINDII observations of the 558 nm emission in the lower thermosphere: the influence of dynamics on composition, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 59, 655–667, 1997.
- Singh, V., McDade, I. C., Shepherd, G. G., Solheim, B. H., and Ward, W. E.: The $O(^1S)$ dayglow emission as observed by the WIND imaging interferometer on the UARS, *Ann. Geophys.*, 14, 637–646, 1996.
- Singh, V. and Tyagi, S.: Testing of solar EUV flux models using 5577 Å, 6300 Å and 7320 Å dayglow emissions, *Adv. in Space Research*, 30, 11, 2557–2562, 2002.
- Solomon, S. C. and Abreu, V. J.: The 630 nm dayglow, *J. Geophys. Res.*, 94, 6817–6824, 1989.
- Sridharan, R., Modi, N. K., Pallam Raju, D., Narayanan, R., Pant, T., Taori, A., and Chakrabarty, D.: Multiwavelength daytime photometer – a new tool for the investigations of the atmospheric processes, *Measurement Science and Technology*, 9, 585–591, 1998.
- Taori, A., Sridharan, R., Chakrabarty, D., Modi, N. K., and Narayanan, R.: Significant upper thermospheric contribution to the $O(^1S)$ 557.7 nm dayglow emission: first ground based evidence, *J. Atmos. S.-P.*, 65, 121–128, 2003.
- Thuillier, G. and Bruinsma, S.: The MgII index for upper atmosphere modelling, *Ann. Geophys.*, 19, 219–228, 2001.
- Thuillier, G., Christophe, J., Azria, G., Herse, M., Fauliot, V., Girod, F., Fratter, C., Thouvenin, J.-P., and Solheim, B. H.: Simulation of the experiment data from WINDII flown on the UARS/NASA satellite, *Simulation*, 59, 78–91, 1992.
- Thuillier, G., Wiens, R. H., Shepherd, G. G., and Roble, R. G.: Photochemistry and dynamics in thermospheric intertropical arcs measured by the WIND Imaging Interferometer on board UARS: a comparison with TIE-GCM simulations, *J. Atmos. S.-P.*, 64, 405–415, 2002.
- Torr, M. R., Torr, D. G., Richards, P. G., and Yung, S. P.: Mid- and low-latitude model of thermospheric emissions, 1. $O^+(^2P)$ 7320 Å and $N_2(^2P)$ 3371 Å, *J. Geophys. Res.*, 95, 21 147–21 168, 1990.
- Tyagi, S. and Singh, V.: The morphology of oxygen greenline dayglow emission, *Ann. Geophys.*, 16, 1599–1606, 1998.
- Upadhyaya, A. K. and Singh, V.: Effects of temperature dependence of reaction $N_2(A^3\Sigma_u^+)+O$ on greenline dayglow emission, *Ann. Geophys.*, 20, 2039–2045, 2002.
- Witasse, O., Lilensten, J., Lathuillère, C., and Blelly, P.-L.: Modelling the OI 630.0 and 557.7 nm thermospheric dayglow during EISCAT-WINDII coordinated measurements, *J. Geophys. Res.*, 104, 24 639–24 656, 1999.

Influence of the geomagnetic activity on the OI 630.0 and 557.7 nm dayglow

F. Culot, C. Lathuillère, J. Lilensten

Laboratoire de Planétologie de Grenoble, Bâtiment D de physique, B.P. 53, 38041 Grenoble cedex 9, France

Abstract. The 1-D fluid/kinetic code TRANSCAR is used to simulate the effects of geomagnetic activity on the atomic oxygen ($^3\text{P-}^1\text{D}$) red and ($^1\text{D-}^1\text{S}$) green thermospheric dayglows at 630.0 nm and 557.7 nm, associated to the modification of the density structure of the neutral atmosphere.

It is found that when magnetic activity increases from quiet to strong, the altitude of the peak of both emissions increases by less than 10%, the peak intensity of the 557.7 nm thermospheric layer decreases by about 40%, and the peak intensity of the 630.0 nm layer remains almost constant. The prevailing production and quenching processes are reviewed, and their variations are explained in terms of changes in the ionospheric and thermospheric parameters which are induced by the rise of the geomagnetic activity.

Together with this model study, a four-year set of WINDII data is analyzed. The measurements confirm the trends previously revealed by the TRANSCAR model. No statistical variation of the 630.0 nm peak emission is seen while the anticorrelation between the 557.7 nm thermospheric peak intensity and the magnetic activity is clearly found.

1. Introduction

The mechanisms responsible for the perturbations appearing in the Earth's high atmosphere during an increase of the geomagnetic activity are well understood today. At high latitudes, energetic particle precipitations increase in the auroral oval, and ionospheric currents intensify resulting among other things in heating by Joule effect. In terms of energy budget, this second process is preponderant, the energy supply by Joule heating being at least two times greater than the energy supplied during particle precipitation (Ahn et al. [1983], Knipp et al. [2004]). A detailed explanation of the geomagnetic storm effects on the thermosphere can be found in several papers (see for example Burns et al. [1995], Fuller-Rowell et al. [1997]), and therefore the major processes that drive changes in the upper atmospheric composition will not be described again here.

However, to summarize the expected changes, one can say that the global disturbances of the thermosphere during magnetically active conditions lead to the heating and expansion of the thermosphere, bringing higher exospheric temperatures and a larger total density. This has been known for three decades (Taeusch et al. [1971]) and statistically described in empirical models (Jacchia [1971], Barlier et al. [1978], Hedin [1983]).

These modifications of the neutral atmosphere associated with magnetic activity result in ionospheric changes. At middle latitudes, negative storms prevail in the summer (i.e. decrease in the peak electron density) and positive storms prevail in the winter (Fuller-Rowell et al. [1996]). Development of empirical modeling of storm-time ionospheric response is underway (Araujo-Pradere et al. [2004]).

Ionospheric and thermospheric changes, associated with magnetic activity, are expected to induce modifications in the thermospheric dayglow. This is the case for the OI 557.7 nm thermospheric emission : Zhang and Shepherd [2000] reported a severe depletion in the thermospheric O(^1S) dayglow during the April 4-5th, 1993 storm, when K_p reached

values of nearly 8. Wiens et al. [2002] also reported changes in the 557.7 nm daytime volume emission rate at 250 km during magnetically active conditions, but this work was restraint to low-latitudes and at equinox.

Our work aims to evaluate if the thermospheric emissions, which represent tracers of the state of the atmosphere, could be used to quantify the influence of geomagnetic activity. It wants to give a global picture of both the red and thermospheric green oxygen emission answer to geomagnetic activity, apart from the effects of precipitations at high latitudes which will not be investigated here. This study relies on the use of the TRANSCAR model, which allows us to evaluate the emission variations during magnetically active periods. These trends are then compared to a four-year set of WINDII measurements. Both the modeling and the measurements analysis are limited to low and middle latitudes in order to avoid the particle precipitation influence.

2. TRANSCAR modeling

2.1. Presentation and conditions of use

The TRANSCAR model used in this study is a one-dimensional time-dependant fluid model coupled to a kinetic suprathermal electron transport model. A complete description of TRANSCAR can be found in Lilensten and Blelly [2002], including the mathematical formulation, inputs, outputs, and limitations. This model which describes the ionosphere between 100 and 3000 km altitude, has been extended to calculate the entire profile of the 630.0 nm and 557.7 nm thermospheric dayglows. It has already shown its ability to describe the high-latitude dayglow (Witasse et al. [1999]), and Culot et al. [2004] showed that its use can be extended to mid- and low-latitudes.

The main inputs of TRANSCAR are the neutral atmosphere, described by the MSIS-90 empirical model (Hedin [1991]) and the EUV solar spectrum, described by the EUVAC model (Richards et al. [1994]). The solar activity index $f_{10.7}$ is used to specify the EUV spectrum. It is also an input to the neutral atmosphere model. In addition the daily A_p index or the three hour indices a_p are used in MSIS-90 for describing the magnetic activity dependence of the neutral constituents and temperature.

X - 2

CULOT ET AL.: GEOMAGNETIC ACTIVITY INFLUENCE ON OXYGEN DAYGLOW

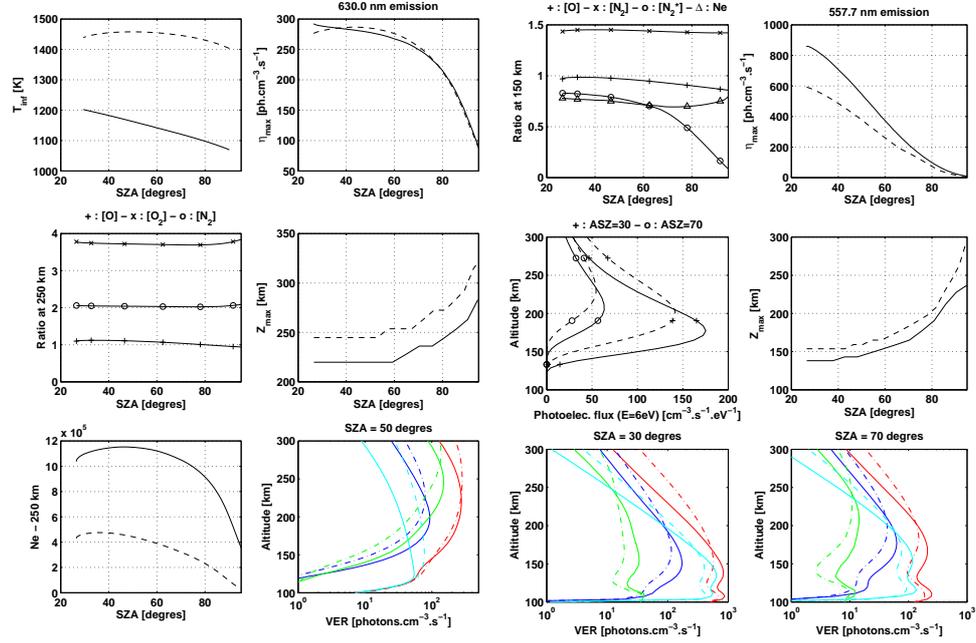


Figure 2. TRANSCAR modeling of the atomic oxygen red line emission, and related parameters for quiet magnetic activity (plain lines) and strong magnetic activity (dashed lines). The upper and middle right panels show the emission at the peak of the layer and the peak altitude, as a function of Solar Zenith Angle (SZA). The lower right panel shows the three main reactions responsible for the 630.0 nm emission (in red), for a SZA of 50° : the dissociative recombination (green), the photoelectron impacts on atomic oxygen (blue), and the photo-dissociation of molecular oxygen (cyan). The three panels on the left show respectively from top to bottom the exospheric temperature, the ratio of the neutral densities for strong magnetic activity to their values for quiet magnetic activity at 250 km altitude, and the electron densities at 250 km altitude.

For this study, it was chosen to run the TRANSCAR model in such conditions that the influence of the magnetic activity would be clearly noticeable. For that purpose, the MSIS model was used first to select the period of year and the location that would be favorable to such a study, i.e. for which the differences on the atmosphere parameters due to magnetic activity would be as large as possible. We used a solar flux index $f_{10.7}$ equal to 150 (medium solar activity conditions).

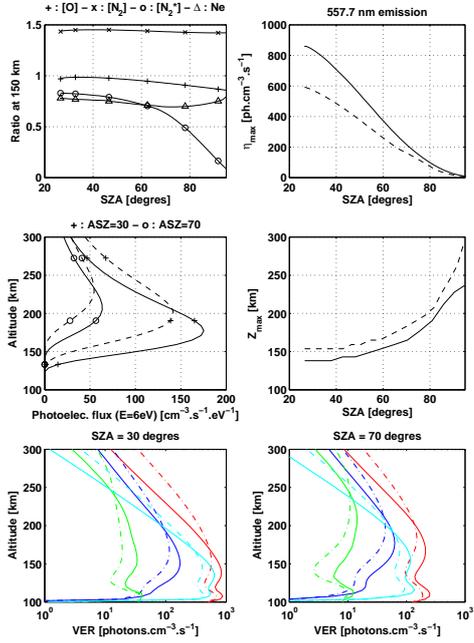


Figure 3. TRANSCAR modeling of the atomic oxygen green line emission, and related parameters for quiet magnetic activity (plain lines) and strong magnetic activity (dashed lines). The upper and middle right panels show the emission at the peak of the layer and the peak altitude, as a function of Solar Zenith Angle (SZA). The bottom panels show the three main reactions responsible for the 557.7 nm emission (in red), for a SZA of 30° (left) and a SZA of 70° (right) : the collisional deactivation of N_2 (cyan), the photoelectron impacts on atomic oxygen (blue), and the dissociative recombination (green). The upper-left panel shows the ratio of O , N_2 , N_2 excited state and electron densities for strong magnetic activity to their values for quiet magnetic activity at 150 km altitude. The middle-left panel shows the photoelectron flux at an energy of 6 eV for SZA=30° and SZA=70°.

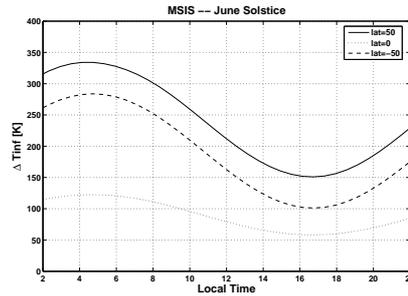


Figure 1. MSIS-90 modeling of the exospheric temperature difference between $A_p = 200$ and $A_p = 10$, on the June Solstice day. The different curves represent three different latitudes : 50° (plain line), 0° (dot line), and -50° (dashed line). These temperature differences are plotted versus local time.

Figure 1 shows the difference in exospheric temperature between quiet and very strong magnetic activity. For quiet conditions we run MSIS-90 with a daily A_p index equal to 10, and for very disturbed conditions, with an A_p index of 200 (Araujo-Pradere et al. [2004] consider there is a magnetic storm when $A_p > 150$). The different latitudes 50° , 0° , and -50° are represented respectively by a plain, a dot and a dashed line. The temperature perturbation is plotted versus the local time, and this run was performed for the June solstice, so that the summer hemisphere is represented by the plain line, while the winter hemisphere is represented by the dashed line. It is noticeable that when approaching the equator, the temperature perturbation diminishes. At greater latitudes, the temperature perturbation is more important in the summer hemisphere. In this study, it was chosen to perform the TRANSCAR model runs at a latitude of 50° during the June solstice, for $f_{10.7} = 150$, and with $A_p = 10$ and $A_p = 200$. Using two different A_p values in TRANSCAR induced changes only in the density structure of the atmosphere, while maintaining identical solar EUV ionizing radiation. This procedure will therefore allow to evaluate the changes in the thermospheric dayglows due to magnetic activity. However, it relies on the ability of the MSIS model to correctly describe the magnetic activity neutral atmosphere perturbations, and it is known that empirical models most often underestimate these perturbations (see for example Richards [2002], Lathuillere and Menvielle [2004]). This will be kept in mind while comparing simulation results and experimental data.

2.2. Results

2.2.1. Atomic oxygen red emission

Figure 2 shows the inputs and the results of TRANSCAR runs related to the red line emission. On the left side of the figure and from top to bottom are shown the exospheric temperature, the concentration ratios (concentrations at $A_p = 200$ over concentrations at $A_p = 10$) for O and O_2 , and the electron density at an altitude of 250 km. These parameters are plotted versus the Solar Zenith Angle (SZA), which is one of the main parameter that influences the intensity of the dayglow (see Culot et al. [2004]). On the right side of the figure are shown the red line peak intensity (taken at the altitude of the maximum) and peak altitude, together with the preponderant production processes at $SZA = 50^\circ$, the solar zenith angle for which the largest changes are observed with respect to magnetic activity. On the different panels the plain lines represent parameters calculated with $A_p = 10$, while the dashed lines stand for parameters calculated with $A_p = 200$.

While looking at the upper right panel, one can see that the red line peak intensity remains almost identical when changing from a weak to a strong magnetic activity. The largest difference is noticeable around $SZA = 50^\circ$, with an emission intensity greater by about 5% when $A_p = 200$. Concerning the maximum emission altitude (middle-right panel), when magnetic activity increases, the emission gets higher by about 10%, whatever the SZA. A closer look at the variations in production and loss processes is needed to understand these trends.

Regarding the production processes, the lower right panel shows the three main reactions responsible for the red line :

- the dissociative recombination (in green)
($O_2^+ + e_{th} \rightarrow O + O(^1D)$)
- the photoelectron impacts on atomic oxygen (in blue)
($O + e_{ph} \rightarrow O(^1D) + e_{ph}$)

- photodissociation of molecular oxygen (in cyan)
($O_2 + h\nu \rightarrow O + O(^1D)$)

Around the emission peak maximum, the reaction involving the photoelectron impacts has a volume emission rate that remains almost constant but with a contribution shifted by about 40 km upward. The dissociative recombination decreases below 270 km but increases above, and the photodissociation increases whatever the altitude considered. The large increase in photo-dissociation of molecular oxygen is due to the rise in O_2 concentration which is multiplied by almost four at 250 km, as seen on the middle-left panel. On the other hand, the decrease in dissociative recombination below 270 km is due to the strong diminution of the electron concentration at these altitudes (corresponding to negative storm conditions), as shown on the lower-left panel with a loss of more than 60% for SZA smaller than 70° . At the peak altitude and below, quenching of the O^1D excited state with molecular nitrogen is the prevailing deactivation process. The rise in N_2 concentration (see middle-left panel in figure 2) will therefore induce an increase in losses. This loss increase and the opposite variations of the main production processes result in an almost constant red line peak emission intensity, even though the maximum emission altitude increases slightly (by about 10%) mainly because of the upward shift of the dissociative recombination and the reaction involving the photoelectron impacts.

2.2.2. Atomic oxygen green thermospheric emission

Figure 3 shows the results of TRANSCAR runs related to the green line thermospheric emission. The bottom row indicates the green line volume emission rates (taken at the altitude of the maximum), together with the preponderant production processes, and this for $SZA = 30^\circ$ (left-hand side) and 70° (right-hand side). These production processes are as follows :

- collisional deactivation of N_2 (in cyan)
($N_2(A^3\Sigma_u^+) + O \rightarrow N_2 + O(^1S)$)
- the photoelectron impacts on atomic oxygen (in blue)
($O + e_{ph} \rightarrow O(^1S) + e_{ph}$)
- the dissociative recombination (in green)
($O_2^+ + e_{th} \rightarrow O + O(^1S)$)

On the left column are shown the concentration ratios of the main concerned species ($[O], [N_2], [N_2]^*$, and N_e), in the same way than for the red emission, but for an altitude of 150 km. Also shown are the photoelectron profiles at an energy of 6 eV, which is the energy needed to get the excitation of the N_2 Vegard-Kaplan band involved in the reaction of collisional deactivation (Meier [1991]). On the right column are indicated the intensity and altitude of the green line thermospheric peak.

As for the OI 630.0 nm emission, the peak altitude gets higher with the increase of the geomagnetic activity, and this rise is also about 10%. Concerning the intensity of the thermospheric peak, a strong decrease is noticeable, which represents a loss of about 40% at all the different SZA.

When looking at the production processes, one can see that the collisional deactivation of N_2 is the major production process. Its decrease in intensity can be understood when looking at the variation in $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ on the top-left panel : while the N_2 concentration rises by a factor of 1.5, the concentration in N_2 excited state declines significantly with the SZA. This excited state is produced by photoelectron impacts, and it is shown on the middle-left panel that their concentration becomes less important when A_p increases, and then the impacts on N_2 molecules become more sporadic.

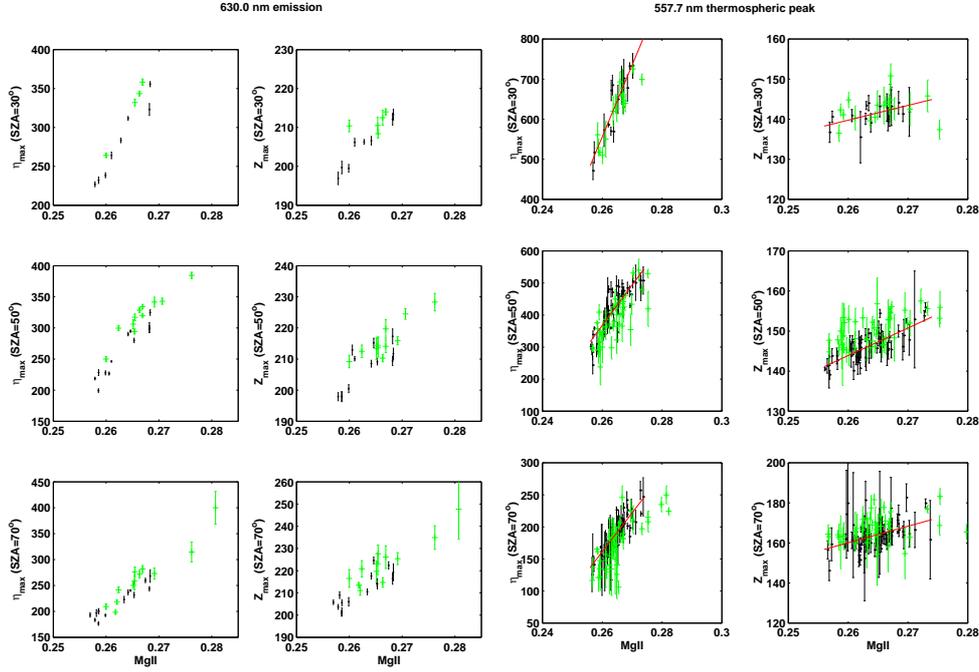


Figure 4. WINDII measurements of the 630.0 nm volume emission rates (taken at the altitude of the maximum) and peak altitudes from 1992 to 1995. The volume emission rate (η) is expressed in photons.cm⁻³.s⁻¹, and the altitude Z_{max} in km. Data are plotted versus the *MgII* proxy, and error bars correspond to the standard deviation. The black data set corresponds to quiet geomagnetic days ($A_p \leq 10$), while the green data set corresponds to stronger geomagnetic activity ($A_p > 10$).

The second important reaction, which involves the photoelectron impacts, becomes also weaker at low altitudes with the rise of the magnetic activity, and this is once again due to the decrease in photoelectron concentration below 200 km.

When looking at higher altitudes, the contribution of these two prevailing reactions increases, because of the rise in photoelectron flux above 200 to 240 km, depending on the considered SZA (see middle-left panel). This photoelectron flux acts directly on the reaction involving impacts on atomic oxygen, and as explained above, is also responsible for the $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ concentration.

The last reaction, namely the dissociative recombination, sees its contribution diminishing because of the decrease in electronic density, as shown on the upper-left panel.

Regarding the loss processes, since the radiative lifetime of the $O(^1)$ state is only about one second, the collisional deactivation can be neglected compared to emission.

We have seen now that the three major production reactions involved in the production of the 557.7 nm thermospheric peak become weaker below about 200 km and rises above when the geomagnetic activity increases. As a result, the thermospheric peak intensity decreases also when the

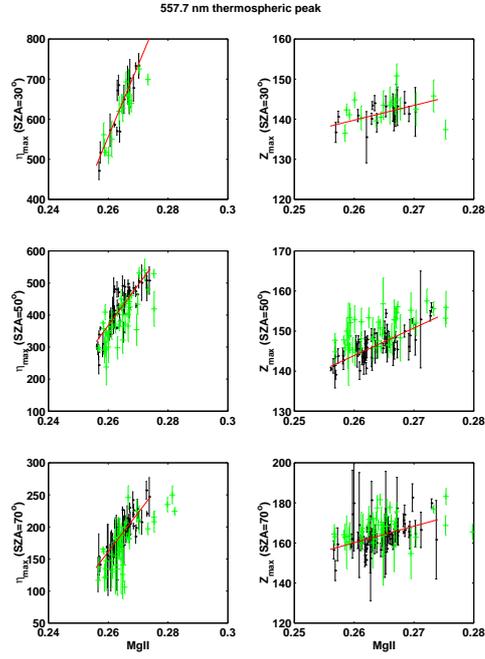


Figure 5. WINDII measurements of the thermospheric peak of the 557.7 nm emission from 1992 to 1995. The volume emission rate (η) is expressed in photons.cm⁻³.s⁻¹, and the altitude Z_{max} in km. Data are plotted versus the *MgII* proxy, and error bars correspond to the standard deviation. The black data set corresponds to quiet geomagnetic days ($A_p \leq 10$), the red straight line being the related linear regression, while the green data set corresponds to stronger geomagnetic activity ($A_p > 30$).

geomagnetic activity becomes stronger, and the emission altitude shifts upward by about 10%.

3. WINDII measurements

3.1. The Instrument

The dayglow measurements are derived from the WIND Imaging Interferometer (WINDII), which was launched on 12 September 1991 on NASA's UARS, a satellite dedicated to upper atmosphere studies (Reber et al. [1993]). The most detailed description of the instrument can be found in Shepherd et al. [1993]. WINDII allows to obtain the volume emission rates of the $O(^1S)$, $O(^1D)$, OH and O_2 lines, corresponding to an altitude ranging from 80 to 300 km. Error bars on the volume emission rates are about 1 to 10 photons.cm⁻³.s⁻¹.

3.2. Volume Emission Rates obtained using zonal average

In a previous paper (Culot et al. [2004]), statistical results obtained using zonally averaged WINDII data showed the

evolution of the oxygen emissions with the solar flux. This previous study concerns quiet magnetic days ($A_p \leq 10$). The same study is performed here but for stronger magnetic activity.

3.2.1. Atomic oxygen red emission

Figure 4 shows the intensity and altitude of the 630.0 nm red line peak versus the $MgII$ proxy (Heath and Schlesinger [1986]), which has been shown to better characterize the solar activity effect on O^1D as compared to $f_{10.7}$ (Culot et al. [2004]). The $MgII$ range (0.26 - 0.28) used on this figure corresponds to an $f_{10.7}$ range going from 70 to about 200. The black dots correspond to quiet magnetic days and this data set is identical to the one previously published in Culot et al. [2004], while the green dots correspond to days for which $A_p > 10$.

The two separated categories of magnetic activity do not show clear discrepancies while looking at the intensity and altitude of maximum emission, while we had a 10% increase in altitude with TRANSCAR modeling. Even though, this is not incompatible with the model results, as long as the WINDII data set for the red line is not large enough to draw clear conclusions. But still, this trend showing an almost constant emission rate intensity is similar to the one found by TRANSCAR for negative storm conditions (see part 2.2.1).

3.2.2. Atomic oxygen green thermospheric emission

No differences could be found on the oxygen red emission, but on the other hand, variations can be found when looking at figure 5, which represents thermospheric green line data. Again, the black dots correspond to the data set previously published for which the magnetic activity was quiet ($A_p \leq 10$), and the green data set stands for more magnetically active conditions ($A_p > 30$), i.e. about 30 days with 5 days around $A_p \approx 200$.

At $SZA = 30^\circ$ (upper panel in figure 5), the small number of available days is not sufficient to draw any conclusion, and at 70° (lower panel in figure 5) the differences between the two data sets are not visible, which was expected when looking at the TRANSCAR results on the top-right panel of figure 3. But for 50° (middle panel in figure 5), it is noticeable that the peak emission intensity becomes weaker and the maximum emission altitude increases when magnetic activity rises.

We find again here the trends we had been able to exhibit in part 2.2 using the TRANSCAR model, which makes us believe the variations induced by the rise in magnetic activity were properly taken into account. To make a quantitative comparison with TRANSCAR results, a more precise study using green line data from each orbit, and without any zonal averaging, was performed.

3.3. Green line trends

A great variability is noticeable on the intensity and altitude of the emissions when looking at the different WINDII orbits, and using a zonal averaging smooths this variability. Thus, to obtain a better quantification of the influence of the magnetic activity on the intensity and altitude of the green line thermospheric peak, data around 50 degrees in latitude from each orbit were taken into account and analyzed as explained hereafter. Three steps are involved in this analysis:

1. Subtraction of the solar flux and SZA influence.
2. Link between each orbit and the magnetic activity index.
3. Computation of the confidence intervals.

First, it was needed to subtract the solar flux and SZA influence. To do so, a linear regression was performed on the green line data using the quiet magnetic days obtained by Culot et al. [2004] and presented in figure 5 as the red line. The obtained linear fits are as follows :

- for $SZA=30^\circ$, $\langle \eta_{max} \rangle = 17915 \times MgII - 4102$
and $\langle Z_{max} \rangle = 369 \times MgII - 43.8$

- for $SZA=50^\circ$, $\langle \eta_{max} \rangle = 12610 \times MgII - 2911$
and $\langle Z_{max} \rangle = 687.2 \times MgII - 34.8$

- for $SZA=70^\circ$, $\langle \eta_{max} \rangle = 6077 \times MgII - 1419$
and $\langle Z_{max} \rangle = 826.1 \times MgII - 54.7$

This regression was then subtracted from the measurements done during geomagnetically active days so that only the variations due to this magnetic activity remains.

The second step consisted in getting the magnetic index K_p corresponding to the 3 hours preceding the considered orbit. The K_p index follows a logarithmic scale, and the conversion from K_p to A_p can be found in Menvielle and Berthelier [1991]. To give an example, a K_p of 2 is equal to an A_p of about 7, and a K_p of 8 is equal to an A_p of about 200.

The 3-hour magnetic index is a key input to specify the geomagnetic activity, as exposed in Hedin [1983]. Moreover, Hecht et al. [1991] showed that MSIS model gives better results when used with a 3-hour magnetic index, because during storm periods, large changes occur over short time periods, and these changes are best transcribed with this proxy. Last, considering the previous 3-hour period allows to take into account the delay in the thermospheric density and temperature response after a heating event, as was chosen by Holt et al. [2002] in their ionospheric model, as well as Lathuillère and Menvielle [2004] in their study for characterising geomagnetic activity in subauroral regions. This time lag is also estimated by Berger et al. [1998] to be between 3 hours at poles to 6 hours at the equator, and thus the three-hour delay used in here corresponds to the latitudes around 50° considered in this study.

The last step in this analysis consisted in computing the expected values with 95% confidence interval, assuming that the actual data statistical distribution can be considered as a Student one. Large confidence intervals correspond to situations for which few observations were available.

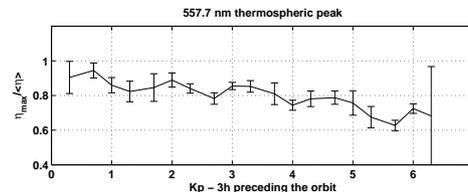


Figure 6. Intensity of the thermospheric peak (taken at the altitude of the maximum) of the oxygen 557.7 nm emission, plotted versus the 3-hours K_p index preceding the measurements. The vertical bars correspond to the 95% confidence intervals.

Figure 6 shows the obtained results for the intensity of the thermospheric peak. One can notice a decrease in the peak intensity with the increase in magnetic activity. This decrease is roughly 40% when going from very weak activity to K_p greater than 6. The same work was done on the emission altitude, showing a small increase which did not exceed 10%, and thus was not plotted here.

TRANSCAR results exposed in part 2.2.2, and corresponding to 50° in latitude, show a green line thermospheric intensity decreasing by about 40% with the increase in geomagnetic activity to an A_p of 200, and this whatever the SZA considered. This 40% decrease in the observed emissions is found for $K_p = 6$. This K_p of 6 is equivalent to an A_p of about 90, which is smaller than the $A_p = 200$ for which TRANSCAR was run. This is not surprising because for strong magnetic conditions, neutral atmosphere models are known to underestimate temperature (Latuillère and Menvielle [2004]) and density perturbations (Burns et al. [1991]).

The fact that TRANSCAR is able to reproduce these trends observed during magnetic storms indicates that this model represents a usefull tool to study the high atmosphere response to geomagnetic activity, which is important for Space Weather users.

4. summary and conclusion

In order to summarize the behavior of the atomic oxygen emissions with regards to the geomagnetic activity, one gives hereafter estimations of this parameter's influence :

1. The influence of geomagnetic activity is noticeable on the altitude and intensity of the oxygen green line thermospheric peak, while it has very little effect on the oxygen red line.

2. When the magnetic index K_p increases from 0 to more than 6, the intensity of the green line thermospheric peak decreases by about 40%, and the emission altitude increases by less than 10%. This behaviour is mainly caused by the diminution of the production process involving the collisional deactivation of $N_2(A^3\Sigma_u^+)$.

This behavior related to the geomagnetic activity is appropriately estimated by our 1-D fluid/kinetic model TRANSCAR.

This work takes place in the frame of space weather research. One issue of space weather is to monitor the thermosphere in order to ameliorate the satellite drag models and forecasts. A possible way to do so is to use the emission lines of the thermosphere, especially the 2 of interest in this study, namely the red and green ones, since they are among the most intense. From this study, it turns out that the intensity of the green line thermospheric peak could be a good candidate as a thermosphere proxy, but that the red line can hardly be used for this purpose. In the near future, we will explore how the information given by the green line can be used along with the TEC values from the global positioning systems in order to monitor the coupled ionosphere - thermosphere system.

References

Ahn, B.-H., S.I. Akasofu, and Y. Kamide, *The Joule heat production rate and the particle energetic injection rate as a function of the geomagnetic indices AE and AL*, J. Geophys. Res., *88*, 6275, 1983.

Araujo-Pradere, E.A., T.J. Fuller-Rowell, M.V. Codrescu, A. Anghel, *Evaluation and prospects for storm-time corrections in the International Reference Ionosphere*, Adv. Space Res., *33*, 902-909, 2004.

Barlier F., C. Berger, J.L. Falin, G. Kockarts, and G. Thuillier, *A thermospheric model based on satellite drag data*, Ann. Geophys., *34*, 9-24, 1978.

Berger, C., R. Biancale, M. Yui, and F. Barlier, *Improvement of the empirical thermospheric model DTM : DTM94 - a comparative review of various temporal variations and prospects in space geodesy applications*, Journal of Geodesy, *72*, 161-178, 1998.

Burns, A.G., T.L. Killeen, and R.G. Roble, *A theoretical study of thermospheric composition perturbations during an impulsive geomagnetic storm*, J. Geophys. Res., *96*, 14,154-14,167, 1991.

Burns, A.G., T.L. Killeen, W. Deng, G.R. Carignan, and R.G. Roble, *Geomagnetic storm effects in the low- to middle-latitude upper thermosphere*, J. Geophys. Res., *100*, 14,673-14,691, 1995.

Culot, F., C. Latuillère, J. Lilensten, and O. Witasse, *The OI 630.0 and 557.7 nm dayglow measured by WINDII and modeled by TRANSCAR*, Ann. Geophys., *22*, 1-14, 2004.

Fuller-Rowell T.J., M.V. Codrescu, H. Rishbeth, R.J. Moffett, and S. Quegan, *On the seasonal response of the thermosphere and ionosphere to geomagnetic storms*, J. Geophys. Res., *101*, 2343-2353, 1996.

Fuller-Rowell T.J., M.V. Codrescu, R.G. Roble, and A.D. Richmond, *How does the thermosphere and ionosphere react to a geomagnetic storm ?*, Magnetic Storms, Geophys. Monogr. Ser., *98*, 203-225, 1997.

Heath, D.F., and B.M. Schlesinger, *The Mg 280 nm doublet as a monitor of changes in solar ultraviolet irradiance*, J. Geophys. Res., *91*, 8672-8682, 1986.

Hecht, J.H., D.J. Strickland, A.B. Christensen, D.C. Kayser, and R.L. Walterscheid, *Lower thermospheric composition changes derived from optical and radar data taken at Sondre Stromfjord during the great magnetic storm of February, 1986*, J. Geophys. Res., *96*, 5757-5776, 1991.

Hedin, A.E., *A revised thermospheric model based on mass spectrometer and incoherent scatter data: MSIS-83*, J. Geophys. Res., *88*, 10,170-10,188, 1983.

Hedin, A.E., *Extension of the MSIS thermosphere model into the middle and lower atmosphere*, J. Geophys. Res., *96*, 1159-1172, 1991.

Holt, J.M., S.-R. Zhang, and M.J. Buonsanto, *Regional and local ionospheric models based on Millstone Hill incoherent scatter radar data*, Geophys. Res. Lett., *29*, 48, 2002.

Jacchia, L.G., *Revised static models of the thermosphere and exosphere with empirical temperature profiles*, Spec. Rep. 333, Smithsonian. Astrophys. Obser., May 5, 1971.

Knipp, D.J., T. Welliver, M.G. McHarg, F.K. Chun, W.K. Tobiska, and D. Evans, *Climatology of extreme upper atmospheric events*, Adv. Space Res., in press, 2004.

Latuillère, C., and M. Menvielle, *WINDII thermosphere temperature perturbation for magnetically active situations*, J. Geophys. Res., in press, 2004.

Lilensten J., and Blelly, P.-L., *The TEC and F2 parameters as tracers of the ionosphere and thermosphere*, Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics, *64*, 775, 2002.

Meier, R.R., *Ultraviolet spectroscopy and remote sensing of the upper atmosphere*, Space Sci. Rev., *58*, 1, 1991.

Menvielle M., and Berthelier, A.: *The K-derived planetary indices : description and availability*, Reviews of Geophysics, *29*, 415, 1991.

Reber C.A., Trevathan, C.E., McNeal, R.J., and Luther, M.R.: *The Upper Atmospheric Research Satellite (UARS) mission*, J. Geophys. Res., *98*, 10,643, 1993.

Richards, P.G., *Ion and neutral density variations during ionospheric storms in September 1974 : comparison of measurement and models*, J. Geophys. Res., *107*, SIA 8-1, 2002.

Richards, P.G., J.A. Fennelly, and D.G. Torr, *EUVA C : a solar EUV flux model for aeronomic calculations*, J. Geophys. Res., *82*, 4341, 1994.

Shepherd, G.G., Thuillier, G., Gault, W.A., Solheim, B.H., Hersom, C., Alunni, J.M., Brun, J.-F., Brune, S., Charlot, P., Cogger, L.L., Desaulniers, D.-L., Evans, W.F.J., Girod, F., Gattinger, R.L., Harvie, D., Hum, R.H., Kendall, D.J.W., Llewellyn, E.J., Lowe, R.P., Ohrt, J., Pasternak, F., Peillet, O., Powell, I., Rochon, Y., Ward, W.E., Wiens, R.H., and Wimperis, J.: *WINDII, the Wind Imaging Interferometer on the Upper Atmospheric Research Satellite*, J. Geophys. Res., *98*, 10,725, 1993.

Tausch, D.R., G.R. Carignan, and C.A. Reber, *Neutral composition variation above 400 km during a magnetic storm*, J. Geophys. Res., *76*, 8318-8325, 1971.

Wiens, R.H., V.P. Bhatnagar, and G. Thuillier, *Geomagnetic storm heating effects on the low-latitude dayside thermosphere from WINDII observations at equinox*, Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Phys., *64*, 1393-1400, 2002.

Witasse, O., Lilensten, J., Lathuillère, C., and Bielly, P.-L.: Modelling the OI 630.0 and 557.7 nm thermospheric dayglow during EISCAT-WINDII coordinated measurements, *J. Geophys. Res.*, *104*, 24,639, 1999.

Zhang, S.P., and G.G. Shepherd, *Neutral winds in the lower thermosphere observed by WINDII during the April 4-5th, 1993*

storm, *Geophys. Res. Lett.*, *27*, 1855-1858, 2000.

F. Culot, Laboratoire de Planétologie de Grenoble, Bâtiment D de physique, B.P. 53, 38041 Grenoble cedex 9, France

Étude du rayonnement diurne émis à 557,7 nm et 630,0 nm par l'atome d'oxygène dans la thermosphère de la Terre

L'objectif principal de ce travail de thèse est d'analyser les phénomènes de luminescence diurne qui apparaissent dans la thermosphère terrestre, et plus particulièrement les émissions de l'oxygène atomique (raie verte à 557,7 et raie rouge à 630,0 nm). Cette étude met en œuvre une analyse statistique des mesures de l'interféromètre WINDII qui permet de quantifier l'influence du flux solaire et de l'activité magnétique sur le rayonnement. Il apparaît que l'intensité et l'altitude des deux émissions augmentent quasi-linéairement avec le flux solaire. Nous montrons également que lorsque l'activité magnétique augmente, l'intensité du pic thermosphérique de la raie verte diminue, alors que l'intensité de la raie rouge reste quasiment constante. Cette étude a également permis de reproduire qualitativement et quantitativement ces résultats statistiques en utilisant le modèle d'ionosphère TRANSCAR, ce qui montre que les phénomènes physiques mis en jeu sont bien compris.

Mots-clés : Ionosphère - Thermosphère - Météorologie de l'espace - Rayonnement

Study of the 557.7 nm and 630.0 nm atomic oxygen dayglow in the thermosphere of the Earth

The main goal of this thesis is to analyse the diurnal airglow which appears in the Earth's thermosphere, and more specifically the atomic oxygen emissions (green line at 557.7 nm and red line at 630.0 nm). This study involves a statistical analysis of the measurements of the WINDII interferometer, which allows to quantify the influence of the solar flux and magnetic activity on this airglow. It appears that the intensity and altitude of both emissions increase quasi-linearly with solar flux. It is also shown that when magnetic activity increases, the intensity of the 557.7 nm thermospheric peak decreases, and the red line intensity is almost constant. This study also allowed to reproduce qualitatively and quantitatively those statistical results in using the TRANSCAR ionosphere model, which proves that the involved physical phenomenon are well understood.

Keywords : Ionosphere - Thermosphere - Space meteorology - Airglow